

## Tesis de Posgrado

# La absorción de la componente nucleónica de la radiación cósmica a- 21 grados latitud geomagnética

Roederer, Juan G.

1952

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físico-Matemáticas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

**Cita tipo APA:**

Roederer, Juan G.. (1952). La absorción de la componente nucleónica de la radiación cósmica a- 21 grados latitud geomagnética. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_0732\\_Roederer.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_0732_Roederer.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Roederer, Juan G.. "La absorción de la componente nucleónica de la radiación cósmica a- 21 grados latitud geomagnética". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1952. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_0732\\_Roederer.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_0732_Roederer.pdf)

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires



RESUMEN

del trabajo sobre

"La absorción de la componente nucleónica de la radiación  
cósmica a -21ª latitud geomagnética (Prov. de Tucumán)."

TESIS

para optar al título de Doctor en Ciencias Fisicomatemáticas

de

JUAN GUALTERIO ROEDERER

Buenos Aires, diciembre de 1952.

TESIS 732

Este trabajo consiste en el análisis y en la interpretación de los resultados obtenidos de la revisión de placas nucleares marca "Ilford G-5", expuestas a la radiación cósmica a diversas alturas en los "Navados del Aconquija" (Prov. de Tucumán), a  $21^{\circ}$  latitud geomagnética.

Se trata de la primera exposición de tal índole realizada a una latitud tan baja, y, por lo tanto, del primer análisis sistemático de la componente nucleónica en un lugar cercano al ecuador geomagnético. Tal análisis es de sumo interés para el mejor conocimiento de la radiación cósmica - en particular, de su componente nucleónica - , puesto que a tal latitud todas las partículas primarias inciden sobre la atmósfera terrestre con energías superiores a 11 billones de electrón-volt ( $11 \cdot 10^9$  eV).

Como primer resultado importante se obtuvo la curva de absorción en atmósfera de la componente nucleónica, representada por el número de desintegraciones nucleares ("estrellas") registrado en la emulsión fotográfica, que se produce a diferentes alturas, por día de exposición y por  $\text{cm}^3$  de emulsión. Comparando la curva con otra obtenida por otros autores a  $48^{\circ}$  de latitud, se verificó por primera vez el hecho - ya sospechado por diversos autores - de que la longitud de absorción es mayor en el punto de menor latitud. Esto permitió la determinación del efecto "integral" de latitud como función de la altura sobre el nivel del mar.

Para poder llegar a obtener espectros de energía a partir de la estadística de "estrellas" de desintegración, se propone una fórmula empírica que relaciona el número de mesones creados ("multiplicidad") y el número de nucleones evaporados por un núcleo desintegrado, con la energía media del nucleón incidente, causante de tal desintegración. Esta fórmula da buenos resultados para energías bajas y medianas, y así fué posible el trazado de espectros integrales de la componente protónica y neutrónica de la radiación cósmica.

# CONCLUSIÓN

Con estos espectros fué posible determinar el efecto de latitud, ahora en función de la energía de la componente.

Los espectros de neutrones son los primeros obtenidos en tal rango de energías, comprobándose que a bajas latitudes los neutrones absorben menos en la parte menos energética del espectro. Además se determinó que el espectro neutrónico "cae" más rápidamente en puntos de mayor latitud, descubriéndose así la principal causa del efecto "integral" de latitud.

Para altas multiplicidades (creación de muchos mesones) la fórmula propuesta no es válida, pero ha sido posible dar un método para corregirla. Se comprobó así que la correcta relación energía - multiplicidad obtenida experimentalmente es del tipo aproximadamente exponencial, tal como lo prevee la teoría (Heisenberg - Fermi).

Con la relación energía - Multiplicidad obtenida, se puede estudiar la absorción de la componente nucleónica, ahora en sus diferentes intervalos de energía. Se obtienen valores de la longitud de absorción de la componente protónica y neutrónica como función de la energía. Otro dato importante es la curva de absorción de los mesones "lentos", que parece correr paralelamente a la de los neutrones poco energéticos - tal como es de esperar por razones teóricas.

Por último, se da la correcta interpretación - desde el punto de vista de la teoría de las cascadas nucleónicas - de los diversos hechos encontrados experimentalmente.

*Juan J. Rueda*

UNIVERSIDAD NACIONAL DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales .

" La absorción de la componente nucleónica de la  
radiación cósmica a - 21 ° latitud geomagnética."

T E S I S

de

Juan G. Roederer .

Buenos Aires, diciembre de 1962 .

THE AMERICAN PEOPLE

## AGRADECIMIENTOS.

La dirección científica de este trabajo estuvo a cargo del Dr. KARL WIRTZ, del Max Planck Institut fuer Physik de Goettingen, Alemania, quien me proporcionó en forma desinteresada sus valiosos consejos, por los cuales expreso mi profundo agradecimiento. También dejo constancia de mi gratitud por el interés que en todo momento demostró el Prof. WERNER H EISENBERG por este trabajo.

Para mi estadía en el Max Planck Institut fuer Physik de Goettingen recibí el apoyo de la DIRECCION NACIONAL DE LA ENERGIA ATOMICA, por intermedio del Dr. TEOFILO ISMAELI, a quien agradezco por este intermedio sus valiosos consejos y sus palabras de aliento.

También agradezco por la ayuda que me brindaron el padrino de tesis, Dr. JOSE BALBUENA, así como mis compañeros de estudio y trabajo, señorita BEATRIZ COUGNET y Sr. PEDRO MALOSCHERK.

Sin el eficaz apoyo de la UNIVERSIDAD NACIONAL DE TUCUMAN, las expediciones para la exposición de las placas en los Nevados del Aconquija no hubieran podido efectuarse.

Juan G. Roederer.

## INTRODUCCION

---

al trabajo sobre

" La absorción de la componente mecánica de la radiación  
cósmica a - 21 ° latitud geomagnética ( Prov. Tucumán ) "

Juan G. Ronderos

*Cesús 732*

*827-132*

## CAPITULO I.

### La Radiación cósmica primaria.

Durante los últimos años se han realizado grandes adelantos en la investigación de la radiación cósmica, gracias al perfeccionamiento de las técnicas de exposición de placas nucleares a alturas de hasta 30 Km sobre el nivel del mar por medio de "balones sonda", y gracias a la posibilidad de enviar contadores Geiger-Mueller con proyectiles cohete tipo V-2 a alturas de más de 150 Km. A esas alturas (mayores que 30 Km) ya comienza a predominar la componente primaria - o sea, la que llega del universo - sobre la componente secundaria originada en la atmósfera en desintegraciones nucleares causadas por las partículas primarias.

Si bien ya hace varios años que se conocen bastante detalles sobre la componente primaria - espectros de energía, carga, efectos geomagnéticos, etc. - no se sospechaba la presencia de núcleos pesados de grandes energías. Efectivamente, en placas nucleares expuestas en tales alturas se han encontrado trayectorias de partículas de masas y cargas correspondientes a núcleos de He, C, N, O, Si, Fe, etc., además de los protones conocidos hace tiempo como integrantes de la componente primaria. Para estos núcleos pesados se ha podido establecer un espectro químico (1), que parece coincidir con el espectro químico del universo. La energía media por nucleón incidente resulta ser de unos 2,2 BeV, lo que representa una energía total incidente sobre la tierra de alrededor de 25.000 BeV / m<sup>2</sup>.seg.

Para una radiación primaria constituida exclusivamente por protones, se habían establecido teorías que trataban de explicar su origen y su aceleración en el universo (2). Descubierta la presencia de núcleos pesados fué necesario modificar fundamentalmente estas teorías: el mecanismo de aceleración en el cosmos de estos núcleos deberá ser del tipo electromagnético, pues se demuestra que queda excluida toda aceleración puramente magnética. Todos los núcleos pesados parecen tener igual espectro de velocidades; resultan ser así partículas que han tenido igual carga específica durante el proceso de aceleración electromagnética. Ello equivale a afirmar que los núcleos pesados ya están totalmente ionizados antes de ser acelerados.

Por otra parte habrá que tener en cuenta la interacción de estas partículas con el gas interstelar: durante su travesía las partículas deberán chocar con núcleos de este gas, originando desintegraciones. Por sucesivos choques de esta índole se producirá un verdadero proceso de cascadas en el cosmos, hasta establecerse un cierto equilibrio dinámico - químico. Sobre todos estos procesos se poseen aún muy pocos conocimientos; falta reunir mucho más material experimental.

El espectro integral de energía de la radiación primaria tiene la forma

$$N(E) = K \cdot (E + 3,4)^{-1,75} \quad (\text{BeV}),$$

donde  $N(E)$  es el número de partículas primarias de energía cinética mayor que  $E$  que incide por unidad de tiempo y superficie. Este espectro está "cortado" en la parte inferior debido al efecto geomagnético terrestre: partículas de impulso  $p \leq 14,9 \cos^2 \lambda$  ( $\lambda$ : latitud geomagnética,  $p$  en BeV/c) no pueden llegar a regiones atmosféricas pues son desviadas hacia el exterior por el campo magnético terrestre. Es así como la energía media por nucleón incidente en las cercanías del ecuador geomagnético (donde la energía mínima es aprox. 15 BeV para protones) es mucho mayor que la energía media a latitudes geomagnéticas más mayores que 50°. El hecho de que a latitudes altas entran mucho más partículas, y con energías medias menores, se traduce en un distinto desenvolvimiento de la radiación cósmica en la atmósfera.

1) Progress in Cosmic Ray Physics, Cap. IV

2) Id. 1)

según la latitud a la cual se la analiza.

Cuando la radiación primaria incide sobre la atmósfera produce en ésta desintegraciones nucleares que van a dar origen a la componente secundaria, la que se multiplica sucesivamente hasta perderse en la corteza terrestre. Las desintegraciones nucleares constituyen así el fenómeno básico en el estudio de la radiación cósmica; por otra parte, el estudio de la radiación cósmica provee a la física nuclear de material experimental que por ahora no podrá ser obtenido artificialmente en los laboratorios.

## CAPÍTULO XI.

### Desintegraciones nucleares.

El proceso de una desintegración nuclear causada por un nucleón de alta energía (mayor que 1 BeV) se divide en tres etapas, según el rango de las energías que intervienen en la interacción:

#### 1a) Procesos primarios, o choque nucleón - nucleón:

El nucleón entrante al núcleo se encuentra con un nucleón de éste, produciéndose una fortísima acción de intercambio en las regiones de los campos mesónicos de ambos nucleones, superpuestos por efectos del choque. En esa interacción se produce la creación de los mesones como "Bremsstrahlung", en un cierto número total, según un cierto espectro de energía y distribución angular, y según ciertas proporciones de masa (mesones  $\pi$ ,  $\rho$ ,  $\zeta$ ,  $\delta$ ,  $\chi$ ,  $\nu$ , ...) y carga (+e, -e, 0). Se describe este proceso de creación de mesones refiriendo todas las magnitudes a un sistema de coordenadas fijo al centro de gravedad, para guardar la simetría. Para pasar al proceso tal como ocurre en la práctica (uno de los dos nucleones en reposo) es necesario efectuar una transformación de Lorentz.

Hay diversas teorías para la creación de mesones, más todas están aún en su fase inicial. La concordancia con la experiencia es por ahora más bien cualitativa que cuantitativa. Por esta razón ninguna de estas teorías ha podido ser puesta a prueba en forma definitiva. Se acepta hoy día el tipo de generación mesónica llamada múltiple (Heisenberg y Fermi): en una colisión nucleón - nucleón pueden generarse más de un mesón.

Lo que en primer lugar debe describir una teoría de generación mesónica es el espectro, la distribución angular y el número medio de los mesones creados como función de la energía del par nucleón - nucleón colidente. Dado que además de la energía inicial interviene un factor geométrico - llamado coeficiente de inelasticidad - y que representa la fracción de campo mesónico que actúa como radiador, nunca puede esperarse una relación unívoca entre el número de mesones creados y la energía inicial. El número máximo de mesones obtenibles corresponde a un choque "central"; es decir, es función unívoca de la energía. Una teoría sólo puede dar entonces el número medio de mesones (llamado multiplicidad media) y su dispersión como función de la energía. La última teoría de Heisenberg (1) de la generación de mesones por "ondas de choque" (Stosswellenerzeugung) parte de una ecuación de campo no lineal, en cuyo término no lineal interviene  $\Delta \psi / ds$  ( $s = t^2 - x^2$ ) responsable de una fuerte acción de intercambio. Se obtiene un espectro mesónico del tipo  $k dE / E^2$  en el sistema del centro de gravedad. Estos mesones se propagan en dicho sistema agrupados en haces opuestos, de ejes paralelos a la dirección de incidencia

1) en publicación

de los dos nucleones generadores, y formando con ésta un ángulo medio  $\theta ( \bar{E} ) \approx K / E$ . Como en cada caso intervienen pocos mesones con alta energía, se suele considerar que la distribución angular en el sistema de gravedad es casi isotrópica. Para energías suficientemente grandes, la transformación de Lorentz al "sistema de laboratorio" tiende a conservar la forma del espectro de Heisenberg, haciéndolo accesible a la experiencia.

