

ANALES DE LA UNIVERSIDAD DE VALENCIA

AÑO XXV - CURSO 1951-52

CUADERNO I - CIENCIAS

JOAQUIN CATALA DE ALEMANY  
CATEDRATICO DE LA FACULTAD DE CIENCIAS

LA  
TECNICA FOTOGRAFICA EN FISICA  
NUCLEAR Y RADIACION COSMICA

LECCION INAUGURAL DEL CURSO 1951-1952



SECRETARIADO DE PUBLICACIONES  
INTERCAMBIO CIENTIFICO Y EXTENSION UNIVERSITARIA  
(UNIVERSIDAD DE VALENCIA)

EXCELENTÍSIMO Y MAGNÍFICO SR. RECTOR,  
EXCELENTÍSIMOS E ILUSTRÍSIMOS SEÑORES,  
COMPAÑEROS DE CLAUSTRO,  
QUERIDOS ALUMNOS DE LAS CUATRO FACULTADES,  
SEÑORAS Y SEÑORES.

## INTRODUCCION

«Il m'importe fort peu si je suis le premier ou le dernier à écrire les choses que j'écris pourvu seulement qu'elles soient vraies» (Descartes. Carta al P. Vattier).

Al ocupar esta Tribuna, desde la que ilustres profesores han deleitado con su elocuencia e instruído con su profundo saber a tantas generaciones de estudiantes, en este solemne acto tradicional, me considero obligado a justificar mi presencia aquí, no con un alarde de falsa modestia, sino con la sincera confesión de que tan sólo un riguroso turno protocolario, tan honroso como comprometedor, me sitúa ante vosotros en el difícil trance de pronunciar unas palabras, lección y saludo a la vez, ante la reanudación de las tareas universitarias.

Bien sabe Dios cuán sinceramente hubiera querido eludir éste deber, renunciando en favor de cualquiera de mis compañeros que, con más ciencia y experiencia, podrían cumplir mucho mejor que yo con el difícil cometido que esta misión encierra; pero mi profunda vocación universitaria y el entrañable cariño que siento por la labor docente, convierten, para mí, en una obligación ineludible, lo que indudablemente es, en el caso presente, un honor a todas luces inmerecido. Sinceramente, me abruma el considerar el contraste de mis insignificantes dotes intelectuales, frente al elevado nivel científico y cultural de todos y cada uno de mis antecesores que llevaron la voz del «Alma Mater», en el primer día de las tareas escolares. No me queda otro recurso, en trance tan comprometido, que esperarlo todo de vuestra benevolencia; contando con ella y con vuestra paciente atención, voy a intentar cumplir con el deber que un riguroso turno entre Facultades hizo recaer sobre mi manifiesta inexperiencia.

Pero antes de comenzar quisiera, en este solemne momento de mi vida académica, rendir desde esta Cátedra mi más fervoroso tributo de gratitud hacia todos aquéllos que fueron mis Maestros; lo rindo, en primer lugar, emocionado, a la memoria del primero de todos, mi padre, que supo inculcarme junto a unos firmes principios cristianos, el arraigado sentimiento de amor al trabajo y al deber; conste también mi profundo agradecimiento hacia todos los que fueron mis pro-

fesores universitarios, cuyos nombres no es preciso pronunciar, porque ellos saben que están grabados indeleblemente en mi corazón; no puedo olvidar tampoco a los Hijos de San Juan Bautista de Laſalle, los queridos Hermanos de las Escuelas Cristianas, en cuyas aulas recibí, durante mi adolescencia, a la par que una sólida educación religiosa, amplia formación cultural.

Cumplido este requisito, en modo alguno formulario, sino más bien nacido de lo más recóndito de mi corazón, quisiera también justificar ante vosotros la elección del tema que decidí abordar en esta solemne ocasión.

Es con frecuencia conveniente, en el primer día del curso, destacar ante nuestro estudiantil auditorio la importancia o interés de las materias que pensamos desarrollar; personalmente, todos los años, les repito, a los que por vez primera van a ser nuestros alumnos, que esta tarea puede ahorrarse en un curso de Física, ya que hoy en día la extraordinaria importancia de este tipo de conocimientos es sobradamente reconocida, hasta por los profanos en la materia; basta ver en los periódicos el revuelo causado por la desaparición de un ilustre físico, que pasa de uno a otro lado del que se dió en llamar «telón de acero», para comprender que las naciones, valorizando equitativamente, consideran tan importante la adquisición de un buen físico, como la captura de un prestigioso general. La Física entró de lleno en todas las actividades humanas, y si sus sensacionales descubrimientos pudieron decidir una larga y cruenta guerra, está en el ánimo de todos que son también capaces de hacer mucho mejor la vida de los pueblos, si Dios tiene la misericordia de concederles la clarividencia necesaria para preservar el don inestimable de la Paz.

Pero ni ésta realidad, que nadie se atreverá a negar, ni la urgente necesidad de jóvenes físicos capaces de llevar a cabo en nuestra Patria las investigaciones que nos han de traer, como consecuencia, los progresos técnicos de toda índole que tanto necesitamos, encuentran eco en nuestros vigentes planes de Enseñanza Universitaria, en los que la Física, que volviendo por sus fueros es nuevamente Filosofía Natural, queda relegada a un ínfimo papel. Citemos para justificar esta afirmación el hecho de que en toda España existen, tan sólo, tres Secciones de Física en nuestras Universidades... Ante esta incomprensible situación, creo es nuestro deber aprovechar la oportunidad que nos brinda esta Tribuna, para elevar nuestra modesta voz en pro de una necesidad a la que la Universidad Española debe dar urgente y categórica satisfacción, si no queremos que nuestra Cultura siga manteniendo un desequilibrio manifiesto, de tristes consecuencias para la economía e incluso, a la larga, para la misma independencia nacional.

En apoyo de lo que acabamos de afirmar, nos parece oportuno subrayar que el número de doctorados, en Física, por año, en los Estados Unidos, sigue una curva uniformemente ascendente, desde los 12 que fueron en 1908 a los 340 en 1950, sin más excepciones que las correspondientes a las dos últimas guerras mundiales. No disponemos de datos exactos relativos al número de los que se doctoran, por año, en la misma materia, en nuestra Patria, pero podemos afirmar, sin temor a equivocarnos, que la cifra nunca rebasó, ni mucho menos, el semivalor inicial de la mencionada curva, y lo que es mucho peor y más lamentable y significativo, se mantuvo sin acusar variación notable, como si los Físicos viviéramos de espaldas a la realidad, durante una época que, seguramente, constituirá el siglo de oro de la Física.

Séanos o no grato, hemos de reconocer que la mayor parte de los sensacionales descubrimientos que en el terreno científico han tenido lugar, durante las últimas décadas, pueden catalogarse en el campo de la Física, cuya esfera de acción se amplió tan rápidamente que hoy en día su nombre, más bien que el de una rama del saber, constituye una denominación general en la que se incluyen otras vastísimas ciencias con denominación y técnicas propias; mencionaremos tan sólo, a modo de ejemplo, la Biofísica, Electrónica, Nucleónica, Electroacústica, Reología, Radiología, etc...., nombres todos ellos, que en la mayor parte de las naciones constituyen profesiones en las que se encuadran los más prestigiosos valores de la moderna juventud universitaria.

Pero aún hay algo más elocuente: incluso las ciencias que por sus características especiales están bien diferenciadas de la Física y no pueden ser absorbidas por ella, (como sucedió con la Química que hoy en día es ya en gran parte Físico-Química), buscan en los métodos físicos su más sólida base científica, justificándose así una atrevida afirmación, que se atribuye a Lord Rutherford, «toda Ciencia es Física, o colección de sellos».

Como a estos argumentos puede contestarse que nuestra Patria es un país pobre, sin recursos suficientes para desarrollar tan diversos planes de investigación, nos pareció oportuno dedicar esta solemnidad académica a exponer, a grandes rasgos, una labor sencilla y apasionante a la vez, que fué llevada a cabo con bien pocos medios, en un terreno de la máxima actualidad, que a primera vista pudiera parecer vedado a los modestos investigadores: el de la Física nuclear.

La exposición que voy a tener el honor de presentar ante vosotros no es precisamente la de mi labor que juzgo sería inadecuada para distraer vuestra atención, sino la de los grandes conocimientos que con la sencilla técnica fotográfica, desarrollada gracias al esfuerzo per-

sonal del profesor Powell, se lograron adquirir acerca de las fuerzas y partículas nucleares; en algún momento, de paso, me permitiré mencionar algunos pequeños trabajos personales porque tampoco me pareció discreto presentarme ante vosotros con las manos vacías después de haber trabajado con tan ilustre Profesor, Premio Nobel de Física del pasado año; con ello, no pecaré de orgullo, pues sabido es que hasta la modesta hiedra puede salir del suelo apoyándose en el firme árbol, que presta ayuda a sus pequeñas fuerzas.

Pero hay una historia, que quisiera desarrollar, a grandes rasgos, entrelazada con la exposición temática, que puede resultar incluso más interesante que ésta, porque es la de una reñida competición científica entablada en el estudio de ciertas partículas elementales, llamadas mesones, entre centros norteamericanos, a los que podríamos llamar superdotados, y otros laboratorios europeos, más modestos, con la notable particularidad de que no siempre los éxitos fueron proporcionales a los medios.

Ahora bien, dado el carácter técnico del tema que me propuse abordar, y que por su naturaleza o extensión no puede interesar al conjunto intelectualmente heterogéneo, característico de una sesión inaugural, yo quisiera que la afirmación optimista que acabó de hacer, como consecuencia de hechos vividos de cerca, constituyera la lección fundamental capaz de llegar y ser captada, dada su índole general, por los estudiosos aquí congregados, pues con frecuencia sucede que el desaliento inicial, ante la desproporción entre nuestros medios y los problemas que debemos atacar, contraste que tantas veces nos desmoralizó, es causa de que se malogren vocaciones y talentos que, según las palabras de un gran romántico, están quizá «esperando la voz que les diga levántate y anda».

Pero como una lección tan breve, aunque sea de optimismo, no puede constituir el tema único de la disertación, creo es hora ya de que pasemos a exponer el asunto que me propuse desarrollar, abreviándolo ahora en esta lectura todo lo posible, con objeto de no abusar de tan benevolente atención y pasando por alto todo aquello carente de interés general.

He intentado reunir en este trabajo parte del material recopilado con objeto de emprender las investigaciones sobre Física nuclear y Radiación cósmica, en nuestra Facultad de Ciencias, mediante la sencilla técnica fotográfica; esta labor es el fruto de mis actividades durante un par de años y tras laboriosa selección creo haber reunido material suficiente para lograr, una exposición que permita, sin solución de continuidad, partiendo de la teoría de la imagen fotográfica, en emulsiones corrientes, llegar a la comprensión de cómo se registran las partículas nucleares en las modernas emulsiones. Aclarado

## LA TÉCNICA FOTOGRÁFICA EN FÍSICA NUCLEAR

éste punto hemos recogido, a continuación, lo más sobresaliente de dicha técnica fotográfica, exponiendo sus métodos especiales, tan sencillos como categóricos, y los más importantes trabajos realizados con ella, para describir, finalmente, los espectaculares éxitos obtenidos recientemente en el estudio de las extraordinarias partículas a las que los físicos, por su masa intermedia entre las del protón y electrón, denominan mesones. La importancia de estas partículas es extraordinaria, por cuanto, dicho en palabras vulgares, constituyen algo así como la argamasa en los núcleos atómicos y, en consecuencia, al asegurar la estabilidad de éstos, son en realidad los que mantienen la estructura del mismo Universo. La forma en que esta estabilización tiene lugar resulta algo compleja, y desde luego es uno de tantos procesos que los físicos, cada día más modestos y sinceros, tras el fracaso de la orgullosa Física de fines del siglo, no acaban de explicar; se cree, no obstante que obran de acuerdo con un tipo especial de fuerzas llamadas de intercambio o canje, concepto introducido por vez primera por HEITLER y LONDON (1).

Vamos, pues, a hablar de Física nuclear, pero tranquilizaos, distinguidos colegas y queridos alumnos de otras Facultades más especulativas; no olvido que vuestro idealismo os ha hecho clamar contra quienes desintegran los núcleos, en busca de nuevas fuentes de energía, para bien o mal de la Humanidad... También nosotros, tan idealistas como vosotros en nuestra continua persecución de la Verdad, sentimos vuestras inquietudes y repudiamos la materialización actual, pero reconoced, con nosotros, que sería insensato, en una época en que los combustibles comienzan a escasear, renunciar a las incalculables fuentes de energía que la Naturaleza puso a nuestra disposición, si logramos desencadenar los procesos de desintegraciones nucleares convenientes.

Sin embargo, quisiera adelantar una advertencia para calmar los temores de muchos de vosotros y no defraudar las esperanzas sensacionalistas de otros: Física Nuclear no es sinónimo de energía nuclear, y muchísimo menos de bomba atómica; alguien ha dicho, con certero humorismo, que la Física Nuclear es a la bomba atómica lo que la electricidad es a la silla eléctrica. Pues bien, para vuestra tranquilidad, y en prueba de buen gusto, no hemos de ocuparnos aquí de esta nueva silla eléctrica, bajo cuya amenaza vivimos hoy justos y pecadores; no pensamos tratar de la bomba «atómica», ya pasada de moda, ni de la más terrible y actual bomba de hidrógeno, ni tampoco dedicaremos más de un párrafo de paso, a esta apocalíptica quimera, la bomba de hidrógeno-cobalto, con que algún cerebro atormentado está tratando,

(1) W. HEITLER, y LONDON; *Zeit. f. Phys*; 44, 455, (1927).

fría y calculadoramente, de estudiar las posibilidades para conseguir el suicidio colectivo de la humanidad, gracias a una explosión que al convertir, mediante el bombardeo neutrónico, al cobalto en su isótopo  $\text{Co}^{60}$ , puede motivar la desaparición de la vida sobre la Tierra por los efectos letales acumulativos de una radiación gamma lenta, de unos 10 R. diarios, a lo largo de un período de tres años (2).

Afortunadamente Dios, que permitió a los hombres ahondar en estos profundos secretos, dispuso las cosas, en su Infinita Sabiduría, para que tan terribles posibilidades no estuvieran al alcance de una mentalidad perturbada y el éxito de tales propósitos sólo puede ser obra de una gigantesca organización, científica y técnica, (capaz de obtener 5.000 toneladas de cobalto y otras tantas de deuterio), a la que es de esperar que la Providencia conceda la serenidad de la que, a veces, carecen los individuos.

Aparte de la sombría perspectiva de este posible suicidio colectivo, a la bomba de hidrógeno, o a cualquier otra análoga que pueda ser ideada con fines militares, no hay que considerarla, a mi modesto parecer, de tan enormes e inmediatas posibilidades guerreras como algunas informaciones sensacionalistas pudieran hacernos creer. No pretendo con ésto desmentir los poderosos efectos destructivos causados sobre el Japón, potencia prácticamente rendida por aquél tiempo, pero sí subrayar, entre otras razones, que tal como se encuentran, hoy por hoy, divididas las naciones en dos bandos, la clara ventaja que hay que asignar a uno, por su mayor potencia económica e industrial y cantidad de explosivo nuclear acumulado, tiene por contrapartida un factor, no siempre valorado en su justo punto, representado por una vulnerabilidad superior que podría multiplicar por diez y hasta por cien los efectos de una sola explosión que tuviera lugar en cualquiera de sus grandes conglomerados urbanos. Posiblemente ésta es la razón, si descartamos las de tipo humanitario, en las que no tenemos demasiados motivos para creer, que hace confiar en que tan terrible arma no será empleada. Y perdonad este descarnado juicio, algo impropio de ser expuesto ante tan selecta concurrencia, pero mientras las naciones desoigan el mandato Evangélico del Amor, reiteradamente recordado desde el único Estado sin apetencias materiales por el Pastor de la Cristiandad, para obrar de acuerdo con la consigna satánica del odio, no espero que vuestra opinión pueda ser mucho más benévola que la mía.

En apoyo de lo que acabamos de decir puede señalarse el hecho, sabrosamente comentado por un ilustre físico, P. M. S. Blackett, Pre-

(2) ARNOLD; *Bull. Ato. Scientists*; VI, 290, (1950).



mio Nobel de Física de 1948, (3), con su doble autoridad de hombre de ciencia y marino de guerra, de que las potencias tratan de trasladar sus posibles puntos críticos de fricción lo más lejos posible de sus propios espacios vitales o fronteras naturales, en perjuicio de los que algún cínico humorista ha podido considerar como ciudadanos aliados de segunda categoría.

Pero volvamos a la Física Nuclear de la que momentáneamente nos apartamos. Muchísimo antes que los físicos transmutaran el primer núcleo, antes incluso de que los viejos alquimistas de la Edad Media soñaran con la Piedra Filosofal, desde el origen de los tiempos, la misma Naturaleza, Maestra y objeto primero de estudio, para los físicos, venía realizando desintegraciones; en la atmósfera en que vivimos los átomos sufren continuos bombardeos y transmutaciones, con la consiguiente liberación de fabulosas cantidades de energía, insospechadas durante siglos, gracias a la existencia de una misteriosa radiación, a la que por desconocer su origen se dió en llamar RADIACIÓN CÓSMICA; a pesar de estos procesos, sin interrupción repetidos, la vida no ha dejado de ser menos grata a las generaciones que subsistieron sin conocer siquiera la existencia de estos terroríficos procesos, que en cuanto fueron repetidos, en modestísima escala, por la pecadora mano de los hombres constituyen la espada de Damocles, pendiente sobre la maltrecha humanidad contemporánea. Desde el principio de los siglos la radiación cósmica, precursora natural de las modernas máquinas aceleradoras de partículas, pero de eficacia infinitamente superior, viene bombardeando los núcleos, lanzando contra ellos partículas mucho más veloces (algunas viajan con la velocidad de la luz) que cuantas puede el físico producir mediante las gigantescas máquinas que con los extraordinarios avances técnicos se han logrado. De aquéllas transmutaciones naturales vamos a ocuparnos, puesto que en ellas se liberan las partículas a las que antes nos referimos, los mesones, que fueron descubiertos hace unos años y que indudablemente pueden dar la clave para descifrar los intrincados problemas que la estructura del núcleo plantea.

Las propiedades características de los mesones han sido conocidas, en gran parte gracias a la técnica fotográfica, que, como decíamos anteriormente, es el método de investigación más económico para el estudio de los fenómenos nucleares, especialmente si se emplea en conexión con la radiación cósmica, y por esta razón dicha técnica abre un sin fin de posibilidades a quienes sin más armas que un buen microscopio, pero con entusiasmo y constancia, quieren trabajar; la

(3) P. M. S. BLACKETT; *The Military and Political Consequences of At. Energy*; Turnstile Press Ltd. Londres (1948).

labor es desde luego dura, y requiere, para ser eficaz, el espíritu de equipo pues sucede con frecuencia que el sólo examen material, al microscopio, de una placa puede ocupar semanas y aun meses a un observador experimentado.

Después del descubrimiento de la radiactividad natural era muy frecuente hacer medidas radiactivas con instrumental simple, tal como la placa fotográfica o pantallas fluorescentes, pero durante la era electrónica que se inició poco después, aquéllos primitivos detectores fueron postergados y reemplazados por complicados mecanismos de registros eléctricos; mas, como la instrumentación científica parece desarrollarse por ciclos, como las modas, hoy en día vuelve a reconocerse la utilidad básica de aquéllos simples elementos y lo que es más importante, los primeros conocimientos experimentales adquiridos acerca de las fuerzas intranucleares han sido logrados mediante la emulsión fotográfica, utilizada como detectora de los mesones, asociados a las evaporaciones nucleares, inducidas por la radiación cósmica. También es digno de ser destacado, por lo que tiene de estimulante para quienes no disponen de los complejos mecanismos electrónicos, el hecho de que los primeros mesones artificialmente producidos, fueron observados por sus trayectorias características registradas en la emulsión.

La Física Nuclear dejó de ser la «unclear Physics» de hace unos años, y aunque desde luego constituye uno de tantos capítulos inacabados de la Física, los conocimientos se van ampliando rápidamente, gracias a que en todas las naciones la mayor parte de los físicos se han enrolado bajo sus banderas, recibiendo las máximas atenciones por parte de los organismos responsables de la investigación y del propio Estado.

Nuestra patria, que por su tradición cultural no puede abandonar ninguna rama del saber humano, era, posiblemente, hasta hace muy pocos meses, la cenicienta en el mundo de la Física Nuclear. A pocos físicos les pasaría inadvertido cierto párrafo aparecido en el «Bulletin of Atomic Scientists» (4), debido a la pluma de Bethe; a mí me dolió doblemente ¡por físico y por español!, ya que si bien existen mejores pruebas de madurez científica y de ética profesional que la obtención de la mal llamada Energía Atómica, con fines más o menos pacíficos, también es cierto que el núcleo ofrece tantas posibilidades, ya de carácter abstracto, ya práctico o utilitario, que nadie puede, en principio, renunciar a investigar; cuanto más pobre e industrialmente atrasado sea un país, tanto más puede esperar de aquéllos estudios, capaces de suministrarle una verdadera independencia (por no hablar de

(4) H. H. BETHE; *Bull. Ato. Scientists*; VI, 992, (1950).

## LA TÉCNICA FOTOGRAFICA EN FÍSICA NUCLEAR

autarquía) económica, al aumentar, en un día no lejano, sus recursos energéticos, con el aprovechamiento del combustible atómico todavía sin explotar. No debe olvidarse que la producción de energía, por habitante, en los diversos países constituye uno de los más expresivos índices de su progreso industrial, económico y social.

A este respecto creo resultarán elocuentes los datos siguientes, tomados de la mencionada obra de Blackett:

País	Habitantes	Energía total por habitante (*)
E. E. U. U.	137 millones	100
Gran Bretaña.	45 id.	73
U. R. S. S.	162 id.	18
China e India.	762 id.	2
Mundo entero.	2.000 millones.	16

Estos números explican también, sin necesidad de comentarios, los reiterados fracasos de todos los intentos para el establecimiento del control de la Energía Atómica, pues mientras las potencias occidentales la consideran primordialmente, bajo el punto de vista de un medio para impedir cualquier nuevo conflicto bélico, los otros países pretenden utilizarla para remediar sus pobres recursos energéticos, sin mencionar, claro está, oficialmente, la posibilidad de una guerra de agresión, que está en la mente de todos.

Estas enormes perspectivas de la Energía Atómica, tanto como nueva fuente energética, como para la obtención de inestimables isótopos radiactivos de tan vasta aplicación médica, biológica, química, física e industrial, han sido finalmente reconocidos por nuestros organismos responsables, y ya no es un secreto la existencia en nuestra patria de un grupo de investigadores que, con mucho retraso, pero con celo y empuje extraordinarios, se dispone, con la valiosa ayuda de especialistas, a afrontar ampliamente el problema; dicho grupo, denominado E. P. A. L. E., trabaja en conexión con el Patronato «Alfonso el Sabio» del Consejo Superior de Investigaciones Científicas.

Nosotros, en conexión con ellos y contando con el apoyo de aquél organismo, pero con los más sencillos medios, hemos iniciado en nues-

(\*) Incluyendo la obtenida del carbón, petróleo, saltos hidráulicos, etc., y expresada en % respecto a las cifras americanas.

tra Facultad modestas investigaciones nucleares, aportando de este modo nuestro pequeño esfuerzo a una obra de mayor envergadura, y contribuyendo a la formación de jóvenes estudiosos que han de encontrar en este terreno una brillante salida, llena de porvenir e ilusiones, cuando tantas otras puertas han ido cerrándose ante ellos por la sobresaturación de licenciados en Ciencias Químicas que ya viene observándose en nuestra industria, tan necesitada en cambio, permitiéndome que lo repita una vez más, de jóvenes físicos. Bien recientemente alguno de nuestros más brillantes licenciados, que va a recibir en este acto el Diploma de Premio Extraordinario, ha encontrado en este tipo de investigaciones el magnífico camino a seguir; me complace en manifestarlo aquí para estímulo de nuestros discípulos.

---

Finalmente, constituye una costumbre tradicional dar cuenta, en este acto, de los Profesores que fueron alta en nuestro primer Centro docente, así como de los que, por diversos motivos, nos dejaron.

