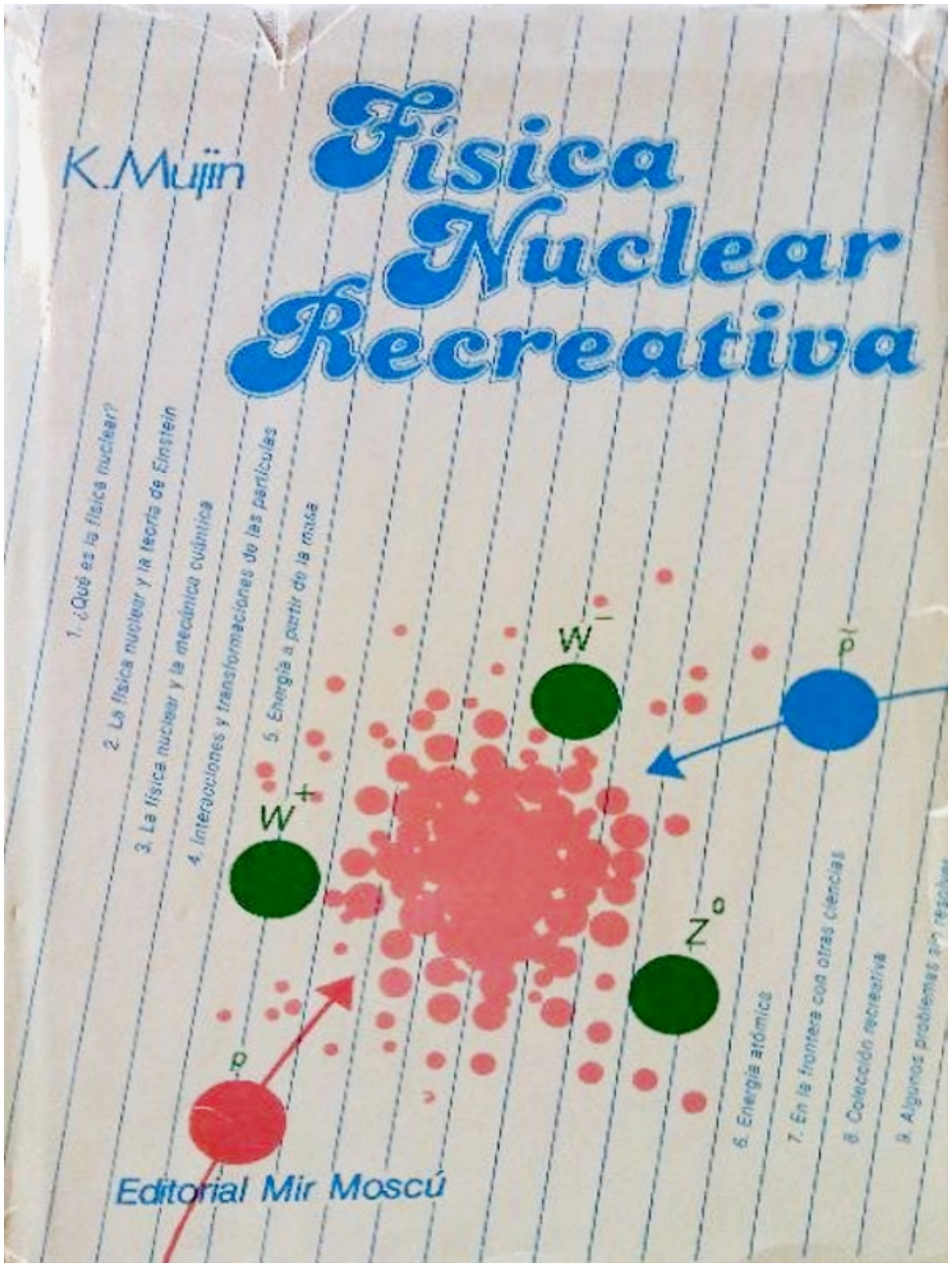

K.Mujin
Física Nuclear Recreativa
1. ¿Qué es la física nuclear?
2. La física nuclear y la teoría de Einstein
3. La física nuclear y la mecánica cuántica
4. Interacciones y transformaciones de las partículas
5. Energía a partir de la masa
6. Energía atómica
7. En la frontera con otras ciencias
8. Colección recreativa
W⁻
p̄
W⁺
Z°
p
Editorial Mir Moscú

Reseña

Usted tiene entre las manos un libro en el que se hace el intento de narrar, en el estilo de Yakov Perelman, sobre una de las ciencias más difíciles y más interesantes de la actualidad, la física nuclear (incluyendo la física de las partículas elementales). La narración se hace de parte de una persona que dedicó toda su vida activa a investigaciones científicas en las distintas áreas de la física nuclear, es decir, conoce esta ciencia por dentro (si se me permite la expresión), con todos los detalles del difícil trabajo de todos los días. El autor quiso exponer la física nuclear de tal modo que el lector se interese de verdad por esta ciencia y desee conscientemente (sabiendo a lo que va) tomarla como especialidad.

Índice

Prólogo

1. ¿Qué es la física nuclear?
2. La física nuclear y la teoría de Einstein
3. La física nuclear y la mecánica cuántica
4. Interacciones y transformaciones de las partículas
5. "Energía a partir de la masa"
6. Energía atómica
7. En la frontera con otras ciencias
8. Colección recreativa
9. Algunos problemas sin resolver

Conclusión

Prólogo

La inteligencia humana descubrió muchas curiosidades en la naturaleza y descubrirá mucho más, aumentando de este modo su poder sobre ella...

V. Lenin

Toda ciencia en desarrollo tiene necesidad de entusiastas jóvenes enamorados de ella y capaces de dedicarle toda su vida. Entre la juventud estudiantil con toda seguridad hay entusiastas enamorados de la ciencia. Pero la ciencia es una "Dama" muy seria y exigente. Para ella no es suficiente el simple enamoramiento. Ella quiere tener entre sus admiradores sólo a aquellos a quienes puede corresponder. Y para ello los admiradores deben poseer un conjunto determinado de cualidades, propias de un "gentleman".

La pregunta es: ¿cómo hallar jóvenes con estas cualidades entre millones de escolares?

La otra parte experimenta las mismas dificultades. No es ningún secreto que un joven que terminó recientemente la escuela se conoce mal a sí mismo, así como sus posibilidades y, a menudo, no puede decidir ¿de cuál de las hermosas "Damas" está verdaderamente enamorado: de la Biología, rápida en su desarrollo y prometedora, o de la Física que vive su segunda juventud? ¿Pero puede que esté enamorado de la Matemática, vieja como el mundo, pero siempre hermosa o de la Química renovada? (Figura 1).

Uno de los métodos de resolución del problema de búsqueda recíproca del objeto de admiración y de los adoradores consiste en escribir libros los representantes de una de las partes a los de la otra. Estos libros, en opinión del autor, deben ser científicos por su contenido, es decir, ilustrar el estado actual de la ciencia o plantear algún problema de ésta; populares en la forma de exposición, o sea, ser

comprensibles para los lectores que tienen terminada la enseñanza preuniversitaria o, incluso, para los que aún no la terminaron; recreativos por su estilo, es decir, relatar de una manera interesante no sólo los grandes descubrimientos, sino también los días cotidianos de la ciencia.

Los libros editados en la URSS antes de la guerra bajo el título "*La ciencia recreativa*" satisfacían todas estas condiciones. La gente de edad sabe bien que dichos libros, en efecto, hicieron un gran aporte a la incorporación de la juventud a la ciencia. Por supuesto que no todos los escolares que leyeron "*La física recreativa*" de Yakov Perelman llegaron a ser físicos. Pero por lo visto todos los físicos leyeron los libros de este autor en sus años escolares.