La multiplicidad media como función de la energía es de más difícil acceso para la experiencia; hay aún pocos datos empíricos al respecto.

Una de las grandes dificultades de las teorías mesónicas radica en el deficiente conocimiento experimental que se tiene de los mesones pesados, de sus propiedades, y de las proporciones en que son generados.

Para energías menores que 1 BeV, la sección eficaz para choques inelásticos ( con producción de mesones ) disminuye rápidamente frente a la sección eficaz para choques elásticos; para energías menores que 300 MeV cesa la generación mesónica.

### 2a) Proceso secundario : la cascada nuclear.

Las partículas originadas en el encuentro nucleón - nucleón primario, atraviesan el núcleo, pudiendo interactuar con nucleones restantes. En esa interacción se aceleran nuevos nucleones y se pueden crear nuevos mesones, desviando y frenando las partículas originales. Este proceso de cascada está muy poco estudiado (1) y aún se está reuniendo más material estadístico adecuado antes de seguir adelante. Mientras que en el proceso primario las energías puestas en juego son del orden de más de 1 BeV, en el proceso secundario intervienen energías entre 50 MeV y 1,0 BeV. (Naturalmente no están excluidas energías mucho mayores,..) Las partículas originadas en el proceso primario y multiplicadas por efecto de la cascada nuclear, abandonan el núcleo o son reabsorbidas por éste, dejándolo en estado de fuerte excitación.

### 3a) Proceso de evaporación.

El núcleo altamente excitado restablece su equilibrio termodinámico evaporando protones, neutrones, deuterones, partículas alfa, etc. Estas partículas tienen energías bajas, del orden de los 10 - 30 MeV. Si la excitación es muy alta, pueden tener lugar oscilaciones superficiales del núcleo que de esta forma puede fisionarse o emitir fragmentos pesados.

Mientras que las partículas originadas en el proceso primario tienen todas una dirección colimada en la del nucleón incidente, las partículas que se aceleran u originan en la cascada nuclear ya presentan menos colimación. Las partículas evaporadas tienen una distribución perfectamente isotrópica.

El mecanismo de las desintegraciones producidas por núcleos pesados en la alta atmósfera es por ahora poco conocido, pero no parece haber diferencias fundamentales con las desintegraciones producidas por protones o neutrones: el núcleo incidente se puede considerar como un conjunto de nucleones que actúan en forma independiente entre sí al chocar con otros nucleones.

1) Symanzik. Comunicación privada

## C A P I T U L O   I I I .

### Las componentes secundarias de la radiación cósmica.

Las partículas primarias penetran en la atmósfera terrestre hasta encontrarse con un núcleo, al que desintegran creando mesones y cediendo energía a nuevos nucleones capaces de volver a causar nuevos procesos de esta índole. Esta multiplicación sucesiva de nucleones en la atmósfera constituye la cascada nucleónica.

1º) La componente nucleónica representa la parte más importante de la radiación cósmica secundaria, pues es la que se encarga de la reproducción de las partículas energéticas, alimentando además todas las otras componentes secundarias. Constituye así el esqueleto de la radiación cósmica en la atmósfera. En la componente nucleónica participan todos los nucleones de energías mayores que 200 MeV; además toman parte activa en la reproducción los mesones  $\pi$  de altas energías ( $> 50$  BeV), los que pueden desintegrar núcleos antes de llegar a decaer en mesones " $\mu$ " (inactivos respecto de la materia); esto se debe a la dilatación relativista de la vida media.

El camino medio libre que recorre un nucleón en el aire entre dos desintegraciones sucesivas es de aprox. 60 gr/cm<sup>2</sup>. Los núcleos pesados primarios recorren un camino mucho menor (25 gr/cm<sup>2</sup>); como además se suelen descomponer totalmente en el primer choque, solo se los puede observar a más de 20 Km de altura.

Los mesones  $\pi^0$ ,  $\pi^+$  y  $\pi^-$ , creados en las colisiones de la cascada nucleónica, dan lugar a otras componentes importantes:

2º) La componente electrón - fotónica (componente "blanda"). El mesón  $\pi^0$ , inestable, se desintegra al cabo de aprox.  $10^{-14}$  seg. en dos fotones. Cada uno de éstos - siempre que la energía del  $\pi^0$  haya sido suficientemente grande (del orden de los BeV) - puede materializarse en las cercanías de algún núcleo del aire, creando un par electrón - positrón, que prácticamente heredará toda la energía del fotón ( $2m_0c^2 \ll h\nu$ ). Cada uno de los electrones irradiará, en su paso por la materia, nuevos fotones energéticos por Bremsstrahlung. Este proceso se repite en forma de cascada y los electrones y fotones se multiplican hasta alcanzar energías tan bajas que los primeros comienzan a desaparecer por frenado por ionización.

La cascada electrón - fotónica tiene así un desenvolvimiento propio en la atmósfera, presentando una absorción mayor que la componente nucleónica de que deriva (por eso se llamó componente blanda). Los electrones y positrones de la desintegración de los mesones  $\mu$  también alimentan la cascada blanda, especialmente al nivel del mar.

3º) Componente de los mesones  $\mu$  (componente penetrante). Los mesones  $\pi^\pm$ , inestables, decaen en un mesón  $\mu^\pm$  y en un neutrino. Estos mesones  $\mu$ , que derivando de mesones  $\pi$  muy energéticos, se llevan prácticamente toda la energía de éstos, presentan muy poca interacción con la materia. Por ello su absorción es muy débil y se los puede encontrar aún debajo de gruesas capas de sustancia absorbente; a profundidades donde ya se extinguió cualquier otra componente de la radiación cósmica. Los únicos factores que causan la absorción de estos mesones  $\mu$  en la materia son: su propia inestabilidad y el frenado por ionización.

Los mesones más pesados ( $\times \gamma \dots$ ) dan lugar a productos de descomposición debido a su inestabilidad. Estos productos son mesones más livianos que vuelven a alimentar las componentes blanda y penetrante. Se sospecha hoy día, que para altas energías ( $> 10^2$  BeV) los mesones pesados adquieren capital importancia en la componente secundaria.

Por último, quedan los restos inactivos de la componente nucleónica, ya incapaces de contribuir en la reproducción. Entre éstos están los

4º) Protones lentos de menos de 200 MeV.

Para protones de 200 MeV el alcance (recorrido medio hasta detenerse por frenado de ionización) es del orden del camino medio libre para desintegraciones. Es así como para energías menores, los protones ya no llegan a causar más desintegraciones; son frenados a velocidades térmicas antes de encontrarse con un núcleo. Como no pueden reproducirse, sólo contribuyen al aumento de la ionización ambiente.

Dado que los neutrones de ese mismo orden de energía (200 - 10 MeV) no son frenados por ionización, ellos son los encargados de la reproducción de la cascada nuclear en ese intervalo de baja energía. Por eso es que todas las desintegraciones nucleares de energías bajas son causadas casi exclusivamente por neutrones (el resto es producido por fotodesintegraciones). Como en estas desintegraciones de poca energía siempre vuelven a originarse neutrones de menor energía, esta componente se enriquece intensamente en neutrones de energías cada vez menores. Como los núcleos comienzan a ser opacos a los neutrones de energías menores de 10 MeV, éstos difunden en la atmósfera por colisiones elásticas constituyendo la componente de los

5º) Neutrones epitérmicos y térmicos, en la que muere la cascada nucleónica. Finalmente los neutrones térmicos son captados por núcleos de nitrógeno del aire.

## C A P Í T U L O   I V .

### La placa nuclear.

Es este el instrumento que quizás mayor importancia ha cobrado en la investigación de la radiación cósmica y de la física nuclear en los últimos años. Permite, mediante precisas mediciones con el microscopio, y en condiciones adecuadas, individualizar las partículas registradas, es decir, medir su masa y sus carga y determinar su impulso o energía. Se puede, por tanto, seguir de cerca las desintegraciones nucleares ocurridas en la emulsión (que por la imagen que presentan al microscopio se denominan "estrellas"), y otros procesos que se describirán más adelante.

La emulsión nuclear registra el paso de partículas ionizantes desde el momento de su fabricación; debido a ello es necesario reducir al mínimo el tiempo que media entre la fabricación y la exposición en el lugar elegido. Durante la exposición a la radiación cósmica, las placas deben estar colocadas en forma vertical, para obtener un recorrido rasante de las partículas en la emulsión.

El revelado de estas placas es un proceso largo y delicado; es preciso termostatar al 0,1 °C, y realizar toda la operación en un aparato adecuado. Debido al gran espesor de estas emulsiones (200 - 400 - 800 - 1000 micrones) hay que evitar en lo posible toda distorsión, ya que posteriormente se han de efectuar mediciones que exigen una exactitud del 0,1 micrón.

Una vez reveladas, las emulsiones se revisan sistemáticamente al microscopio con unos 300 aumentos; las mediciones precisas se efectúan con unos 1500 aumentos. En la revisión se anotan cuidadosamente las coordenadas de los distintos fenómenos que se encuentran.

Para el análisis de la absorción de la componente nucleónica interesan en primer lugar las desintegraciones nucleares que esta

componente origina en la emulsión. Las estrellas que así se registran deben clasificarse de acuerdo al número y tipo de las ramas que presentan. Estas últimas se dividen en cuatro grupos, según su ionización ( o sea, densidad de granos de Ag ) :

- 1º) Trazas de "ionización mínima" o partículas shower : son imágenes de protones de más de 500 MeV , de mesones de más de 80 MeV o de electrones de más de 10 MeV .
- 2º) Trazas "grises" : por ejemplo, los protones de 30 - 500 MeV .
- 3º) Trazas "negras" : protones, deuterones, partículas alfa de menos de 30 MeV .
- 4º) "Fragmentos pesados" : corresponden a trayectorias de núcleos de carga  $Z > 4$  .

Cada uno de estos grupos representa una etapa en la desintegración nuclear : las trazas mínimas son trayectorias de partículas originadas en el proceso primario ; las grises corresponden al proceso secundario; las negras a la evaporación del núcleo y los fragmentos pesados corresponden a los fragmentos de fisión o de retroceso.

Además las estrellas se dividen en dos grupos , según que la partícula productora haya sido cargada o neutra ( o sea respectivamente un protón o un neutrón ). Esta clasificación es difícil, y sólo se puede dar un criterio aproximado: en una estrella que presenta una traza mínima en la semiesfera que corresponde a la dirección cenital durante la exposición , se considera que dicha traza es el protón incidente, responsable de la desintegración. En caso de no haber traza mínima en tales condiciones ( o sea en la semiesfera "superior" ), se conviene en que la estrella ha sido producida por un neutrón. No obstante estar las partículas de la radiación cósmica relativamente bien colimadas en la dirección del nadir, se comprende que el criterio citado no es siempre acertado.

En la estadística, a cada estrella se le hace corresponder entonces dos números  $n_g$  y  $N_n$  ( número de trazas mínimas y número de trazas grises más negras , respectivamente ) y un subíndice  $n$  ó  $p$ , según que la partícula incidente haya sido un neutrón o un protón. Una estrella "p", con  $n_g = 2$  y  $N_n = 7$  se escribe por convención  $2_p - 7$  . Los datos se agrupan en un "diagrama de estrellas", cuyos casilleros llevan el número de estrellas que existen en la emulsión con determinados  $n_g$  y  $N_n$  (1) .

Además de las estrellas - fenómenos representativos de la cascada nucleónica - se registran en las placas otros fenómenos como ser : desintegraciones de mesones  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  , capturas de mesones  $\pi^-$  por núcleos de la emulsión (estrellas  $\sigma$  ), producción de pares electrón - positrón por fotones , creación "directa" de pares por medio de electrones ("girafas") , y por último fenómenos relativos a la desintegración de los mesones pesados.

F I N .

1) Véase Tablas II a y II b de la Tesis.

## CAPÍTULO I.

### Exposición de placas nucleares en los Nevados del Aconquija.

Durante los meses julio y agosto del año 1961 se llevó a cabo una exposición a la radiación cósmica de tres docenas de placas nucleares, tipo "Ilford G - 5", 200 micr., repartidas a diversas alturas en el macizo de los "Nevados del Aconquija", Prov. de Tucumán.

Con este fin se organizaron dos expediciones para colocar y retirar las placas respectivamente. Los trabajos se realizaron en colaboración con personal científico de la Universidad Nacional de Tucumán, así como con andinistas y baqueanos de la región.