A la Facultad de Medicina llegó por concurso de traslado, desde la Universidad de Salamanca, don Román Alberca Lorente, para cubrir la Cátedra de Psiquiatría de nueva creación, y en la de Ciencias ha ingresado, tras brillante oposición, don José Miguel Gamboa Loyarte, quien viene, en plena juventud, a cubrir la vacante producida hace unos años por fallecimiento del que fué querido Vicerrector y Catedrático de Química Inorgánica, don José Gascó Oliag, a quien la Facultad de Ciencias unió para siempre a su recuerdo dedicándole el Aula en que explicó durante sus últimos años de actividad docente, para que las futuras generaciones de estudiantes sepan del que fué entusiasta propulsor de la nueva Facultad de Ciencias.

Por jubilación forzosa, al cumplir la edad reglamentaria, nos deja don Salvador Valero Estopiñá, Profesor Auxiliar numerario de la Facultad de Medicina, desde 1913, y alumno predilecto del doctor don Enrique López Sancho, de gloriosa memoria, junto al cual se formó como expertísimo ginecólogo, tanto en el aspecto clínico como en el quirúrgico. Por su gran competencia en tal especialidad, la Facultad le encargó de la enseñanza de las Matronas, puesto que ha venido desempeñando desde su incorporación a la Auxiliaria hasta su reciente jubilación.

Por renuncia voluntaria, don Ricardo Mur Linares cesó en el cargo de Profesor Adjunto de la Facultad de Derecho.

Sean, pues, bienvenidos los nuevos compañeros, y conste para quienes nos dejan, que va con ellos el cariño y gratitud de la Universidad.

## LA TEORIA DE LOS PROCESOS FOTOGRAFICOS PARA FOTONES

Nature can be ruled only by being obeyed; for the causes which theory discovers give the rules which practice applies.

(F. Bacon)

La importancia comercial y el interés intrínseco de los procesos que tienen lugar en la emulsión, hasta producir la imagen latente son tan estimulantes que han motivado, en los últimos años, varias teorías interpretativas al lado de numerosos trabajos experimentales.

Parte de los conocimientos y técnicas inherentes pueden catalogarse en el terreno de la Química Orgánica e Inorgánica, otros son de tipo Físico-Químico, pero los procesos fundamentales, como con tanta frecuencia sucede, son físicos y están además relacionados con otros fenómenos que interesan principalmente al físico, mientras que, por otra parte, las teorías desarrolladas durante las dos últimas décadas, para explicar la formación de la imagen latente, son debidas a los físicos y llevan el sello magistral característico de la obra de Mott.

Los progresos realizados, tanto en el terreno experimental como en el teórico, han sido resumidos ampliamente en varios sitios; citaremos únicamente el informe de W. F. Berg aparecido en Reports Progress in Physics (5), pero con posterioridad otro físico de la Escuela de Bristol, el Dr. J. W. Mitchell (6), publicó un importante trabajo que amplía y modifica ligeramente la teoría original de Mott-Gurney (7).

*Emulsiones Fotográficas.*—Una emulsión fotográfica corriente consiste, esencialmente, en una capa de gelatina de 0'1 mm. de espesor

(5) BERG; *Rep. Prog. Phys.*; 11, 248, (1948).

(6) MITCHELL; *Phil. Mag.*; 40, 249, (1949).

(7) N. F. MOTT; *Proc. Roy. Soc. (A)*; 164, 151, (1938).

que contiene de  $10^9$  a  $10^{12}$  granos de haluros de plata por centímetro cúbico; los granos vienen a tener un diámetro de 0'1 a 10 micras y, en promedio, están a distancia de una micra.

La simple absorción de algunos cuanta de luz por un grano da lugar a que éste, mediante el empleo de un revelador conveniente, se ennegrezca, mientras los granos no afectados por la luz quedan inalterados. Desde luego, antes del revelado no se aprecia diferencia entre uno y otro grano, pero los que absorbieron cuanto luminoso contienen una imagen latente, y en consecuencia cualquier teoría viable ha de interpretar, tanto este proceso fotolítico, como el mecanismo que durante el revelado da lugar a que se haga patente.

Entre los muchos efectos fotográficos (Berg cita más de veinte), que cualquier teoría debe tratar de explicar, nos interesa citar uno sólo, conocido con el nombre de «fallo a la ley de reciprocidad». Esta ley, como es sabido, establece que las reacciones fotoquímicas dependen tan solo de lo que llamamos «exposición» (intensidad luminosa por tiempo), y se aplica, en general, a todas las reacciones simples pero cae, frecuentemente, en defecto, cuando la reacción consta de varias etapas y éste es, precisamente, el caso del proceso fotográfico.

De no existir este «defecto de reciprocidad», al representar gráficamente las exposiciones necesarias para producir un determinado ennegrecimiento de la placa fotográfica, en función de la intensidad, obtendríamos una recta, pero debido al citado defecto el resultado es una curva (fig. 1) que presenta un mínimo, demostrando que la sensi-

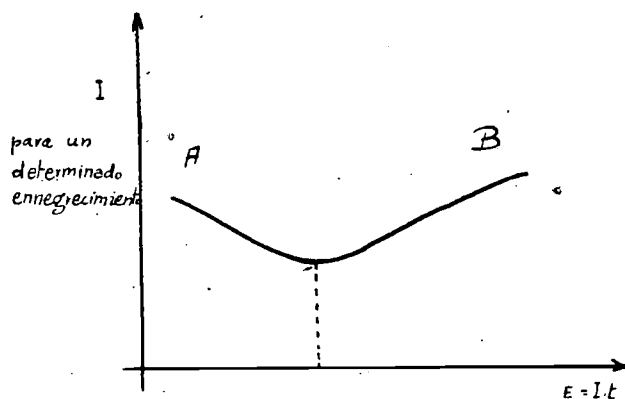


Fig. 1

bilidad de la placa no es constante hacia ambos extremos, sino que varía para iluminaciones pequeñas (tiempo de exposición largo) y

para grandes iluminaciones (exposición corta). Afortunadamente la mayor sensibilidad corresponde a tiempos de exposición comprendidos entre 0'1 y 0'01 segundos, que son los corrientemente utilizados.

Por otra parte la sensibilidad depende de la temperatura, disminuyendo con ésta, y el fallo de la ley de reciprocidad se acentúa hacia la región B (cortas exposiciones) para bajas temperaturas, y hacia A (exposiciones largas) para elevadas temperaturas; en otras palabras, una exposición a baja temperatura equivale a un destello luminoso brevísimo. Todo esto se aclarará más adelante cuando interpretemos la formación de la imagen latente como movimiento de iones y electrones; nos interesa ahora, tan solo, señalar estos hechos.

Destaquemos de paso que esta variación de la sensibilidad fotográfica con la temperatura, que posiblemente no tiene importancia en las emulsiones corrientes, debe ser tenida en cuenta cuando las placas fotográficas se emplean para el estudio de la radiación cósmica en altura, pues en este caso son lanzadas mediante balones y sufren cambios de temperatura considerables que se procura evitar introduciéndolas dentro de un sencillo termo.

*Algunas propiedades de los cristales iónicos.*—Antes de exponer la idea fundamental de Mott, para interpretar la formación de la imagen latente, es preciso que recordemos algunas propiedades de los cristales iónicos imperfectos.

Como ya hemos dicho, las emulsiones fotográficas contienen, íntimamente mezclados, diversos haluros de plata, en proporción variable y todos ellos, cuando puros, cristalizan en el sistema cúbico. Un cristal perfecto consiste en una serie de alineaciones de iones + y —, alternando entre sí, como se indica en la figura 2a, pero los cristales reales tienen imperfecciones o defectos, que puede dividirse en dos tipos:

a) Defecto Frenkel (fig. 2b).

b) Defecto Schottky (fig. 2c).

El primero consiste en la existencia de un ión intersticial y en consecuencia un sitio vacante en la red iónica (A y A' respectivamente) (8). El segundo tiene lugar cuando falta un ión en la red por haberse situado en la superficie; desde luego, este segundo tipo de imperfección se origina en la superficie, pero rápidamente, los sitios vacantes se difunden hacia el interior, originando «agujeros en la red» que dan lugar a procesos de conducción adicionales. Para evitar cargas internas espaciales deben existir, aproximadamente, igual número de defectos Schottky positivos y negativos (9).

Para una cierta temperatura T, el número de defectos Frenkel, por

(8) J. FRENKEL; *Zeit. f. Phys.*; 35, 652, (1926).

(9) C. WAGNER y W. SCHOTTKY; *Zeit. f. Phys. Chem. (B)*, 11, 163, (1930).

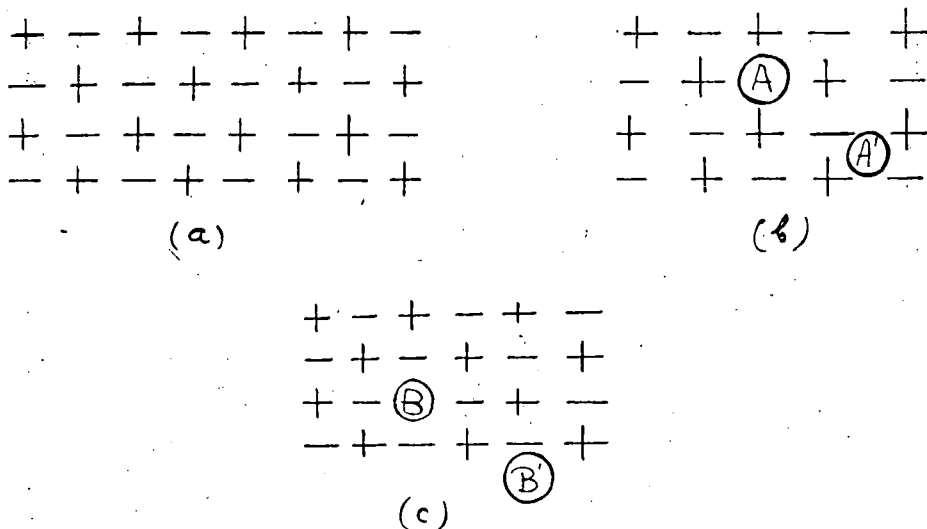


Fig. 2

unidad de volumen, en equilibrio con la red iónica, puede calcularse expresando la condición de que la energía libre sea mínima, llegándose al siguiente resultado:

$$n_F = \text{Const.} (NN')^{1/2} \cdot e^{-W/2kT} \quad (I)$$

donde:  $W$  representa la energía de activación necesaria para trasladar un ión desde su lugar normal a una posición intersticial vecina,  $N$  es el número de átomos por unidad de volumen,  $N'$  el número de posiciones intersticiales, y  $k$  la conocida constante de Boltzmann.

Una vez en la posición intersticial el ión puede emigrar hacia otra próxima; y la probabilidad de que ésto ocurra es proporcional a:

$$e^{-W_D/kT} \quad (II)$$

donde  $W_D$  es otra energía de activación. Esta traslación puede dar lugar al proceso de difusión, caso de existir gradiente de concentración, o a la conductividad iónica si se aplica un campo eléctrico externo.

Cuando un cristal ha sido fuertemente calentado y luego se enfría rápidamente, los defectos Frenkel pueden quedar «congelados», si  $W_D$  y  $W$  son elevadas en relación a  $kT$ , y en este caso el número de defectos será bastante superior al que correspondería a la temperatura  $T$ , dado por la fórmula (I) (\*).

(\*) Mientras redactamos estas líneas acaba de aparecer *Fundamental Mechanism of Photographic Sensitivity*, en el que se recogen todas las comunicaciones presentadas durante la conferencia que tuvo lugar en Bristol (marzo 1950).



## LA TÉCNICA FOTOGRAFICA EN FÍSICA NUCLEAR

Algo parecido podríamos repetir para los defectos Schottky; el número de éstos en equilibrio termodinámico con la red viene dado por:

$$n_s = \text{Const. } N \cdot e^{-W_s/kT} \quad (\text{III})$$

En general, ambos defectos pueden presentarse en la red, pues las energías de activación son del orden de un electrón voltio por mol. Pero en cada cristal predominará aquél para el cual dicha energía sea menor. De la misma forma, el valor de  $W_D$  es tal ( $\approx 0.25$  e. V/mol. para los haluros de plata) que los iones pueden difundirse fácilmente a la temperatura ambiente.

Además de estos defectos, inherentes a toda red cristalina real, existen en la emulsión fotográfica impurezas sin las cuales las placas serían casi insensibles; este hecho fué descubierto por S. E. Sheppard y sus colaboradores (10), quienes pusieron de manifiesto que toda gelatina, fotográficamente aceptable, contenía isocianatos o algún compuesto de azufre con los grupos  $S = C <$ , aunque en cantidad tan pequeña que sin un conocimiento previo de la naturaleza de estos agentes sensibilizadores, los métodos corrientes de análisis resultan incapaces de acusar su existencia. Estos compuestos dan lugar, dentro de la emulsión fotográfica, a lo que se conoce con el nombre de «puntos sensibles», se encuentran en la superficie de los granos, y ellos son a fin de cuentas, junto con los defectos antes mencionados, los responsables de la formación de la imagen latente.

*Teoría de Mott-Gurney.*—La existencia de los defectos Frenkel y de los «puntos sensibles» son las dos ideas básicas utilizadas por Mott y Gurney en su teoría de los procesos fotográficos que interpreta la formación de la imagen latente considerando la combinación de dos procesos: Fotoconductividad y conductividad iónica.

He aquí, esquemáticamente expuestas, las sucesivas etapas que conducen a la formación de la imagen latente:

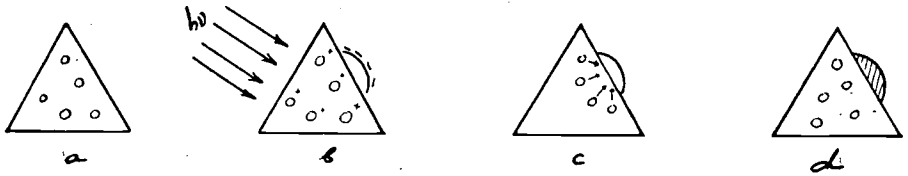
1.º.—La absorción de un fotón eleva la energía de un electrón del anión, con lo cual aquél es capaz de pasar a una banda de conducción del cristal y, en consecuencia, moverse libremente.

2.º.—Por ser el grano relativamente menudo, el electrón tiene grandes probabilidades de alcanzar la superficie, donde es atrapado por el «punto sensible», que actúa de cebo para aquéllos y por tanto adquiere carga negativa.

(10) S. E. SHEPPARD; *Rev. Mod. Phys.*; 14, 303, (1942).

3.º.—A continuación un ión intersticial de plata (el defecto Frenkel entra en juego) es atraído por el «punto sensible», acudiendo a él, lo descarga y se forma un átomo de Ag.

4.º.—La repetición del proceso (fig. 3, a, b, c, d) va aumentando el volumen del primitivo «punto sensible» debido a la plata depositada, hasta que, finalmente, alcanza un cierto tamaño crítico que le capacita para actuar de imagen latente.



- $\Delta$  ... grano haluro
- $\circ$  ... ión intersticial  $Ag^+$
- ... fotoelectrón
- ... imagen latente
- ...  $Ag_2S$

Fig. 3

5.º.—Entre tanto, cada electrón atrapado deja tras de sí un átomo neutro, pero los electrones de un anión vecino pueden transferirse a él, por efecto túnel, y así sucesivamente, hasta que el átomo neutro, en la superficie del cristal, sea captado por la gelatina que actúa de fijador del halógeno.

Si posteriormente el grano de AgBr, con su pequeño depósito de plata, se pone en contacto con el revelador, cuyo potencial de oxidación-reducción es el conveniente, la imagen latente capta más electrones y con ello sigue aumentando de tamaño, debido a nuevas aportaciones de iones plata que acuden desde el interior del grano.

De esta forma en cada «punto sensible», sobre la superficie del grano, la plata es empujada hacia fuera, formándose un filamento que va aumentando a expensas del mismo grano (fig. 4).

Si por otra parte, el revelador es capaz de aceptar el halógeno, todo el grano acabará por convertirse en filamento; desde luego la presencia de éstos ha sido recientemente confirmada mediante el microscópio electrónico.

## LA TÉCNICA FOTGRÁFICA EN FÍSICA NUCLEAR

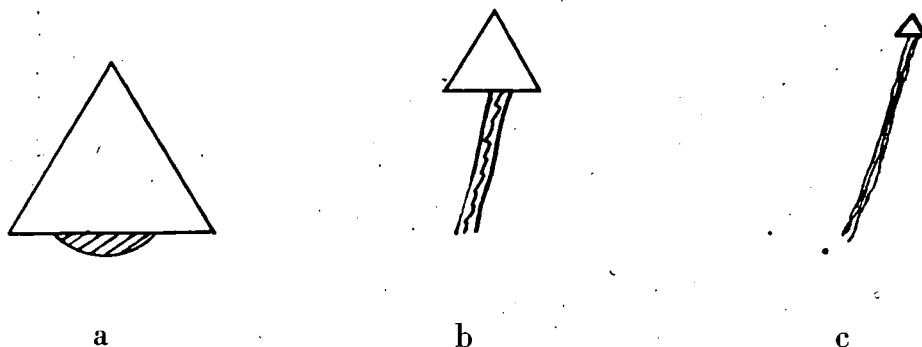


Fig. 4

Esta teoría interpreta perfectamente el fallo a la ley de reciprocidad, sin más que tener en cuenta que la imagen latente se forma gracias a la cooperación de dos procesos, uno electrónico e iónico el otro; dichos procesos tienen diferentes constantes de tiempo y coeficientes de temperatura, siendo, desde luego, más lento el segundo, que al mismo tiempo es también mucho menos activo al descender la temperatura.

Así pues, concretándonos a las intensidades, sucede:

a) con grandes intensidades: los «puntos sensibles» cazan tan rápidamente los electrones que sus cargas no pueden ser neutralizadas por igual número de iones de plata, con lo cual algunos electrones no son captados y en consecuencia se pierden para el proceso fotográfico.

b) para pequeñas intensidades luminosas: los electrones llegan tan lentamente que el «punto sensible» no puede retenerlos durante tanto tiempo; en otras palabras, hace falta una cierta presión crítica del gas electrónico para que el «punto sensible» comience a crecer, pues de lo contrario, lo mismo que una gota de agua en el vacío, se evapora. Esta segunda interpretación se debe a Webb y Evans (11), y según ellos la pequeña sub-imagen latente es inestable en sus comienzos, desapareciendo a menos que la plata acuda lo suficientemente aprisa para poder alcanzar rápidamente el tamaño estable.

Como ya dijimos, la sensibilidad de las emulsiones fotográficas depende de la temperatura, disminuyendo con ésta, pero sin llegar a anularse ni a la del helio líquido; ahora bien, es evidente que la emisión de los fotoelectrones primarios, no puede variar sensiblemente

(11) WEBB y Evans; *Photo. J.*; 80, 188, (1940).

por efecto térmico; lo que sucede es que el movimiento de los iones intersticiales depende estrechamente de la temperatura, calculándose en una millonésima de segundo, a 15° C, el tiempo invertido por un catión de plata en su emigración desde el grano hasta el «punto sensible», tiempo que aumenta rápidamente al disminuir la temperatura, hasta quedar prácticamente «congelados» los cationes, y, en consecuencia, resulta aclarado lo que afirmábamos antes de que una exposición a baja temperatura equivale a un destello luminoso brevísimo.

Las ideas de Mott pueden resumirse en el siguiente esquema de niveles energéticos (fig. 5), respecto al que hay que hacer constar dos extremos:

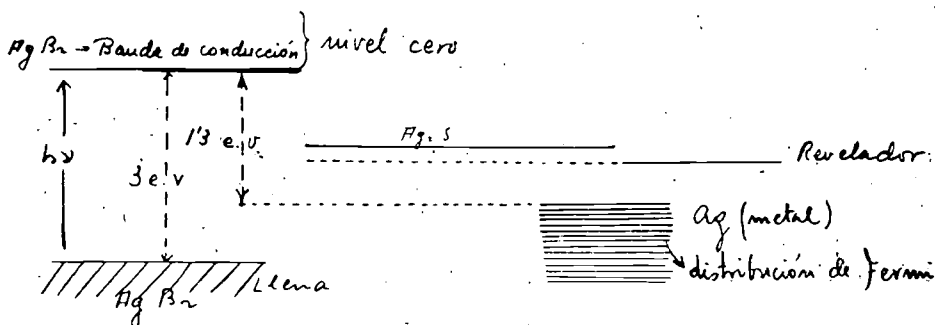


Fig. 5

- a) Admite que los «puntos sensibles» son sulfuros de plata.
- b) El sulfuro de plata facilita un nivel energético capaz de atrapar electrones que provienen de la banda de conducción del cristal, pero no puede recibirlos directamente del revelador ya que los de éste van a la plata.

De acuerdo con estas ideas la emulsión tiene en la superficie de sus pequeños granos un «punto sensible» de sulfuro de plata que puede captar electrones, pero por otra parte no los retiene demasiado ligados ya que en este caso la plata resultaría con un enojoso fondo obscuro, debido al ennegrecimiento sin exposición («fogging»).

Todo lo que acabamos de exponer ha venido siendo aceptado durante los últimos años, pero recientemente fueron sugeridas algunas variantes por otro físico-teórico de la Escuela de Bristol, Dr. Mitchell (6); éste supone que la conductividad de los haluros de plata se debe principalmente, a los defectos Schottky; según él, cuando el sulfuro de plata se disuelve en el cristal haluro, el azufre, actuando de ión con carga unidad, va a ocupar un sitio vacante, correspondiente al anión, mientras el restante electrón es atrapado por otro sitio vacante nega-

## LA TÉCNICA FOTOGRAFICA EN FÍSICA NUCLEAR

tivo (cargado, por lo tanto, positivamente), para formar lo que se denomina un centro F (\*). De acuerdo con Mitchell estos centros serían los «puntos sensibles» y, en consecuencia, podrían estar dentro o fuera del grano, pero en este caso el filamento debería crecer también hacia dentro; como este hecho no resulta muy claro, parece ser que el punto de vista actual es admitir que tanto los defectos Frenkel, como los Schottky, intervienen en el proceso fotográfico.

(\*) Del alemán Farbenzentrum; Pohl ha estudiado las propiedades de los haluros alcalinos coloreados que, normalmente, son transparentes, pero adquieren color al ser expuestos a los rayos X, haces electrónicos o cuando se calientan en presencia del vapor de un metal alcalino; esto se explica por la formación de centros F, consistentes en un exceso de electrones «atrapados» e puntos de la red donde falta el anión, según los trabajos de la escuela alemana de Göttingen.

## FORMACION DE LA IMAGEN LATENTE BAJO LA ACCION DE PARTICULAS CARGADAS

The Bristol experiments are simple, powerful and elegant... They employ a photographic plate, a microscope, and plenty of insight, patience and skill, always the best of apparatus.

(Ph. Morrison)

J. App. Phys. 19, 313 (1948).

Por analogía a la acción de la luz sobre el grano fotográfico, parece evidente que la de las partículas cargadas resulte de la producción, de electrones libres en la banda de conducción, gracias a la energía cedida por la partícula incidente.

El paso de tal corpúsculo, a través de los microcristales de haluros de plata, da lugar a una transformación irreversible compleja, pero el proceso primario es la liberación de electrones de conductividad, por choque o acción ionizante.

*Acción ionizante.*—Una partícula cargada al atravesar un medio va perdiendo energía debido a interacciones electromagnéticas, y los electrones del medio pasan a estados de excitación creciente hasta producirse la ionización. La energía para ello necesaria viene cedida por la cinética de la partícula incidente.

Consideremos (fig 6) un electrón de masa  $m$ , a una distancia  $b$  de

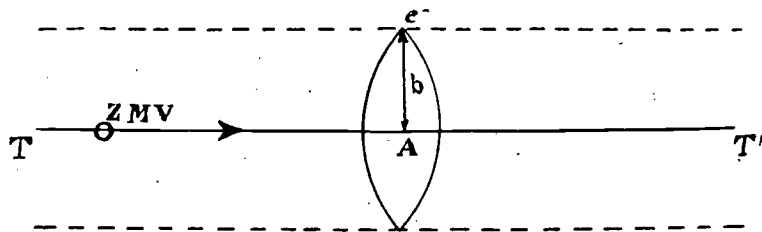


Fig. 6

la trayectoria de la partícula cuya masa es  $M$ ,  $V$  es su velocidad, y  $ze$  su carga eléctrica. Supongamos que el electrón está inicialmente en reposo y que durante la colisión que va a sufrir se desplace insensiblemente, de modo que la acción coulombiana del campo eléctrico, debido a la partícula que se aproxima, puede calcularse para la posición inicial del electrón.