¿Cuál es el secreto de la popularidad imperecedera de estos libros? ¿Por qué razón ellos pudieron vencer una prueba tan seria como es la prueba del tiempo? Según parece el secreto reside en que Yakov Perelman supo ver y mostrar a los lectores cuán interesante es, precisamente, la física *cotidiana*, la física con la que el lector se encuentra a cada paso. El lector de los libros de Yakov Perelman por sí mismo se convence de que es interesante no sólo hacer grandes descubrimientos, los cuales son atributo de unos cuantos elegidos, sino también trabajar simplemente en la rama de la ciencia física, ya que el trabajo en sí es una cadena ininterrumpida de pequeños descubrimientos que proporcionan una gran alegría de creación. Los lectores de los libros de Yakov Perelman empezaban a trabajar inmediatamente, por decirlo así, sin dejar el libro: deducían fórmulas, hacían cálculos, solucionaban problemas, realizaban experimentos. De esta manera, el lector se conocía a sí mismo, sus gustos y sus posibilidades.

En el arsenal de Yakov Perelman había diferentes métodos de llamar la atención de los lectores hacia la física. Entre ellos un papel bastante importante jugó la recreatividad de la exposición del material. El carácter recreativo de la exposición que utiliza Yakov Perelman no es un objetivo en sí, sino solamente un modo de llamar la atención del lector hacía un objeto o un fenómeno interesante. Su finalidad siempre fue la revelación de la esencia física de los fenómenos.

Figura 1

Así pues, la profunda materialidad, la fe en la actividad creativa del lector y la recreatividad son los tres pilares sobre los cuales se sustenta durante tanto tiempo la popularidad de los libros de Yakov Perelman.

Usted tiene entre las manos un libro en el que se hace el intento de narrar, en el estilo de Yakov Perelman, sobre una de las ciencias más difíciles y más interesantes de la actualidad, la física nuclear (incluyendo la física de las partículas elementales). La narración se hace de parte de una persona que dedicó toda su vida activa a investigaciones científicas en las distintas áreas de la física nuclear, es decir, conoce esta ciencia por dentro (si se me permite la expresión), con todos los detalles del difícil trabajo de todos los días. El autor quiso exponer la física nuclear de tal modo que el lector se interese de verdad por esta ciencia y desee conscientemente (sabiendo a lo que va) tomarla como especialidad.

Algunas observaciones sobre el contenido y el carácter del libro.

La forma recreativa escogida por el autor para el relato inevitablemente convirtió este libro en un conjunto de problemas seleccionados de la física nuclear y de la física de las partículas elementales. Por eso, este libro de ninguna manera puede sustituir a ningún manual por elemental que sea con la exposición sistemática del material que le caracteriza, con la mención de los nombres de científicos y con referencias a la literatura científica. Este libro no es muy sistemático, comparativamente contiene pocos nombres y las referencias a la literatura científica revisten carácter episódico. Sin embargo, según opina el autor, estas particularidades del libro no molestarán al lector entender su contenido. Explicaremos esta idea valiéndonos de una analogía.

Existen diferentes métodos de aprender una lengua extranjera. Uno de ellos se basa en el estudio sistemático de las reglas gramaticales y de la traducción, la manera de adquirir la pronunciación, el aprendizaje de memoria de las palabras, y así sucesivamente. Es probable que de este modo, al fin y al cabo, se pueda aprender una lengua. Pero, este procedimiento es largo, difícil y sin interés. El otro método consiste en que el hombre simplemente va a parar a un medio donde todos, excepto él, hablan el idioma que él quiere aprender. Al hombre le resulta difícil pero interesante y aprende el idioma más rápido que por el primer método.

Precisamente por este segundo método el autor propone al lector familiarizarse con la física nuclear. Es mejor que al lector le sea difícil y que no todo lo comprenda de la primera, pero que le sea interesante. Las dificultades interesantes son más fáciles de superar. Tanto más que para esto incluso no es necesario salirse de los límites de este libro: si se busca como es debido, en éste se pueden hallar las respuestas, poco más o menos, que a todas las preguntas incomprensibles.

Resulta difícil comparar a los alumnos de hoy día con los compañeros del autor de sus años escolares. Nosotros, además de los libros de Yakov Perelman, casi no disponíamos de nada. Hoy los escolares más ávidos de saber tienen unos conocimientos correspondientes al curso de física en tres tomos bajo la dirección del académico G. Landsberg[1]. Existen muchos libros de divulgación científica

sobre la teoría de la relatividad, física nuclear, energética nuclear, física de las partículas elementales, etc. Las revistas y periódicos publican gran cantidad de artículos de popularizadores de la ciencia. Por lo tanto, el autor puede contar con que el lector de este libro ya conoce mucho de lo que en él no se expone. Esto permite no perder el tiempo y el espacio en los "capítulos obligatorios", que encontramos hasta la saciedad en los libros actuales de divulgación científica dedicados a la descripción del desarrollo histórico de nuestros conocimientos del átomo, del núcleo atómico y de las partículas elementales. En vez de ellos, en el libro está insertado un capítulo introductorio relativamente pequeño, en el cual, sin explicaciones excesivas, se enuncia el estado de nuestros conocimientos al día de hoy.

Este capítulo es algo parecido a un breve resumen de la física nuclear, por el cual se puede juzgar sobre el lugar de tal o cual fenómeno concreto en esta ciencia y sobre la correlación entre los diferentes fenómenos, así como se pueden hallar aquellos apartados del libro, en los cuales se trata de ellos con más detalle. De este modo, utilizando activamente el primer capítulo, el libro puede leerse sin seguir el orden establecido. Por supuesto que, debido a estas particularidades, la introducción está escrita de manera más rigurosa que los demás capítulos.

Los objetos del micromundo se diferencian por la pequeñez de sus dimensiones y de sus masas y, por regla general, se mueven a velocidades próximas a la de la luz. Tanto en el primer caso como en el segundo, la mecánica de Newton deja de proporcionar resultados correctos. Por ello los físicos, al examinar el micromundo, utilizan la mecánica cuántica y la teoría de la relatividad para interpretar sus resultados. Para exponer en forma popular la física nuclear, también es necesario conocer bien los conceptos fundamentales de estas ciencias. Esta es la razón de que los capítulos 2 y 3 del libro estén dedicados, precisamente, a estos problemas. No obstante, a diferencia de otros libros de divulgación científica, ellos están aproximados a los problemas de la física nuclear.

Los problemas más fundamentales de la física nuclear y de la física de las partículas elementales son los relacionados con la naturaleza y el carácter de las interacciones en las cuales participan las micropartículas, con las leyes de conservación y de su papel en las diversas interacciones. El capítulo 4 está dedicado a estos problemas, así como a los de clasificación de las partículas elementales.

Los capítulos siguientes están dedicados a la propia física nuclear: a sus éxitos y aplicaciones, a la correlación con otras ciencias y a los problemas sin resolver[2]. La exposición de los problemas examinados está dada en el estilo recreativo general para todo el libro. Una serie de problemas, los "más recreativos" (aplicaciones inesperadas, proyectos interesantes, precisiones sorprendentes, efectos curiosos y soluciones graciosas), están reunidos en un capítulo grande independiente.

En el libro hay muchas fórmulas y cálculos (que son accesibles a los escolares de grados superiores). El autor lo hizo de una manera consciente. Un verdadero físico no debe tener miedo a las matemáticas. La física es una ciencia cuantitativa y no puede ser reemplazada por palabras. A propósito, esto lo comprende bien todo joven moderno que se interesa por la física. Uno de nuestros eminentes científicos y buen popularizador de la ciencia relató al autor de este libro sobre su encuentro con escolares que habían leído su libro de divulgación científica. Los escolares reprocharon al científico el que su libro contenía muy pocas fórmulas.

Como conclusión, algunos consejos a los lectores.

El autor, por razones pedagógicas, trató de exponer el material de tal modo que el primer conocimiento con un problema nuevo tuviera lugar sin detalles especiales. Primero hay que ver el bosque y sólo después, los árboles. La imagen del "bosque" se da en el primer capítulo al cual recomendamos regresar periódicamente, para no perder el bosque tras los árboles.