Para la expedición de colocación de placas se partió de la ciudad de Tucumán viajando en camión hasta el lugar denominado "Los Chorizos", a 1800 m s.n.m. Desde allí se prosiguió inmediatamente a pie o a lomo de mula hasta "Las Mesadas" (1600 m), donde se paróctó. Al día siguiente se realizó - siempre por los mismos medios - la penúltima ascensión hasta los 3600 m, dejando placas a 2600 m y a los 3600m. A la madrugada siguiente se comenzó la ascensión hasta la cumbre del "Cerro Hipilias", a 5330 m, colocando en el trayecto placas a 4500 m. La cumbre del mencionado cerro constituye el punto de exposición más alto de la serie.

Todas las mediciones meteorológicas, en especial las barométricas, que son de capital importancia para un análisis de absorción en atmósfera, se realizaron con el mayor esmero. Las respectivas alturas se determinaron barométricamente<sup>1)</sup>.

La figura 1) muestra el gráfico de las alturas a las que estuvieron expuestas las placas, como función del tiempo. A los 19 días del retorno de la primera expedición, se realizó la segunda, para el rescate de las placas. En ambas oportunidades se cuidó de efectuar el ascenso y descenso respectivamente, en la forma más rápida posible.

1) Kohlrausch - Praktische Physik, Tomo I, pág.

La revisión de las placas se realizó de acuerdo a las convenciones "internacionales" adoptadas por el grupo de Bristol <sup>1)</sup>. Se buscaron las estrellas de desintegración con tres o más ramas, clasificándose según los criterios dados en <sup>2)</sup>, y se anotaron fenómenos aislados como las desintegraciones  $\bar{\nu} = \mu + e$ , algunos pares electrón - positrón y algunas "girafas".

## CAPITULO II.

### Primeros resultados globales.

El dato más inmediato que provee el estudio de emulsiones nucleares expuestas a la radiación cósmica es el número de desintegraciones (estrellas) registradas en un cierto volumen de emulsión durante el tiempo de exposición. Se normaliza esta cifra al número de estrellas que se producen por  $\text{cm}^3$  y por día de exposición, y se le llamará en lo que sigue "intensidad  $N$ " de la componente nucleónica. Se llama la atención sobre la diferencia con la "verdadera" intensidad de la componente nucleónica, expresada en nucleones/ $\text{cm}^2 \cdot \text{seg}$ . Se pasa de una a la otra por medio de la fórmula

$$I = N \cdot A / 6 \cdot L \cdot \sigma ; A / 6 \cdot L \cdot \sigma = 3,68 \cdot 10^{-4} \text{ en}$$

At peso atómico medio de la emulsión;  $\sigma$  su densidad;  $L$  número de Avogadro;  $\Omega$  sección eficaz geométrica para producción de estrellas.

La intensidad  $N$  es una medida integral de la componente nucleónica, y su disminución con el aumento del espesor de la capa atmosférica constituye la absorción integral de la componente nucleónica.

Para llegar al número de estrellas por día y  $\text{cm}^3$  a partir del número total de estrellas observado en un cierto volumen de emulsión, es necesario - en nuestro caso - tener en cuenta la impre-

1) Brown et al., Phil. Mag. 40, 862, [1949].

2) Introducción Cap. IV.

ción previa de las placas durante el vuelo de Inglaterra a Tucumán. Para ello se han revisado dos placas "testigo", reveladas a su llegada a Tucumán, en base a las cuales se determinó la exposición previa. En la tabla I - en la que se han recopilado los datos generales de la exposición - se puede apreciar que la corrección por preexposición es relativamente grande. Esta es la causa por la cual no se pudo hacer aún una estadística satisfactoria en placas expuestas por debajo de los 2000 m; en dichas placas el número de estrellas producido en 20 días de exposición es del mismo orden que el número de estrellas generados durante el vuelo.

En la figura 2 se ha representado el logaritmo de la intensidad de estrellas como función del espesor atmosférico  $X$  (en  $g/cm^2$ ). Se verifica la forma exponencial de la curva de absorción

$$N = N_0 \cdot \exp(-X/L)$$

donde  $L$  es la "longitud de absorción" en  $g/cm^2$ .

Es de capital interés comparar esta curva - la primera obtenida a una latitud tan baja - con curvas similares encontradas por otros autores a latitudes mayores. Para ello se eligió el trabajo más completo de este índole, hecho a  $45^\circ$  de latitud geomagnética <sup>1)</sup>. La curva de absorción de <sup>1)</sup> se representó en la misma figura 2. Los parámetros de ambas curvas son:

Tucumán = $21^\circ$ lat. geom. $\pm$	$N = 910 \cdot \exp(-X/150)$
Alpes = $45^\circ$ lat. geom. $\pm$	$N = 4500 \cdot \exp(-X/127)$

Se aprecia en forma notable el efecto de latitud:

a) El hecho de que a  $21^\circ$  aparezca mucho menos partículas primarias que a  $45^\circ$  (faltan todas las de energía entre  $0$  y  $11,3$  BeV), se manifiesta en la diferencia de los valores de la ordenada al origen  $N_0$  de ambas curvas. Su cociente

$$N = \frac{4500}{910} = 4,9$$

1) M. Teucher, Z. Naturforschg., 7a, 62, [1951]

TABLA I .

Lugar de exposición .	Altura . m s.n.m.	Esesor atmosférico medio en gr/cm <sup>2</sup>	Días de exposición .	Volumen registrado (en cm <sup>3</sup> ) .	Nro. de estrellas .	A restar por preexposición	Intensidad en este por dfa.
<p>Placas "fest"</p> <p>Aprox. 30 horas de vuelo</p> <p>Londres - Buenos Aires - Tucumán .</p>							
"La Cascada"	2630	740	22	1,47	267	64	6,2 ± 0,
"La Cueva"	3670	652	21½	1,46	424	64	11,5 ± 0,
"Nacimientos del Río Parás"	4690	580	19 3/4	2,19	886	96	18,3 ± 0,
"Cerro Tipillas"	5330	530	19	2,21	1173	97	25,6 ± 0,

representa el efecto de latitud integral extrapolado al tope de la atmósfera (suponiendo que  $N_0$  es el número de estrellas / día.cm<sup>2</sup> para  $h = 0$ ; esto sólo es válido en primera aproximación, ya que existe un efecto de transición <sup>1)</sup> no incluida en estas consideraciones).

Calculando este efecto de latitud a partir de la expresión empírica que da el espectro integral primario <sup>2)</sup>, se llega al valor

$$B = \left( \frac{E_{248} + 3,4}{E_{21} + 3,4} \right)^{-1,75} \cdot \left( \frac{3,0 + 3,4}{11,3 + 3,4} \right)^{-1,75} = 4,6$$

( $E_m$  = energía de corte magnético)

en muy buena concordancia con nuestro dato experimental.

b) La absorción a 42  $\mu$  es mayor que a 21  $\mu$ ; las longitudes de absorción valen 127 gr/cm<sup>2</sup> y 150 gr/cm<sup>2</sup> respectivamente. La diferencia entre estos valores pone de manifiesto la influencia del efecto de latitud en la evolución de la cascada muéstrica <sup>3)</sup>.

El efecto de latitud como función del espesor atmosférico se puede representar en la forma

$$B(h) = \frac{N_{48}}{N_{21}} = 4,9 \exp(-h/850)$$

Al nivel del mar este cociente vale sólo  $B(1000) = 1,45$ ; esto indica que a mayores profundidades tiende a borrarse la influencia del corte del espectro primario. La correcta interpretación de este hecho importante se tratará más adelante.

1) Progress in Cosmic Ray Physics, Cap. VI

2) Introducción Cap. I

3) Cap. VII

### CAPITULO III

#### Obtención de espectros integrales de energía.

Todas las autoras que se han dedicado al análisis de la absorción de la componente muleónica mediante placas nucleares <sup>1)</sup>, se han limitado, hasta la fecha, a trabajar *siempre* con intensidades totales, o sea número total de estrellas, sin considerar que las energías que intervienen en cada estrella, varían entre límites muy extensos ( 150 MeV hasta más de 50 MeV ). Es de sumo interés poder estudiar la absorción de la componente muleónica en sus diferentes intervalos de energía, ya que la intensidad total sólo da una descripción muy vaga de esta componente.

Por ejemplo, se puede notar en la figura 2 que la intensidad total de estrellas en la nieve en Tucumán a 5300 m de altura ( 539 mb ) que en los Alpes a sólo 3770 m ( 666 mb ) . Sin embargo, se debe esperar que el espectro de la radiación sea diferente en los dos lugares. Efectivamente, comparando los "diagramas de estrellas" <sup>2)</sup> dados en las tablas IIA y IIB y correspondientes a los dos lugares citados - normalizados a igualdad de intensidad total - se aprecia un marcado predominio de las estrellas energéticas en las placas del Cerro Tillichu ( 630 mb ) sobre las de las placas del Cerro Wilspitze ( 666 mb ). Esto se explica fácilmente en forma cualitativa, teniendo en cuenta la mayor energía media de los muleones a "El P". Se trata ahora de precisar cuantitativamente esta diferencia.

Para ello es necesario pasar de la estadística de estrellas a espectros de energía. Un método - irrealizable prácticamente - sería determinar la energía de cada traza en cada

<sup>1)</sup> Véase extensa bibliografía en *Pr. Cosmic Ray Ph.* pag 228

<sup>2)</sup> Introducción, Cap. IV

estrella y calcular así la energía de los primarios. En realidad se dispone sólo del diagrama de estrellas. Este diagrama es el elemento representativo de la componente nucleónica en cada punto de exposición, y será necesario transformarlo en un espectro, asignando a cada casilla ( $N_{10}, N_{20}$ ) el valor de la energía media necesaria para producir una estrella con  $N_{10}$  partículas "shower" y  $N_{20}$  partículas pesadas.

Se ha visto en <sup>1)</sup> que no existe relación unívoca entre la multiplicidad  $N_{10}$  y la energía primaria. Por eso sólo se podrá considerar valores medios, y usarlos en estadísticas suficientemente grandes.

Una relación empírica entre el número de partículas evaporadas o emitidas durante el proceso secundario y la energía de excitación ya se conoce desde hace unos años <sup>2)</sup>, y vale:

$$E = 180 N_{10} + 100 \quad (\text{MeV})$$

para todas las estrellas salvo las " $^{238}\text{U}$ " <sup>3)</sup> y

$$E = 27 N_{10} + 4 N_{10}^2 \quad \text{para estrellas } ^{238}\text{U}$$

Para establecer la energía media necesaria para producir  $N_{10}$  partículas shower, se ha procedido de la siguiente forma: Se calculó el promedio de los valores experimentalmente medidos de la energía de las partículas shower, dadas en <sup>4)</sup>. (El hecho de que esta energía no varía apreciablemente con  $N_{10}$  y  $N_{20}$  justifica tal procedimiento). El promedio resulta ser de unos 300 MeV. Teniendo en cuenta que aproximadamente el 86% de las partículas shower está constituido por protones (el resto son mesones), y que en promedio por cada protón aparece 1,2 neutrones, y por cada dos mesones " $\pi$ " cargados uno neutro, el valor de la energía que en promedio produce una partícula shower cargada, resulta de 1500 MeV. Admitiendo linealidad

1) Introd., Cap. II

2) Camerini et al., Phil. Mag., 42, 1241, [1951]

3) Introd., Cap. II

4) Id. 2)

por la menos hasta  $n_2 \leq 4$ , se puede intentar la fórmula:

$$E \approx 1500 n_2 \rightarrow 156 n_2 - 100 \text{ (MeV)}$$

Esta fórmula se puede justificar antes de trazar los espectros calculando la energía incidente media para diferentes  $n_2$ , promediando sobre el espectro de excitación dado por la distribución en  $n_2$ . Resultan en nuestro caso los valores:

$n_2$	1	2	3
$E$	2,8	4,2	6,2

(BeV)

que están en buena concordancia con los determinados por medición directa 1)

$E$		
-----	--	--

### CAPITULO IV.

#### Trasado y comparación de espectros.

Para usar la fórmula deducida en el capítulo anterior en la construcción de espectros integrales a partir de los diagramas de estrellas, debe tomarse en cuenta el hecho de que las estrellas pueden provenir de dos grupos diferentes de núcleos componentes de la emulsión: los llamados "livianos" - C, N, O - y los "pesados" - Br y Ag -. Los primeros no pueden dar lugar a más de 7 trazas negras y grises ( $Z \leq 7$ ); mientras que las estrellas de más de 7 ramas sólo provienen de núcleos pesados, las de  $\leq 7$  ramas pueden haberse originado tanto en núcleos livianos como en pesados. Por tanto, antes de trazar un espectro debe transformarse la estadística a un solo tipo de núcleo (Br y Ag) y es necesario calcular la probabilidad  $W$  de que una estrella con  $n_2 \leq 7$  provenga de un núcleo pesado. A ello se llegó con el siguiente razonamiento:

1) Id. 2) pág 7

Si se representa el logaritmo del número de estrellas de tipo  $O_n$  con  $N_n$  rasas en función de  $N_n$  (espectro integral de evaporación), se obtienen las curvas de la figura 3. El "codo" en  $N_n \approx 7$  se puede interpretar diciendo que para  $N_n \leq 7$  se suma el espectro de evaporación de las desintegraciones ocurridas en núcleos livianos al espectro en los núcleos pesados. Extrapolando la recta correspondiente a núcleos pesados ( $N_n > 7$ ) hacia la izquierda se puede calcular la proporción  $W$  de núcleos pesados desintegrados para cada  $N_n$ . Se obtienen los siguientes valores: (coincidentes para ambas curvas)

$N_n$	3	4	5	6	7
$W$	0,22	0,27	0,34	0,49	0,80

Se sospecha que estas  $W$  dependen de la multiplicidad  $n_2$  y del espectro incidente. En particular, al aumentar la multiplicidad deberían disminuir las  $W$ , pues para altas multiplicidades es poco probable la evaporación de sólo 3 - 5 partículas en núcleos pesados <sup>1)</sup>. El cálculo teórico de la variación de  $W$  con  $N_n$ ,  $n_2$  y el espectro incidente no se ha logrado aún; para su determinación experimental falta aún material estadístico.