Por razón de simetría el impulso  $\int F_{\perp} dt$ , experimentado por electrón, paralelamente a la trayectoria  $TT'$ , es nulo, ya que para cada posición de la partícula a la izquierda de  $A$  existe otra a la derecha, dando lugar a un impulso opuesto. El impulso en dirección normal será:  $I_{\perp} = \int F_{\perp} dt$ , cuyo valor puede calcularse de la siguiente forma:

Supongamos un cilindro cuyo eje coincida con la dirección de la partícula, y sea  $\vec{e}$  el campo electrostático debido a la carga móvil  $ze$ ; el flujo electrostático saliente será:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_{\perp} \cdot 2 \cdot \pi \cdot b \cdot dx = 4 \cdot \pi \cdot z \cdot e \cdot (\text{por el teorema de Gauss})$$

y en consecuencia: 
$$\int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_{\perp} \cdot dx = \frac{2 \cdot z \cdot e}{b}$$

Como la variación de  $\epsilon_{\perp}$  en función del tiempo, en el punto correspondiente a la posición del electrón, será idéntica a la que obtendríamos suponiendo fija la carga  $ze$  y observando en un punto que se desplazara con velocidad  $V$  a lo largo de la generatriz del cilindro, tendremos:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_{\perp}(t) \cdot dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_{\perp}(x) \cdot \frac{dx}{V} = \frac{2 \cdot z \cdot e}{b \cdot V}$$

De modo que el impulso:

$$I_{\perp} = \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_{\perp} \cdot e \cdot dt = \frac{2 \cdot z \cdot e^2}{b \cdot V} = p \quad (\text{IV})$$

En consecuencia, la energía elemental cedida al electrón es:

$$\Delta E_1 = \frac{p^2}{2 \cdot m} = \frac{2 \cdot z^2 \cdot e^4}{m \cdot V^2 \cdot b^2}$$

El número de choques, por unidad de recorrido, que tienen lugar entre dos cilindros coaxiales de radios  $b$  y  $b + db$ , será (si  $N$  representa el número de electrones por  $\text{cm}^3$ ) el siguiente:  $2 \cdot \pi \cdot b \cdot N \cdot db$ ; y la pérdida de energía, experimentada por la carga móvil por cesión a los electrones, por centímetro lineal de recorrido, vendrá dada por:

$$\frac{dE(b)}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N}{mV^2} \frac{db}{b}$$

Finalmente, la pérdida total se obtendrá integrando la expresión anterior entre los límites  $b_{\text{Max}}$  y  $b_{\text{min}}$ :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N}{mV^2} \ln \frac{b_{\text{Max}}}{b_{\text{min}}} \quad (\text{V})$$

resultado sobre el que más adelante hemos de insistir.

*Impulsos debidos a distintos tipos de partículas.*—Para tener una idea, aproximada, del poder ionizante de los distintos tipos de partículas cargadas, a igualdad de rango o alcance de la emulsión, nos parece oportuno plantear el problema de la siguiente forma, válida para partículas de energía media:

Según hemos visto, la pérdida energética, por unidad de longitud, es proporcional al cuadrado de la carga móvil y a la inversa de su velocidad:

$$-\frac{dE}{dx} = 2k \frac{1}{V^2} \quad (\text{V})$$

En esta expresión hay que advertir que  $k$  es idéntica para aquellas partículas que tengan igual carga, pero crece proporcionalmente al cuadrado de la misma.

Si expresamos la energía en función de la masa y la velocidad de la partícula, separamos variables e integramos, obtendremos:

$$\frac{m \cdot V^4}{4} = -kx + C$$

Como para  $V = 0$ , resulta  $x = R$ , ( $R$  es el rango o alcance), el valor



de la constante de integración resulta ser:  $C = kR$ , y el resultado anterior se convierte en:

$$\frac{m \cdot V^4}{4} = k(R - x) \quad (*)$$

Ahora bien, para  $V = V_0$  (Velocidad inicial de la partícula al penetrar en la emulsión), el recorrido  $x$  es igual a cero luego:

$$\frac{m \cdot V_0^4}{4} = k \cdot R \quad (VI)$$

Veamos lo que ésto puede indicarnos acerca del poder ionizante relativo entre las diversas partículas cargadas que lleguen a la emulsión.

*Protones y deuterones:*

$k$  es igual para ambas partículas,

$$\left. \begin{array}{l} \text{protón ... .. } \frac{V_0^4}{4} = k \cdot R_p \\ \text{deuterón ... .. } \frac{2 \cdot V_0^4}{4} = k \cdot R_d \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{si } R_p = R_d, \text{ resulta:} \\ V_0 = V_0' \sqrt[4]{2} \end{array}$$

y, en consecuencia, teniendo en cuenta (IV), los valores de  $b$  correspondientes a ambas partículas, cuando producen la misma ionización, vendrán relacionados por la expresión:

$$\frac{b_d}{b_p} = \sqrt[4]{2}$$

Estos valores de  $b$  definen lo que podríamos llamar «cilindros de acción equivalentes» para protones y deuterones, y como el número de electrones contenidos en dichos cilindros será proporcional al cuadrado de sus respectivos radios, llegamos a la conclusión de que, a

(\*) Consideraciones más exactas conducen a otra expresión en la que el exponente es 3 (Ley de Geiger, deducida experimentalmente).

igualdad de rango, el deuterón producirá  $\sqrt{2}$  veces la ionización ocasionada por el protón:

$$\left( \frac{b_d}{b_p} \right)^2 = \sqrt{2}$$

*Protones y tritones:* también  $k$  es la misma para ambos:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Protón ... ..} \quad \frac{V_o^4}{4} = k \cdot R_p \\ \text{Tritón ... ..} \quad \frac{3 \cdot V_o}{4} = k \cdot R_t \end{array} \right\} \text{si } R_p = R_t \dots\dots V_o = V'_o \sqrt[4]{3}$$

y, por lo tanto, como antes:  $\left( \frac{b_t}{b_p} \right)^2 = \sqrt{3}$

La ionización producida por el tritón, a igualdad de rango, es  $\sqrt{3}$  veces la correspondiente al protón.

*Protones y partículas alfa:*

En este caso, en virtud de (V),  $k_a = 4 \cdot k_p$

$$\left. \begin{array}{l} \text{Protón ... ..} \quad \frac{V_o^4}{4} = 4 \cdot k_p \\ \text{Partícula alfa ...} \quad \frac{4 \cdot V_o^4}{4} = 4 \cdot k \cdot R_a \end{array} \right\} \text{si } R_p = R_a \dots\dots V_o = V'_o$$

y, en consecuencia:  $\left( \frac{b_a}{b_p} \right)^2 = 4$

Esto último podía haber sido previsto sin más que tener en cuenta que si un protón y una partícula alfa tienen el mismo rango, poseen también la misma velocidad; en efecto, como la energía que pierde un corpúsculo cargado, al cruzar un medio material, es proporcional, en primera aproximación, al cuadrado de la carga móvil y varía en razón inversa al de su velocidad ( $V$ ), resulta que un protón y un helión de la misma velocidad tendrán igual alcance, pues aunque la 2.<sup>a</sup> par-

tícula posee cuádruple energía, la pierde cuatro veces más rápidamente. En consecuencia,  $V_0 = V_0^4$ , y de esta relación resulta el cuádruple poder ionizante de la partícula alfa respecto al protón, sin más que recurrir a la (IV).

Estas consideraciones elementales, aproximadamente ciertas, hacen comprender que, puesto que el umbral de sensibilidad del grano depende de número de iones producido, la impresión correspondiente

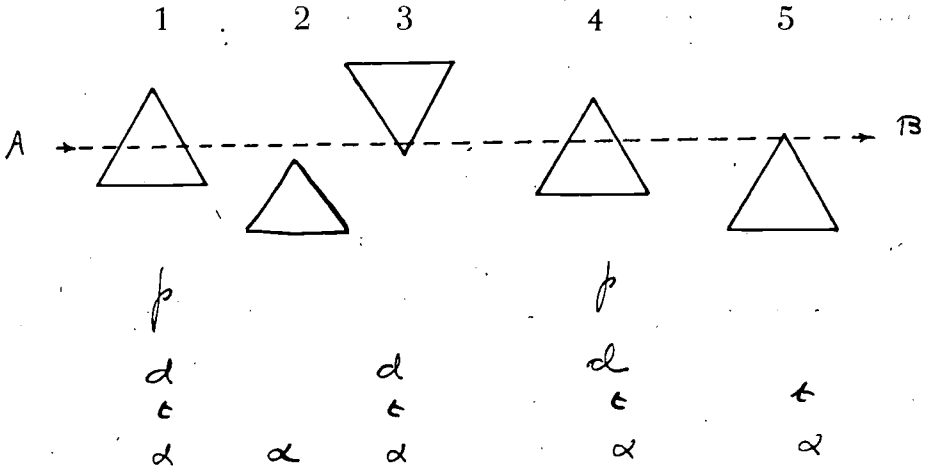


Fig. 7

a diferentes partículas está estrechamente ligada a la densidad de grano sensible en la emulsión. Obsérvese, por ejemplo, en la fig. 7, cómo si AB representa la trayectoria de una partícula, los granos 1, 2, 3, 4 5 serán, o no, afectados según se trate de un corpúsculo con mayor o menor poder ionizante (cilindro de acción).

Existen, desde luego, algunas diferencias esenciales entre el mecanismo expuesto y el que tiene lugar cuando la placa recibe fotones; en este caso, los cuantos luminosos son absorbidos, en puntos aislados de la superficie del grano, y captados en un tiempo superior a  $10^{-4}$  segs. (tiempo mínimo de exposición); en cambio, cuando se trata de una partícula cargada, aunque su energía sea relativamente baja (y muchas de ellas son relativistas, con  $\beta \simeq 0,8$ , todos los electrones son producidos al cruzar el grano, en un tiempo inferior a  $10^{-13}$  segs. En estas condiciones, no olvidemos el fallo a la ley de reciprocidad, la formación de la imagen latente vendrá afectada de cierta ineficiencia, debido a la recombinación de los iones producidos. En conse-

cuencia, es evidente que deben ser liberados más electrones en el grano fotográfico, con objeto de provocar la imagen latente, cuando la impresión sea producida por partículas cargadas que en el caso de la misma emulsión reciba fotones. Aunque no creemos oportuno defenernos en detalles de cálculo (12), nos parece interesante mencionar que en una emulsión cuyo grano tiene 0'3 micras de diámetro, deben producirse 150 pares de iones, por grano, para determinar en éste la imagen latente, mientras el número de cuanta luminosos necesarios, para producir el mismo resultado, es de unos 40 (13).

*Enfrenamiento de las partículas.*—Así pues, no todas las partículas cargadas que llegan a la emulsión deben, forzosamente, producir su correspondiente traza, ya que para que esto ocurra es preciso que pierdan, en cada grano, suficiente energía para dar lugar a una sucesión de imágenes latentes.

Ahora bien, la cantidad de energía perdida por una partícula, al cruzar un medio material, viene dada por la expresión (V), en la que figuran dos valores de  $b_{\text{Máx}}$  y  $b_{\text{mín}}$  correspondientes a las distancias máxima y mínima, entre las que la partícula puede producir ionización.

Sencillas consideraciones que no es preciso detallar (14) dan para aquéllas distancias:

$$b_{\text{Máx}} = \frac{V}{\bar{v} \sqrt{1 - \beta^2}} \quad (\bar{v} \text{ frecuencia media propia de los electrones del medio.})$$

$$b_{\text{mín}} = \frac{h \sqrt{1 - \beta^2}}{2\pi mV}$$

valores que llevados a (V) permiten escribir:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N}{mV^2} \ln \frac{2\pi mV^2}{h \bar{v} (1 - \beta^2)} \quad (\text{VII})$$

Sin embargo, cálculos más precisos conducen a otra expresión análoga, deducida por Bethe y Livingstone (15):

- (12) WEBB; *Phys. Rev.*; 74, 531, (1948).  
 (13) WEBB; *J. O. S. A.*; 38, 312 (1948).  
 (14) Notas acerca de un curso de Física Nuclear dado por E. FERMI; *The University of Chicago Press.*; págs. 29-31, (1950).  
 (15) LIVINGSTONE y BETHE; *Rev. Mod. Phys.*; 9, 263, 1937).

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi (ze^2)^2}{mV^2} N \left\{ Z \left[ \ln \frac{2mV^2}{\bar{I}} - \ln (1 - \beta^2) - \beta^2 \right] - c_k \right\} \quad (\text{VIII})$$

donde:

- $z.e$  ..... es la carga de la partícula incidente  
 $V$  ..... la velocidad de la partícula  
 $N$  ..... N.º de átomos por  $\text{cm}^3$  del material frenante  
 $Z$  ..... N.º atómico del mismo material  
 $\bar{I}$  ..... potencial de ionización medio, de los átomos del material  
 $m$  ..... masa del electrón  
 $\beta$  .....  $V/c$   
 $c_k$  ..... término correctivo que debe aplicarse cuando la velocidad de la partícula sea comparable a la del electrón  $k$  del material.

Esta pérdida de energía,  $-\frac{dE}{dx}$ , es la que da lugar a la pro-

ducción de iones, gracias a la interacción de la partícula con los electrones del material atravesado; para un determinado medio, las partículas pierden, en primera aproximación, energía en razón directa al cuadrado de su carga  $e$  e inversa al de su velocidad, quedando así plenamente justificada la relación (V) que anteriormente utilizamos.

La expresión:

$$B = Z \ln \frac{2mV^2}{\bar{I}} \quad (\text{IX})$$

se conoce con el nombre de «Stopping number» del átomo, y la relación:

$$s = B/B_0 \quad (\text{X})$$

en la que  $B_0$  corresponde al aire en condiciones normales, es el «poder frenante» (o stopping power) del medio. El poder frenante de un compuesto es propiedad aditiva, y puede calcularse a partir del de sus átomos; para las emulsiones fotográficas ha sido deducido por Cüer (16) y oscila entre 1.800 y 2.100, valores que están en perfecto acuerdo

(16) CÜER; C. R.; 224, 41, (1947).

LA TÉCNICA FOTOGRÁFICA EN FÍSICA NUCLEAR

do con determinaciones experimentales [véase, por ejemplo: Lattes, Fowler y Cüer (17)].

La relación entre el rango y la energía, para una determinada partícula cargada, puede obtenerse, gracias a la ecuación (VIII), mediante la integral:

$$R = \int_0^E \frac{dE}{dE/dx} \quad (XI)$$

cálculo que ha sido hecho por Smith (18) para protones en el aire.

La ecuación (VIII) puede ponerse en la siguiente forma, para un determinado medio:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Nz^2}{V^2} f(v, I) \quad (XII)$$

y las curvas teóricas de ella deducidas son del tipo representado en

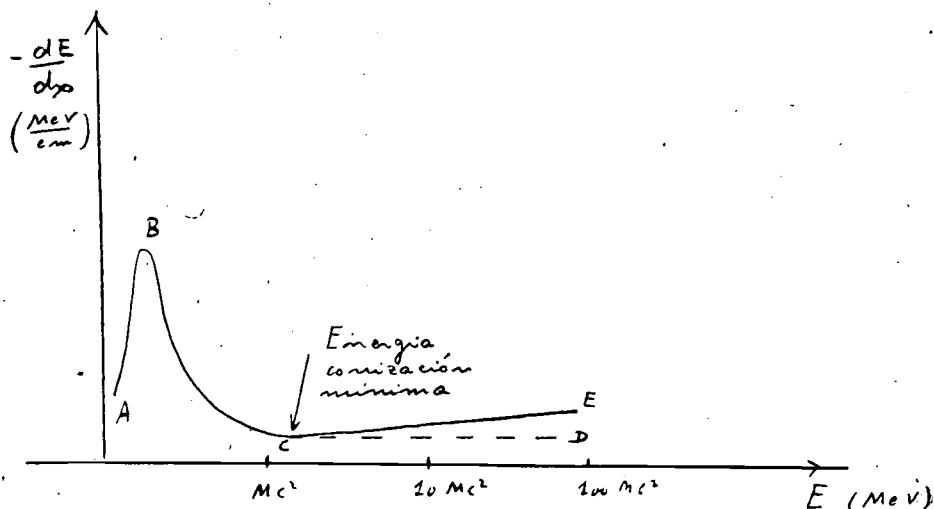


Fig. 8

la fig. 8. La porción BCD da la dependencia de la pérdida energética por cm. respecto a  $1/V_2$  y para velocidades relativistas CD tiende

(17) LATTES, FOWLER y CUER; *Proc. Phys. Soc.*; 59, 883 (1947).

(18) SMITH; *Phys. Rev.*; 71, 32, (1947).

asintóticamente a un mínimo constante, correspondiente a  $v = c$ . Pero debido a la existencia en (X) de los términos relativistas se produce en realidad, para partículas dotadas de grandes velocidades ( $\beta > 0.8$ ), un incremento en el valor de  $dE/dx$ , representado por la porción CE.

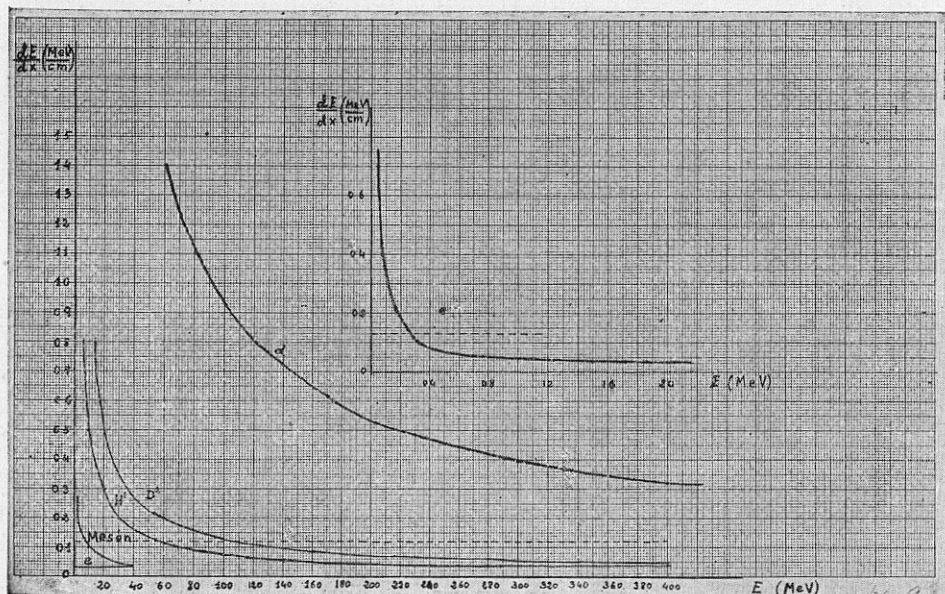


Fig. 9

Por otra parte, para velocidades muy pequeñas, comparables con la de los electrones orbitales del medio absorbente, la eficiencia del intercambio energético es mucho menor por capturar la partícula electrones y disminuir, por lo tanto, su carga; en consecuencia, el valor de  $dE/dx$  decrece rápidamente (región AB de la curva).

Si prescindimos de esta primera parte de la curva, de poco interés por tratarse siempre de partículas rápidas las que hemos de investigar, el tipo general de curvas obtenidas viene esquematizado, por diversas partículas en aire, en la fig. 9, (19); obsérvese cómo los corpúsculos de poca energía piérdennla rápidamente por cm., mientras en las relativistas la pérdida es muy pequeña, o prácticamente nula. En consecuencia, las primeras producirán gran número de electrones y darán lugar, en la emulsión, a trazas muy acusadas; en cambio las

(19) WEBB.; *Phys. Rev.*; 74, 514, (1948).

segundas se manifestarán por trazas sumamente tenues, de granos muy separados, y en algunas placas, poco sensibles, pueden incluso quedar totalmente inacusadas.

También se comprende claramente, a la vista de la fig. 9, por qué en las trayectorias que terminan en la emulsión, sea cual fuere la partícula que las produzca, se aprecia un rápido aumento de la densidad de grano hacia el final, donde aumenta siempre el valor de  $dE/dx$ , (región CB de la curva).

Adviértase de paso, en relación con las curvas que presentamos en la fig. 9, que conocida la correspondiente a un determinado tipo de partículas (caracterizadas por su carga  $z_1e$  y su masa  $M_1$ ) es bien sencillo deducir la correspondiente a otra ( $z_2e$  y  $M_2$ ) en el mismo medio; de (XII) se deduce:

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{1, E} = \left( \frac{z_1}{z_2} \right)^2 \cdot \left( \frac{dE}{dx} \right)_{2, \frac{M_2}{M_1} E}$$

De hecho, las curvas de la fig. 9 han sido obtenidas de la correspondiente a los protones por medio de la última relación.

*Límite de sensibilidad.*—El umbral de sensibilidad en las emulsiones nucleares se expresa por la más pequeña pérdida energética de la partícula, capaz de quedar registrada en el grano sensible, para dar lugar, a una sucesión de imágenes latentes. He aquí, cómo pudo obtenerse una idea acerca de este valor umbral:

Placas Eastman NTB fueron expuestas a un haz de deuterones de 190 Mev., obtenido en el ciclotrón de la Universidad de California; sobre dichas placas, una vez reveladas, pudieron seguirse, al microscopio, trayectorias de unos 2 cms., equivalentes a un recorrido de unos 40 m. en el aire, esto es, correspondientes a deuterones cuya energía era aproximadamente de 100 MeV., observándose, hacia el principio de las trazas, granos cada vez más espaciados, debido a que para dicha energía sólo de trecho en trecho, un grano sufría «choque» eficaz. Por otra parte, de la curva  $dE/dx=f(E)$ , para deuterones en el aire (fig 9), se deduce que a una energía de 100 MeV. corresponde una pérdida de 0'013 MeV/cm. Si admitimos, que éste es el valor umbral, capaz de originar trazas apreciables, las mismas curvas para protones, heliones, mesones y electrones nos permiten llegar a la conclusión de que aquél tipo de emulsión es capaz de registrar:



JOAQUÍN CATALÁ DE ALEMANY

deuterones ... ..	hasta una energía de 100	MeV.
protones ... ..	» » » »	50 »
partículas alfa ... ..	» » » »	400 »
mesones ... ..	» » » »	5 »
electrones ... ..	» » » »	0'022 »

valores obtenidos buscando las abscisas correspondientes a una pérdida de 0'013 MeV./cm.

Estos resultados, es preciso advertirlo, no deben ser tomados categóricamente, pues no es imposible, y de hecho ocurre, que partículas con energía superiores produzcan trazas poco acusadas desde luego, en la emulsión, debido a que existe siempre un pequeño número de granos, cuya «sensibilidad» es mayor, capaces de registrar el paso de una partícula de energía superior al valor umbral, por una sucesión de granos muy espaciados.

Este tipo de trazas se denominan «mínimos»; su característica es que la densidad de grano no varía, salvo, claro está, en el caso que la partícula llegue a perder toda su energía, quedando en reposo la emulsión, cosa que raramente sucede pese al grosor creciente que éstas van teniendo.

Merece ser subrayado el hecho que el valor de 0'013 MeV/cm. queda muy próximo al que tienden exponencialmente todas las curvas  $dE/dx=f(E)$ , para las partículas de carga unidad (0'002 MeV./cm.); ello nos puede dar una idea de la distancia que media entre la calidad de la emulsión mencionada y el tipo «ideal» capaz de detectar partículas de cualquier energía. Si consideramos el corto tiempo transcurrido desde que la técnica fotográfica venía siendo utilizada seriamente, en las investigaciones nucleares, no puede parecer sorprendente que pronto fuera alcanzado un valor umbral seis veces menor, en las modernas emulsiones, como enseguida hemos de ver.

Pero la situación es todavía más favorable de lo que éste juicio optimista, que acabamos de exponer, puede hacer suponer; desde luego, parece lógica, a primera vista, esta disminución del poder ionizante de las partículas cargadas a medida que su velocidad va en aumento, ya que la energía transferida a los electrones del medio, por la carga móvil, depende del tiempo durante el cual la acción coulombiana actúa, y aquél va decreciendo cuando la energía de la partícula aumenta. Ya vimos que para velocidad relativistas ( $E > m_0 \cdot c^2$ ) la gráfica que da  $dE/dx=f(E)$ , pasa por un mínimo y crece luego insensiblemente, tendiendo, asintóticamente, hacia un valor constante,

según ha demostrado Fermi (20), y comprobado Hazen (21) por conteo de gotas a lo largo de las trazas fotografiadas en la cámara de Wilson.

La discrepancia entre los resultados experimentales y los previstos por la teoría pueden justificarse por el hecho de que, para velocidades relativistas, la partícula cargada pierde gran parte de su energía en forma de radiación de Cerenkov (21a), y la absorción de ésta por el grano nunca excede al 1/50 de su intensidad; en consecuencia se deduce que la radiación de Cerenkov no contribuye prácticamente a la formación de grano en la emulsión junto a la traza de la partícula (21b).