La física nuclear es una ciencia compleja y difícil. Un lector inexperto se encuentra aquí con gran cantidad de fenómenos y conceptos nuevos e insólitos a los cuales no es tan fácil acostumbrarse. El autor, teniendo esto en cuenta y deseando facilitar la

suerte del lector, diluyó en muchos casos la seriedad del texto con digresiones cómicas, analogías claras y entretenidas, casos supuestos de la vida del lector, etc. Todo esto, por supuesto, ayuda a percibir el material, pero en este caso no ha de olvidarse que la analogía en la ciencia es una cosa arriesgada. La comprensión textual de ésta da lugar, frecuentemente, a la vulgarización. Por eso, al utilizar una analogía trate de comprender dónde termina ésta, en qué casos no se aplica y de nuevo retorne al fenómeno físico, para la ilustración del cual fue aplicada esta analogía.

Y, finalmente, un último consejo. De acuerdo con la recreatividad del material y la manera simplificada de su exposición, el libro puede parecer simple. No hay que confiar en este sentimiento y acojan el libro con bastante seriedad. Para que este libro sea útil, hay que leerlo con lápiz en la mano y papel y meditar con frecuencia sobre lo leído.

El autor quiere finalizar expresando su agradecimiento profundo al Profesor L. Groshev y al Miembro Correspondiente de la Academia de Ciencias de la URSS, I. Gurevich, por su participación en la discusión del manuscrito del libro, así como a todos aquellos que con sus consejos ayudaron a escribir este libro.

El Autor

Capítulo 1
¿Qué es la física nuclear?

Cuanto más detenidamente examinamos los actos de la naturaleza, tanto más evidente se hace la simplicidad de las leyes por las cuales sigue ésta en sus creaciones…

A. Radischev

***Contenido**:*

§ 1. Nuestro programa
§ 2. Partículas elementales y fuerzas que actúan entre ellas
§ 3. Interacción de las partículas elementales con el medio
§ 4. Núcleos atómicos
§ 5. Transmutaciones radiactivas de los núcleos
§ 6. Interacciones nucleares
§ 7. Energética nuclear

§ 1. Nuestro programa

Invocación al lector — Etapas de percepción de la naturaleza — Cuatro elementos de los griegos antiguos — Teoría atomística — Miles de moléculas de una centena de átomos — Tres ladrillitos elementales — Nuevos descubrimientos. — De nuevo centenas. — ¿Pero, de todos modos, pueden no ser tantos? — Programa de este libro. —

Empecemos por el hecho de que leer íntegramente este capítulo ahora, al principio del libro, no es obligatorio. Es el capítulo menos interesante (hablando más

exactamente, es menos recreativo), porque en él se relata de una manera bastante seca la física nuclear como ciencia. Al mismo tiempo, el material aquí expuesto puede resultar útil para la lectura de los demás capítulos del libro, porque los une en un todo único. Puede ser que el trato más inteligente de este capítulo consista en lo siguiente: hay que leer este párrafo, examinar superficialmente los demás y pasar a los otros capítulos, luego volver periódicamente al capítulo de introducción para hacerse aclaraciones e indicaciones y, por fin, leerlo atentamente al finalizar el libro.

Así pues, ¿qué es la física nuclear?, ¿cómo ha surgido?, ¿de qué se ocupa?, ¿qué éxitos tiene y qué es lo que todavía no ha determinado?, ¿cómo está relacionada con otras ciencias y en qué consiste su importancia?

En el proceso de conocimiento de la naturaleza el hombre siempre ha tratado de clasificar, de cierto modo, las substancias examinadas, escoger aquéllas que tienen las mismas propiedades y dividirlas en partes integrantes (elementales).

El primer intento (del total que hemos conocido) de poner en orden el mundo que nos rodea lo hicieron los filósofos materialistas griegos de la antigüedad, los cuales creían que todas las substancias se componían de cuatro elementos siempre vigentes: de la tierra, el agua, el aire y el fuego. Ellos señalaron gran cantidad de substancias que se deben a diversas combinaciones de estos cuatro elementos. Partiendo de la unidad estructural de todas las substancias, ellos llegaron a la conclusión sobre las posibles transformaciones mutuas. Algunos continuadores de esta doctrina introdujeron en la ciencia la idea acerca de la naturaleza atomística de la materia.

Estas opiniones, que parecen en la actualidad muy ingenuas, existieron hasta el siglo XVII y jugaron un papel importante. Ellas no sólo afirmaban la materialidad del mundo, sino también, en cierto grado, fundaron los principios cualitativos de la ciencia moderna sobre los diversos estados de la substancia y sobre su estructura atómica micromolecular.

Desde entonces pasaron 2500 años. En el curso de este tiempo el hombre acumuló muchos datos valiosos sobre las substancias que le rodeaban, examinó sus propiedades, aprendió a transformar unas substancias en otras y hasta crear substancias nuevas que no existían antes en la naturaleza. Está claro que simultáneamente con la profundización del conocimiento de las regularidades de la naturaleza se perfeccionaban también los puntos de vista sobre la estructura de la substancia.

En el siglo XVII volvió a la vida (a un nivel nuevo de conocimiento) la teoría atomística, según la cual cada substancia se compone de partículas pequeñísimas indivisibles, de átomos de la materia. A finales del siglo XVIII los científicos se enteraron, por primera vez, de que el agua era una substancia compuesta formada por dos substancias simples, el oxígeno y el hidrógeno. Respectivamente, el concepto de átomos de la materia fue dividido en dos: moléculas y átomos.

La molécula es la parte más pequeña de la substancia compuesta. Cada substancia compuesta está constituida por moléculas de un mismo tipo. Existen tantos tipos diferentes de moléculas como sustancias hay en el mundo.

El átomo es la partícula más pequeña que tiene la substancia simple, el elemento. Hay más substancias que elementos. A principios del siglo XIX se conocían 50 elementos, hoy en día su número (junto con los creados artificialmente) aumentó hasta 107. Existe también la misma cantidad de distintos átomos[3]. De este modo, con una centena de átomos diferentes, como de ladrillitos elementales, se pueden construir muchos, muchos miles de moléculas diferentes.

Así los átomos se han encargado de las funciones de los cuatro elementos de los griegos antiguos. El número de partículas elementales aumentó bruscamente a consecuencia de la profundización de los conocimientos de la materia.

Cuando fueron descubiertos los átomos, a ellos les atribuían la propiedad de indivisibilidad. Y en el transcurso de todo un siglo a los científicos les pareció que los átomos, realmente, poseían esta propiedad, porque en todas las interacciones entre sí ellos se portaban como partículas indivisibles. Sin embargo, a finales del

siglo XIX y comienzos del XX la indivisibilidad del átomo fue puesta en duda. En aquel tiempo fueron descubiertas las radiaciones catódicas y radiológicas, así como la radiactividad. Todo lo expuesto indicaba sobre la composición compleja y el carácter común de la estructura de los distintos átomos.

En 1911 fue establecido que cualquier átomo estaba constituido por un núcleo y, rodeando a dicho núcleo, por electrones. Este año puede ser considerado el año en que nació la física nuclear, cuyo problema principal es el estudio del núcleo atómico.

Los primeros conocimientos acerca de la estructura del núcleo se obtuvieron en 1919, cuando en el núcleo se descubrieron los protones. Al principio se suponía (inexactamente) que el núcleo atómico estaba constituido por protones y electrones. El error fue rectificado en 1932, cuando en la composición del núcleo se descubrieron los neutrones. Ahora el estudio de cualquier substancia, independiente de su estado (sólido, líquido, gaseoso) y de su variedad concreta, en realidad, se reduce al estudio de las propiedades y la interacción de tres partículas: protones, neutrones y electrones. Cualquier átomo se compone de estas partículas.

Hace relativamente poco tiempo, relacionado con el desarrollo de los trabajos para la obtención de la reacción termonuclear controlada, los físicos introdujeron, en paridad de derechos, un nuevo estado de la substancia, el cuarto, que recibió el nombre de plasmo. El plasma no se compone de átomos, sino que está constituido directamente de núcleos (o iones) y electrones no ligados entre sí. Por fin, los físicos y los astrónomos suponen que existe un estado más de la substancia, el estado puro de neutrones. Y en estos dos casos todo se reduce a las propiedades de los protones, neutrones y electrones.