Otra dificultad para el trazado de los espectros consiste en la diferenciación de las estrellas "n" y "p" <sup>2)</sup>. Efectivamente cuántase también como estrellas "p" aquellas producidas por neutrones que presentan un mesón cuya dirección es opuesta a la de la partícula entrante ("Backward meson"), es decir, que aparecen una traza mínima en la hemisfera central. <sup>3)</sup> encuentran que en promedio el 17% de todos los mesones generados está en estas condiciones. Aparentemente tenemos aquí la explicación de la rápida disminución del número de estrellas "n" al aumentar  $n_2$ . En consecuencia el trazado de espectros de estrellas "n" sólo será exacto para  $n_2 \approx 0$ .

1) Symanzik. Comunicación privada.

2) Introd., Cap. IV

3) Id. 2) pag. 7

Como para que un protón produzca una traza de ionización mínima debe tener una energía mayor que 500 MeV, aquellas estrellas que son producidas por protones de menos de 500 MeV serán contadas como "0". Por último, se ha comprobado que entre las estrellas  $Q_2$  hay un cierto porcentaje debido a fotodesintegraciones 1). Todas estas consideraciones deberán ser tomadas en cuenta al analizar los espectros; si bien es un poco aventurado sacar conclusiones de un solo espectro, las posibles dificultades se reducen cuando uno se limita a la comparación de espectros entre sí.

Con el objeto de ensayar el método para el trazado de espectros integrales de protones descrito anteriormente, se ha tomado como base los diagramas de estrellas de las placas expuestas en Tucumán a 530 mb y a 552 mb, y las expuestas en los Alpes a 550 mb. Como resultado se obtiene una serie de puntos que se disponen en forma excelente a lo largo de las curvas ( figura 4 ), que a su vez están en buena concordancia con los tipos de espectros medidos por otros métodos.

Resulta de suma interés comparar los tres espectros entre sí. Los tres puntos elegidos tienen las siguientes características: Tucumán 530 mb ( curva a ) y Alpes 550 mb ( curva e ) presentan aproximadamente la misma intensidad total ( figura 5 ), y Tucumán 552 mb ( curva b ) y Alpes 550 mb se encuentran a la misma altura sobre el nivel del mar.

- 1a) Desplazando la curva b en un factor aprox. = 2 hacia arriba se superpone totalmente con la curva e, lo que es de esperar, ya que debido a la pequeña diferencia de altura entre los puntos de exposición no cabe una modificación del espectro.
- 2a) Comparando la curva a con la curva e se concluye que a cada que la intensidad de estrellas "p" en los Alpes a 550 mb está muy por debajo de la de Tucumán a 530 mb ( factor  $\approx 4,7$  a los 3 MeV ), la igualdad de la intensidad total en ambos lugares se deberá al predominio de los neutrones de energía menor que 1 MeV en la componente mecánica a 45 s.

3c) Si comparamos finalmente las curvas  $I_1$  y  $I_2$ , se aprecia con gran nitidez el efecto de latitud; normalizando ambas curvas para energías mayores que 3 MeV (corresponden a partículas que derivan en su mayor parte de primarios cuya energía está por encima de la energía de corte magnético), se puede calcular el cociente  $R = I_{12}/I_{21}$  de las intensidades que dan ambos espectros, en función de la energía. Se obtiene así - por primera vez experimentalmente - la variación del efecto de latitud con la energía ( figura 5 ).

Por las consideraciones dadas en la página 8, los espectros de las estrellas "n" sólo representan en el intervalo de energías entre 0,15 y 1,0 MeV. (El límite inferior proviene de que se consideran únicamente estrellas de tres o más ramas.). En la figura 4 se observa que el espectro integral de neutrones obedece a la ley

$$N(E) \approx N_0 \cdot E^{-\alpha}$$

en el intervalo citado. Para las curvas  $g$  y  $h$  (Incumbia) los exponentes resultan ser:  $\alpha_g = 2,84$  y  $\alpha_h = 1,08$ , lo que indica una fuerte dependencia de la absorción de los neutrones con la energía.

La diferencia en los exponentes de las curvas  $g$  (Tna. 230 mb) y  $h$  (Alpes 660 mb) -  $\alpha_g = 1,15$  - constituye evidentemente el principal origen del efecto de latitud en la intensidad total (pág. 4). Ambas curvas  $g$  y  $h$  dan para energías pequeñas aproximadamente la misma intensidad (lo que explica la igualdad de la intensidad total en ambos lugares). El espectro de neutrones cae más rápidamente hacia las energías mayores en el lugar de mayor latitud (  $g$  ). Esto se debe evidentemente al predominio de los procesos poco energéticos

Comparando finalmente las curvas h y g se observa un marcado exceso de neutrones de pequeña energía en los puntos de mayor latitud para iguales alturas sobre el nivel del mar. El efecto de latitud a 9,2 BeV es de 1,75 y a 1,0 BeV es de 1,56.

Todos estos espectros para neutrones se obtuvieron de la expresión  $37 N_n + 4 E_n^2$  (MeV) para las energías de excitación. La validez de esta fórmula no está probada aún para valores grandes de  $N_n$ , de modo que los exponentes calculados anteriormente sólo tienen un valor relativo. Los "verdaderos" exponentes son probablemente algo menores.

## CAPÍTULO V.

### Corrección de la fórmula de la energía para multiplicidades altas.

Los espectros de protones dados en la figura 4 tienen la forma que es de esperar si se observan las curvas obtenidas por otros métodos experimentales. La única diferencia reside en el exponente para energías mayores que aprox. 4 MeV, que en nuestro caso es de - 3,7, cuando según otras determinaciones precisas <sup>1)</sup> debería ser de - 1,75. Esta diferencia se puede interpretar como proveniente del hecho de que las energías asignadas, por la fórmula lineal de la pág. 3, a las multiplicidades altas ( $N_n > 4$ ) están calculadas por defecto. Efectivamente, las teorías mecánicas dadas hasta ahora predicen un crecimiento aproximadamente logarítmico de la multiplicidad media con la energía. Se puede aprovechar la desviación observada para establecer una relación más exacta entre la energía media y la multiplicidad. Para ello se usó la estadística

1) Id. 1) pág 5

más completa dada por 1), trazando - siempre con la fórmula de la pág. 8 - el espectro correspondiente para estrellas "p". Se obtuvo la curva de la Figura 7. Trazando una recta de pendiente = 1,75 y situándola en forma tal que se aproxime lo mejor posible al espectro obtenido en su zona de validez, se puede calcular el defecto de energía que para cada multiplicidad  $n_p > 4$  introduce al empleo de la fórmula lineal. Ese defecto se pueda ahora sumar a los valores originales de la energía para obtener así una nueva relación entre la energía y la multiplicidad que reproduzca mejor los hechos experimentales. Representando gráficamente esta nueva relación se obtiene la curva de la figura 8, que efectivamente muestra un crecimiento aproximadamente exponencial de la energía. Separando las multiplicidades en dos regiones se obtienen las siguientes formas:

$$E = 2,1 \exp ( 0,27 n_p ) \quad \text{para } 4 \leq n_p \leq 9$$

$$\text{y } E = 4,2 \exp ( 0,18 n_p ) \quad \text{para } n_p > 9$$

Aquí  $n_p$  representa el número de partículas shower, lo que en realidad no corresponde exactamente a la multiplicidad mesónica. Para llegar a esta última es necesario transformar  $n_p$ , teniendo en cuenta que sólo el 75 % de las partículas shower está constituido por mesones cargados, y que por cada dos mesones cargados aparecen en promedio un mesón neutro. Entonces la "verdadera" multiplicidad  $n = 1,33 n_p$ . Los parámetros de la relación  $E = E(n)$  quedan:

$E = 2,1 \exp ( 0,24 n )$	$n < 9$
$E = 4,2 \exp ( 0,18 n )$	$n > 9$

Existe otro método completamente distinto para determinar en forma aproximada los coeficientes en el exponente: representando el número de estrellas con  $\geq n_p$  en función de  $n_p$  se obtiene la curva de la figura 9. Esta curva obedece a la ley

1) Id 2) pag 7

$$N = k \cdot \exp ( a \cdot E_0 ) \quad \text{con} \quad \begin{cases} a = 0,137 & \text{para } E_0 < 0 \\ a = 0,091 & \text{para } E_0 > 0 \end{cases}$$

Dado que el espectro integral tiene la forma  $N = N_0 \cdot E^{-1,75}$ , existirá entre la energía y la multiplicidad la relación  $N = A \cdot \exp ( 1,75 \cdot a \cdot E_0 )$ . Los coeficientes calculados con este método coinciden bastante bien con muestra anterior determinación; la constante A queda indeterminada.

En la tabla III se ha calculado mediante la fórmula corregida las multiplicidades para distintos valores de la energía, y se las comparó con los datos de la teoría mesónica de Heisenberg.

Antes de hacer una comparación numérica deben tenerse en cuenta los siguientes hechos :

- 1) Todas las teorías mesónicas consideran únicamente el caso del choque nucleón - nucleón ; en muestras multiplicidades, además de los mesones generados en tales choques primarios, figuran todos los mesones reproducidos en la cascada nuclear <sup>1)</sup>.
- 2) Se ha debido introducir una corrección para mesones neutros y para protones . Sin embargo, las proporciones relativas exactas entre estas partículas no se conocen bien.
- 3) Las teorías mesónicas no toman en cuenta la posible presencia de mesones kappa en las multiplicidades grandes.
- 4) Nuestra relación expresa la energía media necesaria para generar un número determinado de partículas mesónicas; la teoría, en cambio, provee la relación entre el número medio de mesones y un valor determinado de energía incidente.

Todas estas consideraciones (y cada una de ellas) traen como consecuencia que nuestros valores experimentales de multiplicidades se hallan por encima de los calculados teóricamente.

1) Introd Cap II.

TABLE III.

	5	10	50	100	5,100	100	100	100
Energías (MWh) <sub>56</sub>								
Multiplicadores	3,7	5,6	15,8	19,7	22,2	24,0	24,2	22,7
Calculadas por								
H. circunberg	7,4			5,7		15,5	19,1	
Multiplicador máximo	10,0			27		30	228	

CAPITULO VI

Longitudes de absorción

Los espectros de energía obtenidos permiten calcular la longitud de absorción de la componente nucleónica a la latitud de Tucumán para distintos intervalos de energía. La teoría de la cascada nucleónica <sup>1)</sup> predice una dependencia de la longitud de absorción de la energía. Además desempeña en nuestro caso un papel importante el frenado de los protones por ionización (no considerado por las teorías) ya que muestras estadísticas abarcan en primer lugar procesos poco energéticos.

En la figura 10 muestra la absorción de estrellas  $\mu$  y  $\pi$  para distintos intervalos de energía. Se observa inmediatamente que las estrellas de poca energía son menos absorbidas que las más energéticas. Este hecho se hace más visible aún, cuando se separan las estrellas  $\mu$  de las  $\pi$ . La figura 11 representa la absorción de estrellas  $\pi$ . También aquí se observa nítidamente que la componente de energía menor que 1 BeV es absorbida más lentamente que la de

$> 1$  BeV. En las estrellas  $\mu$  de  $< 1$  BeV (figura 12) por el contrario, parece disminuir más rápidamente la intensidad que para las de energías mayores. Si bien este hecho se podría interpretar considerando que los protones de menos de 1 BeV comienzan a perder energía por ionización, y absorberse así con mayor facilidad que las partículas energéticas, es aventurado asegurar algo antes de contar con una estadística bastante mayor que la actual.