De todo ello resulta que cualquier partícula cargada puede quedar registrada en la emulsión por una línea de «ionización mínima», de densidad de grano constante e idéntica para las que lleven la misma carga, a partir de energías superiores al valor mínimo de las mencionadas curvas, siempre que la sensibilidad de la emulsión sea suficiente. Las partículas de carga unidad (electrones, mesones, protones, etc...) producirán «mínimos» si su energía es elevada, mientras las partículas alfa darán lugar a los denominados «mínimos dobles», esto es, correspondientes a  $z = 2$ .

Aunque la densidad de grano de los primeros «mínimos» resulta de un proceso de carácter estadístico que depende de la sensibilidad de la emulsión y puede ser afectado por el tratamiento sufrido durante el revelado, aproximadamente viene a ser de unos quince granos por cada cien micras.

Éstos hechos que acabamos de exponer aclaran la razón por la que se fabrican emulsiones nucleares de distinta sensibilidad, según la clase y energía de las partículas para las que vayan a ser empleadas; así, por ej., la emulsión Ilford G 5, que es sensible a los electrones, presentará un enojoso ennegrecimiento de fondo si no es utilizada lo antes posible, salvo que haya sido «protegida».

*Emulsiones "protegidas"*. — Recientemente, sin embargo, ha sido demostrado que es posible insensibilizar las emulsiones antes y después de ser utilizadas, sin disminuir su sensibilidad durante la exposición. Esto puede conseguirse, según ha comprobado Miss C. C. Dilworth (22), manteniendo las placas a baja temperatura mientras no

(20) FERMI; *Phys. Rev.*; 56, 1242, (1939).

(21) HAZEN; *Phys. Rev.*; 67, 269, (1945).

(21 a) P. A. Cerenkov; *C. R. Sci. U. R. S. S.*, 2 (8), 451 (1934); *E. R. Sci. U. R. S. S.*, 3 (9), 413 (1936)

(21 b) P. Jansens y M. Huybrechts; *Bull. Centre Phy. Nuc. U. L. B. Núm.* 27, 2 (1951).

(22) DILWORTH, COLSTON PAPERS; *Cos. Rad.*; 157, (1949).

se utilizan y elevando la misma durante la exposición. Ya vimos anteriormente que la sensibilidad fotográfica decrece con la temperatura, pero en el trabajo mencionado se comprueba, experimentalmente, este efecto de temperatura en relación con las impresiones correspondientes a partículas cargadas.

El problema de la eliminación de trazas parásitas ha sido resuelto, para las emulsiones de tipo C2 Ilford y Kodak NT2a, mediante una simple mezcla de hielo seco y acetona; para emulsiones más sensibles se requieren temperatura más bajas, tales como las del oxígeno o nitrógeno líquidos.

Por otra parte, la tendencia de las emulsiones a agrietarse, a bajas temperaturas, puede evitarse manteniéndolas a humedad constante mediante una capa de barniz, baño de aceite, o simplemente, utilizándolas dos a dos, en sandwich.

*Cámara de Wilson y emulsión fotográfica.*—El empleo de las emulsiones tardó unos años en generalizarse, en las investigaciones nucleares, debido a las objeciones de algunos experimentadores que encontraban este método menos preciso que otros en uso; ésta es, por ejemplo, la opinión de Smyth (23), expuesta en su informe acerca del empleo de la energía atómica con fines militares.

Los tres principales defectos que se atribuían a las emulsiones nucleares eran:

1.º El pequeño número de granos ennegrecidos a lo largo de la trayectoria, con lo cual ésta no quedaba perfectamente determinada, especialmente en longitud, por imprecisión de sus puntos extremos.

2.º La presencia de un cierto número de granos ennegrecidos, a causa de las radiaciones gamma, daba lugar a un fondo engorroso que venía a hacer más difícil la determinación del origen y el fin de las trazas registradas.

3.º Su falta de sensibilidad.

En muy pocos años los perfeccionamientos logrados en las emulsiones fotográficas han permitido subsanar todos estos inconvenientes, y hoy en día su empleo se va generalizando en Física nuclear, especialmente en los trabajos relacionados con la Radiación cósmica.

Ello ha sido obtenido gracias a los esfuerzos de Powell, Rothlat, Occhialini y otros, trabajando en conexión con laboratorios fotográficos de firmas comerciales bien conocidas. En primer lugar, se consiguió reducir considerablemente la distancia entre grano y grano en las trazas, sin producir mayor ennegrecimiento de fondo (24), median-

(23) SMYTH; *Atomic Energy for Mil. Purposes*; Prin. Univ. Press, (1945).

(24) POWELL y OCCHIALINI; *Jour. Sci. Inst.*; 23, 102, (1946).

te emulsiones de grano finísimo que contienen unas ocho veces la cantidad de plata que tenían las antiguas, para la misma gelatina. Posteriormente, en 1948, el doctor R. W. Berriman (25), de Kodak Research Laboratory, logró aumentar considerablemente la sensibilidad de la emulsión hasta el punto que en la placa NT4 se registraron, por vez primera, las trayectorias de electrones; hoy día, la sensibilidad es tal que resulta posible detectar cualquier partícula cargada de mínimo poder ionizante; en otras palabras, se han logrado emulsiones cuya sensibilidad umbral coincide, prácticamente, con la ordenada correspondiente al mínimo que presenta las curvas  $dE/dx=f(E)$ .

En consecuencia, la emulsión fotográfica, como detectora de partículas con carga eléctrica, actúa en realidad análogamente a la bien conocida cámara de niebla (cambiando «gota de agua» por «plata precipitada»), y además, presenta una serie de ventajas respecto a aquélla, que vamos a subrayar, de acuerdo con Powell (26):

1.º, la cámara de expansión detecta partículas con una cierta discontinuidad mientras la emulsión es sensible constantemente, lo cual representa una superioridad inestimable para el estudio de partículas de vida extraordinariamente corta, tales como los mesones.

2.º, la cámara de expansión automática requiere varios contadores de Geiger y material auxiliar, siendo, en consecuencia, cara y de complicado manejo; en contraste, la técnica fotográfica es sencilla y barata.

3.º, la determinación del rango o alcance de las partículas, a partir siempre de pares de fotografías estereoscópicas obtenidas en la cámara, depende de otras medidas secundarias, tales como la presión y naturaleza del gas que aquélla contiene, mientras en las emulsiones fotográficas la medida se realiza sobre un registro permanente *de la trayectoria real de la partícula*.

4.º, con las modernas emulsiones de 500 y 1.000 micras pueden lograrse trazas de varios cms. de longitud, que corresponden a recorridos de algunos metros en la cámara de Wilson. Adviértase que sólo por esta ventaja el empleo de las emulsiones nucleares, para el estudio de las partículas dotadas de gran energía, está sobradamente justificado, ya que, por ejemplo, al tratar de determinar las características de las partículas relativistas por el método de difusión múltiple (Scattering \*) cuanto más larga es la trayectoria, es decir, cuanto mayor es

(25) BERRIMAN; *Nat.*; 161, 432 (1948).

(26) POWELL; *Proc. Roy. Soc.*; 181, 344, (1943).

\* Aceptamos la expresión inglesa «scattering» para designar las desviaciones de las trayectorias como consecuencia de choques sucesivos contra los átomos de la emulsión; la traducción literal de esta palabra en nuestro idioma, *difusión*, tiene un sentido preciso diferente que puede prestarse a confusión.

el número de difusiones sufridas, tanto más precisos son los resultados.

5.º), para estudiar la radiación cósmica a grandes alturas, apasionante problema que puede dar la clave del origen de aquella radiación, el pequeñísimo peso de las placas fotográficas representa una ventaja indiscutible, sobre otros medios de registro más pesados.

6.º) la emulsión fotográfica aunque es incapaz, como la cámara, de registrar partículas neutras por sí mismas, puede acusar perfectamente los neutrones, por los protones de retroceso, originados gracias a que la gelatina contiene gran cantidad de protones en forma de núcleos de hidrógeno.

*El revelado de las placas.*—La necesidad, ya expuesta, de disponer de emulsiones nucleares de espesor creciente ha motivado que se encuentren en el mercado emulsiones hasta de un milímetro de grosor. Con ellas se presenta un serio problema en el momento del revelado, pues en capas tan gruesas es muy difícil lograr un tratamiento uniforme. En consecuencia, cada laboratorio resuelve su problema como mejor puede. En el reciente libro de Yagoda (27), se dan varias «recetas», pero creo será interesante decir dos palabras acerca de lo que se hace en Bristol, siguiendo una genial idea sugerida por Occhialini, durante su estancia allí.

La técnica seguida se conoce por el nombre de «revelado en frío», ya que la feliz idea consiste en lograr una distribución uniforme del revelador, por el interior de la emulsión sensible, a baja temperatura, de modo que la acción de aquél sea ineficaz hasta que, conseguida la penetración total del revelador, aquél comienza a actuar gracias a un cambio conveniente de temperatura.

Esto se consigue mediante un proceso que consta de las siguientes etapas:

1.—Las placas se sumergen en un baño de agua fría a 5° C., con objeto de reblandecer la emulsión.

2.—Se introducen a continuación en el revelador, que previamente fué también enfriado a la misma temperatura y se mantienen en el baño unas tres horas para conseguir la distribución regular del revelador por toda la emulsión.

3.—Se secan cuidadosamente las placas, para evitar exceso de revelador por la superficie, y se llevan a un ambiente a 27°C., para que se inicie, en seco, el proceso del revelado, gracias al revelador retenido por la emulsión.

(27) YAGODA; *Radiative Measurements with Nuclear Emulsions*; J. Wiley; New York, (1949).

4.—Este se prolonga unos treinta minutos para las emulsiones de 400 micras, y alrededor de una hora para las de 600 a 800 micras.

5.—Transcurrido este tiempo se corta bruscamente el proceso, introduciendo la placa en un baño ácido (acético disuelto en agua a un 2 % en volumen,  $\text{pH} = 3$ ), manteniendo nuevamente la temperatura de 5° C.

6.—A continuación se vuelve a los 27° C, y finalmente pasa al baño fijador, donde permanece unas 24 horas.

A pesar de todas estas precauciones no siempre se consigue el fin apetecido, aunque el éxito se logra un 80 % de las veces en el tratamiento de las emulsiones de 400 micras, un 60 % en las de 600 micras, y bastante menos en las de 1.000 micras.

Al disminuir el espesor de la emulsión, durante el proceso químico a que se somete la placa, se produce en ésta una distorsión, especialmente notable hacia los bordes; con objeto de reducirla al mínimo se utilizan placas grandes, que una vez reveladas se cortan al tamaño conveniente para su estudio al microscopio.

Las emulsiones nucleares sensibles a los electrones exigen un elevado contenido de sales de plata cuya eliminación, durante el proceso del fijado, produce una reducción importante del espesor de la gelatina (más del 50 por 100), que puede ir acompañado de deformaciones en la emulsión que, a su vez, ocasionan una curvatura de las trazas. Cosyns y Vanderhaeghe (27a) han definido un coeficiente que mide la distorsión de la gelatina, en unidades denominadas «covan», y que puede deducirse de simples medidas. Conocido este coeficiente es posible: 1.º Investigar cuantitativamente cuáles son los métodos de revelado, fijado, lavado, etc., que hacen mínima la distorsión. Y 2.º, dada una placa, puede calcularse la corrección que debe aplicarse a la curvatura aparente de cada trayectoria por el hecho de la distorsión.

Recientemente (28) ha sido publicado un trabajo en el que se discute la técnica seguida para el revelado de las emulsiones gruesas, tipo Ilford G5, así como otros detalles referentes al fijado, lavado y secado de aquéllas, como resultado de la experiencia adquirida durante varios años.

*Emulsiones nucleares.*—Tres son las casas que producen emulsiones nucleares: Ilford y Kodak, inglesas, y la Eastman, americana; a pesar de que todas mantienen celosamente guardadas sus técnicas, se sabe que mientras las dos últimas llevan sus investigaciones a gran escala, la primera tiene la labor fundamental encomendada a un redu-

(27 a) M. G. E. Cosyns y G. Vanderhaeghe. Bull. Centre Phy. Nuc. Univ. Libre Bruxelles, Núm. 15, 2.ª edición, abril 1951.

(28) DAITON GATTIKER y LOCK; *Phil. Mag.*; 42, 396 (1951).

cidísimo número de investigadores (dos o tres según autorizada opinión); pues bien, aunque no sería justo olvidar que Kodak fué la primera que obtuvo las emulsiones sensibles a los electrones, es preciso reconocer que, hasta la fecha es Ilford la que produce mejores y más solicitadas emulsiones. Limitándonos a las de esta última firma, he aquí los principales tipos existentes, con la indicación de su especial utilidad:

G5.....emulsión sensible al mínimo de ionización producido por una partícula de carga unidad.

C2.....emulsión que proporciona buenas trazas de los protones de energía inferior a 30 MeV.

E1.....para partículas alfa y protones de energía inferior a 1 ó 2 MeV.

D1.....especialmente indicada para el estudio de los fragmentos pesados producidos en el fenómeno de la fisión.

El umbral de sensibilidad va en aumento desde el primer tipo al D1, pero además es posible, mediante baños especiales, obtener sensibilidades intermedias que en algún caso puedan interesar.

Existen, además, «emulsiones cargadas», esto es, a las que se han incorporado elementos extraños (Li, Be, B, etc....), en cantidades muy pequeñas para que, sin variación de la sensibilidad, puedan ser utilizadas para el estudio de las reacciones nucleares que tienen lugar en el seno de la emulsión.

La incorporación de elementos extraños puede también lograrse introduciendo la placa en una solución que contenga el ión deseado; así por ejemplo, sumergiendo las placas en agua pesada se han obtenido «emulsiones cargadas» con deuterio, de gran interés para el estudio de la fotodesintegración del hidrógeno pesado.

Finalmente, las emulsiones pueden también «cargarse» añadiendo un cierto volumen de solución, de concentración conocida, junto a su superficie y evaporando, a continuación, el disolvente volátil; de esta forma se puede conocer el peso del material depositado, aunque el espesor de la capa no siempre resulta uniforme.

## PRINCIPALES TIPOS Y CARACTERISTICAS DE LAS IMPRESIONES PRODUCIDAS POR PARTICULAS CARGADAS

1). *Partículas alfa*: Como se desprende de la fig. 7, debido a su elevado poder ionizante, todos los granos próximos a su camino son afectados y, en consecuencia, su traza consiste, para los de energía

media, en una marcada línea continua, en la que con frecuencia no pueden distinguirse granos aislados.

2). *Protones*: En menor escala sucede lo mismo que en el caso anterior por lo que con frecuencia es difícil diferenciar, a primera vista, la traza de un protón lento de la correspondiente a una partícula alfa; para protones de mayor energía la diferencia es evidente, pues puede apreciarse claramente la separación de los granos, y hacia el final de su recorrido, cuando tiene lugar dentro de la emulsión, se observa un rápido aumento de la densidad de aquéllos, hasta terminar en un trazo continuo, lo que corresponde al rápido incremento de su poder ionizante, a consecuencia de la pérdida de velocidad.

3). *Mesones*: Pequeño poder ionizante; scattering de menudo ángulo, experimentada a causa de su pequeña masa; hacia el final de su trayectoria la ionización y el scattering aumentan. En general entran en la emulsión por la superficie o por el vidrio, y más raramente se originan dentro de aquélla, siendo en este caso lanzados por las llamadas estrellas. Sus propiedades, como hemos de ver, se conocen en gran parte gracias a las trazas registradas en las emulsiones nucleares.

4). *Electrones*: Debido a su menor masa sufren fuerte scattering de ángulo menudo al pasar por la emulsión y su trayectoria es muy irregular; a causa de su gran velocidad, la densidad de grano es muy pequeña y, a veces, resulta difícil seguir su trayectoria al microscopio.

Hay que advertir que estas características generales corresponden al caso de partículas de mediana energía, pues cuando ésta es suficiente para dar lugar a un «mínimo de ionización», la densidad de grano es siempre muy pequeña y, excepto para los electrones, las trayectorias son rectilíneas debido a la disminución del scattering; en cambio, un electrón debe tener una energía de unos 80 MeV, para dar lugar a una traza rectilínea.

5). *Estrellas*: Son desintegraciones producidas, dentro de la emulsión, por la radiación cósmica, dando lugar a protones, partículas alfa, fragmentos pesados y, algunas veces, mesones; todos son lanzados formando la estrella.

6). *Rayos delta*: En las placas expuestas a la radiación cósmica se observan a veces algunas gruesas trayectorias rectilíneas que aparecen rodeadas, en todas direcciones, por una enmarañada red de sutiles trazas a las que se denomina rayos delta. Estos son debidos a la fuerte acción ionizante de fragmentos nucleares pesados, capaces de producir, no tan sólo gran densidad de grano, como las partículas alfa, sino elevadísimo número de electrones adicionales cuyas com-



plicadas trayectorias constituyen los rayos delta; gracias a ellos es posible investigar la naturaleza de los núcleos pesados que constituyen la radiación cósmica primaria (29), o la de los fragmentos pesados emitidos en las desintegraciones nucleares provocadas por los rayos cósmicos (30), ya que existe una relación entre la densidad de rayos delta y el número  $Z$  del núcleo; así han podido comprobar Sörensen (31) y Hodgson (32) la emisión de fragmentos de helio y litio, de gran energía, en las explosiones nucleares, estudiadas en altura, mediante la técnica fotográfica.

Véase en la fig. 10, la traza de un núcleo de Bromo ( $Z = 35 \pm 3$ )

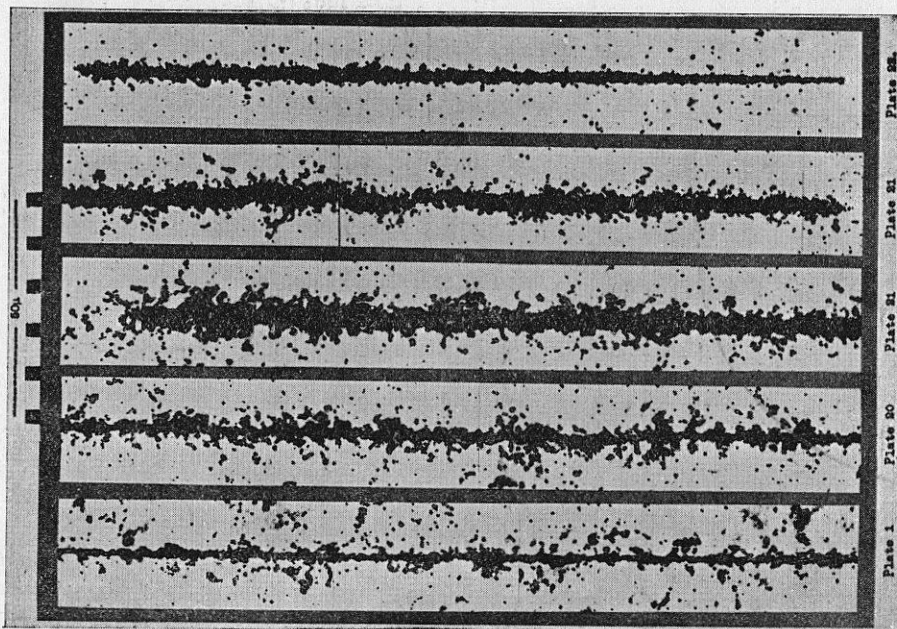


Fig. 10

que cruzó la emulsión de 21 placas consecutivas (\*) finalizando en en la 22. La máxima ionización tiene lugar hacia el final (placa 21).

7). *Colisiones*: Partículas que al chocar con un núcleo dan lugar a que su trayectoria termine en forma de horquilla.

(29) a): HOANG-TCHANG-FONG; *Tesis doctoral*; París, Mayo, 1950.

b): DAITON y KENT; *Phil. Mag.*; 41, 963, (1950).

(30) SÖRENSEN; *Phil. Mag.*; 40, 947, (1949).

(31) SÖRENSEN; *Phil. Mag.*; 42, 188, (1951).

(32) HODGSON; *Phil. Mag.*; 42, 207, (1951).

(\*) Fotografía tomada del mencionado trabajo de S. O. C. Sörensen.

8). *Estrellas dobles*: Suceso muy interesante que tiene lugar cuando una de las partículas rápidas, lanzada por una estrella ocasiona, a su vez, una segunda desintegración (Fig. 11), (\*\*).

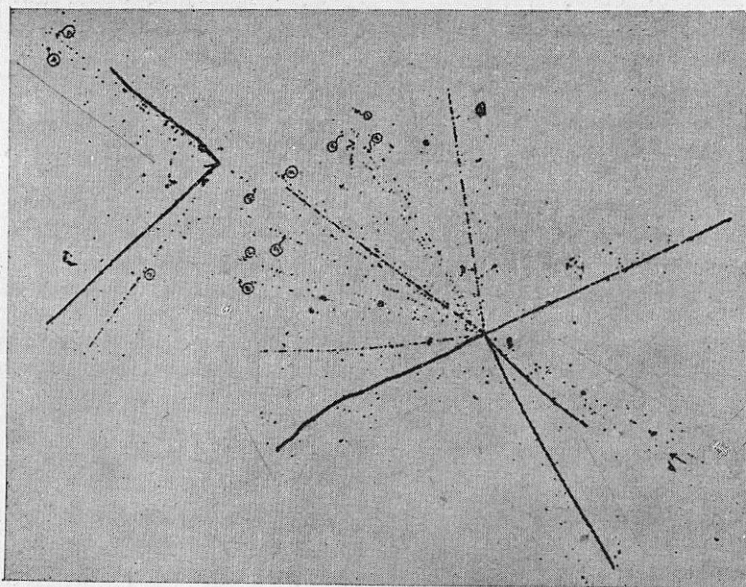
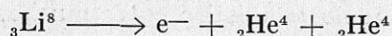


Fig. 11

9). *Martillos*: Cuando un núcleo de  $\text{Li}^8$  es emitido por una estrella puede quedar en reposo en la emulsión y producir dos partículas alfa que salen en direcciones opuestas, formando un martillo, proceso que tiene lugar de acuerdo con la siguiente reacción nuclear:



10). «*Chaparrones*»: Recibe este nombre el conjunto de tres o más partículas rápidas, lanzadas por una estrella bajo direcciones muy próximas; si la partícula rápida que produce la desintegración tiene carga, y, por tanto, se registra, su traza se llama primaria; puede ser partícula alfa, protón, mesón, etc... y, desde luego, da lugar a un mínimo de ionización. Las partículas que forman el chubasco producen también, casi siempre, mínimos.

En la fig. 12 puede verse un núcleo de azufre ( $Z = 16 \pm 1$ ) que

(\*\*) Powell (56), lo mismo que la fig. siguiente.



al chocar con otro de plata o bromo en la emulsión produce un núcleo de flúor y 25 partículas en «chaparrón» (protones y mesones  $\pi$ ).

En una placa de tamaño corriente, expuesta durante unas horas a la radiación cósmica en altura (18 a 20 kms.) se observan, desde luego, todos los hechos reseñados y en cantidad bastante elevada;

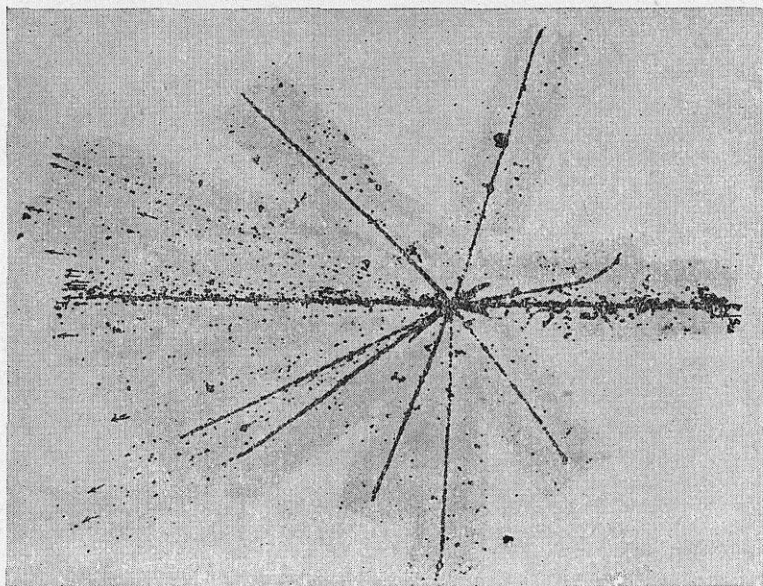


Fig. 12

más de 200 estrellas, 20 mesones, 15 rayos delta, 3 estrellas dobles, 1 martillo, 1 mesón, lanzado por una estrella, etc..., valores éstos que resultan de un promedio estadístico entre muchas placas estudiadas.