El descubrimiento de la estructura del átomo y del núcleo atómico es el mayor logro de la física nuclear. ¡Imagínese Ud. todo lo que nos rodea está constituido por partículas elementales, exclusivamente, de tres variedades! Cada una de ellas puede tomar parte nada más que en cuatro tipos de interacción: fuerte (nuclear), electromagnética, débil y gravitacional, de las cuales una, la interacción

gravitacional, en el micromundo casi siempre puede no tenerse en cuenta. Por eso, cualquier fenómeno de la naturaleza que examine (mecánico, químico, eléctrico, magnético, térmico, nuclear), con cualquier estado de la substancia que tenga que ver (sólido, líquido, gaseoso, plasma), todo, al fin y al cabo, se reduce a varias (una a tres) interacciones entre dos o tres tipos de partículas, con la particularidad de que con frecuencia predomina sólo una interacción y sólo dos tipos de partículas elementales. Por ejemplo, todos los fenómenos atómicos, en esencia, se reducen a la interacción electromagnética de los electrones con el núcleo que está formado por protones y neutrones, mientras que los fenómenos intranucleares se reducen a la interacción fuerte y electromagnética entre los protones y los neutrones del núcleo y la interacción débil entre el núcleo y los electrones.

Así pues, la física nuclear simplificó considerablemente el cuadro de la "estructura del mundo" y en el transcurso de algún tiempo parecía que en la física reinaba la prosperidad completa. Sin embargo, muy pronto esta prosperidad se vio perturbada. El estudio más profundo de las propiedades de los núcleos atómicos, protones, neutrones y electrones condujo al descubrimiento del positrón, neutrino, mitones, mesones n y otras partículas. El número de partes elementales integrantes de las cuales está constituido el mundo de nuevo empieza a crecer y, en el momento actual, su número (tomando en cuenta numerosas partículas inestables, las resonancias) otra vez supera la centena (y no una).

Una ciencia especial, la física de las partículas elementales que antes era uno de los pequeños capítulos de la física nuclear, se ocupa del estudio de las propiedades de las partículas elementales. Hoy en día este estudio ha avanzado ya tan lejos y tan profundo que nuevamente apareció la esperanza de reducir el número de elementos iniciales a partir de los cuales está constituido el mundo y no es de extrañar que estos elementos sean, comparativamente, pocos (véase el § 41).

Usted ve que el hombre, para conocer el mundo que nos rodea, tuvo que pasar un camino atractivo, pero dolorosamente largo y difícil de estudio de la materia, empezando desde sus formas más complejas y terminando con las partículas

elementales. Relatando sobre los éxitos de la física nuclear y de la física de las partículas elementales sería tentador repetir este camino en el papel y en el mismo orden cronológico (pero, desde luego, hacerlo de una manera simple y reducida). Por lo general, así se hace.

Sin embargo, vamos a hacerlo de otra manera: este camino lo pasaremos no en la dirección que realmente se recorrió, sino en la contraria. Esto nos permitirá evitar los largos tramos de rodeo y superar los numerosos callejones sin salida de los extravíos que se encontraban, frecuentemente, los científicos en su caminar por el labirinto de la ciencia.

Por supuesto, en esta forma de exposición del material surgen sus dificultades por cuanto, a medida que se "simplifica" el cuadro de la composición del mundo, se complica considerablemente el método de descripción del mismo. De esta manera, para describir el micromundo no es suficiente la mecánica clásica y la física clásica, sino se necesitan la mecánica relativista y la física cuántica. Pero, tarde o temprano, de ellas habrá que hablar, así es que, hasta tomando en cuenta dichas dificultades, nuestro camino de "regreso" parece más económico que el camino "recto".

Así pues, nos aprovecharemos de todo lo que la física nuclear ha conseguido durante su existencia, incluyendo los últimos años y procuraremos contar sobre esto, en la medida de lo posible, del modo más racional. Para eso, primero, veamos las propiedades de las partículas elementales conocidas, el carácter de sus interacciones, las leyes a las cuales se someten estas interacciones, la clasificación de las partículas elementales.

Conociendo las propiedades de las partículas elementales, podemos ya fácilmente construir con ellas objetos más complicados: los núcleos atómicos y átomos, comprender sus propiedades, es decir, pasar de la física de las partículas elementales a la física nuclear y (parcialmente) a la física atómica. En los párrafos correspondientes se examinarán las propiedades de los núcleos tanto de los estables como de los radiactivos, las reacciones nucleares, la energética nuclear y otros

problemas, así como múltiples aplicaciones de la física nuclear en las más diversas ramas.

Por fin, combinando los diversos átomos se podría construir toda la variedad de substancias distintas que ya conocemos. Sin embargo, estos problemas se salen de los límites de la física nuclear, por eso nosotros, por regla general, no vamos a ocuparnos de ellos (aunque examinaremos ciertas propiedades del macroambiente).

El programa formulado será realizado dos veces: una vez muy brevemente, casi en forma de resumen (pero de una manera consecutiva y sistemática) dentro del capítulo 1; la segunda vez, más detalladamente y, como esperamos, más interesante, en los restantes capítulos.

Ahora cabe recordar también que los lectores, a quienes los párrafos siguientes del capítulo 1 les parecen difíciles y aburridos, pueden hojearlos y pasar directamente al capítulo 2. Pero no olviden regresar al capítulo introductorio si, al leer el libro, ustedes encuentran algo inexplicable o pierden la orientación general. El lugar necesario en el capítulo 1 se puede hallar por los subtítulos de sus párrafos.

§ 2. Partículas elementales y fuerzas que actúan entre ellas

De qué y cómo está estructurado el átomo — Protón, neutrón y electrón — Fuerzas nucleares y electromagnéticas — Positrón y neutrino — Fuerzas débiles — Mesones — Partículas extrañas — Partículas con encanto y con hechizo — Bosones W± y Z° — Propiedades de las partículas elementales — Leyes de conservación — Antipartículas — Resonancias — Quarks (*Cuarques*) *— Gluones.*

Como ya hemos señalado, por primera vez empezaron a hablar sobre las partículas elementales como partes componentes de cualquier átomo a fines del siglo XIX y a comienzos del XX. Precisamente en este tiempo se demostró que los átomos pueden transmutarse unos en otros durante las transformaciones radiactivas que

consisten en la emisión de partículas alfa, electrones, cuantos γ por el átomo (como consideraban en aquel entonces pero, en realidad, por el núcleo atómico). En esos mismos años (un poco antes) se descubrieron las radiaciones catódicas y radiológicas, la emisión de las cuales por los distintos átomos ponía de manifiesto que todos los átomos tienen la estructura semejante.

La etapa siguiente en el conocimiento de la composición del átomo fue el descubrimiento del centro pesado y cargado de éste que es el núcleo atómico (1911) y sus partes integrantes: el protón (1919) y el neutrón (1932). Después del descubrimiento del neutrón, la estructura del átomo se determinó definitivamente y desde entonces nuestras ideas acerca de su estructura permanecen prácticamente invariables. Según esas ideas cualquier átomo está constituido por un número determinado de tres tipos de partículas elementales: protones *p*, neutrones *n* y electrones *e*. Los protones y los neutrones, la masa de cada uno de los cuales aproximadamente es 1800 veces mayor que la del electrón, forman el núcleo atómico pesado de muy pequeñas dimensiones (10^{-13} a 10^{-12} cm) y de carga positiva. Los protones y los neutrones (partículas que juntas se denominan *nucleones* y se designan con la letra *N*) se mantienen en el interior del núcleo atómico por las fuerzas nucleares de atracción (véase el § 18, y el § 19). Las fuerzas nucleares son las más intensas en la naturaleza (más exactamente véase en el § 41). Dentro de los límites del núcleo atómico éstas actúan de manera mucho más (100 veces) fuerte que las fuerzas electromagnéticas y por eso mantienen en el interior del núcleo los protones con carga de igual signo. Pero las fuerzas nucleares tienen un alcance muy corto (del orden de 10^{-13} cm) y las fuerzas electromagnéticas decrecen con la distancia de manera relativamente lenta (por la ley $1/r^2$), por eso a una distancia $r \geq 10^{-12}$ cm del núcleo los protones se repelen fuertemente de éste.