En la figura 11 se ha representado también las intensidades de los mesones "lentos" que finalizan en la emulsión, es decir, todas las desintegraciones  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  las estrellas  $\pi$  <sup>2)</sup>. Si bien los puntos están afectados de errores apreciables, la absorción

1) P. Budini, G. Molinari, en publicación

2) Introd., Cap. IV

de los mesones lentos parece correr paralelamente a la de estrellas de poca energía. Este resultado es bastante plausible, pues los mesones lentos provienen de desintegraciones producidas por nucleones de baja energía (energía umbral para generación de mesones); mesones "pi" de energías mayores que aprox. 1 BeV se desintegrarían durante su "vuelo" antes de llegar a detenerse por frenada de ionización.

**C A P I T U L O VII**

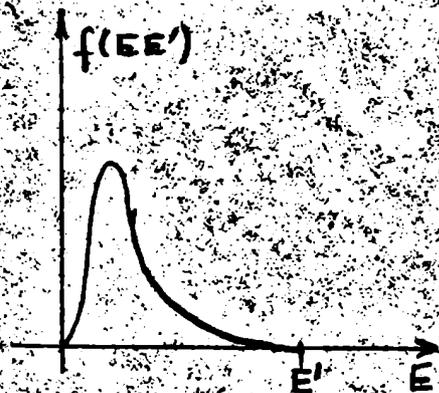
Interpretación por la teoría de las cascadas nucleares.

El problema que se plantea la teoría de las cascadas es dar la intensidad y el espectro de la componente nucleónica a una profundidad  $x$  (en  $gr/cm^2$ ) de la atmósfera u otro material absorbente, conociendo:

- 1o) El espectro primario e incidente;
- 2o) El espectro de "generación" en las desintegraciones de núcleos de la sustancia absorbente;
- 3o) La sección eficaz del absorbente para desintegraciones;
- 4o) La sección eficaz del mismo para ionización;
- 5o) La vida media de las partículas inestables que intervienen.

Para energías del intervalo 1,0 - 50,0 BeV no se tienen en cuenta los puntos 4o y 5o.

El espectro de generación es el espectro de las partículas que nacen o que son aceleradas en una colisión de una partícula de energía  $E^0$  con un núcleo. La función  $f(E, E^0)dE$  es



poce conocida y constituye uno de los problemas capitales de la física nuclear, pues está relacionada con la creación de mesones

y la cascada nuclear <sup>1)</sup>. Si bien  $f(E, E')$   $dE$  es desconocida, se hacen ciertas hipótesis sobre la forma de la función, adaptando los eventuales parámetros convenientemente para que sean reproducidos correctamente los resultados experimentales. 1a) Se supone que todas las partículas idénticas, dado que para grandes energías protones y neutrones tienen un comportamiento equivalente. 2a) Se supone que el espectro de generación es homogéneo de grado cero; significa que el número de partículas creadas sólo depende de la energía relativa  $E/E'$ . Ello equivale a asemejar el espectro de generación a un espectro tipo "Bremsstrahlung"; efectivamente, para grandes energías, el espectro de Heisenberg para mesones es homogéneo <sup>2)</sup>. Estas dos hipótesis ya bastan para llegar a resultados cualitativos en la teoría de las cascadas nucleónicas.

Se parte de una ecuación integral-diferencial que describe la difusión de los nucleones en el material absorbente:

$$\frac{\partial I(E, h)}{\partial h} = -N\sigma I(E, h) + N\sigma \int_{E'}^{\infty} I(E', h) f(E, E') dE'$$

donde  $I(E, h) dE$  es el número de partículas con energía comprendida entre  $E$  y  $E + dE$ , que atraviesan por segundo una superficie unitaria en  $h$ . (Se supone que todas las partículas colimadas en una dirección).  $\sigma$  es la sección eficaz geométrica del absorbente para desintegraciones:  $\sigma = \pi r_0^2 A^{2/3}$ ,  $r_0 \approx 1,4 \cdot 10^{-13}$  cm,  $A$  peso atómico medio del absorbente,  $N$  es el número de núcleos por gramo de sustancia.  $f(E, E')$  es el espectro de generación.

La condición inicial es:  $I(E, 0) =$  espectro primario. En caso de ser  $f(E, E')$  homogéneo (2a hipótesis):

$$\frac{\partial I(E, h)}{\partial h} = -N\sigma I(E, h) + N\sigma \int_0^1 I\left(\frac{E}{\eta}, h\right) f(\eta) \frac{d\eta}{\eta} \quad \text{donde } \eta = E/E'$$

1) Introd. Cap II

2) Id. 1)

La integral  $\int_0^1 \dots$  representa el espectro secundario que se obtiene del espectro I cuando todas sus partículas hayan producido una desintegración. Si  $I(E, h)$  es de la forma  $k \cdot E^{-a} \cdot I(h)$  - como sucede con suficiente aproximación en la radiación cósmica - la integral se convierte en:

$$I(h) \int_0^1 k \left(\frac{E}{\eta}\right)^{-a} f(\eta) \frac{d\eta}{\eta} = I(h) k \cdot E^{-a} \int_0^1 \eta^{a-1} f(\eta) d\eta = I(h) k \cdot E^{-a} m_f(a-1)$$

donde  $m_f(a-1)$  es la transformada de Mellin de la función  $f(\eta)$ . En otras palabras,  $I_{\text{secundario}} = I_{\text{primario}} \cdot E(a-1)$ , o sea, un espectro potencial se reproduce como tal después de un primer choque (a menos de un factor amortiguante  $m_f(a-1)$  que depende del "rendimiento"  $m(1)$  de la colisión.). Esto se puede extender a choques sucesivos, y afirmar que un espectro potencial conserva la forma durante su absorción en materia.

Se puede entonces separar variables en la ecuación de difusión de nucleones, en la forma

$$I(E, h) = k \cdot E^{-a} \cdot I(h)$$

La ecuación queda:

$$\frac{dI}{dh} = -N\sigma I + I N\sigma \int_0^1 \eta^{a-1} f(\eta) d\eta = -N\sigma I [1 - m_f(a-1)]$$

$$I(h) = I(0) e^{-N\sigma h [1 - m_f(s)]}$$

indicando con  $s = a - 1$  el exponente del espectro integral primario. La "longitud" (en gr/cm<sup>2</sup>)  $1 / N\sigma$  representa el camino medio libre de un nucleón entre dos choques sucesivos, y si la indicamos con  $l$  queda:

$$I(h) = I(0) e^{-\frac{h}{l} [1 - m(s)]}$$

La magnitud  $l = \frac{l}{1 - m(s)}$  se llama longitud de absorción efectiva <sup>1)</sup>.

La  $l$  es la longitud de absorción "catastrófica" y corresponde al caso  $m(s) = 0$ , o sea, rendimiento nulo: no hay reproducción de partículas en las desintegraciones. Para el aire vale aprox. 60 gr/cm<sup>2</sup>.

1) Cap. VI

En el caso general  $0 \leq n(s) < 1$ , luego  $L \geq$

Cuanto mayor sea el rendimiento  $n(1)$  de una desintegración, mayor será  $n(s)$  y menor la absorción: se reproduce más la componente nucleónica. Cuanto mayor sea  $g$  (o sea menos energética la componente primaria), menor será  $n(s)$ , y con ello, menor la absorción: hay más la reproducción.

El mecanismo de absorción descrito por la fórmula  $I(0) \cdot \exp(-h/L)$  se puede interpretar físicamente de la forma siguiente:

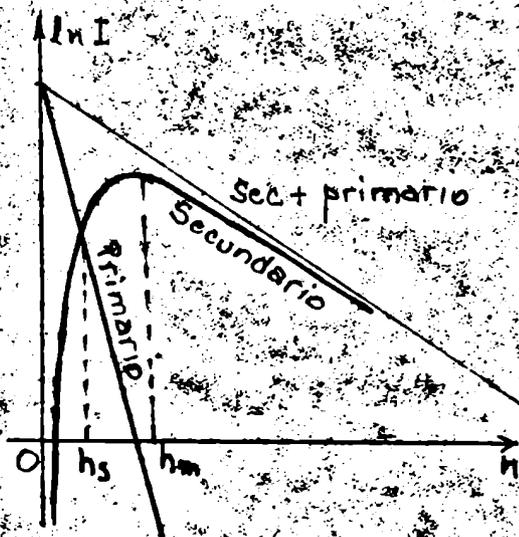
Consideremos una sustancia sobre la que incide un espectro potencial  $k \cdot E^{-g}$ . Sea  $I \cdot dE$  el número de partículas incidentes de energía comprendida entre  $E$  y  $E + dE$ ; de acuerdo a la fórmula anterior, a un espesor  $h$  habrá  $I \cdot \exp(-h/L) \cdot dE$  partículas de esta clase. De éstas,  $I \cdot \exp(-h/\ell) \cdot dE$  son las "sobrevivientes" de las primarias que aún no han producido desintegración y  $I \cdot [\exp(-h/L) - \exp(-h/\ell)] \cdot dE$  son las que han nacido en la materia en desintegraciones alimentadas por la parte de mayor energía del espectro. La función  $[\exp(-h/L) - \exp(-h/\ell)]$

tiene un máximo en

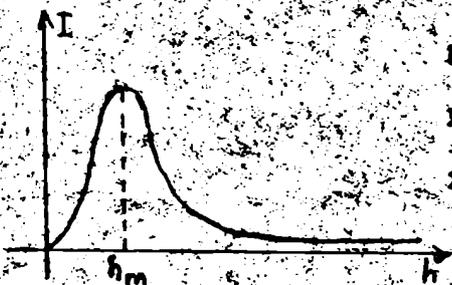
$$h_m = \frac{\ln L - \ln \ell}{-1/\ell - 1/L}$$

Otro valor importante de  $h$  es aquél, para el cual  $I \exp(-h/\ell) = I [\exp(-h/L) - \exp(-h/\ell)]$  o sea aquél, en que comienzan a preponderar las partículas secundarias sobre las primarias. Este valor resulta ser

$$h_g = \frac{\ln 2}{1/\ell - 1/L}$$



Se ve inmediatamente que la intensidad de cualquier componente no nucleónica secundaria alimentada por alguna parte del espectro nucleónico (por ejemplo componente electrón-fotónica (mesonas  $\pi^0$ )),

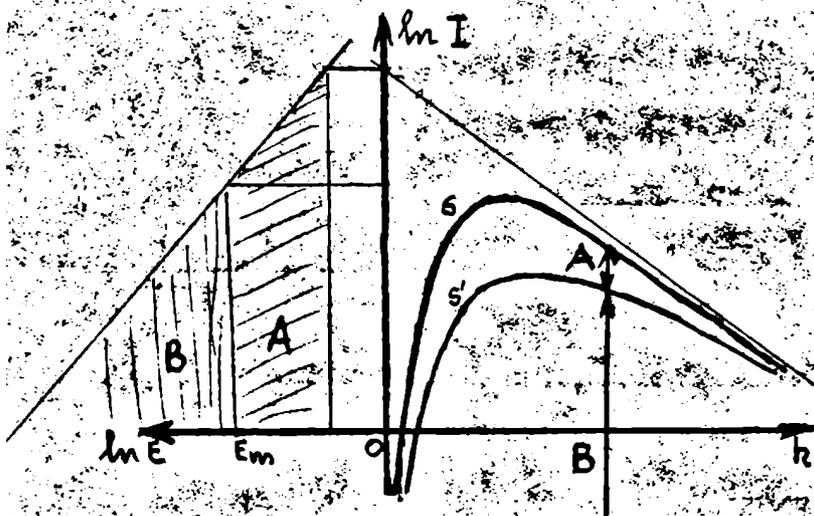


mesones  $\pi^{\pm}$  ( consiguientemente  $\mu^{\pm}$  ), proto-  
nes "lentos" ,etc. ), seguirá en primera apro-  
ximación una curva del tipo

$$I = [ \exp(-h/L) - \exp(-h/l) ]$$

En la atmósfera (para grandes energías  $h$ )  $L \approx 100 \text{ gr/cm}^2$  y  $l \approx 60 \text{ gr/cm}^2$   
 $h_m$  resulta de  $77 \text{ gr/cm}^2$  ( 18.000 m s.n.m. ), en buen acuerdo con la  
experiencia <sup>1)</sup>. Rigurosamente, la curva  $\exp(-h/L) - \exp(-h/l)$  es la  
distribución de fuentes de estas componentes no nucleónicas,

La curva "secundaria" anterior es en verdad una suma de  
"curvas de contribución" que representan las distintas porciones del  
espectro incidente como generadores de partículas.