### DIVERSOS METODOS DE INVESTIGACION

Las características expuestas bastan, en algunos casos, para identificar la naturaleza de las partículas por sus trazas registradas en la emulsión, pero cuando se trata de las que por su elevada energía producen un mínimo de ionización, o si se desea conocer no sólo la masa de la partícula, sino también su energía, hay que recurrir a métodos

de investigación especiales basados en medidas que se realizan con un microscopio que permite, con gran precisión, determinar ángulos y desplazamientos según tres dimensiones.

Adviértase que dada la traza producida por una partícula rápida cargada, existen dos incógnitas: la masa y la velocidad de aquélla, puesto que la carga se deduce de la ionización observada. En consecuencia, dos medidas de distinto tipo e independientes, realizadas sobre la misma trayectoria, permiten obtener sendas relaciones entre  $m$  y  $v$  y deducir de ellas los valores correspondientes a estas incógnitas.

Cuando las trayectorias se observan al microscopio salta a la vista que difieren entre sí, por alguna de estas tres causas:

- 1).—Su diferente longitud, ó
- 2).—El espaciado o densidad de los granos, ó
- 3).—La desviación suave y fluctuante, respecto a la dirección inicial.

Sobre algunas de estas características se llevan a cabo las medidas que acabamos de citar, y que a continuación resumimos:

*Relación rango-energía.*—Ya expusimos, de un modo general, la relación existente entre el alcance de una partícula y su energía. Para las emulsiones fotográficas puede expresarse, muy aproximadamente, de la siguiente forma (33):

$$E = 0,262 M^{0,425} R^{0,575} \quad (\text{XIII})$$

válida para todas las emulsiones, con ligerísima variación de los coeficientes numéricos, ( $M$  es la masa de la partícula).

En realidad, el creciente uso que se venía haciendo de las emulsiones nucleares, aconsejó la determinación experimental de las curvas  $R = f(E)$  para las diferentes partículas; uno de los primeros trabajos realizados en este sentido se debe a los investigadores de Bristol (17), quienes utilizando las partículas producidas cuando el litio, berilio, boro y oxígeno eran bombardeados por deuterones de 900 KeV., obtuvieron las curvas rango-energía, entre los 0 MeV. y 13 MeV; aunque emplearon una determinada emulsión (Ilford B1), sus resultados venían siendo admitidos, y son, aún, con frecuencia utilizados, para distintas emulsiones ya que el poder frenante (\*) varía muy poco de unas a otras, como hemos tenido ocasión de comprobar personalmente (34), exponiendo dos emulsiones diferentes, en las mismas

(33) LATTES, OCCHIALINI y POWELL; *Proc. Phys. Soc.*; 61, 173, (1948).

(34) PAYNE, GIBSON y CATALÁ; *Annales R. S. F. y Q.* XLVII (A.), 151 (1951).

(\*) Al hacer las nuevas emulsiones se ha procurado mantener el poder frenante («stopping power») de las antiguas; una comprobación sencilla puede obtenerse midiendo los rangos de un grupo de mesones  $\mu$ , producidos por desintegración de los  $\pi$ : se encuentra siempre el mismo rango con una diferencia máxima del 10 por 100. [G. P. S. Occhialini; *Bull. Centre Phys. Nuc., U. L. B.*, núm. 11 a; feb. (1950)].

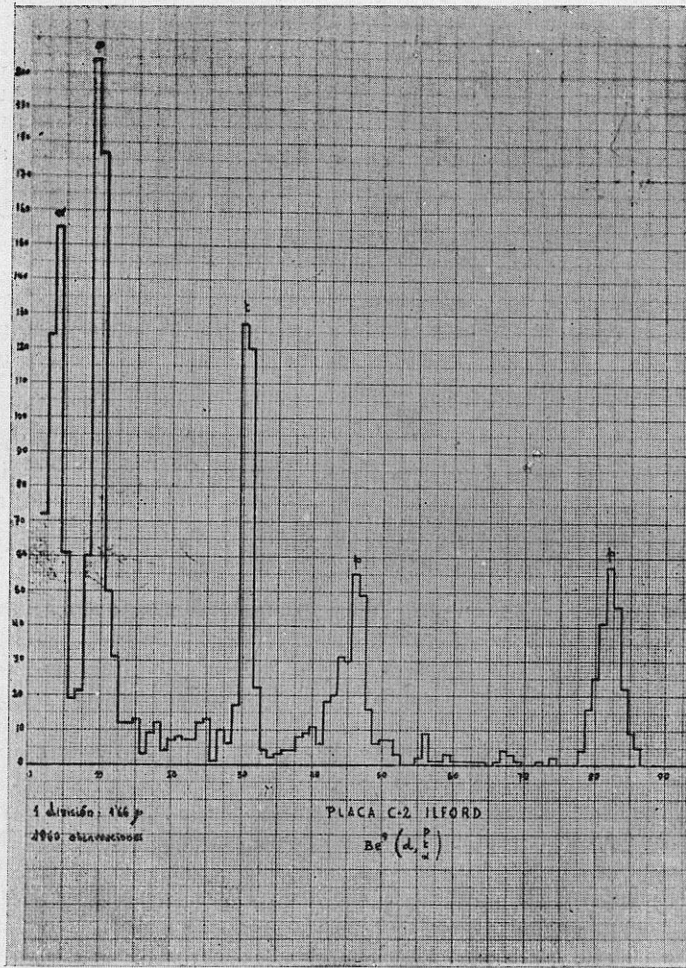
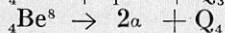
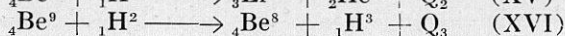
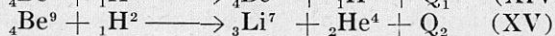
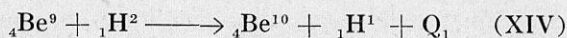


Fig. 13 a



LA TÉCNICA FOTOGRAFICA EN FÍSICA NUCLEAR

condiciones, a las partículas producidas en las reacciones nucleares que tienen lugar cuando el  ${}^9_4\text{Be}$  es bombardeado por deuterones; a saber:



Los resultados obtenidos, en ambas emulsiones, vienen indicados en la fig. 13 (a y b), donde se pone de manifiesto que las dos son prácticamente idénticas, por lo menos para el intervalo energético correspondiente a nuestra experiencia.

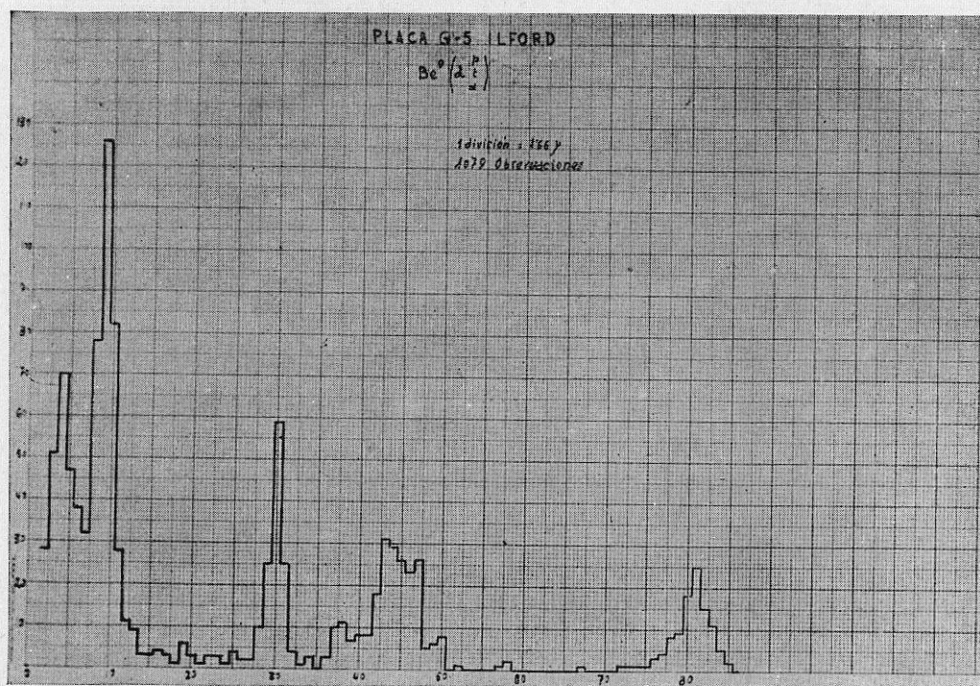


Fig. 13 b

Nos parece oportuno mencionar, en apoyo de la extraordinaria sensibilidad del método fotográfico, puesta de manifiesto por vez primera por Powell (24), para la separación de grupos de partículas energéticamente distintas, el hecho de que en la primera parte de nuestros ensayos empleábamos un haz de deuterones sin analizador magnético,

por cuyo motivo debían existir indudablemente junto con aquéllos algunas moléculas de deuterio con carga positiva ( $D_2^+$ ); en consecuencia, nuestro primer histograma, correspondiente al número de partículas en función de sus rangos, no era muy convincente, observándose; por ejemplo, que el grupo de protones correspondientes a la primera de las mencionadas reacciones parecía desdoblarse en dos; convenientemente examinados, resultaron ser debidos a la citada reacción provocada por deuterones de 435 MeV, y  $1/2 \times 435$  MeV., res-

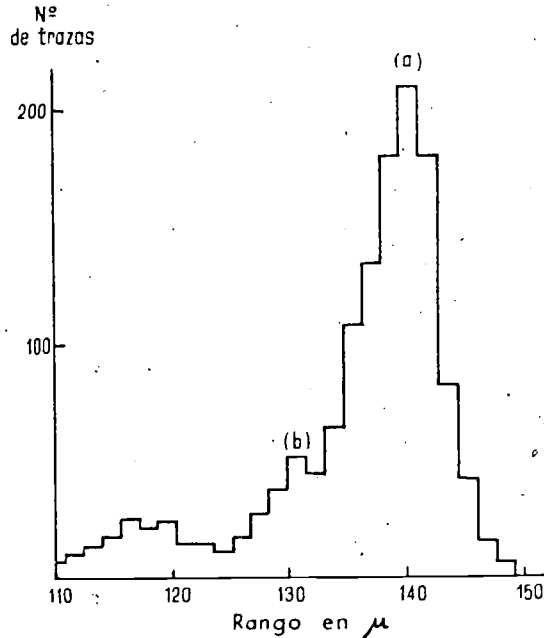


Fig. 14

pectivamente, siendo estos últimos los que incidían formando la molécula de deuterio. La diferencia entre las energías de ambos grupos de protones es de 0'15 MeV., a la que corresponde una diferencia en rango de unas 9 micras, perfectamente acusadas en el histograma (figura 14).

En relación con las curvas  $R = f(E)$ , obtenidas por Lattes, Fowler y Cüer, que hemos mencionado (17), hizo notar recientemente Rotblaf (35) la conveniencia de que fueran revisadas, debido a que las energías

(35) ROBLAT; *Nat.* 165, 387, (1950).

## LA TÉCNICA FOTOGRÁFICA EN FÍSICA NUCLEAR

de las partículas habían sido deducidas partiendo de energías de reacción ( $Q$ ) imperfectamente conocidas; además, se daba la circunstancia de que unas placas fueron expuestas en el vacío y otras en el aire, lo que motivaba una diferencia considerable en su contenido en agua, hecho que producía una variación del poder frenante.

Casualmente por aquel tiempo estábamos trabajando en algo análogo, y la sugerencia de Rotblat nos decidió a obtener, por nuestra cuenta, nuevos puntos de la curva  $R = f(E)$ , con objeto de tener datos más numerosos y precisos. Los resultados de nuestro trabajo, ya publicados (36), vienen indicados en los gráficos que presentamos en las figs. 15 (a y b) y 16, a escala reducida; a ellos hacemos refe-

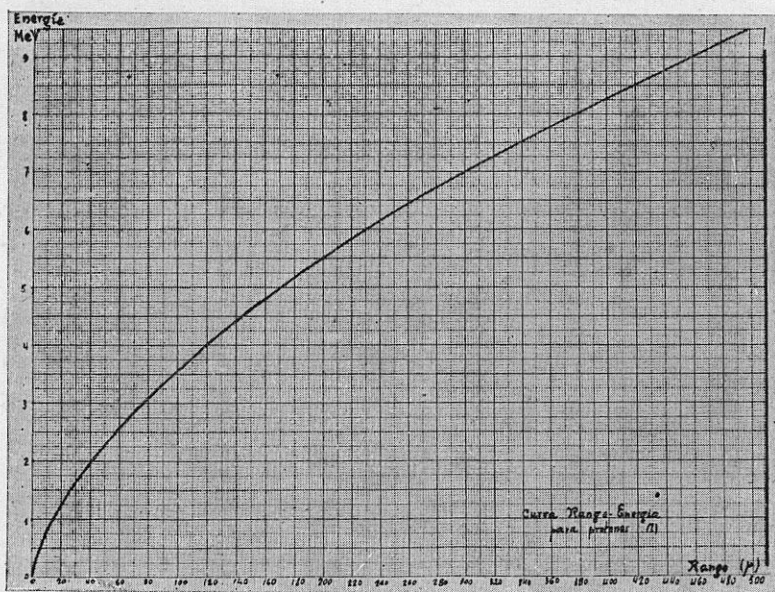


Fig. 15 a.—Curva Rango. Energía para protones (I)

rencia siempre que tratemos de obtener diferencias energéticas entre partículas idénticas de distinto rango.

Nuestros resultados, en buen acuerdo con los de Rotblat, acusan una pequeña discrepancia entre las nuevas curvas y las antiguas, aunque siempre inferior al 6 por 100. ,

Como se comprenderá, la utilización de cualquier curva  $R = f(E)$ ,

(36) GIBSON y CATALÁ; *Nat.*; 167, 551, (1951).



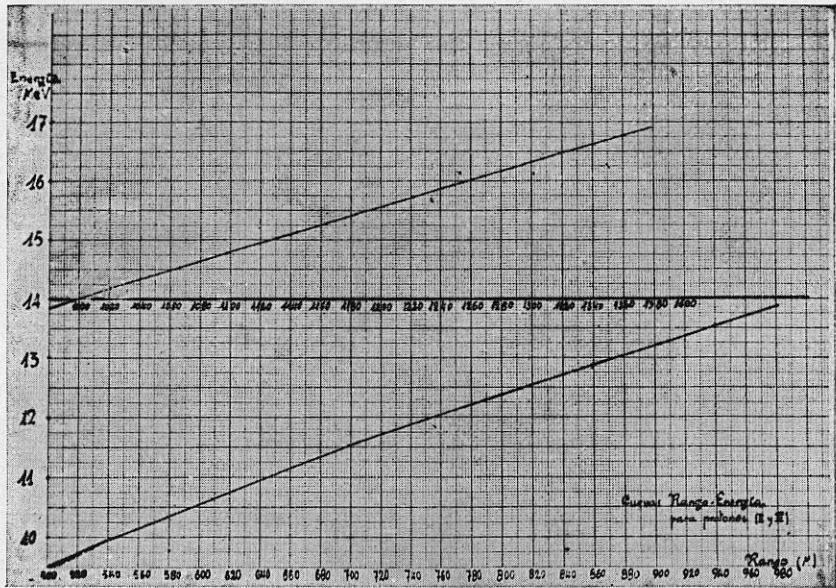


Fig. 15 b.—Curva Rango. Energía para protones (II y III)

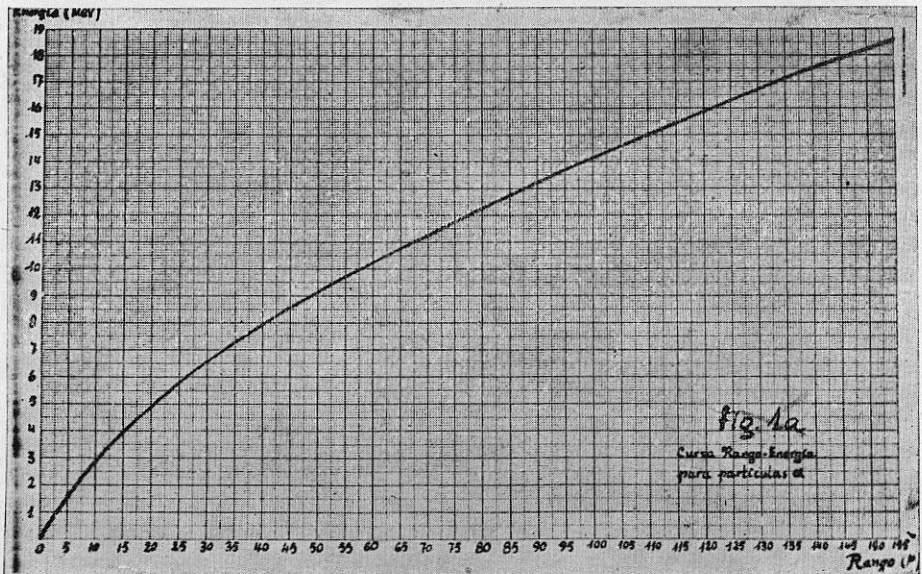


Fig. 16.—Curva Rango. Energía para partículas  $\alpha$

LA TÉCNICA FOTOGRÁFICA EN FÍSICA NUCLEAR

para deducir la energía de una partícula, requiere que su trayectoria termine en la emulsión; de ahí la necesidad de otros métodos de análisis de trazas, ya que en raros casos sucede aquéllo, especialmente cuando se estudian los procesos super-energéticos ligados a la Radiación cósmica.

Adviértase que, sólo interesa conocer, experimentalmente, la relación rango-energía, para una partícula, con determinada carga, ya que las correspondientes a otras que con distinta masa poseen la misma carga, pueden ser fácilmente deducidas. En efecto, ya vimos que la pérdida de energía por unidad de recorrido, para todas las partículas con idéntica carga, a través de un mismo medio es (V'):

$$dE/dx = f(v) \quad (V'')$$

$$dE = \frac{1}{2} m.v.dv = f(v) dx$$

$$dx = m \cdot \frac{v}{f(v)} dv.$$

$$\int_{x_0}^x dx = m \cdot F(v) \quad , \text{ es decir que:}$$

$$R/m = F(v) \quad (XVII)$$

relación que permite sentar las siguientes reglas de uso constante:

1.º.—Un deuterón de  $\left\{ \begin{array}{l} \text{Velocidad } v \\ \text{energía } E \end{array} \right.$  , tiene doble alcance que un protón de  $\left\{ \begin{array}{l} \text{velocidad } v \\ \text{energía } E/2 \end{array} \right.$

2.º.—Un tritón de  $\left\{ \begin{array}{l} \text{velocidad } v \\ \text{energía } E \end{array} \right.$  , tiene triple alcance que un protón de  $\left\{ \begin{array}{l} \text{velocidad } v \\ \text{energía } E/3 \end{array} \right.$

Por esto, las curvas rango-energía, para deuterones y tritones son las mismas que las correspondientes a protones previo un cambio de escala (E/2 y E/3, frente a 2R y 3R, respectivamente).

También la relación (V) permite enunciar una regla muy práctica:

3.<sup>a</sup>—Cuando dos partículas distintas, pero con idéntica carga, producen la misma densidad de grano o ionización, tienen energías cinéticas directamente proporcionales a sus masas.

Finalmente, puesto que en (V'), la constante  $K_\alpha$ , para las partículas alfa, es cuatro veces mayor que la  $K_H$ , correspondiente a los protones, resulta:

4.<sup>a</sup>—Las partículas alfa y los protones de igual velocidad tienen el mismo rango, o lo que es igual, un protón de energía  $E$  tiene idéntico alcance que una partícula alfa de cuádruple energía.

La relación (XIII) para protones puede escribirse así:

$$E = k R^n \quad (\text{XVIII})$$

donde las constantes  $k$  y  $n$  deben ser determinadas para cada tipo de emulsión (aunque varían poco). Para cualquier otra partícula, de idéntica carga, cuya masa sea  $M$  veces la del protón, teniendo en cuenta que

$$\frac{R_{1,v}}{R_{M,v}} = \frac{1}{M};$$

podremos escribir:

$$E = k \cdot M^{1-n} \cdot R^n \quad (\text{XIX})$$

que nos da la relación  $E = f(R)$  para la partícula de masa  $M$  (y carga unidad).

Finalmente entre los rangos de dos partículas de idéntica velocidad existe la relación [deducida de (XI) y (XII)]

$$R_1(v) = \left( \frac{Z_2}{Z_1} \right)^2 \cdot \frac{M_1}{M_2} \cdot R_2(v)$$

y entre las de idéntica energía:

$$R_1(E) = \left( \frac{Z_2}{Z_1} \right)^2 \cdot \frac{M_1}{M_2} \cdot R_2 \left( \frac{M_2}{M_1} \cdot E \right)$$

expresión que se deduce de la anterior sin más que tener en cuenta que las partículas de igual velocidad tienen sus energías proporcionales a las masas respectivas.

*Densidad de grano.*—Ya sabemos que la pérdida de energía que experimenta una partícula cargada es función de su velocidad (V'):

LA TÉCNICA FOTOGRÁFICA EN FÍSICA NUCLEAR

$$\frac{dE}{dx} = f(V) \quad (V')$$

pero como, por otra parte el efecto «fotográfico» que produce depende sólo de aquella cesión de energía, podemos suponer que la densidad de grano (número de imágenes latentes producidas por unidad de recorrido) es también función de la velocidad:

$$g = \frac{dN}{dR} = f_1(v) \quad (XX)$$

Teniendo en cuenta que el rango residual de una partícula, de cierta velocidad y determinada carga, es proporcional a su masa, según vimos (XVII), podemos expresar la densidad de grano en función de R/m, y obtendremos:

$$g = \frac{dN}{dR} = f_2\left(\frac{R}{m}\right) \quad (XXI)$$

e integrando, previa separación de variables:

$$N = m \int_0^{R/m} f_2\left(\frac{R}{m}\right) d\left(\frac{R}{m}\right)$$

$$N = m \cdot F\left(\frac{R}{m}\right) \quad (XXII)$$

Puesto que la última integral tiene un valor único, partiendo de un punto de la trayectoria en que R/m tiene un cierto valor (esto es: la velocidad de la partícula es la misma), se comprende que para dos partículas de distinta masa, e idéntica carga, se verifica:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{m_1}{m_2} = \frac{R_1}{R_2} \quad (XXIII)$$

Es decir: las masas de las partículas son proporcionales a sus trayectorias residuales, a partir del punto en que presentan igual densidad de grano, o al número total de granos en sus rangos residuales.

De esta forma es posible hallar la masa relativa de una partícula,

respecto a otra con idéntica carga; así, por ejemplo, pudo ser, por vez primera, determinada la relación  $m_1/m_2$ , entre las masas de los mesones  $\pi$  y  $\mu$  resultado muy interesante como luego hemos de comprobar.

Sin embargo, la irregular distribución de los cristales sensibles, dentro de la emulsión, hace con frecuencia difícil obtener, con suficiente peso estadístico, valores de la densidad de grano. Con objeto de evitar esta medida es más conveniente recurrir a una variante del método, debida a Perkins (37):

Si a partir de la relación (XXII)

$$N = m \cdot F \left( \frac{R}{m} \right)$$

aplicada a dos partículas 1 y 2, de idéntica carga, se representa gráficamente, la variación de  $N(R)$ , respecto a los rangos residuales (número de granos contados, para distintos valores de  $R$ , a partir del fin de la trayectoria hacia el origen), para una partícula, la gráfica correspondiente a la otra se obtendrá simplemente mediante una sencilla multiplicación de las coordenadas por el factor  $m_2/m_1$ . Si la representación se hace logarítmicamente, aquella multiplicación se transforma en

una traslación de coordenadas de magnitud:  $\ln \frac{m_2}{m_1}$

Recíprocamente, si se han obtenido experimentalmente las gráficas  $[\ln N(R); \ln R]$  para las dos partículas, los valores de  $m_2/m_1$  se deducirán gráficamente trazando una sucesión de líneas de  $45^\circ$  de inclinación; aquella relación vendrá dada por la diferencia, en ordenadas o abscisas, entre los puntos de intersección de las dos curvas experimentales, con cualquier recta del haz auxiliar dibujado.

Otra variante del método, debida a Miss C. Dilworth (38) consiste en representar:

$$(\ln N + \ln R) \quad \text{frente a} \quad (\ln N - \ln R),$$

para ambas partículas, con lo cual el  $\ln \frac{m_2}{m_1}$  vendrá dado por la diferencia en ordenadas para una misma abscisa.