Los núcleos atómicos de diferentes tipos se distinguen uno del otro por la cantidad de protones y neutrones que contienen. En los núcleos ligeros el número de protones es aproximadamente igual al de neutrones y en los núcleos pesados hay aproximadamente un 40% de protones y un 60% de neutrones.

Alrededor del núcleo atómico a distancias muy grandes (cerca de 10^{-8} cm), en comparación con las dimensiones del núcleo (que es del orden de 10^{-13} cm), se hallan los electrones cargados negativamente que se mantienen en la región del átomo por las fuerzas electromagnéticas de atracción que sobre éstos aplica el núcleo cargado positivamente. El número de electrones en el átomo es igual al número de protones en el núcleo. Los fotones son los cuantos (portadores) de la interacción electromagnética. El fotón no forma parte del átomo, sino surge sólo en el momento de su emisión.

El proceso de transformación de los núcleos atómicos va acompañado de la emisión de electrones y antineutrinos (desintegración b^-), de positrones y neutrinos (desintegración (b^+), de fotones de gran energía, cuantos γ (radiación g). Los dos primeros procesos se desarrollan por mediación de las fuerzas débiles b, que son responsables de los procesos lentos (interacción débil, véase el § 19); el último proceso ocurre por medio de las fuerzas electromagnéticas (véase el § 19).

Las partículas enumeradas no entran en la composición del núcleo, porque surgen sólo en el momento de la emisión. Sin embargo, estas partículas se llaman también elementales, por cuanto ninguna de ellas se puede componer de otras (mientras que el núcleo atómico se puede componer de protones y neutrones y el átomo, de protones, neutrones y electrones).

Después del descubrimiento del neutrón comenzaron intensas investigaciones de las propiedades de las fuerzas nucleares. Quedó claro que para explicar algunas de estas propiedades hay que suponer la existencia en la naturaleza de partículas elementales aún no descubiertas, la búsqueda de las cuales, al fin y al cabo, dio lugar al descubrimiento de los muones (m^+ y m^-) y de los mesones π (π^+, π^- y π^0). El estudio de las propiedades de los mesones π demostró que ellos son cuantos de las fuerzas nucleares, es decir, de la interacción fuerte.

Poco tiempo después del descubrimiento de los mesones π se hallaron los mesones *K* y los hiperones que recibieron el nombre de partículas extrañas por sus sorprendentes propiedades. A éstos les siguieron, tras un receso bastante largo (a

mediados de los años 70), las partículas encantadas y las hechizadas y hace poco (en 1982-1983), los llamados bosones intermedios $W^{\pm}$ y Z^0 que son cuantos de interacción débil.

Cada partícula elemental se caracteriza por un conjunto de propiedades que son: la masa, el espín (momento propio de la cantidad de movimiento que describe el estado de "la rotación" cuántico-mecánica de las partículas), el espín isotópico (característica de las partículas de interacción fuerte, es decir, de los hadrones), la carga eléctrica, la carga bariónica (característica de los nucleones, de los hiperones y de algunas otras partículas pesadas), la carga leptónica (característica del neutrino, de los electrones, positrones, muones y otros leptones), la extrañeza, el encanto y el hechizo (características de las partículas con nombres correspondientes), la paridad (característica de los hadrones y los fotones), el momento magnético, el esquema de desintegración, el tiempo de vida, los tipos de interacciones en los cuales ésta participa (véanse los § 19, § 20), etc.

La mayoría de las características enumeradas tienen solamente valores determinados. Por ejemplo, la carga eléctrica de cualquier partícula que está realmente descubierta (en estado libre) es igual, sea, $\pm e$, sea, 0, sea, $+2e$. Sin embargo, la masa y el tiempo de vida (así como el momento magnético) toman valores en un intervalo amplio. [Son excepción las partículas que tienen los momentos magnéticos iguales a 0, las partículas estables (el tiempo de vida es infinitamente grande), y las antipartículas, de las cuales se tratará más adelante]. Las masas de las partículas conocidas se encuentran dentro de los límites de cero (fotón) a 175 000 masas electrónicas (bosón Z^0). En el intervalo entre ellas se hallan las masas de los electrones (1 m_e), de los muones y mesones π (respectivamente, cerca de 200 m_e y 300 m_e), de los mesones K y h (cerca de 1000 m_e), de los nucleones (cerca de 1800 m_e), de los hiperones (2200 m_e - 3300 m_e), de los leptones t (cerca de 3500 m_e), de las partículas con encanto (3700 m_e - 4800 m_e), de las partículas con hechizo (cerca de 10 000 m_e).

Si no se toman en consideración los bosones $W\pm$ y Z^0, sobre los cuales hablaremos

aparte, de las partículas que hemos enumerado las de vida más corta son el mesón h y el hiperón S^0, el tiempo de vida de los cuales es igual, aproximadamente, a 10^{-18} y 10^{-19} s, respectivamente. Luego siguen el mesón π^0 (cerca de 10^{-16} s), el leptón t y las partículas con encanto (10^{-13}-10^{-12} s), los demás hiperones y el mesón K^0 (10^{-10} s), los mesones $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ y K^0 (cerca de 10^{-8} s) y los muones (cerca de 10^{-6} s). Todas estas partículas se pueden llamar metaestables, o cuasiestables, ya que son estables respecto de la interacción fuerte. Entre las partículas metaestables es el neutrón el que tiene el tiempo de vida más largo (cerca de 15 min). Por fin, una serie de partículas (fotón, electrón, neutrino y protón) son estables, ya que no se desintegran ni bajo la acción de la interacción fuerte, ni bajo la acción de la interacción electromagnética, ni bajo la acción de la interacción débil[4].

La experiencia muestra que en todos los tipos de interacción (fuerte, electromagnética y débil) de partículas elementales se cumplen las leyes de conservación (véase el § 20) de la energía, del impulso, del momento de la cantidad de movimiento, de las cargas eléctrica, bariónica y leptónica. Además, en las interacciones débiles y electromagnéticas se cumple la ley de conservación de la extrañeza, de la paridad y algunas otras. En las interacciones fuertes se conserva el espín isotópico.

A cada partícula elemental corresponde una antipartícula [existen partículas que son idénticas a sus antipartículas: el cuanto γ (fotón), el mesón h y el mesón π^0].

La antipartícula del electrón es el positrón. Su existencia fue pronosticada teóricamente en 1928 (véase el § 18). Esta hipótesis se confirmó con el descubrimiento del positrón en la radiación cósmica en 1932. El antiprotón y el antineutrón fueron descubiertos, respectivamente, en 1955 y en 1956. Son las antipartículas del protón y del neutrón (véase el § 40).

La partícula y la antipartícula tienen la masa, el espín y el tiempo de vida idénticos y las cargas (eléctrica, bariónica, leptónica, extraña, etc.) y el momento magnético opuestos. El esquema de desintegración de la antipartícula es análogo al de desintegración de la partícula, si en éste sustituimos todas las partículas por las

antipartículas. Por cuanto la antipartícula tiene todas sus cargas contrarias a las de la partícula correspondiente, el encuentro de la partícula con su antipartícula conlleva un proceso nuclear específico, la aniquilación (véanse los § 8 y § 18).

En el proceso de aniquilación la partícula y la antipartícula se convierten en otras partículas de masa menor (pero con una energía cinética mayor) o en una radiación electromagnética (cuantos γ).

En concordancia con las leyes de conservación de las cargas, la carga sumatoria de cada tipo de las partículas que se forman durante la aniquilación es igual a cero (por cuanto es igual a cero la de las partículas que se aniquilan). Durante el proceso de aniquilación se libera la mayor parte de la energía "conservada" en la masa de partículas y esta energía adquiere una forma eficiente: la de energía cinética de las partículas originadas.