Por ejemplo: podemos imaginar el  
espectro primario separado en dos  
grupos A y B. La curva "secun-  
daria" estará compuesta de una par-  
te A y otra B, que representan  
respectivamente, la componente se-  
cundaria generada por la porción  
A y por la porción B del espectro.

No hay una expresión analítica sencilla para la curva  $s'$ . Sólo se  
puede decir de ella que tiende asintóticamente hacia  $g$  (pues la influ-  
encia de la porción de energía baja A tiende a desaparecer al aumentar  
la profundidad  $h$ ). Se comprende entonces que, faltando la parte A en  
el espectro primario, la intensidad en el absorbente estará dada por la  
curva  $g'$ . A un espesor  $h_0 > h_m$ , la absorción es ahora menor que  
en el caso del espectro no cortado.  $g'$  representa la parte del espec-  
tro secundario que se halla aún en formación. Esta es la explicación  
de porqué la longitud de absorción de la parte del espectro inferior  
a una energía de corte es mayor que la que correspondería a un espec-  
tro primario no cortado; tanto mayor, cuanto más lejos de la energía

1) Pr. in Cosmic Ray Ph., pág. 318

de corte están las partículas en cuestión. Tenemos aquí la explicación cualitativa correcta del aumento de la longitud de absorción con la disminución de la latitud para energías bajas (capítulo VI) .

Faltan vencer ciertas dificultades matemáticas para resolver cuantitativamente el problema; además hay que considerar el desarrollo matemáticamente correcto de la teoría de las cascadas nucleónicas nucleares, en el que se tomare en cuenta el hecho de que el espectro primario no es rigurosamente potencial <sup>(1)</sup> . Además, para el rango de energías que detectamos con nuestras placas, habría que tomar en cuenta el frenado de los protones por ionización. Por último, hay que esperar más resultados experimentales y cálculos teóricos para lograr un conocimiento más exacto del espectro de generación  $f(E, E')$  de  $E$ .

## C A P I T U L O VIII .

### Comparación con otras experiencias

Una comparación de nuestros resultados con otros trabajos es por el momento poco factible, por tratarse del primer análisis sistemático de las absorción de la componente nucleónica a una latitud tan baja. Es necesario pues esperar que otros autores realicen exposiciones similares para verificar nuestras observaciones. Lo que se pued e intentar es una comparación cualitativa con resultados obtenidos con otros instrumentos.

El hecho fundamental probado por nuestro trabajo es que a mayores latitudes se intensifica en forma notable la componente nucleónica neutrónica de poca energía ( $< 1$  BeV) , y que tal componente se absorbe más lentamente a menores latitudes. Para la componente protónica también queda establecida una intensificación moderada para energías menores que 5 BeV , en las mayores latitudes.

Estos hechos fundamentales - explicados cualitativamente en el capítulo VII - han sido observados por diversos autores <sup>1)</sup>. Los datos experimentales más recientes son sin duda los de <sup>2)</sup> y <sup>3)</sup>, que trabajaron con cámaras de ionización registrando desintegraciones poco energéticas. <sup>2)</sup> encuentra a 30° latitud norte geográfica un valor de la longitud de absorción para neutrones de  $190 \pm 50 \text{ gr/cm}^2$  y <sup>3)</sup> da un valor para 0° latitud de  $214 \pm 7 \text{ gr/cm}^2$ . Teniendo en cuenta que estos valores se determinaron a alturas del orden de las 10.000 m s.n.m. y que las cámaras de ionización usadas registran fenómenos de energía mucho menor que 150 MeV (límite inferior en nuestra estadística) - ambos factores aumentan considerablemente la longitud de absorción (Capítulo VII) - se puede afirmar entonces que nuestros datos confirman bien las pocas experiencias hechas con cámaras de ionización.

F I N .

*Araceli Reiche*

*Malva*

*J. A. Bolsero*

1)

2) A. J. McMahon et al., Phys. Rev. 80, 157, [1950]

3) J. A. Simpson et al., Phys. Rev. 80, 532, [1951]