*Scattering*.—Cuando una partícula cargada pasa a través de un

(37) LATTES, OCCHIALINI y POWELL; *Proc. Phys. Soc.*; 61, 178, (1948).

(38) OCCHIALINI; Colston Papers; *Cos Ras.*; pág. 188, (1949).

medio material experimenta frecuentes y pequeñas desviaciones en su dirección de movimiento, como resultado de la acción coulombiana ejercida sobre ella por núcleos del material. Este hecho, que ya era conocido por haber sido estudiado por E. I. Williams (39), ha resultado, posteriormente, de gran importancia ya que permite determinar la energía de una partícula por el método fotográfico.

Aunque el fenómeno es de carácter estadístico, varios investigadores de Bristol (40) encontraron una fórmula que relaciona la desviación angular media,  $\bar{\alpha}$ , por unidad de longitud, con el producto  $p \cdot \beta$ , donde «p» es la cantidad de movimiento de la partícula y  $\beta$  la consabida relación  $v/c$ .

Como, por otra parte, si la partícula termina en la emulsión, conocemos una relación que nos permite dibujar distintas curvas  $R = f(p, \beta)$ , para masas diversas ( $m_1, m_2, \dots$ ); por lo tanto, la masa  $m_x$ , correspondiente a la partícula investigada se deducirá de los datos  $R$  y  $p \cdot \beta$ , conocidos experimentalmente, viendo a cual de las curvas dibujadas pertenece el punto  $[R, p, \beta]$ .

Este método tiene el inconveniente de que sólo puede ser aplicado a las partículas cuya trayectoria finaliza en la emulsión; por esta razón Fowler (41) introdujo recientemente una variante que lo hace más práctico; en esencia se reduce a realizar sobre la misma trayectoria medidas relativas a la desviación media,  $\bar{\alpha}$ , y otras de densidad de grano; de las primeras se deduce  $p \cdot \beta$ , y de las segundas la velocidad individual; entre ambas, pues, nos dan la masa de la partícula.

Este nuevo método se está desarrollando en los últimos meses, habiéndose realizado medidas sobre más de mil trazas (correspondientes a partículas asociadas a una «estrella» y escogidas de modo que su traza en la emulsión sea superior a 3.000 micras, con objeto de que las medidas resulten más precisas); se observa como los resultados experimentales obtenidos se agrupan alrededor de las curvas teóricas calculadas, para los diversos tipos de partículas conocidas, de modo que la curva más próxima al punto que represente la medida realizada sirve de identificación de la masa incógnita. De esta forma se han ido conociendo la naturaleza de las partículas primarias que dan lugar a las «estrellas».

*La emulsión fotográfica en un campo magnético.*—Hace unos tres años, Powell y Rosenblum (42) sugerían que una serie de placas fotográficas, convenientemente dispuestas en un campo magnético, permitirían determinar, a la vez, masa y velocidad de las partículas car-

(39) WILLIAMS; *Proc. Roy. Soc. A*; 169, 531, (1939).

(40) GOLDSCHMIDT, CLERMONT y otros; *Proc. Phys. Soc.*; 61, 183, (1948).

(41) FOWLER; *Phil. Mag.*; 41, 169, (1950).

(42) POWELL y ROSENBLUM; *Nat.*; 161, 473, (1948).

gadas, de análoga forma que con la conocida cámara de niebla. Esta idea fué recogida, y llevada a la práctica, recientemente, según dos técnicas distintas, una de las cuales ha sido desarrollada por otro investigador en Bristol, el Dr. Franzinetti (43), quien la aplicó a la determinación de la masa de las partículas cargadas, que constituyen la radiación cósmica, en la estación de investigadores en altura de Jungfrauoch (Suiza), donde instaló un electroimán, en cuyo campo magnético, de 29.000 gauss, colocó dos placas fotográficas paralelas entre sí, a 3 mm. una de otra, de modo que el plano de la emulsión era perpendicular al campo.

Debido a la acción de este último, una partícula al cruzar el espacio que separa ambas emulsiones describe una trayectoria cuyo radio de curvatura puede ser determinado a partir del ángulo formado por sus direcciones de movimiento en los puntos de salida y entrada, respectivamente, de la primera y segunda emulsión; la cantidad de movimiento,  $p$ , de la partícula vendrá dada por:

$$p = \frac{e \cdot Z}{c} \cdot \frac{H \cdot \rho}{\text{sen } \phi} \quad (\text{XXIV})$$

Por otra parte si la partícula queda detenida en la segunda emulsión, puede deducirse su energía, en función de su masa y rango:

$$E = f(R, m, Z) \quad (\text{XXV})$$

de modo que entre las dos últimas ecuaciones, si conocemos la carga  $ze$  de la partícula, podremos obtener separadamente su  $m$  y  $v$  (masa y velocidad).

Este método, aplicado a cualquier tipo de partículas cargadas cuya vida media sea superior a los  $10^{-10}$  segs., presenta una dificultad que consiste en efectuar correctamente la correlación entre los pares de trazas registradas, por cada partícula, en una y otra emulsión. Según Franzinetti, la probabilidad de encontrar correlaciones erróneas, cuando se sigue el criterio fijado por él, para la identificación de los pares correspondientes es inferior al 1 por 100.

*Resumen:* Acabamos de ver, a grandes rasgos, la teoría de la formación de la imagen fotográfica considerando con especial atención el caso de las emulsiones nucleares; hemos pasado revista también a los varios fenómenos y partículas que pueden ser registrados en ellas y, por último, expusimos los diversos métodos de medida que, utilizando un buen microscopio, permiten deducir consecuencias acerca de

(43) FRANZINETTI; *Phil. Mag.*; 41, 169, (1950).

las propiedades o características correspondientes a las partículas cuyas trazas quedaron registradas.

Nos queda ahora por ver las variadísimas posibilidades y aplicaciones de la técnica fotográfica en Física Nuclear. Ardua labor es la de pretender, en el corto espacio de que disponemos, dar una visión, aunque sólo sea panorámica, de los diversos problemas resueltos con las emulsiones nucleares; basta echar una ojeada a cualquier publicación reciente para convencerse de que la técnica, que venimos comentando, tras haber sido totalmente rechazada, se está generalizando rápidamente.

A propósito pues, y con el fin de no salirnos de los límites impuestos a esta Memoria, nos concretaremos a la exposición de algunos resultados, ya publicados, obtenidos por nosotros con emulsiones fotográficas, dedicando el resto a subrayar algunos de los más espectaculares éxitos logrados por el grupo de Bristol, en el estudio de los procesos super-energéticos, con la técnica fotográfica, tanto por su intrínseca extraordinaria importancia, como por cuanto aclaran perfectamente la afirmación de que el estudio de la Radiación Cósmica es el que ha de ir abriendo el camino de la Física Nuclear.

#### ALGUNAS POSIBILIDADES DE LA TECNICA FOTOGRAFICA EN FÍSICA NUCLEAR

Donde las emulsiones fotográficas han obtenido éxitos más resonantes, por su eficiencia y sencillez, ha sido en el estudio de la Radiación Cósmica, especialmente al ser utilizadas para el análisis de los procesos super-energéticos, que motivan la liberación de mesones. Sin embargo, poco a poco, la placa fotográfica vuelve también a ganar terreno en Física Nuclear, donde son muchas y variadísimas sus posibilidades.

Para convencerse de ello basta hojear la obra de Powell y Occhialini, «Física Nuclear en fotografías» (44), donde los ilustres paladines de la técnica fotográfica, en un verdadero alarde pedagógico, resuelven el difícil problema de tratar el tema, uniendo el rigor científico a una extraordinaria amenidad. Por su parte J'Anossy, en la segunda edición de su magnífica obra «Cosmic Rays» (1950), agrega un apéndice dedicado, exclusivamente, a la técnica fotográfica, y lo justifica diciendo que adquirió tal perfección que sin duda alguna ha de subsistir a otros métodos experimentales, más complejos que se vienen utilizando.

También el libro de Yagoda, ya mencionado (27), resulta hartó

(44) POWELL y OCCHIALINI; *Nuclear Phys. in Photographs*, Oxford (1947).



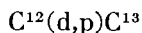
elocuente para convencerse de que las emulsiones nucleares son de un valor inestimable tanto en todas las medidas radiactivas, como en un sin fin de aplicaciones industriales de la moderna Nucleónica.

El mismo fenómeno de la fisión ha podido ser perfectamente investigado por este método, gracias a una sal de uranio, introducida en la emulsión, y expuesta al bombardeo de una haz de neutrónes lentos, lográndose, incluso, determinar la sección eficaz de aquél fenómeno provocado en el interior de la emulsión (45), y lo mismo podríamos decir de otras reacciones nucleares, espontáneas o provocadas, que tienen lugar en el seno de emulsiones «cargadas» con diferentes sales.

Pero en fin, todo ello podría constituir, por sí solo, un tema lo bastante amplio para ser expuesto en esta monografía, y con objeto de concretarnos a un problema determinado, me permitiréis que cite algunos trabajos que acabamos de realizar, como sencillo y elocuente ejemplo de lo que puede llevarse a cabo, de un modo tan fácil como elegante y seguro, con esta eficaz técnica fotográfica.

Por no ser éste el lugar adecuado para repetir resultados ya publicados, o próximos a serlo, con el rigor y el detalle de una revista de especialización, nos limitaremos a exponer los problemas que fueron abordados y a dar una idea general de los objetivos logrados.

✓ Cuando tratábamos de obtener las nuevas relaciones entre el rango y la energía, para protones y heliones, en las modernas emulsiones Ilford C2 trabajo al que nos hemos referido anteriormente (36), fuimos que estudiar los diversos grupos de protones originados en la reacción:



producida al ser bombardeado el núcleo  $C^{12}$  (del gas acetileno seco) por deuterones acelerados. Gracias a un dispositivo especial podíamos examinar los protones obtenidos bajo diversos ángulos, y observamos que, en todos los casos y según nuestro análisis, aparecían diversos grupos de protones correspondientes a la misma reacción pero en la que el  $C^{13}$  quedaba en estado excitado.

Los histogramas que obtuvimos (número de protones en función de su alcance), para varios ángulos nos permitieron poner de manifiesto un número de niveles energéticos superiores en el  $C^{13}$  (47), mayor de los que normalmente se venían citando (48); por otra parte nues-

(45) ROTCHAT; *Tesis doctoral*; Lausana, (1949).

(46) GIBSON y CATALÁ; *Anales R. S. E. F. y A.*; XLVI, 307, (1950).

(47) CATALÁ, SENENT, AGUILAR; *Anales R. S. E. F. y Q.*; (1951).

(48) HORNYAK, LAURITSEN y otros; *Rev. Mod. Phys.*; 20, 209, (1948).  
HORNYAK, LAURITSEN y otros; *Rev. Mod. Phys.*; 22, 291, (1950).

tros histogramas ponían en duda la existencia de otro (46), citado por la bibliografía como incierto (49), y finalmente corroboraban la existencia de otros dos (50) ya conocidos, pero para los cuales encontramos valores de gran peso estadístico.

Creemos oportuno hacer notar, con referencia a los trabajos relativos a los estados de excitación de un núcleo ligero, que tan sencillos resultan gracias a la técnica fotográfica, que así como nuestros conocimientos actuales sobre la corteza atómica provienen de los datos experimentales, obtenidos a partir de los espectros atómicos, parece lógico que esta especie de espectrometría nuclear pueda darnos, también, valiosa información acerca de la estructura interna de los núcleos.

Por el momento, pese a la extraordinaria actividad desplegada por los hombres de Ciencia en el estudio del núcleo, muchos problemas básicos están por resolver; la teoría cuántica, que tan magníficos resultados obtuvo en Física Atómica, no resulta tan fructífera al ser aplicada al núcleo, posiblemente no porque deje de ser válida, por lo menos para las partículas pesadas, sino más bien porque no está todavía clara la naturaleza de las fuerzas nucleares; respecto a ellas mucho es lo que cabe esperar del estudio de las radiaciones, espontáneas o artificialmente provocadas, emitidas por los núcleos.

(49) ROTBLAT; *Comunicación personal y Conferencia de Física Nuclear*; (Oxford, Septiembre de 1950).

(50) CATALÁ y SENENT; *Anales R. S. E. F. y Q.* (1951).

## LOS PROCESOS SUPERENERGETICOS

«There are more things in haeven and earth Horatio,  
than .are dreamt of, in your philosophy.»

(Shakespeare, Hamlet)

Como es sabido, una de las características más acusadas de la Física Nuclear actual es haber renunciado a explicar el Universo mediante unos pocos conceptos y unidades fundamentales, pues poco a poco la experiencia nos ha ido obligando a creer en la existencia de mayor número de componentes de la materia, a los que muy impropiamente se sigue llamando fundamentales, ya que a pesar de que algunas relaciones existentes entre ellos son conocidas, en realidad no estamos seguros de cuáles son realmente partículas primarias y cuáles pueden ser productos de reacción (51).

Además de las clásicas, protón y electrón, admitimos hoy la existencia del positrón, y neutrino, amén de una serie, todavía confusa, de partículas intermedias, es decir de masa comprendida entre la de un protón y la del electrón, a las que damos el nombre general de mesones; a éste nombre se agrega un calificativo, en forma de letra griega, a medida que nuevos miembros van apareciendo en esta familia que lleva camino de ser numerosa. De esta forma el número de partículas va tomando proporciones alarmantes, para quienes gustan de representaciones sencillas, aunque nos atrevemos a afirmar que bien pudiera ser que precisamente este indefinido aumento llevará, en sí mismo, la clave capaz de descifrar la estructura nuclear, como al final veremos.

El origen primario de esta radiación es desconocido, aunque existen varias teorías que tratan de explicarlo satisfactoriamente; para quien pueda interesarse en este aspecto del problema remitimos al magnífico discurso que nuestro querido amigo, Maestro y compañero el Profesor Baltá, pronunció ante la Real Academia de Ciencias (52) sobre los enigmas que plantea la Radiación Cósmica.

(51) SCHRÖDINGEN; *Endeavour*; 9, 109, (1950).

(52) BALTA; *Discurso leído en el Acto de su recepción en la Real Academia de Ciencias*; Madrid, (1950).

FISICA NUCLEAR Y RADIACION COSMICA

Destaquemos, antes de seguir adelante, cual es el papel que la Radiación C6smica desempeña en F6sica Nuclear. Llegando en todas direcciones existe a trav6s de la atm6sfera terrestre una lluvia de part6culas de extraordinaria energ6a individual; de acuerdo con las ideas actuales la mayor parte son protones, aunque existen tambi6n n6cleos de otros 6tomos m6s pesados. Al cruzar la atm6sfera, dichas part6culas chocan con n6cleos de aqu6lla, transmut6ndolos y origin6ndose, de este modo, una radiaci6n extraordinariamente compleja y penetrante, que llega hasta nosotros y que se divide, de acuerdo con Rossi, en blanda y dura.

Ahora bien, los m6s poderosos y modernos aceleradores de part6culas son, hoy por hoy, infantiles juguetes ante esta energ6tica radiaci6n primaria que es capaz de producir transmutaciones nucleares que no podemos esperar, en muchos a6os, ver reproducidas bajo control en los laboratorios.

He aqu6 unos n6meros, m6s elocuentes que todo comentario, que expresan la energ6a media de las part6culas aceleradas por:

Cockcroft-Walton ... ..	0-2	MeV.
Van de Graaf ... ..	0-5	»
Ciclotr6n ... ..	5-30	»
Synchro-ciclotr6n (o ciclotr6n de frecuencia modulada)	20-200	»
Synchrotr6n (Oliphant) ... ..	600-6.000	»
Radiaci6n C6smica ... ..	10 <sup>3</sup> -10 <sup>5</sup>	»

Estos datos ponen claramente de manifiesto, sin otro comentario, como la misma naturaleza suministra a los f6sicos, en la Radiaci6n C6smica, un medio de estudiar reacciones nucleares, en espera de nuevas y m6s poderosas m6quinas, capaces de provocarlas.

Esta poderosa radiaci6n es, en la actualidad, el tema que m6s apasiona a los f6sicos (y buena prueba de ello es el hecho de que los tres 6ltimos Premios Nobel de F6sica hayan sido otorgados a otros tantos especialistas, por su contribuci6n al estudio de la Radiaci6n C6smica) que buscan en ella, en 6ltimo t6rmino, las leyes que rigen la estructura del n6cleo y las misteriosas fuerzas que lo mantienen unido. En dicho terreno se trabaja tan intensamente que son muchos los que opinan que en d6a no lejano el tema puede quedar agotado, a cambio de abrir nuevos caminos a la F6sica Nuclear. Esta parece ser la autorizada opini6n de un ilustre F6sico, el Profesor Powell, quien escribi6 recientemente (53) que «no existe hoy en d6a l6nea divisoria entre

(53) POWELL; *Rep. Prog. Phys.*; XIII, 422, (1950).

Física Nuclear y Radiación Cósmica, ya que la segunda puede considerarse como la Física Nuclear en la región de energía superior».

## MESONES Y FUERZAS NUCLEARES

Antes de entrar de lleno a exponer la contribución lograda mediante las emulsiones nucleares, en el estudio de los procesos super-energéticos que tienen lugar en la Radiación Cósmica, conviene que recordemos algunos hechos adquiridos durante las dos últimas décadas, para que luego podamos exponer mejor otros conseguidos en los dos últimos años.

Sabido es que el descubrimiento del «electrón pesado», al que después se denominó mesón (o partícula de masa intermedia), siguió un marcado paralelismo con el del positrón, no tan sólo porque ambas partículas habían sido previstas teóricamente (por Yukawa y Dirac, respectivamente), antes de ser descubiertas experimentalmente, sino porque las dos fueron halladas por Anderson, con una diferencia de cinco años, en el estudio de la Radiación Cósmica.

Aunque el proceso científico que condujo al concepto y luego al hallazgo material del mesón, es bien conocido, vamos a esquematizarlo brevemente:

1.º Las fuerzas que mantienen unidos a los nucleones entre sí no pueden ser de naturaleza electrostática, sino de tales características que se hagan mucho más intensas que las coulombianas para distancias comparables a las dimensiones del núcleo ( $10^{-12}$  cms.), ya que de lo contrario no podrían justificarse las enormes energías de enlace existentes entre los nucleones.

2.º Por otra parte este nuevo tipo de fuerzas debe ser de las llamadas de «corto rango», (esto es, tales que disminuyan mucho más rápidamente que las coulombianas al aumentar la distancia), ya que de otra forma resultaría inexplicable el hecho de que las energías de enlace, a lo largo de la tabla periódica, sean casi constante ( $\approx 8$  MeV) e independientes del número de nucleones.

3.º Planteadas en esta forma las cosas, Yukawa supone que estas fuerzas son análogas, en cierto modo, a las que existen en los enlaces químicos covalentes, tratándose, por tanto, de fuerzas de canje o intercambio; la partícula intercambiada por los nucleones no podría ser un electrón, pues los cálculos daban para su masa un valor de unas 200  $m_e$  ( $m_e$ , masa del electrón), para justificar las energías de enlace; éstas partículas, llamadas «de Yukawa», fueron posteriormente identificadas con los mesones.

4.º) De acuerdo con estas ideas, la teoría requiere la existencia de mesones positivos y negativos, así como de otros neutros, o neutretos, que estarían relacionados con protón y neutrón, según el siguiente esquema:

$$\begin{array}{l} p \dots\dots\dots n + m^+ \\ n \dots\dots\dots p + m^- \\ p \dots\dots\dots p + m^0 \\ n \dots\dots\dots n + m^0 \end{array}$$

5.º) La emisión de un neutreto resultaría análoga a la de un fotón por un átomo, en el sentido que alteraría el estado del emisor pero no su naturaleza.

De acuerdo con el esquema anterior, los físicos predijeron la creación de mesones, antes de que fueran observados, en los choques superenergéticos.

Resumiendo, podemos subrayar una analogía de tipo maxwelliano: los mesones, en su comportamiento nuclear son análogos a los electrones en las fuerzas interatómicas y a los fotones en el campo coulombiano; o dicho en otras palabras, tantas veces repetidas por vulgarizadores, los mesones son los cuanta del campo de fuerzas nucleares («cuanta pesados»).

Esta analogía puede no sea rigurosamente aceptable pero, en último término, su importancia histórica es notable por cuanto condujo a la predicción del mesón. Este, como es sabido, fué descubiertó unos años más tarde en las experiencias realizadas con la cámara de expansión, trabajando en campo magnético; en ella las partículas ionizantes dibujan una traza de cuya curvatura se deduce la cantidad de movimiento  $p$  de aquéllas. Si queremos adquirir más información, acerca de la partícula, hay que efectuar otro tipo de medida, sobre la misma trayectoria; tal puede ser, por ejemplo, la de ionización específica; conocida ésta,  $dE/dx$ , resulta ser, como ya vimos, característica de la carga y velocidad pero no de la masa, de modo que si representamos las variaciones de  $dE/dx$ , respecto a  $p$ , y construimos las diversas curvas correspondientes a carga unidad y masa distinta, los valores relativos a la nueva partícula, el mesón, se sitúan a lo largo de una curva intermedia, entre las que corresponden al protón y electrón; de su posición relativa puede obtenerse una primera idea acerca de su masa. Por este método descubrió Anderson el mesón en la Radiación Cómica al nivel del mar.

*Diferentes tipos de mesones.*—Admitido el nombre general para toda partícula de masa intermedia entre protón y electrón, pronto se observó que no todas tenían exactamente la misma masa, ni su com-

portamiento era idéntico, como pudo comprobarse gracias a sus trazas obtenidas en la emulsión.

Inicialmente se creyó conveniente una clasificación fenomenológica de los mesones registrados, sobre la base de los efectos secundarios observados al fin de su trayectoria (54); de acuerdo con este criterio se habla todavía de

Mesón  $\rho$  ..... cuando no se observa partícula secundaria al final de la traza del mesón.

Mesón  $\sigma$  ..... si al terminar la trayectoria se observa la producción de desintegración nuclear, con la consiguiente emisión de partículas pesadas con carga, cuyas trazas pueden distinguirse en la emulsión.

*Piones y muones.*—Un importante descubrimiento logrado por el grupo de investigadores de Bristol (55) permitió una clasificación más racional y tajante; he aquí el hecho observado del que hoy existen centenares de ejemplos (fig. 17): La trayectoria de un mesón termina, algunas veces; en la emulsión sin haber provocado desintegración alguna, pero tras quedar en reposo (lo que se observa por un rápido aumento de la densidad del grano), se aprecia la aparición de una segunda partícula ligera, que a su vez, resulta ser otro mesón. Lo que ha sucedido es que el primero, al que denominaremos partícula  $\pi$ , se desintegra con la emisión de otro, llamado  $\mu$ , y de una partícula neutra (inobservable), de masa muy pequeña, de acuerdo con un proceso del que luego nos ocuparemos con más detalle. Agreguemos únicamente por ahora que ambas partículas ( $\pi$  y  $\mu$ ) pueden ser positivas y negativas, y que, desde luego, la masa del mesón  $\pi$  es superior a la del  $\mu$ , como requiere el proceso de transformación. Recientemente Fermi (14) denomina a éstas partículas «piones» y «muones», respectivamente, nombres que nosotros utilizaremos, sin entrar en controversias lingüísticas, con el único objeto de simplificar y abreviar nuestra exposición.

Las masas de estas partículas han sido determinadas por diversos métodos y experimentadores (56). Franzinetti, por ejemplo, en la experiencia que fué descrita (44), encuentra:

$$\begin{aligned} m_{\pi} &= 281 \pm 7 m_0 \\ m_{\mu} &= 217 \pm 4 m_0 \end{aligned}$$

resultado que concuerda perfectamente con las recientes determina-

(54) OCCHIALINI y POWELL; *Nat.*; 159, 694, (1947).

(55) LATTES, OCCHIALINI y POWELL; *Nat.*; 160, 453, (1947).

(56) POWELL; *Rep. Prog. Phys.*; XIII, 364, (1950).