En la actualidad, en total (junto con las antipartículas) existen 55 partículas estables y cuasiestables. Las propiedades principales de estas partículas se muestran en la tabla 1. Los valores de masas de las partículas elementales se dan en megaelectronvoltios[5].

Además de las 55 partículas estables y cuasiestables (es decir, las que tienen el tiempo de vida bastante largo) enumeradas anteriormente, hasta el presente han sido descubiertas más de doscientas partículas con un tiempo de vida extremadamente corto (que son inestables respecto de la interacción fuerte), denominadas resonancias, las cuales se desintegran en un tiempo muy corto: $t = 10^{-23} \ldots 10^{-20}$ s.

Tabla I. Clasificación y propiedades de las partículas estables y cuasiestables

Nombre y símbolo de la partícula y de la antipartícula	Masa, m, MeV	Carga eléctrica, z, e	Espín, s, $\hbar$	Espín isotópico, T	Cargas leptónicas l_e, l_μ, l_τ	Carga bariónica, B	Extrañeza, S	Encanto, c	Hechizo, b	Tiempo de vida, τ, s	Esquemas predominantes de la desintegración
Fotón (γ)	0	0	1	0,1	0	0	0	0	0		
	Leptones										
Electrón, positrón (e^-, e^+)	0,511	∓ 1	1/2	—	$l_e = \pm 1$	0	—	—	—	$> 5 \times 10^{21}$ años	—
Neutrino, antineutrino electrónico (ν_e, $\tilde{\nu}_e$)	0 < $m\nu$ < 46 eV	0	1/2	—	$l_e = \pm 1$	0	—	—	—	Estable	—
Muones μ^-, μ^+ (μ^-, μ^+)	105,7	∓ 1	1/2	—	$l_\mu = \pm 1$	0	—	—	—	$2,2 \times 10^{-6}$	$\mu^- \to e^- \cdot \tilde{\nu}_e \nu_\mu$
Neutrino, antineutrino muónico (ν_μ, $\tilde{\nu}_\mu$)	< 0,52	0	1/2	—	$l_\mu = \pm 1$	0	—	—	—	Estable	—
Leptón τ^-, leptón τ^+ (τ^-, τ^+)	1785	∓ 1	1/2	—	$l_\tau = \pm 1$	0	—	—	—	5×10^{-13}	$\tau^- \to e^- \tilde{\nu}_e \nu_\tau$ ($\mu^- \tilde{\nu}_\mu \nu_\tau$); hadrones + ν_τ
Neutrino, antineutrino tau (ν_τ, $\tilde{\nu}_\tau$)	< 250	0	1/2	—	$l_\tau = \pm 1$	0	—	—	—	Estable	—
	Mesones										
Mesones π^+, π^- (π^+ y π^-)	139,6	± 1	0	1	0	0	0	0	0	$2,6 \times 10^{-8}$	$\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu$
Mesón π^0 (π^0)	135,0	0	0	1	0	0	0	0	0	$0,8 \times 10^{-16}$	$\pi^0 \to 2\gamma$
Mesón η (η)	548,8	0	0	0	0	0	0	0	0	10^{-18}	$\eta \to 2\gamma$ ($2\gamma\pi$, 3π)
Mesones K^+ y K^- (K^+, K^-)	493,7	± 1	0	1/2	0	0	± 1	0	0	$1,24 \times 10^{-8}$	$K^+ \to \mu^+ \nu_\mu \cdot (\pi^+ \pi^0)$
Mesón K^0 y antimesón K^0 (K^0, $\tilde{K}^0$)	497,7	0	0	1/2	0	0	± 1	0	0	K_S^0: $0,9 \times 10^{-10}$ K_L^0: $5,2 \times 10^{-8}$	$K_S^0 \to 2\pi$ $K_L^0 \to \pi\mu\nu_\mu \cdot (3\pi, \pi_e \nu_e)$
Mesones D^+ y D^- (D^+, D^-)	1869,4	± 1	0	1/2	0	0	0	± 1	0	9×10^{-13}	$D^+ \to K^0 \pi^+$
Mesón D^0 y antimesón D^0 (D^0, $\tilde{D}^0$)	1864,7	0	0	1/2	0	0	0	± 1	0	5×10^{-13}	$D^0 \to K^- \pi^+$
Mesones F^+ y F^- (F^+, F^-)	2020	± 1	0	0	0	0	± 1	± 1	0	$2,2 \times 10^{-13}$	$F^+ \to \pi^+ \eta$
Mesón B y antimesón B (B, $\tilde{B}$)	5250	?	?	?	0	0	0	0	± 1	?	?
Protón, antiprotón (p, $\tilde{p}$)	938,3	± 1	1/2	1/2	0	± 1	0	0	0	$> 10^{31}$ años	—
Neutrón, antineutrón (n, $\tilde{n}$)	939,6	0	1/2	1/2	0	± 1	0	0	0	925 ± 11	$n \to p e^- \tilde{\nu}_e$
Hiperón Λ^0 y antihiperón Λ^0 (Λ^0, $\tilde{\Lambda}^0$)	1115,6	0	1/2	0	0	± 1	∓ 1	0	0	$2,6 \times 10^{-10}$	$\Lambda^0 \to p\pi^-$ ($n\pi^0$)
Hiperón Σ^+ y antihiperón Σ^+ (Σ^+, $\tilde{\Sigma}^+$)	1189,4	± 1	1/2	1	0	± 1	∓ 1	0	0	$0,8 \times 10^{-10}$	$\Sigma^+ \to p\pi^0$ ($n\pi^+$)
Hiperón Σ^- y antihiperón Σ^- (Σ^-, $\tilde{\Sigma}^+$)	1197,3	∓ 1	1/2	1	0	± 1	∓ 1	0	0	$1,5 \times 10^{-10}$	$\Sigma^- \to n\pi^-$
Hiperón Σ^0 y antihiperón Σ^0 (Σ^0, $\tilde{\Sigma}^0$)	1192,5	0	1/2	1	0	± 1	∓ 1	0	0	$5,8 \times 10^{-20}$	$\Sigma^0 \to \Lambda^0 \gamma$
Hiperón Ξ^- y antihiperón Ξ^- (Ξ^-, $\tilde{\Xi}^+$)	1321,3	∓ 1	1/2	1/2	0	± 1	∓ 2	0	0	$1,6 \times 10^{-10}$	$\Xi^- \to \Lambda^0 \pi^-$
Hiperón Ξ^0 y antihiperón Ξ^0 (Ξ^0, $\tilde{\Xi}^0$)	1314,9	0	1/2	1/2	0	± 1	∓ 2	0	0	$2,9 \times 10^{-10}$	$\Xi^0 \to \Lambda^0 \pi^0$
Hiperón Ω^- y antihiperón Ω^- (Ω^-, $\tilde{\Omega}^+$)	1672,5	∓ 1	3/2	0	0	± 1	∓ 3	0	0	$0,8 \times 10^{-10}$	$\Omega^- \to \Lambda^0 K^- (\Xi^0 \pi^-, \Xi^- \pi^0)$
Barión Λ_c^+, antibarión Λ_c^+ (Λ_c^+, $\tilde{\Lambda}_c^+$)	2282	± 1	1/2	0	0	± 1	0	± 1	0	$1,1 \times 10^{-10}$	$\Lambda_c^+ \to pn^+ K^- \cdot (\Lambda^0 \pi^+)$
Barión Σ_c^+ y antibarión Σ_c^+ (Σ_c^+, $\tilde{\Sigma}_c^+$)	2457	± 1	?	?	0	± 1	0	± 1	0	?	$\Sigma_c^+ \to \Lambda_c^+ \pi^0$
Barión Σ_c^{++} y antibarión Σ_c^{++} (Σ_c^{++}, $\tilde{\Sigma}_c^{--}$)	2457	± 2	?	?	0	± 1	0	± 1	0	?	?
Barión Λ_b y antibarión Λ_b (Λ_b, $\tilde{\Lambda}_b$)	5425	0	?	?	0	± 1	0	0	± 1	?	?