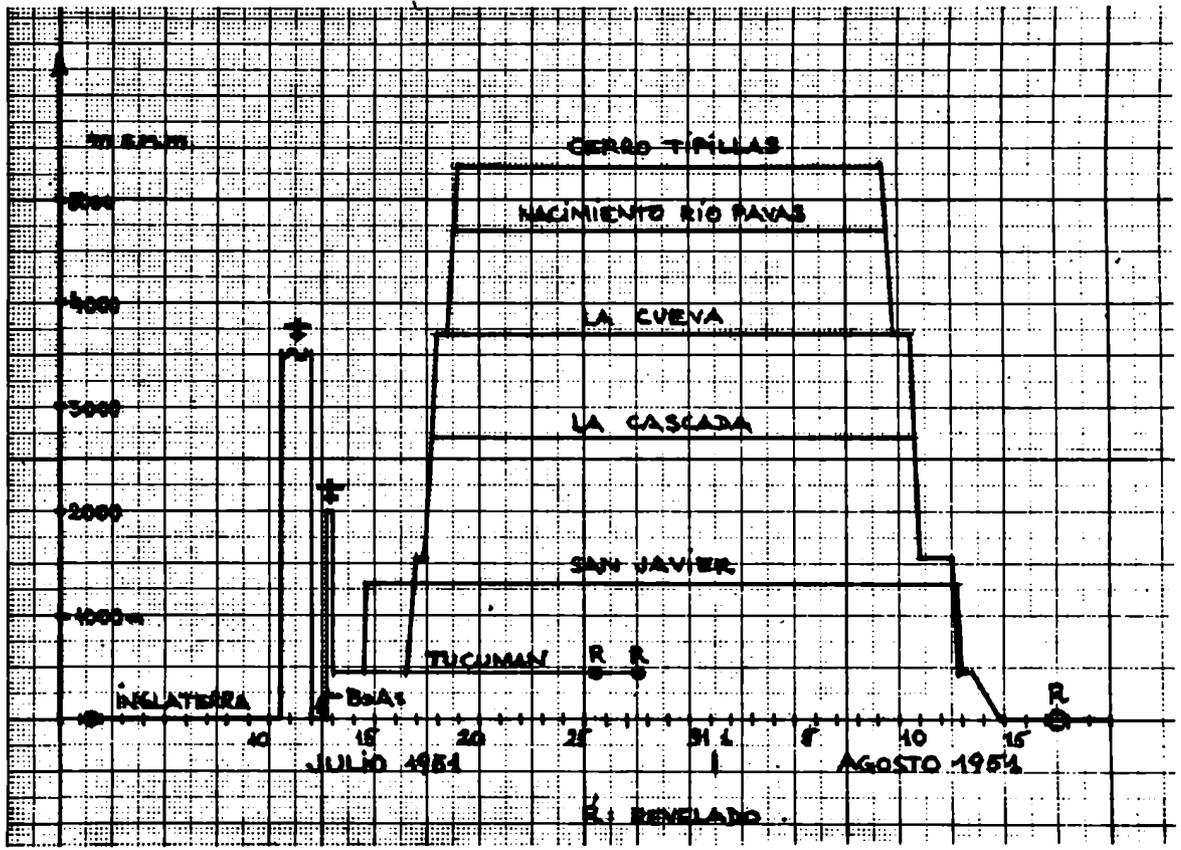


FIG. 1

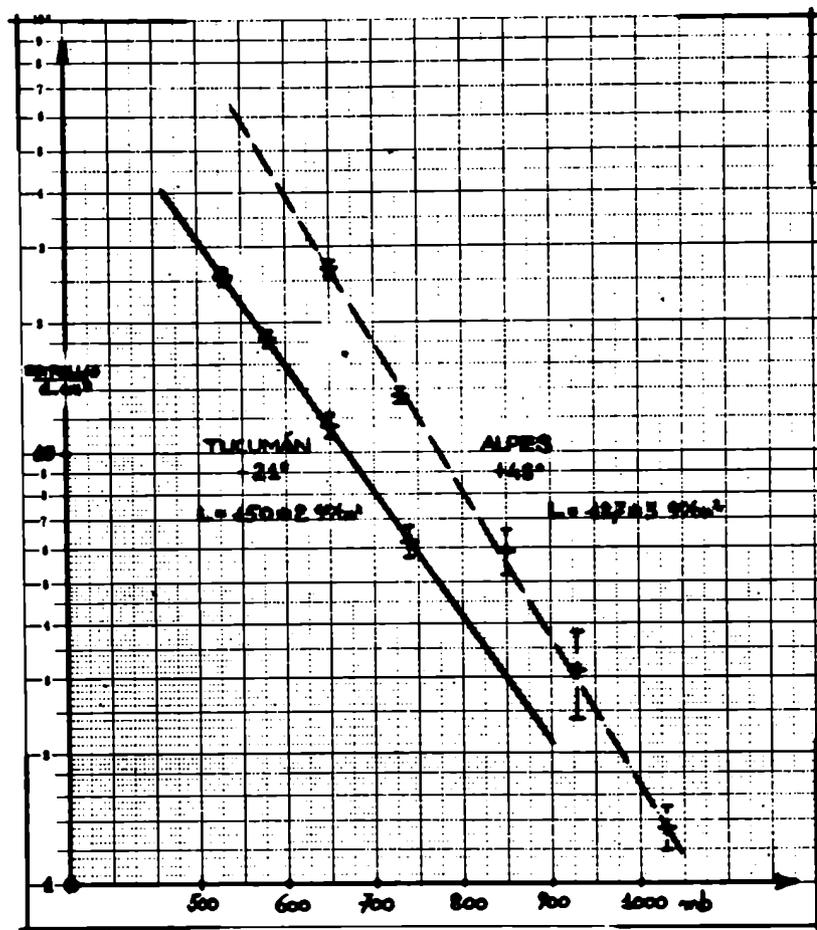


Fig. 2

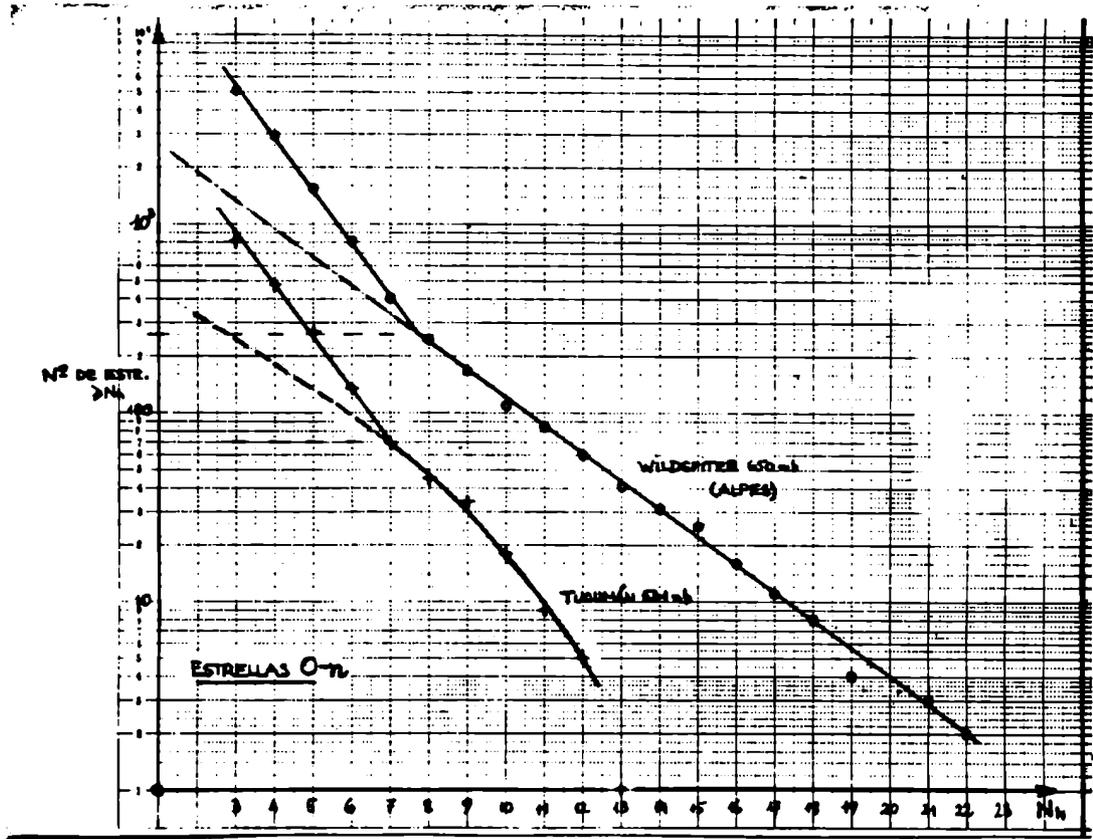


FIG. 3

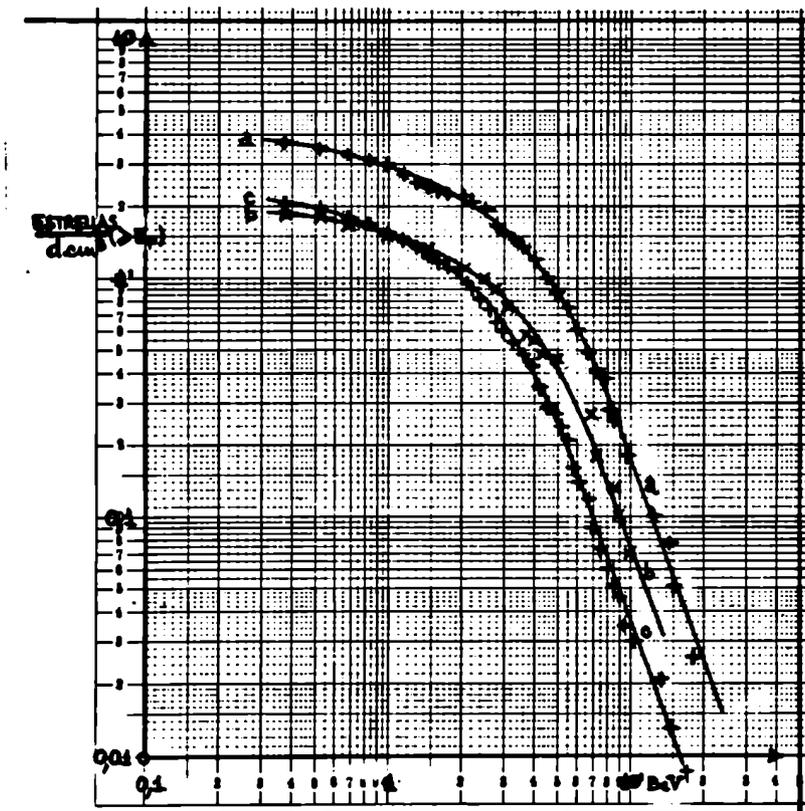


FIG. 4

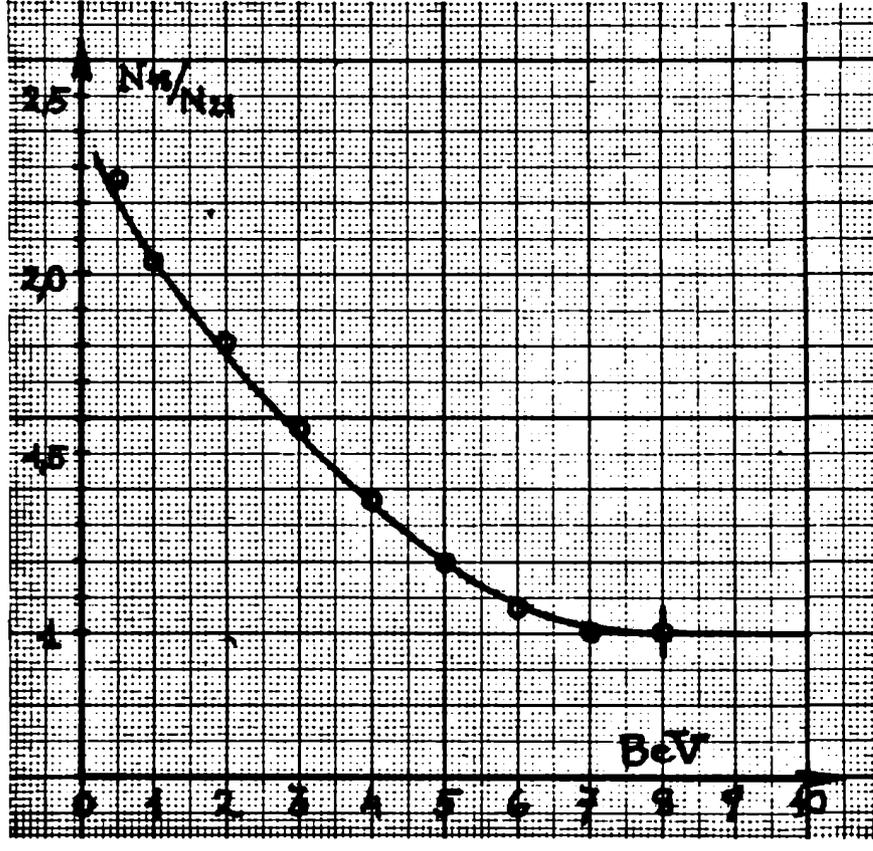


FIG. 5

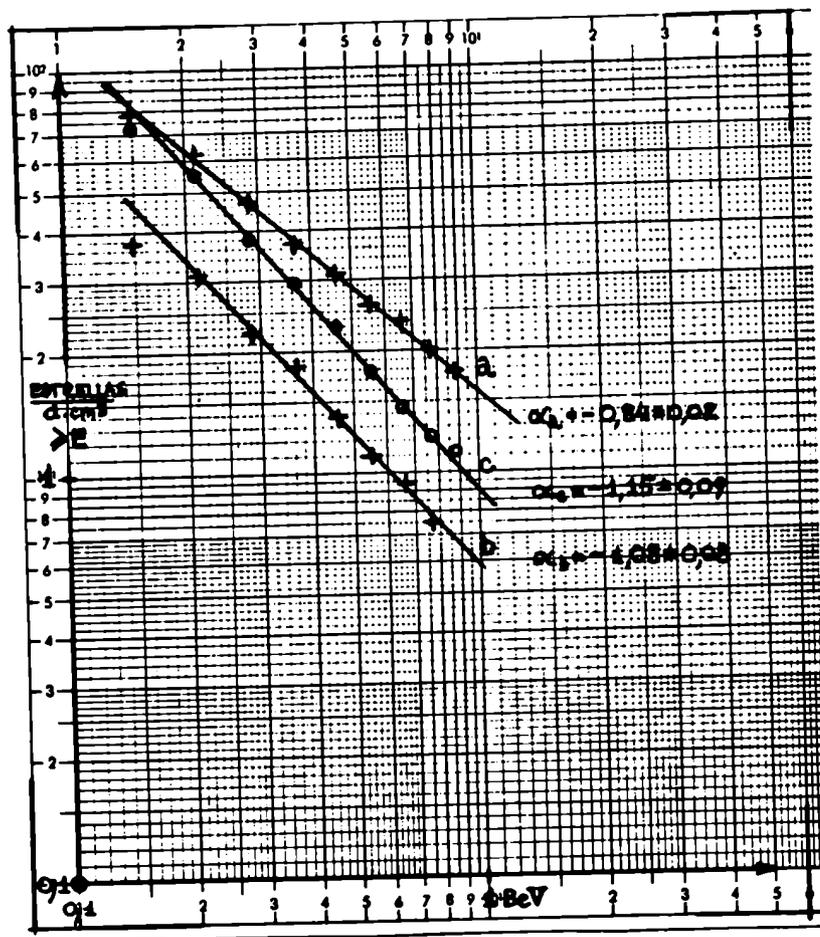


FIG. 6