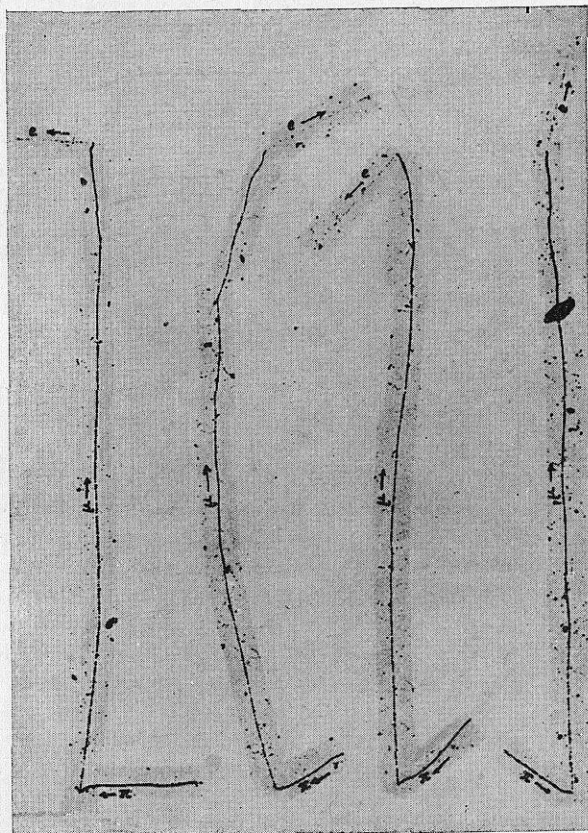


Fig. 17

ciones realizadas por el grupo de Berkeley, trabajando con mesones producidos artificialmente (57):

$$m_{\pi} = 276 \pm 6 m_0$$

$$m_{\mu} = 210 \pm 4 m_0$$

Conviene hacer notar, y más adelante veremos la trascendencia de este hecho, que las primeras determinaciones de la masa de estas partículas, daban para la relación  $m_{\pi}/m_{\mu}$  determinada, por ejemplo, por Lattes y otros en 1948, por recuento de densidad de grano

(57) BARKAS, BISHOP y otros; *Phys. Rev.*; 78, 86, (1950).



(58), un valor de  $1'65 \pm 0'15$ , mientras que las más recientes experiencias aquel valor fué disminuyendo hasta quedar fijado alrededor de  $1'32 \pm 0'01$ .

Una característica muy importante, que diferencia ambas partículas, es su vida media:

La determinación de la correspondiente al pión ha sido llevada a cabo por Richardson (59), trabajando con mesones artificiales, mediante un ingenioso método del que luego nos ocuparemos; también fué determinada para las partículas  $\pi$  de la radiación cósmica por Camerini y otros (60), con resultados concordantes:

$$\tau_{\pi} = (1'4 \text{ a } 0'9) \cdot 10^{-8} \text{ segs.} \quad (61)$$

$$\tau_{\pi} = 0'6 \cdot 10^{-8} \text{ segs.} \quad (60)$$

Por otra parte la determinación de la vida media de los muones de la radiación cósmica, ha sido llevada a cabo por Valley y Rossi (62), con el siguiente resultado:

$$\tau_{\mu} = 2'15 \cdot 10^{-8} \text{ segs.}$$

o sea, aproximadamente:

$$\tau_{\mu} = 10^3 \cdot \tau_{\pi}$$

Adviértase la extraordinaria inestabilidad del pión que, en consecuencia, resulta difícilmente observable; únicamente la emulsión fotográfica, gracias a su continua sensibilidad, puede acusarlos y, en efecto, fué la técnica fotográfica la que logró ponerlos de manifiesto; en cambio los muones, de vida media más larga, son fácilmente observables y con frecuencia al final de su traza puede distinguirse la de un electrón.

Powell dió un esquema (63) que creemos más claro y elocuente que cualquier otra explicación, para diferenciar el origen, propiedades y comportamiento de las partículas  $\pi$  y  $\mu$ ; de acuerdo con él, los piones serían producidos por choques nucleares en la atmósfera; en favor de esta hipótesis está el hecho, relativamente frecuente de las estrellas dobles que consiste en una estrella (desintegración) de la que parte un  $\pi^-$  que al final de su trayectoria da lugar a otra estrella.

(58) LATTES, OCCHIALINI y POWELL; *Proc. Phys. Soc.*; LXI, 173, (1948).

(59) RICHARDSON; *Phys. Rev.*; 74, 1720, (1948).

(60) CAMERINI y otros; *Nat.*; 162, 433, (1948).

(61) MARTINELLI y PANOFSKY; *Phys. Rev.*; 77, 465, (1950).

(62) VALLEY y ROSSI; *Phys. Rev.*; 73, 177, (1948).

(63) POWELL; *Jour. Phys. Rad.* 9, 298 (1948).

Según el esquema que comentamos (fig. 18), la observación de la partícula  $\pi$  será más frecuente cuando en la proximidad de las placas expuestas a la radiación cósmica exista plomo, o cualquier otro material pesado, dada la extraordinaria brevedad de la vida media de aquella partícula, que se producirá en el seno de la materia.

*La producción artificial de mesones.*—De acuerdo con el esquema expuesto (figura 18), era de esperar que cuando la materia fuera bombardeada por núcleos de suficiente energía debían producirse mesones, como consecuencia de la interacción con los nucleones bombardeados.

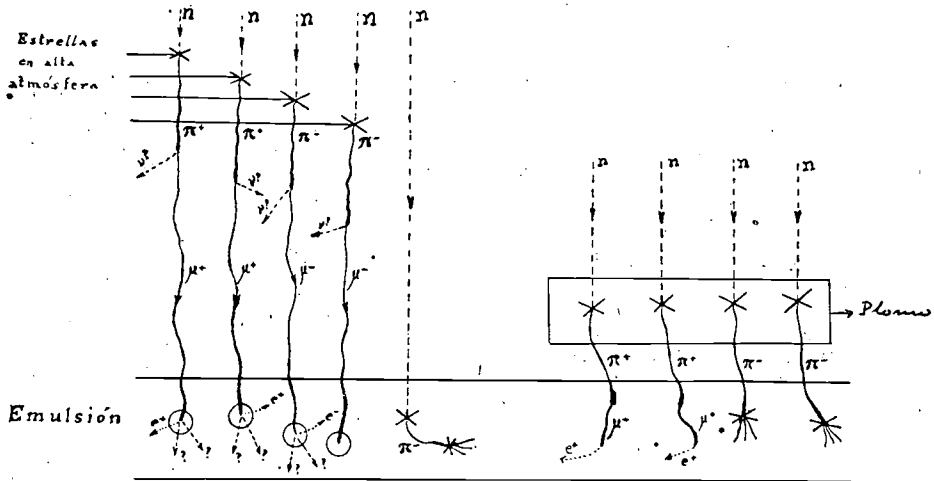


Fig. 18

Esto fué conseguido, por vez primera, en Berkeley (California) por Gardner y Lattes (64), en 1948, utilizando partículas alfa, de unos 350 MeV., obtenidas mediante el synchro-ciclotrón de 384 pulgadas, con las que se bombardeaba una lámina de grafito. A primera vista el hecho resulta incomprensible, si atendemos a los números, pues en unidades energéticas la masa del pión es de unos 140 MeV., y la energía de cada nucleón, de los cuatro que constituyen la partícula alfa, no llega a los 90 MeV.; en el choque de cualquiera de estos con un protón o un neutrón, los principios de la conservación de la energía y cantidad de movimiento indican que no puede desaparecer una energía superior a 45 MeV. como resultado de la creación de partículas de masa en reposo finita. Por lo tanto, parecía lógico suponer im-

(64) GARDNER y LATTES; *Science*; 107, 270 (1948).

posible la creación de partículas  $\pi$  (así como de las  $\mu$ ) mediante los proyectiles alfa, de 350 MeV, y sin embargo, la experiencia demostraba la aparición de piones incluso cuando la energía de las partículas alfa era sólo de 300 MeV., valor que resultaba ser el umbral para que el hecho tuviera lugar. La explicación de esta aparente anomalía, reside en que los nucleones que constituyen la partícula alfa y los del núcleo con el cual chocan, tienen su propia energía cinética interna, la cual, en circunstancias favorables, hace que la energía del choque sea superior a la necesaria para la creación del pión. En efecto, un cálculo aproximado, a base de una cierta velocidad interna de los nucleones, y suponiendo que la producción de mesones tiene sólo lugar en los casos más favorables, en los cuales la velocidad relativa de los nucleones alcanza el máximo valor posible, conduce a una energía umbral para las partículas alfa bombardeantes, en muy buen acuerdo con el experimental, para la posible creación de partículas cuya masa sea de unas 300  $m_0$  (65). Sin embargo, resulta difícil explicar la creación de partículas de masa notablemente superior, que, por lo tanto, podrían ser consideradas como los «padres» de los piones. Este resultado sugiere, que estas últimas partículas, como pronosticó Powell (63) son realmente creadas por las interacciones nucleares.

Digno de ser destacado es el hecho que la observación de los piones no pudo lograrse en Berkeley, hasta que gracias a Lattes, iniciado al lado de Powell en la técnica fotográfica, se utilizaron las emulsiones nucleares como método de detección de aquéllas partículas que, indudablemente, venían siendo obtenidas durante algunos meses. Por este motivo nos hemos detenido un poco detallando esta experiencia

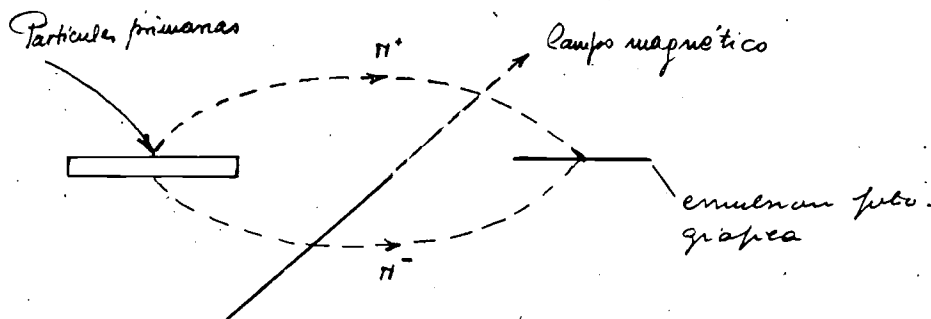


Fig. 19

que, esquemáticamente, viene indicada en la fig. 19; obsérvese en ella como un campo magnético permite separar los mesones de signo opuesto.

(65) MC. MILLAN y TELLER; *Phys. Rev.*; 72, 1, (1947).

La evidencia de que se trataba de  $\pi^-$  se obtuvo por el hecho de que las estrellas producidas en la emulsión eran análogas a las que se obtenían en las placas expuestas a la Radiación Cósmica. Por otra parte, los  $\pi^+$  (sin interacción con los núcleos, debido a su carga) aunque no producían desintegraciones, daban lugar, con frecuencia, a mesones secundarios ( $\mu^+$ ) cuyo rango era de unas 600 micras, como sucede con los observados en la radiación cósmica, originados en el citado proceso  $\pi \rightarrow \mu$ .

Ya hemos mencionado la extraordinaria inestabilidad del pión, cuya vida media es del orden de una centésima de micro-segundo, véase en la fig. 20, esquemáticamente, el aparato de Richardson (59) para

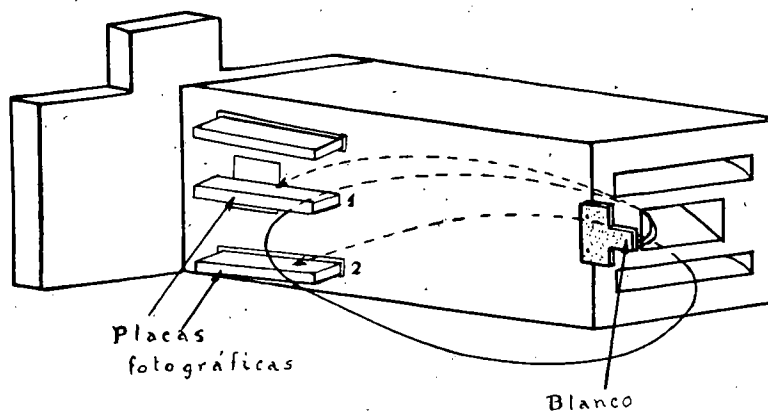


Fig. 20

la determinación del  $\tau_{\pi^-}$ , correspondiente a las partículas  $\pi^-$  engendradas artificialmente mediante el synchro-ciclotrón; obsérvese cómo los piones negativos que salen del blanco, según una dirección conveniente y con velocidad comprendida entre cierto intervalo, describen una espiral en el campo magnético, por el interior de un canal practicado en un bloque metálico, y son registrados por una o dos placas fotográficas. Algunas partículas llegan a la placa después de recorrer un semicírculo, mientras otras lo harán tras un recorrido triple, y en consecuencia, si no existieran desintegraciones, debíamos esperar que el número registrado en la 1 fuera nueve veces superior a las registradas en la 2; en realidad, debido al efecto de foco, la proporción debe ser de 1 a 3, en lugar de 1 a 9, como sería el caso para un haz divergente (ley del cuadrado de la distancia). No obstante, experimentalmente, se encuentra una relación de 6 a 1. Esto sucede porque, las

partículas  $\pi$  se desintegran a lo largo del tiempo invertido en llegar a la placa, tiempo que es (\*):

$$T^{1/2} = \frac{\pi \cdot m}{He} \text{ para las que llegan a 1.}$$

$$3T^{1/2} = \frac{3\pi m}{He} \text{ para las que llegan a 2.}$$

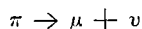
Como se conoce la relación de las partículas que inciden según uno y otro camino, puede calcularse la fracción que se desintegra durante  $(3T^{1/2} - T^{1/2}) = 2\pi m/He$ , y, en consecuencia, deducir  $\tau_{\pi}$

#### LA DESINTEGRACION DEL PION.- EL PROCESO $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$

Al exponer la clasificación de los mesones en partículas  $\pi$  y  $\mu$ , describimos el proceso según el cual el pión se desintegra; vamos ahora a analizar con algún detalle lo que sucede, ya que el análisis de este proceso superenergético constituye uno de los más resonantes éxitos de la técnica fotográfica.

Digamos, en primer lugar, que cuando los piones se detienen en la emulsión, emitiendo otra partícula ( $\mu$ ), esta segunda resulta tener en todos los casos (han sido examinados más de cien) un rango muy próximo a las 612 micras, el cual corresponde a una energía de 4'2 MeV; además, la distribución espacial de estos mesones resulta ser isotrópica, respecto a la dirección final de pión; estos hechos demuestran que la desintegración del pión tiene lugar, tras quedar esta partícula en reposo, mediante la producción de otras dos partículas, una de las cuales es el muón, ya que de lo contrario la energía de la partícula  $\mu$  dependerá del ángulo bajo el cual fuera lanzado; la otra partícula, de cuya naturaleza nos ocuparemos enseguida, debe ser emitida en dirección opuesta a la del muón, con objeto de que la cantidad de movimiento total sea nula.

El proceso tiene lugar de acuerdo con el esquema:



donde  $\nu$  debe ser una partícula neutra, puesto que no se observa, y las energías de  $\mu$  y  $\nu$  provienen de la diferencia entre las masas en reposo, del primero y segundo miembro de la transformación.

Con objeto de ver cuál puede ser la masa de la partícula neutra  $\nu$  producida planteemos las reacciones energéticas correspondientes al

$$(*) \frac{m\nu^2}{\rho} = He\nu ; \quad \frac{\rho}{\nu} = \frac{m}{He} \quad ; \quad T_{1/2} = \frac{\pi^2}{\nu} = \frac{\pi m}{He}$$

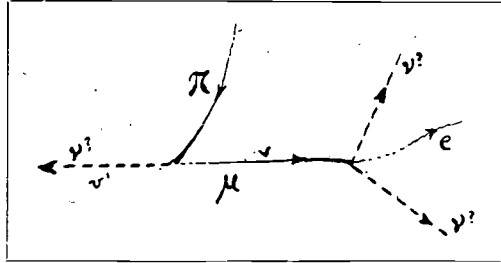


Fig. 21

proceso (fig. 21), es decir, expresamos la conservación de masa-energía y cantidad de movimiento:

$$\frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} + \frac{v_0 c^2}{\sqrt{1-\beta'^2}} = \pi_0 \cdot c^2$$

$$\frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot v = \frac{v_0}{\sqrt{1-\beta'^2}} \cdot v'$$

o introduciendo:

$$\cos \alpha = \sqrt{1-\beta^2}$$

$$\cos \epsilon = \sqrt{1-\beta'^2}$$

$$\frac{mc^2}{\cos \alpha} + \frac{v_0 c^2}{\cos \epsilon} = \pi_0 c^2$$

$$mc \cdot \operatorname{tg} \alpha = v_0 c \cdot \operatorname{tg} \epsilon$$

Si en estas ecuaciones eliminamos el ángulo  $\epsilon$ , obtendremos el valor de  $v_0$  (masa en reposo de la partícula neutra) en función de  $a = \pi_0/m$  y del ángulo  $\alpha$ :  $v_0^2 = m^2 (1 + a^2 - 2a \sec \alpha)$  pero,

$$\cos \alpha = \sqrt{1-\beta^2} = \frac{m \cdot c^2}{E_\mu} = \frac{m \cdot c^2}{mc^2 + 4,12 \text{ MeV}}$$

ya que la energía cinética del muón es de 4,12 MeV; en consecuencia:

$$\sec \alpha \cong 1,039$$

y

$$v_0^2 = (1 + a^2 - 2 \cdot 1,039 \cdot a)$$

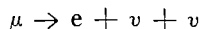
si aceptamos para  $a$  el valor más reciente,  $a = 1,32$  resulta ser  $v_0 \simeq 0$ . Un valor de  $a = 1,33$  da lugar a:  $v_0 \simeq 10 m_e$ , en cambio, si aceptáramos el valor de  $a = 1,65$ , que resultaba en las primeras determinaciones de la relación  $m\pi/m\mu$  (por densidad de grano), obtendríamos  $a \simeq 200 m_e$ .

En otras palabras, el valor de  $v_0$  varía rápidamente al variar  $a$ , teniendo a cero para  $a \simeq 1,32$  (66).

Por esta razón, la partícula  $\nu$  era considerada hace un par de años como un neutreto (partícula neutra de masa intermedia) y, en cambio hoy, como hemos visto, se tiende a creer sea un neutrino, dado el pequeño valor de su masa, inferior desde luego a  $10 m_e$ .

Realmente, de cuanto llevamos dicho, no puede descartarse totalmente la posibilidad de que dicha partícula neutra fuera un fotón, aunque desde luego debería ser de extraordinaria energía, ya que  $10 m_e \simeq 5$  MeV (los fotones del Th C'' son de 2,6 MeV). Sin embargo, hace escasamente un año, se consiguió una evidencia experimental que «casi» permite descartar la posibilidad del fotón; de esto hemos de volver a ocuparnos más adelante.

*Desintegración del muón.*—Con referencia a la misma fig. 21, obsérvese como, a su vez, el muón, después de su corto recorrido se desintegra (este hecho fué descubierto también, por vez primera, en la emulsión fotográfica), dando lugar a una partícula cargada; ésta ha sido estudiada por el grupo de Bristol (67), utilizando la técnica del «Scattering» gracias a la cual ha podido ser obtenido el espectro energético de aquella partícula; los resultados indican una distribución continua de energía, con un pico entre los 37 y 42 MeV; de esto se deduce que el muón se desintegra dando lugar, por lo menos, a tres partículas, una de las cuales, la estudiada, es un electrón; las dos restantes, necesarias para interpretar el balance energético son, seguramente, neutrinos:



ya que según demostraron Hinks y Pontecorvo (68) no hay emisión de fotones durante el proceso de desintegración del muón.

Obsérvese, por otra parte, que admitiendo una masa de  $212 m_e$  para la partícula  $\mu$ , la energía máxima del electrón producido por su

desintegración puede ser:  $\frac{212 \times 0,5}{2} \simeq 53$  MeV ( $1 m_e \simeq 0,5$  MeV),

(66) O'CEALLAIGH; *Phil. Mag.*; 41, 838, (1950).

(67) DAVIES, LOCK y MUIRHEAD; *Phil. Mag.*, 40, 1250 (1949).

(68) HINKS y PONTECORVO; *Phys. Rev.*; 75, 257 (1948).

correspondiendo al caso en que el proceso tiene lugar de acuerdo con el esquema indicado en la fig. 22.

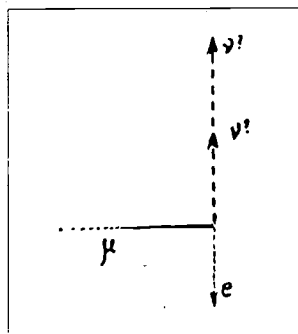


Fig. 22

De hecho, como dijimos, la distribución energética de los electrones pone de manifiesto que algunos son emitidos con energía superior a aquel valor máximo; queda, pues, por aclarar si estos casos provienen de fluctuaciones estadísticas en las desviaciones de las trayectorias, que hacen desaparecer la brusca interrupción (cut off), que el espectro energético debería presentar, o si por el contrario son procedentes de desintegraciones de muones de masa superior. Es de esperar que nuevas medidas (hasta ahora han sido realizadas, únicamente, sobre unas 90 trazas) llevadas a cabo en trayectorias más largas, gracias a emulsiones más gruesas, conducirán a establecer con mayor seguridad, el espectro energético de aquellos electrones.

De todas formas en un proceso de desintegración «tripartita», como el que estamos comentando, parece lógico que la energía media de cualquiera de las tres fuera:

$$\frac{212 \times 0'5}{3} \simeq 36 \text{ MeV}$$

pero el desplazamiento del espectro energético de los electrones hacia energías mayores, hasta dar lugar a un valor medio algo superior, puede explicarse fácilmente por el hecho de que hay una cierta tendencia a no tener en cuenta los electrones más lentos, ya que por sufrir mayor scattering escapan prematuramente de la emulsión.

El esquema propuesto para la desintegración del muón, con un espectro energético para los electrones que presente un brusco descenso hacia los 55 MeV., está de acuerdo con la distribución teórica deducida por Timmo, Wheeler y Raw (69).

(69) TIMMO, WHEELER y RAW.; *Rev. Mod. Phys.*; 21, 144, (1949).



### ¿EXISTE EL NEUTRINO?

Durante algunos años se ha venido admitiendo que si en el proceso de emisión beta, por los cuerpos radiactivos, ha de conservarse la energía y cantidad de movimiento, hay que postular la emisión simultánea de alguna forma de radiación neutra, que no puede ser de tipo electromagnético. Los físicos han aceptado esta sugerencia de Fermi y Pauli, designando a esta partícula, de carga nula y masa en reposo despreciable, con el nombre de neutrino. De acuerdo con las ideas de Fermi, los electrones y neutrinos (llamados conjuntamente leptones, no existen en el interior de los núcleos y análogamente a lo que sucede con los fotones emitidos por los átomos excitados, son creados, simplemente, durante los procesos de emisión.

Sin embargo, este es uno de los puntos menos claros de la Física, y todos hemos pasado un mal rato al hablar de aquella partícula viendo dibujarse una sonrisa en los labios de ciertos alumnos «prácticos» que tanto abundan por nuestras Facultades, especialmente en estas Secciones de Química en las que algunos desterrados físicos purgamos nuestros pecados.

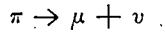
Realmente, la introducción de tal «comodín», partícula sin carga ni masa ¡pero con spin y estadística propia!, puede parecer un exceso de imaginación; desde luego era tan poco satisfactorio el tener que postular la existencia de tal partícula, que por sus propiedades ha de resultar inobservable, que Bohr llegó a sugerir que tal vez fuera más sensato echar por la borda, con tal de eludir el neutrino, las leyes de la conservación, inmutables principios de la Física clásica, que habían logrado subsistir tras el ímpetu devastador de las nuevas ideas traídas por Einstein y Planck.

Admitida la existencia «provisional» del neutrino, el punto de vista general de los físicos era la necesidad de encontrar alguna prueba experimental que pusiera de manifiesto la realidad de aquella partícula. Pero dadas las propiedades asignadas al neutrino, su interacción con la materia debe ser prácticamente nula y, en consecuencia, todos los intentos para probar su existencia han de ser de carácter indirecto o negativo, si exceptuamos una experiencia llevada a cabo por Thibaud en la que pretende haber obtenido la separación de partículas por su spin, logrando en una placa fotográfica alguna sombra que «podría» ser debida al neutrino.

Una prueba, bastante satisfactoria, consistiría en demostrar, experimentalmente, que la conservación de la cantidad de movimiento y energía requieren la existencia de otra partícula, en la desintegración

beta, o en el proceso de captura K; no obstante todas las experiencias realizadas en este sentido, tales como la formación del  $\text{Li}^7$  por captura K en el  $\text{Be}^7$  (70), aunque parecen confirmar la existencia de neutrino, por diferencia entre las cantidades de movimiento, son muy poco precisas, debido a que la desproporción entre las masas del electrón y núcleo, da lugar a energías de retroceso del segundo, extraordinariamente pequeñas.