Tabla 1

Nota a la Tabla 1. En la tabla han denominado cuasiestables aquellas partículas que son estables con relación a la interacción fuerte. La antipartícula y la partícula tienen valores idénticas de la masa, espín, espín isotópico, tiempo de vida y valores de signo contrario de todas las cargas (eléctrica, bariónica, leptónica, estrañeza, encanto, hechizo). El esquema de desintegración de la antipartícula está conjugado respecto a la carga con el esquema de desintegración de la partícula (por ejemplo, para el neutrón $n \to p + e^- + \nu'_e$, para el antineutrón $n' \to p' + e^+ + \nu_e$. Los valores mencionados de las cargas leptónicas corresponden al tipo de leptón. Por ejemplo, para e^-, e^+, ν_e y ν'_e: $l_e = \pm 1$, mientras que $l_\mu = l_\tau = 0$; para μ-, μ^+, ν'_μ y ν_μ, $l_\mu = \pm 1$, mientras que $l_\tau = l_e = 0$; para τ^-, τ^+, ν'_τ y ν_τ: $l_\tau = \pm 1$, mientras que $l_e = l_\mu = 0$. El valor cero corresponde a todas las cargas leptónicas ($l_e = l_\mu = l_\tau = 0$).

Este tiempo, para las resonancias de vida más corta, supera, tan sólo en unas veces, el llamado tiempo nuclear, es decir, el tiempo mínimo característico para la interacción nuclear ($t \approx 5\times10^{-24}$ s).

Tales resonancias se desintegran al poco de escapar de la región en la cual se formaron a una distancia que supera ligeramente las dimensiones de la misma región. Sin embargo, las propiedades de las resonancias se han examinado casi tan bien como las propiedades de las partículas elementales estables y cuasiestables con tiempo de vida más largo.

En las resonancias, igual que en las partículas, se conocen la masa, el espín, las cargas, el espín isotópico, el esquema de desintegración, el tiempo de vida (mejor dicho, la característica equivalente al tiempo de vida; o sea, el ancho de resonancia $G \approx h/t$). Las propiedades de algunas resonancias se dan en la tabla 2.

Los bosones intermedios vectoriales $W\pm$ y $Z°$ descubiertos hace poco (1982-1983) ocupan las dos últimas líneas de esta tabla. Estas partículas tienen una masa enorme (80 - 90 GeV), el espín unitario, un ancho de resonancia muy grande ($G \approx 2{,}5$ GeV) y, por consiguiente, un tiempo de vida extraordinariamente pequeño: $t \approx h/G' = 6{,}6\cdot10^{-16}/2{,}5\cdot10^{9} \approx 3\cdot10^{-25}$ s. Sin embargo, este tiempo de vida sumamente pequeño resulta suficiente para que éstas puedan cumplir las funciones de cuantos de interacción débil, es decir, tener tiempo para pasar la distancia del orden del radio de interacción débil $r_d \approx 2\cdot10^{-16}$ cm.

La gran variedad de partículas elementales (y resonancias) con propiedades afines hace buscar a los físicos los métodos que permiten clasificarlas. Ciertos éxitos, en este sentido, fueron obtenidos, basándose en la teoría de la simetría unitaria.

Según esta teoría, las partículas con iguales espines y paridades forman *supermultipletes*, es decir, grupos de partículas con masas cercanas, cargas y extrañezas que cambian regularmente (véase el § 41).

Tabla 2. Propiedades de algunas partículas inestables

	Nombre y símbolo	Masa, m, GeV	Carga eléctrica z, e	Carga bariónica, B	Extrañeza, S	Espín, s, $\hbar$	Espín isotópico, T	Ancho de resonancia Γ, MeV	Esquemas predominantes de la desintegración
Resonancias mesónicas	Resonancia $\rho(\rho^+, \rho^-, \rho^0)$	0,770	±1,0	0	0	1	1	120	$\rho \to 2\pi$
	Resonancia $\omega(\omega)$	0,783	0	0	0	1	0	12	$\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$
	Resonancia $K^*(K^{*+}_{892}, K^{*-}_{892}, K^{*0}_{892}, \bar{K}^{*0}_{892})$	0,892	±1,0	0	±1	1	1/2	50	$K^*_{892} \to K\pi$
	Resonancia $\eta'(\eta')$	0,958	0	0	0	0	0	0,3	$\eta' \to \eta 2\pi$
	Resonancia $\varphi(\varphi)$	1,020	0	0	0	1	0	4	$\varphi \to K^+K^-$
	Partícula $J/\psi(J/\psi)$	3,1	0	0	0	1	0	0,07	$J/\psi \to$ hadrones; $e^+e^-(\mu^+\mu^-)$
Resonancias bariónicas	Mesón $\Upsilon(\Upsilon)$	9,46	0	0	0	1	?	0,03	$\Upsilon \to \mu^+\mu^-(e^+e^-)$
	Resonancia $\Delta(\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-)$	1,232	+2, ±1,0	1	0	3/2	3/2	120	$\Delta \to N\pi$
	Resonancia $\Sigma(\Sigma^+_{1385}, \Sigma^0_{1385}, \Sigma^-_{1385})$	1,385	±1,0	1	−1	3/2	1	40	$\Sigma_{1385} \to \Lambda\pi$
	Resonancia $\Xi(\Xi^0_{1530}, \Xi^-_{1530})$	1,530	0, −1	1	−2	3/2	1/2	7	$\Xi_{1530} \to \Xi\pi$
Bosones intermedios	Bosón $W^{\pm}(W^+, W^-)$	~80	±1	0	—	1	—	2500	$W \to e\nu_e$; $\mu\nu_\mu$ y otros
	Bosón $Z^0(Z^0)$	~90	0	0	—	1	—	2500	$Z^0 \to \nu\bar{\nu}$; e^+e^-, etc.; $\mu^+\mu^-$

Tabla 2

El mayor éxito de la teoría de la simetría unitaria fue la predicción de la existencia del hiperón Ω^-, el cual después de esto no tardó en ser descubierto (1964).

En los últimos años, la clasificación de las partículas de interacciones fuertes, los hadrones, ha conseguido un éxito muy grande basado en el modelo cuárquico. Según este modelo (propuesto aún en los años 60), cualquier hadrón está constituido por dos o tres partículas elementales verdaderas, denominadas cuarques, con propiedades muy inusuales (por ejemplo, con cargas eléctricas fraccionadas $\pm e/3$ y $2/3e$). Se supone que existen seis tipos de cuarques (y el mismo número de anticuarques), la interacción entre los cuales se realiza con ayuda de los gluones. Los cuarques y los gluones tienen una carga específica que se llama color. Cada tipo de cuarque puede existir en tres formas "coloreadas", los gluones, en ocho formas. En el momento actual, la existencia de cinco cuarques[6] y la presencia en éstos del color y de algunas otras propiedades, así como la existencia de gluones ya está aprobada en experimentos indirectos. En la naturaleza los cuarques no han sido descubiertos en estado libre (véase el § 41).

§ 3. Interacción de las partículas elementales con el medio

Interacción fuerte, electromagnética y débil del protón — Variedades de interacción electromagnética de las partículas cargadas — Particularidades de la interacción de neutrones con el medio — Neutrones térmicos y rápidos — Moderadores y absorbedores de neutrones — Neutrones ultrafríos — Interacción de los cuantos γ con el medio: efecto fotoeléctrico, efecto Compton, formación de pares electrón-positrón. —

Al moverse las partículas en un medio cualquiera éstas interactúan con los átomos del medio, es decir, con los núcleos atómicos y los electrones que les rodean. El

carácter de esta interacción se determina por el tipo de partícula, su energía, las propiedades del medio y las condiciones en las cuales esta interacción tiene lugar.