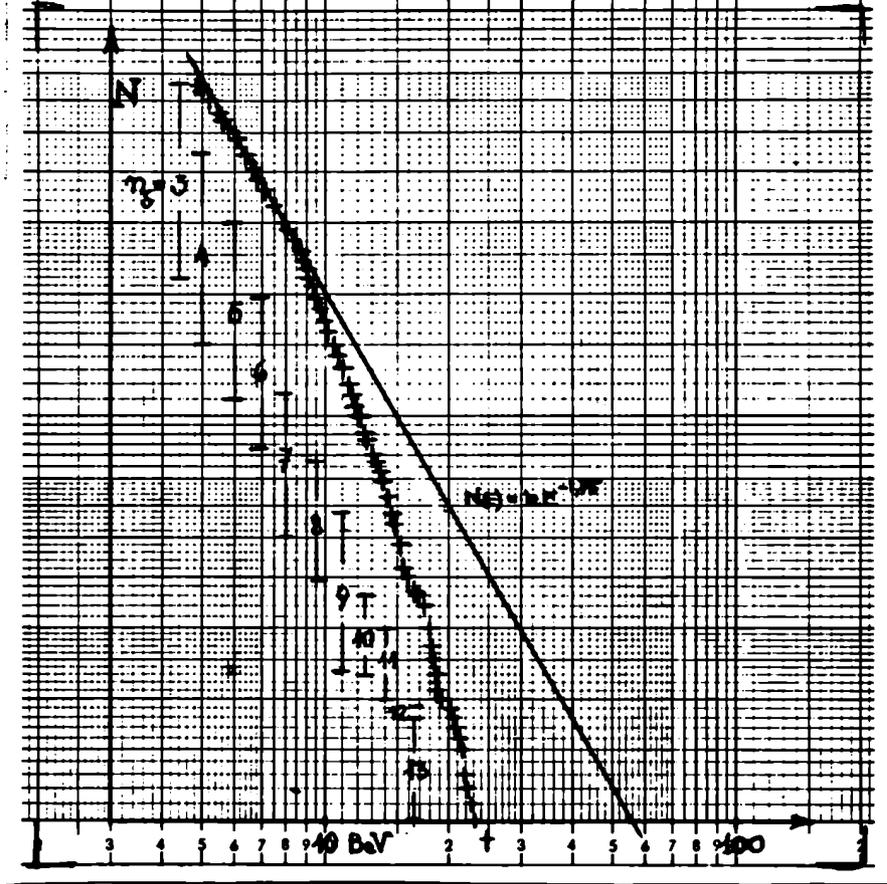


FIG. 7

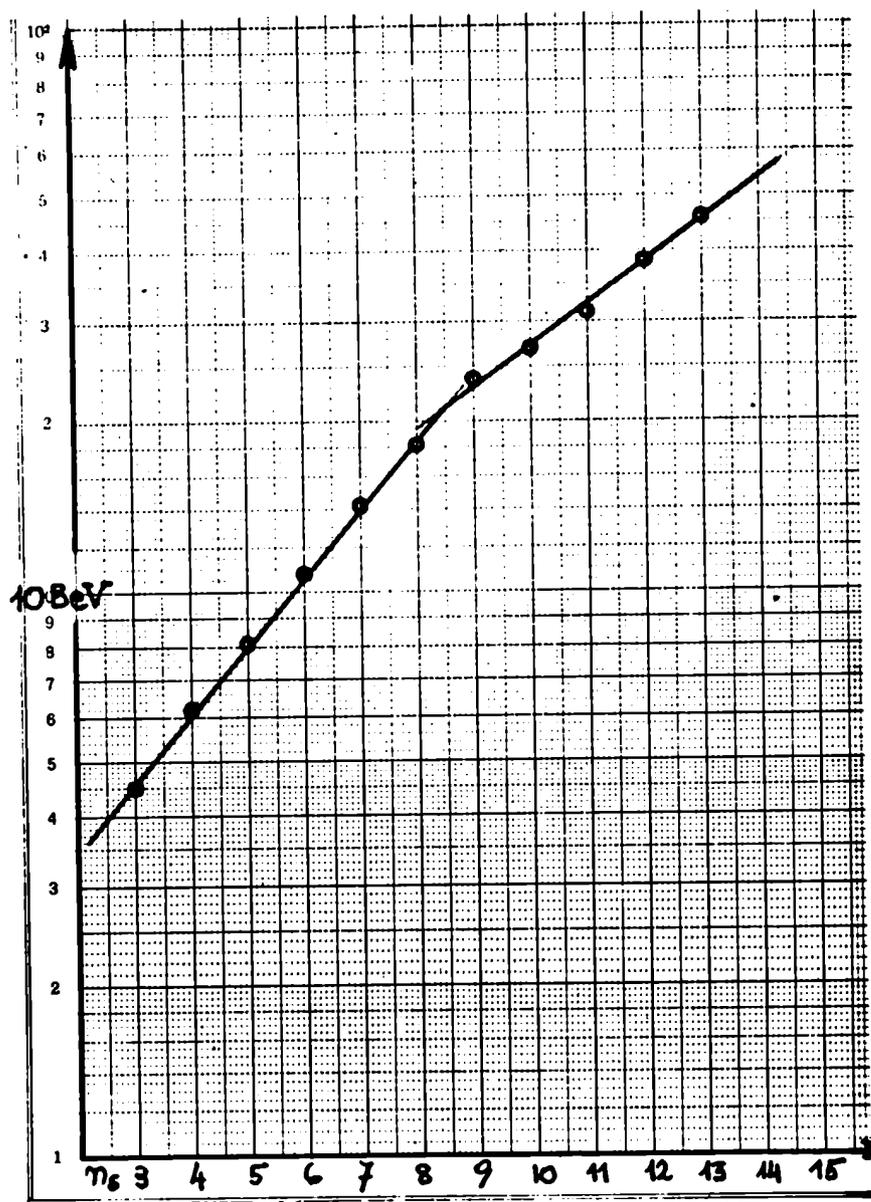


FIG. 8

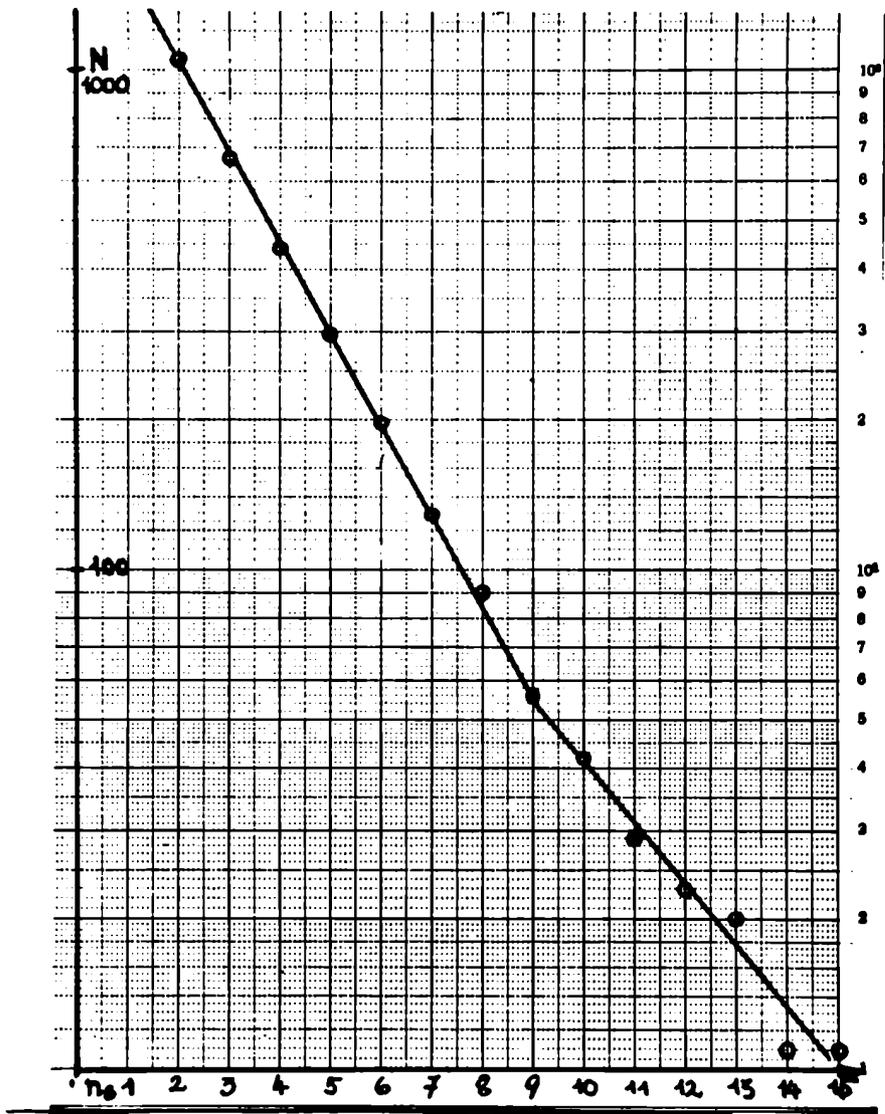


FIG. 9

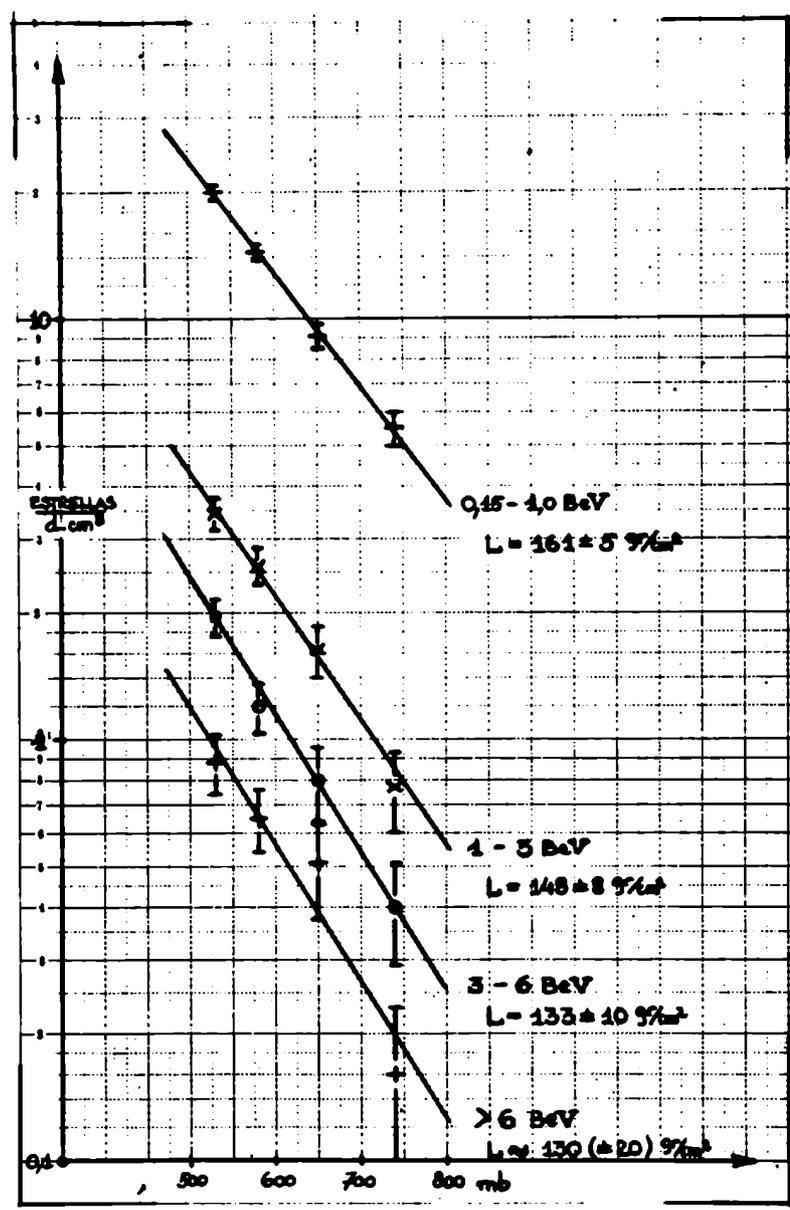


FIG. 10

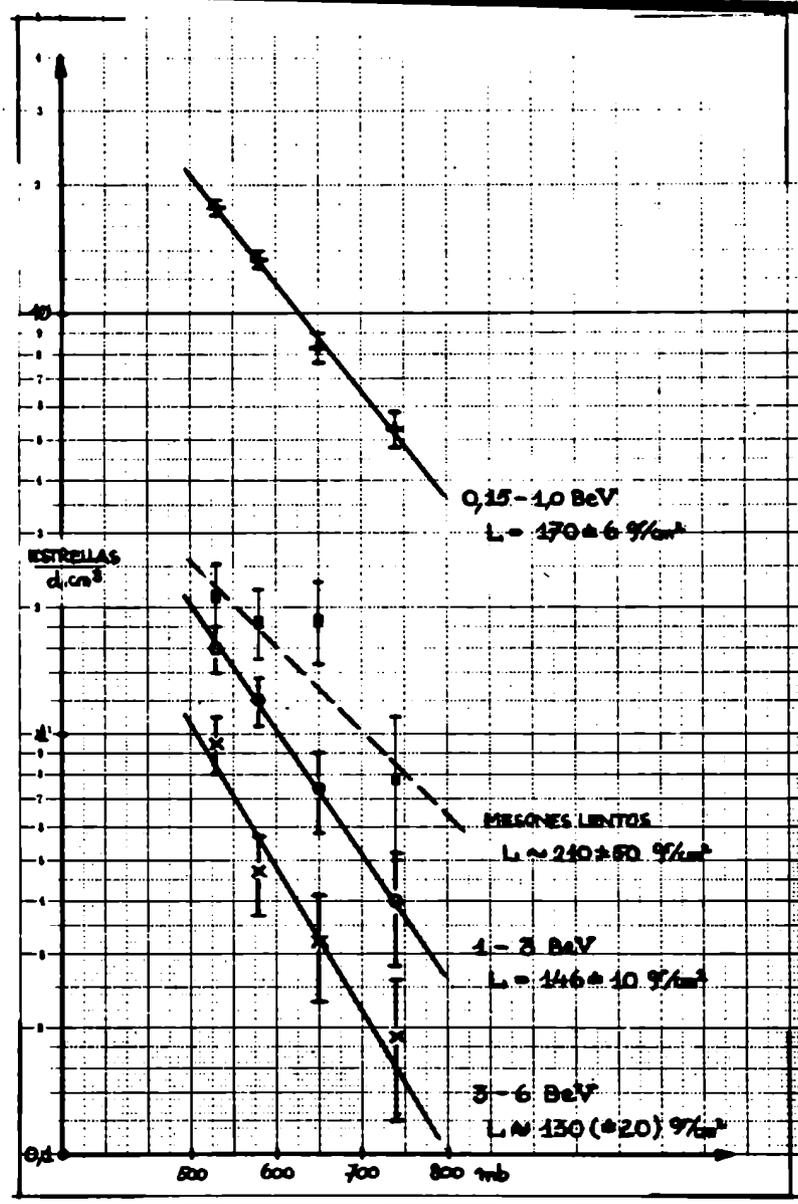


FIG. 11

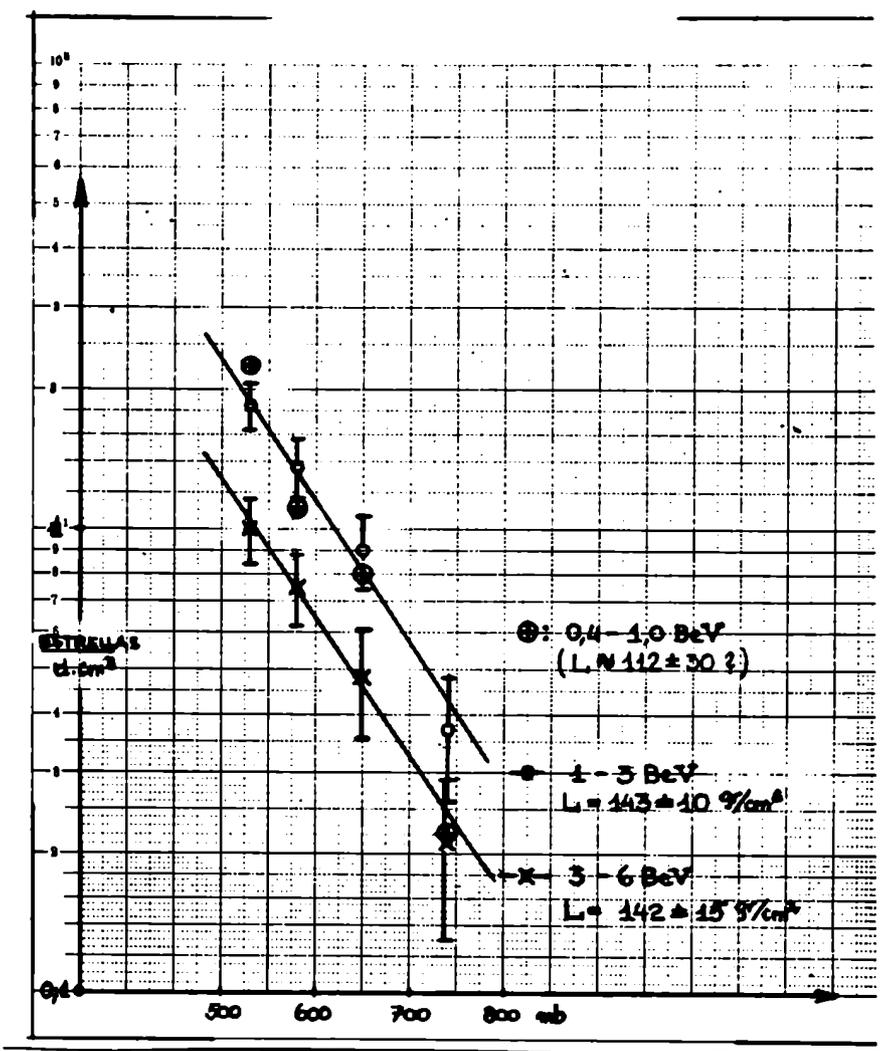


FIG. 12