Ahora bien, el estudio experimental de las desintegraciones del pión y del muón obliga de nuevo a recurrir a la hipótesis del neutrino, aunque desde luego, en nuestra modesta opinión, tal como se plantean ahora las cosas, la evidencia sobre la existencia real de tal partícula es «casi concluyente»: obsérvese como en la transformación:



las masas de ambos mesones son del mismo orden de magnitud y, en consecuencia, la energía de retroceso del muón es considerable (4,2 MeV), con la ventaja de que la partícula es visible en la emulsión y su cantidad de movimiento puede medirse a partir de relaciones rango-energía bien conocidas.

De modo que si puede establecerse, experimentalmente, la identidad de la partícula  $\nu$  con el «neutrino» de la desintegración beta, el proceso de conversión del pión en muón, resultaría una magnífica demostración de la realidad del discutido neutrino.

Con este objeto, lo primero que hay que hacer es descartar la posibilidad de que la partícula  $\nu$  sea un fotón; esto ha sido prácticamente demostrado, recientemente, por O'Ceallaigh (66), examinando unos 250 casos de desintegración  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ , registrados en emulsiones nucleares Ilford G5, e investigando la presencia de posibles pares de electrones que, en caso de ser  $\nu$  un fotón, deberían aparecer, al final de la invisible trayectoria de aquél, conectados al proceso que tiene lugar en O (fig. 23); el resultado, totalmente negativo, permite ase-

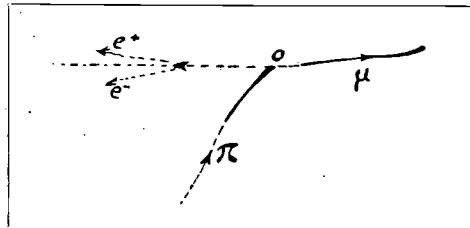


Fig. 23

(70) ALLEN; *Phys. Rev.*; 61, 692, (1942).

gurar que no se trata de un fotón, aunque un solo caso anómalo, expuesto por el autor, en el apéndice de su trabajo, y que no ha podido ser todavía interpretado, le impide sin más evidencia experimental, identificar  $\nu$  con el neutrino.

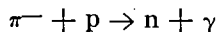
*Spin de estas partículas.*— Lo único evidente es que el proceso  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  tiene lugar según el esquema:

$$\begin{aligned}\pi &\rightarrow \mu + \nu_1 \\ \mu &\rightarrow e + 2\nu_2\end{aligned}$$

donde  $\nu_1$  y  $\nu_2$  son partículas neutras, pero no fotones, que pueden ser neutrinos o neutretos de masa muy pequeña.

Tanto si  $\nu_1$  tiene spin entero como semi-entero, el de  $\mu$  será semi-entero. Si  $\nu_1$  tiene spin nulo o entero,  $\pi$  lo tendrá semi-entero, lo cual contradice el papel jugado por el pión en la teoría de las fuerzas nucleares, luego hemos de suponer que  $\nu_1$  es un fermión (partícula de spin 1/2) con objeto de que  $\pi$  no lo sea.

Una prueba experimental de que los  $\pi^-$  tienen spin cero o unidad (son bosones) ha sido aportada por los trabajos de Panofsky, Aarodt y York (71), en que se demuestra la captura de  $\pi^-$  por el hidrógeno a presión, de acuerdo con la reacción:



(71) PANOFSKY, AARODT y YORK; *Phys. Rev.*; 78, 825, (1950).

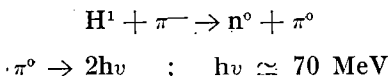
## LOS MESONES NEUTROS O NEUTRETOS

Las ideas de Yukawa, según vimos, llevaban a la conclusión de que deben existir, además de mesones positivos y negativos, otros sin carga eléctrica, pero hasta hace poco más de un año no se obtuvo confirmación experimental de esta hipótesis.

A principio de 1.950 los investigadores de Berkeley (72) advirtieron la emisión de fotones de energía elevada (200 MeV), por algunos blancos bombardeados por protones de energía superior a los 180 MeV, acelerados mediante el synchro-ciclotrón de 184 pulgadas. Tratando de interpretar este hecho, surgieron varias hipótesis, siendo al parecer la más verosímil que del choque protón-nucleón resulta la producción de un neutreto, partícula de masa aproximadamente igual a 300  $m_e$  cuya vida es extraordinariamente efímera ( $\tau \approx 10^{-11}$  segs) y se desintegra dando lugar a dos rayos gamma; este proceso había sido sugerido, teóricamente, por Lewis y Oppenheimer dos años antes (73).

Algo más tarde, Brand, Kaplon y Peters (74), al analizar detalladamente la desintegración producida en una emulsión fotográfica por partículas alfa, de energía comprendida entre  $10^6$  y  $10^7$  MeV., llegaron a la conclusión que entre las 57 partículas producidas en el «chubasco», la mayoría de las cuales eran mesones, según habían observado Piccioni (75) y Fowler (76), se apreciaba la producción de varios «pares» de electrones; este hecho les llevó a suponer que los mesones cargados iban acompañados de radiación gamma que, seguramente, era de origen secundario y estaba producida por la desintegración espontánea de neutretos lanzados conjuntamente con los mesones, en el chubasco.

Otras experiencias más recientes, debidas a Panofsky y otros (71), sobre la captura de partículas  $\pi^-$  por el hidrógeno líquido, sugieren que el proceso tiene lugar del siguiente modo:



siendo  $\pi^0$  el símbolo del mesón neutro.

(72) BJORKLAND y otros; *Phys. Rev.*; 77, 213, (1950).

(73) LEWIS y OPPENHEIMER; *Phys. Rev.*; 73, 127, (1948).

(74) BRAND, KAPLON y PETERS; *Helv. Phys. Acta*; 23, 24, (1950).

(75) PICCIONI; *Phys. Rev.*; 77, 1, (1950).

(76) FOWLER; *Phil. Mag.*; 41, 169, (1950).

El extraordinario grado de homogeneidad de los rayos gamma observados, parece indicar que las partículas  $\pi^0$  son emitidas, en este caso, con pequeñísima energía cinética. Este hecho, unido al conocimiento de las masas de las otras partículas que intervienen, prueba que la masa de  $\pi^0$  es de unas 270  $m_0$ , en primera aproximación.

Antes de seguir adelante, conviene establecer las principales características de la radiación originada por la desintegración de aquella partícula neutra.

Cuando un neutreto, que se mueve con cierta dirección y velocidad, desaparece para engendrar dos fotones, la energía de éstos dependerá de sus direcciones de emisión en relación con la de la partícula que los produce. El problema es análogo al de la emisión de radiación por un foco móvil y la distribución de longitudes de onda e intensidades vienen gobernadas por el principio de Doppler. Si  $m_0$  es la masa en reposo del neutreto y  $\beta c$  su velocidad, su cantidad de movimiento será:

$$m\beta c \quad \text{donde} \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Las ecuaciones que expresan la conservación de la cantidad de movimiento y energía serán (fig. 24):

$$\frac{h\nu_1}{c} \operatorname{sen} \theta_1 = \frac{h\nu_2}{c} \operatorname{sen} \theta_2$$

$$\frac{h\nu_1}{c} \cos \theta_1 + \frac{h\nu_2}{c} \cos \theta_2 = \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$h\nu_1 + h\nu_2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = Km_0 c^2 = E$$

En consecuencia  $\overline{AB} + \overline{BC}$  es constante, y el lugar geométrico de K es una elipse; por otra parte la energía del cuanto emitido bajo el ángulo  $\theta$  viene dada por:

$$h\nu = \frac{m_0 \cdot c^2}{2K (1 - \beta \cos \theta)}$$

Los valores extremos de la energía de los rayos gamma, correspon-

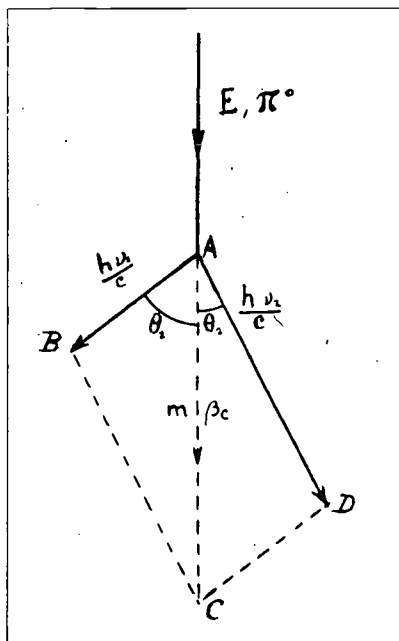


Fig. 24

dientes al caso en que son emitidos en la dirección AC y en la opuesta son:

$$h\nu_{\max} = K \frac{m_0 \cdot c^2}{2} (1 + \beta)$$

$$h\nu_{\min} = K \frac{m_0 \cdot c^2}{2} (1 - \beta)$$

y, en consecuencia, cuanto mayor sea su velocidad, en un haz homogéneo de neutretos, tanto más amplia será la zona espectral correspondiente a los fotones emitidos. En el caso particular en que los rayos gamma sean homogéneos [experiencia de Panofsky y otros, ya citada (71)], puede asegurarse que el neutreto es lanzado prácticamente sin velocidad inicial ( $\beta = 0$ ).

*Características de los neutretos producidos por la Radiación Cósmica.*—Los investigadores de Bristol que andaban, simultáneamente con los de Berkeley, tras la confirmación experimental del neutreto, en

## LA TÉCNICA FOTOGRAFICA EN FÍSICA NUCLEAR

lugar de desmoralizarse por el éxito obtenido por el grupo americano, reaccionaron rápidamente y a los pocos meses publicaron un magnífico trabajo (77), en el que no tan sólo se confirma la existencia del neutreto, sino que gracias al ingenio de Powell se expone un método que permitió determinar la masa, vida media y frecuencia con que aparece aquella partícula en los chubascos, en relación con los mesones cargados.

Para ello fueron analizadas cuidadosamente al microscopio un cierto número de placas que habían sido expuestas a la Radiación Cósmica a unos 22 kms. de altura, con objeto de obtener el espectro energético y dirección de emisión de los fotones que constituyen la radiación blanda a dicho nivel. Esto fué logrado determinando la energía de los pares de electrones producidos, por el método del scattering, que, para mayor garantía, fué tan sólo aplicado a los electrones relativistas cuya trayectoria era suficientemente larga. El espectro obtenido confirma que la mayor parte de la radiación gamma, en la atmósfera, se debe a la desintegración de una partícula neutra, cuya masa es de  $(295 \pm 20) m_e$ .

A pesar de que la evidencia experimental en favor de la existencia del neutreto era considerable, resultaba muy importante obtener una prueba decisiva mediante la determinación de su vida media. Esto fué conseguido por el grupo de Bristol, gracias a una ingeniosísima idea de su director, sugerida por la simple inspección de la fig. 25, en la que se esquematiza el proceso de emisión y desintegración del neutreto. Obsérvese que la distancia  $r$ , entre el centro del chubasco y el eje del par de electrones, distancia que puede medirse con gran precisión, al microscópico, depende de la vida media de la partícula  $\pi^0$  (longitud OA), del ángulo  $\theta$  según el cual es emitido el fotón y de la energía del neutreto. Construida la curva experimental que da el número de pares en función de  $r$  se observó que coincidía con la distribución teórica para un haz de neutretos cuya vida media fuera  $\tau_{\pi^0} \simeq 3 \cdot 10^{-13}$ ; posteriormente, al tener en cuenta la distribución real de la energía de aquellas partículas, dada por su espectro energético, se llegó a la conclusión que la vida media debe ser inferior a  $5 \cdot 10^{-14}$  segs.

Finalmente, como resultado de gran número de observaciones realizadas alrededor de las «estrellas» se llegó a la conclusión que la relación entre el número de mesones cargados y neutros, emitidos en las explosiones nucleares es

$$\frac{N(\pi^0)}{N(\pi^\pm)} \simeq 0.45 \pm 0.1$$

(77) CARLSON, HOOPER y KNIG; *Phil. Mag.*; 41, 619, (1950).

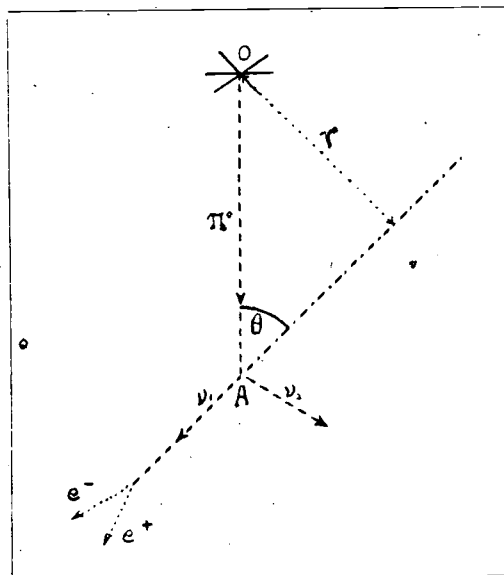


Fig. 25

*Origen de las componentes dura y blanda.*—El resultado anterior sugiere que en la producción de «chubascos» de partículas cargadas, por cada dos mesones con carga se emite un neutreto. Esta conclusión, de gran interés, viene confirmada por otro trabajo, realizado en el mismo Centro (78), en el que se estudian los procesos nucleares que dan lugar a los «chubascos», comprobándose que en el balance energético entre la partícula primaria y los mesones y núcleos lanzados existe una desaparición de energía que puede justificar la emisión de partículas neutras junto a las cargadas.

Por dar lugar a dos fotones, al desintegrarse el neutreto debe tener spin nulo, de acuerdo con el trabajo de Steinberger (79) y el de Fakuda y Miyamoto (80), pudiéndose identificar con el «cuanta pesado» neutro previsto por la teoría de Yukawa.

La proporción en que parece ser emitido el neutreto, en relación con los mesones cargados, parece justificar también la observación,

(78) No publicado todavía.

(79) STEINBERGER; *Phys. Rev.*; 76, 1180, (1949).

(80) FAKUDA y MIYAMOTO; *Prog. Theor. Phys.*, 4, III, 347 (1949).



hecha por Rossi (81), de que las energías correspondientes a las componentes «blanda» y «dura» de la Radiación Cósmica son del mismo orden de magnitud; este hecho a pesar de aparecer en forma empírica puede tener una profunda justificación, como ya previó el mismo Rossi; en efecto, si tanto la radiación blanda como la dura se originan en las desintegraciones nucleares, provocadas por protones y otras partículas pesadas superenergéticas, consistiendo la primera en radiación gamma y electrones, inicialmente creados por neutrón y la segunda en partículas  $\pi^-$ , no es de extrañar que ambas sean, aproximadamente, de igual intensidad, si tenemos en cuenta que por cada  $\pi^-$  se produce un  $\pi^0$  (en promedio) y que el espectro energético de las dos partículas es análogo.

## ¿PUEDEN EXISTIR OTROS MESONES?

Parece lógico preguntarse si además de las partículas  $\pi$  y  $\mu$ , incluyendo las neutras  $\pi^0$  pueden existir otras de masa intermedia, o simplemente si han sido observados, pues en realidad acerca de su existencia sólo el futuro puede darnos la respuesta, ya que, como viene sucediendo en la historia de la Física, todas las partículas van apareciendo a medida que las técnicas desarrolladas han sido capaces de detectarlas; recuérdese el proceso que comenzando por descubrir moléculas, átomos, iones y electrones ha terminado por registrar partículas tan efímeras como el mesón.

*El mesón:* —Sin intentar prejuzgar la posible existencia de otras partículas de masa intermedia, cuestión por el momento más filosófica que física, parece evidente e indiscutible que otro mesón (masa alrededor de 1.000  $m_e$ ) ha sido observado por varios investigadores: existe un caso en Bristol (82), dos en Manchester (83), otro en Francia (84), y en la Conferencia de Comó (Septiembre de 1949), Brode informó de la observación de partículas positivas cuya masa era de unas 1.000  $m_e$ . Dicha partícula, no obstante, ofrece la curiosa particularidad de presentarse con características variables, hecho por el que el físico francés Leprince-Ringuet le denomina, graciosamente, «fregoli»;

(81) ROSSI, a): *Rev. Mod. Phys.*; 20, 537, (1948).

ROSSI, b): *Rev. Mod. Phys.*; 21, 104, (1949).

(82) BROWN, CAMERINI y otros; *Nat.*; 163, 47 y 82, (1949).

(83) ROCHESTER y BUTLER; *Nat.*; 160, 855, (1947).

(84) LEPRINCE-RINGUET y LHERITIER; *C. R. Acad. Sci. Paris*; 219, 618, (1944).

en Bristol, donde el humor no es tan jocoso, fué designado por mesón  $\tau$ , denominación que ha sido generalmente aceptada.

Después de unos meses, durante los cuales las opiniones acerca del nuevo mesón eran muy contradictorias, parece ser que surgen nuevas pruebas confirmando la existencia de aquel mesón; así, por ejemplo, Seriff y otros (85) informan haber observado, en la cámara de expansión, trabajando a unos 4.000 metros, más de veinte ejemplos de trazas en forma de horquilla que parecen ser producidas por la desintegración de un  $\tau$ ; finalmente, Harding (86) ha observado, en placas fotográficas expuestas bajo 3 metros de hielo en la Jungfrauoch, dos sucesos en cada uno de los cuales una partícula de unas 1.000 m. parece quedar enfrenada en la emulsión, desintegrándose en tres partículas cargadas que son emitidas en direcciones coplanarias. Aunque no es seguro que todos los mesones  $\tau$  sean del mismo tipo, los procesos que conducen a su desaparición parecen tener lugar de acuerdo con alguno de los siguientes esquemas:

$$\tau^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$$

$$\tau^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$$

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$$

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$$

*Los varitrones.*—Por otra parte, algunos físicos rusos (87), como consecuencia de experiencias análogas a las llevadas a cabo por Franzinetti (43), pretenden haber encontrado una distribución de masas que cubre, casi sin solución de continuidad, el intervalo comprendido entre protón y muón; los investigadores soviéticos interpretan sus resultados como una prueba de que existen muchos tipos de mesones cargados, a los que denominan «varitrónes», nombre con el que pretenden indicar la variedad de la masa en reposo de tales partículas.

En contra de esta opinión está decididamente la de Franzinetti (43), quien escribe concretamente que «la existencia de otros tipos de mesones, además de piones y muones, debe ser aceptada con gran reserva pese a la opinión de Alichanian, pues los resultados de las experiencias llevadas a cabo en la Jungfrauoch prueban que, de existir, son mucho más raros de lo que previas experiencias pudieran hacer creer. De la misma opinión es Fowler (41) y otros que han realizado experiencias dignas de crédito.

(85) SERIFF y otros; *Phys. Rev.*; 78, 290, (1950).

(86) HARDING; *Phil. Mag.*; 41, 405, (1950).

(87) ALICHANYAN, ALICHANOW y otros; *Jour. Exp. Theor. Phys. U. S. R. R.*; 12, 301 (1948).

Por nuestra parte queremos recordar que las experiencias de Franzinetti permiten detectar sólo aquellas partículas cuya vida media sea superior a  $10^{-10}$  segs, y bien pudiera ser que los varitrones fueran más inestables; aunque, por otro lado, es también justo hacer constar que en las experiencias realizadas mediante contadores (caso de los investigadores rusos), es muy difícil, por no decir imposible, tener la seguridad de que tan sólo los procesos supuestos operativos, producen realmente descarga de los contadores.

Compartiendo la opinión de Furth (88), queremos recordar que las partículas sólo han logrado ser descubiertas cuando las técnicas lo permitieron, por ser lo bastante adecuadas y sensibles en cada caso; nuestra situación presente, en relación al campo de fuerzas nucleares y a sus cuanta pesados, los mesones, es análoga a aquella en que se encontraría un físico, en un mundo imaginario donde sólo la radiación procedente del hidrógeno fuera observable; nuestro físico, utilizando el método de Franck-Hertz, llegaría a descubrir un «fotón», pero a medida que fuera perfeccionando su técnica y excitara nuevos niveles atómicos, iría descubriendo mayor número de fotones que, en su opinión, serían nuevas partículas fundamentales.

Desde luego, de confirmarse las ideas de los investigadores rusos, las cosas se simplificarían, ya que si es realmente profunda la analogía entre fotones y mesones, como cuanta de campos distintos, parece lógico esperar que el número de los segundos sea tan enorme como el de los primeros.

Poco tendremos que esperar para conocer la respuesta, tanto a este interrogante como a otros que el problema de la enigmática Radiación Cósmica plantea, ya que dado el gran empuje que este tipo de investigaciones va adquiriendo, gracias a la extraordinaria concentración de hombres y medios dedicados a la apasionante Física de los procesos superenergéticos, es de suponer que muy pronto, si Dios nos concede el don inestimable de la Paz, se avanzará rápidamente en el conocimiento de estas partículas, tan efímeras cuando libres pero que tan fundamentales resultan en el decisivo papel de asegurar la estabilidad de los núcleos, y, en consecuencia, en mantener el orden del Universo material.

... ..

En fin, hemos de terminar antes de agotar el límite que de antemano nos impusimos, al tratar de abordar un tema de suyo inagotable, pues con la misma celeridad con que pudiera trabajar mi pluma, nuevos hechos se suceden en una vertiginosa carrera hacia la Ver-

(88) FÜRTH; COLSTON PAPERS; *Cos. Rad.*; 151, (1948).

dad, inequívoca señal de que la Física es una Ciencia viva cuya última línea quedará siempre por escribir, ya que para ella, como dice Plutarco, «el conocimiento de los hechos no es la meta sino el principio de la exploración hacia las causas primeras y más altas».

Y nada más: he intentado a lo largo de estas líneas, dejar sentado que en la investigación científica el éxito no es una exclusiva de Centros extraordinariamente dotados; muchas veces sencillos elementos de trabajo, sabiamente dirigidos, y manejados consciente, honrada e intensamente, permiten a Centros de investigación modestos, competir en eficiencia con los primeros, siempre que exista en ellos el cerebro rector, capaz de orientar los esfuerzos individuales, pues como tan acertadamente ha escrito el profesor Albareda (89), para investigar «no basta trabajar, es preciso una ruta».

Véase el magnífico ejemplo suministrado por los éxitos de la Escuela de Bristol, frente a su oponente, en noble lucha científica, grupo de Berkeley, que hemos querido exponer a fin de que estas consideraciones sirvan de estímulo a todos los físicos pobres, pero con fé, constancia y entusiasmo, entre los que, sinceramente, me considero uno más.

(89) ALBAREDA; *Consideraciones sobre la Investigación Científica*; publicado por el Consejo Superior de Investigaciones Científicas; pág. 33, Madrid, 1951.

## INDICE DE MATERIAS

INTRODUCCION .....	VII
LA TEORIA DE LOS PROCESOS FOTOGRAFICOS PARA	
FOTONES .....	1
Emulsiones fotográficas .....	1
Algunas propiedades de los cristales iónicos .....	3
Teoría de Mott-Gurney .....	5
FORMACION DE LA IMAGEN LATENTE BAJO LA ACCION	
DE PARTICULAS CARGADAS .....	11
Acción ionizante .....	11
Impulsos debidos a distintos tipos de partículas .....	13
Enfrenamiento de las partículas .....	17
Límite de sensibilidad .....	21
Emulsiones protegidas .....	23
Cámara de Wilson y emulsión fotográfica .....	24
El revelado de las placas .....	26
Emulsiones nucleares .....	27
Principales tipos y características de las impresiones produ- cidas por partículas cargadas .....	28
Diversos métodos de investigación .....	32
Relación rango-energía .....	33
Densidad de grano .....	40
Scattering .....	42
La emulsión fotográfica en un campo magnético .....	43
Algunas posibilidades de la técnica fotográfica en Física Nuclear .....	45

LOS PROCESOS SUPERÉNERGETICOS ... ..	49
Física Nuclear y Radiación Cósmica ... ..	50
Mesones y fuerzas nucleares ... ..	51
Diferentes tipos de mesones ... ..	52
Piones y muones ... ..	53
La producción artificial de mesones ... ..	56
La desintegración del pión ... ..	58
Desintegración del muón ... ..	61
¿Existe el neutrino? ... ..	63
Spin de estas partículas ... ..	65
Los mesones neutros o neutretos ... ..	66
Características de los neutretos producidos por la radiación cósmica ... ..	68
Origen de las componentes dura y blanda ... ..	71
¿Pueden existir otros mesones? ... ..	71
El mesón $\tau$ ... ..	71
Los varitrones ... ..	72