De esta forma, el protón puede participar en los tres tipos de interacción: fuerte (nuclear), electromagnética y débil. Volando a una distancia de $r \geq 10^{-8}$ cm del átomo, el protón provoca la ionización de éste (la interacción electromagnética inelástica del protón con los electrones del átomo). Al hacerlo, el mismo protón pierde una parte muy pequeña de su energía inicial. Al pasar volando junto al protón o al núcleo atómico a una distancia de $r \geq 10^{-12}$ cm, el protón experimenta la dispersión culombiana (electromagnética) elástica sobre la carga eléctrica del protón (del núcleo). En este caso el protón pierde una parte más grande de su energía. Si en cambio el protón pasa volando a una distancia de $r \approx 10^{-13}$ cm del núcleo o del nucleón, él tiene con éste principalmente una interacción nuclear (una dispersión elástica o inelástica del protón por el núcleo o el nucleón). En el proceso de la interacción fuerte el protón pierde una parte aún mayor de su energía.

Durante la difusión inelástica una parte de la energía del protón se gasta en la excitación del núcleo. En el caso particular de la interacción inelástica el protón puede ser absorbido por el núcleo y en lugar de éste del núcleo saltará otra partícula. En tales casos hablan sobre la reacción nuclear (véase el § 6).

Si la energía cinética del protón T_p es muy grande (varias centenas de megaelectrónvoltios), en este caso del choque de éste con el núcleo (o el nucleón) pueden formarse nuevas partículas (por ejemplo, mesones π). En casos semejantes, no desaparecen ni el nucleón ni el núcleo. Las nuevas partículas surgen a cuenta de la energía cinética del protón (véase el § 20).

Al encontrarse un protón con un electrón, éstos pueden (con una probabilidad muy pequeña) interactuar de una forma débil con la formación del neutrón y del neutrino:

$$e^- + p \rightarrow \nu_e + n$$

(la llamada desintegración β inversa).

Al moverse en el medio, el protón encuentra muchos átomos que están a las distancias distintas de su trayectoria de vuelo. Por eso, en principio, él puede (con probabilidades bastante diferentes) experimentar todos los tipos de interacción antes mencionados (así como, otros más, sobre los cuales aquí no hemos tratado).

De manera similar se comportan también muchas otras partículas cargadas, por ejemplo, las partículas alfa. Pero, por supuesto, en su conducta hay peculiaridades que se deben a la diversidad de la carga, de la masa, etc. Recordemos que como resultado del estudio de la dispersión culombiana inelástica de las partículas alfa fue descubierto el núcleo atómico.

La interacción electromagnética de las partículas cargadas no se limita a la ionización de los átomos y a la dispersión culombiana sobre los núcleos. Durante la interacción electromagnética de las partículas cargadas se producen también otros procesos: las radiaciones de frenado y sincrotrónica que, sobre todo, son típicas para los electrones (véase el § 37), la radiación Vavilov - Cherenkov que se produce cuando las partículas cargadas se mueven con velocidades mayores que la velocidad de la luz en este medio (véase el § 13), la radiación transitoria que aparece en el límite de separación de dos medios con diferentes índices de refracción.

El neutrón, igual que el protón, puede participar en los tres tipos de interacción. Sin embargo, al no poseer carga eléctrica, su interacción electromagnética se manifiesta de manera comparativamente más débil (solamente a cuenta de la presencia del momento magnético). Los tipos principales de interacción de los neutrones son la dispersión elástica e inelástica de los neutrones por los núcleos y la captura nuclear.

La probabilidad relativa de estos procesos depende de las propiedades del medio y de la energía de los neutrones. Se sabe, por ejemplo, que el neutrón rápido ($T_n \approx 2$ MeV), al ir a parar al grafito, experimenta una serie de colisiones elásticas con núcleos del carbono y pierde paulatinamente su energía cinética (se modera), hasta que ésta (al cabo de 110 a 120 colisiones, aproximadamente) no se iguale a la

energía del movimiento térmico de los átomos. Tales neutrones se denominan térmicos. La energía cinética de los neutrones térmicos depende de la temperatura del medio (del moderador). A la temperatura ambiente su valor medio es igual a 0,025 eV. Las colisiones posteriores de los neutrones térmicos con los núcleos del carbono no varían prácticamente su energía. Los neutrones térmicos se mueven en el medio (difunden) hasta su captura, es decir, absorción por los núcleos del carbono o de las mezclas. Si el grafito está bien limpio de impurezas, el neutrón térmico pasa en éste una distancia bastante larga hasta su captura (el tiempo de vida del neutrón térmico en grafito puro es cerca de 0,01 s que corresponde aproximadamente a 1600 colisiones con los núcleos del carbono. En relación con ello el grafito se considera un buen moderador. Fue utilizado al construir los primeros reactores nucleares (véase el § 28) y se utiliza como moderador hasta ahora.

De la misma manera transcurre el proceso de moderación de los neutrones en medios que contienen hidrógeno (por ejemplo, en agua). Sin embargo, en este caso los neutrones rápidos se hacen térmicos más rápidamente (en 20 colisiones, aproximadamente), ya que con cada colisión con el núcleo de hidrógeno (con el protón) el neutrón pierde una parte muy grande de su energía cinética (un promedio de 50%). Otra diferencia entre el grafito y el agua es que el tiempo de vida del neutrón térmico en el agua es menor, cerca de 0,0002 s. Esto se debe a una probabilidad mucho mayor de captura del neutrón térmico por el protón en comparación con el núcleo de carbono (aproximadamente una vez por cada 150 colisiones). De esta forma, el agua modera rápidamente a los neutrones, pero no los conserva bien. Por esta razón no se puede considerar que el agua sea un moderador muy bueno. En cambio, el agua pesada D_2O es un excelente moderador, ya que los núcleos del isótopo pesado de hidrógeno, el deuterio $D \equiv {}^{2}_{1}H$, a diferencia de los protones, capturan los neutrones térmicos con una probabilidad sumamente insignificante (el tiempo de vida del neutrón térmico en agua pesada es cerca de 0,15 s, lo que corresponde a cerca de 13.500 colisiones).

Una significación no menos importante tienen también las substancias con propiedades opuestas. Ejemplos típicos de tales medios son el cadmio y el boro, que se distinguen por una probabilidad muy alta de captura de los neutrones térmicos. El cadmio y el boro se utilizan como absorbentes de neutrones térmicos en las barras de control de los reactores nucleares.

En los últimos años se presta mucha atención al estudio de las propiedades de los llamados neutrones ultrafríos, o sea los neutrones que tienen una energía cinética extraordinariamente pequeña (cerca de 10^{-7} eV). Estos se hallan en cantidades muy pequeñas (cerca de 10^{-13} del número total) en los haces de neutrones de los reactores. Una maravillosa propiedad de los neutrones ultrafríos es la reflexión interna y completa desde la superficie de separación vacío-medio denso, cualesquiera que sean los ángulos de incidencia. Esta peculiaridad de los neutrones ultrafríos permite extraerlos del reactor por tubos encorvados y acumularlos en recipientes cerrados.

Al pasar los cuantos γ a través del medio, éstos experimentan tres tipos principales de interacción (todas ellas electromagnéticas): el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la formación de pares electrón-positrón.

El efecto fotoeléctrico es el mecanismo principal de absorción de los cuantos γ de baja energía en substancias pesadas. Durante el proceso del efecto fotoeléctrico toda la energía E_γ del cuanto γ se transmite a uno de los electrones del átomo. En este caso, una parte pequeña de ésta, igual a la energía de enlace del electrón en el átomo ε_e se gasta en arrancar el electrón y el resto se convierte en energía cinética propia T_e (y en energía cinética del átomo de rechazo $T_a \ll T_e$ que es sumamente insignificante):

$$E_g = \varepsilon_e + T_e \quad (1)$$

Medida la energía del fotoelectrón que salió del átomo, se puede determinar la energía del cuanto γ. El efecto fotoeléctrico no puede realizarse sobre los electrones libres.

Se llama *efecto Compton* el proceso de dispersión de un cuanto γ en un electrón libre. En el proceso de la dispersión, el cuanto γ cambia el sentido de su movimiento y pierde parte de su energía. El exceso de su energía se transmite al electrón comptoniano. La investigación de los electrones comptonianos permite también determinar la energía de los cuantos γ.

Si la energía de los cuantos γ supera $2m_e \cdot c^2 \approx 1$ MeV, entonces alrededor del núcleo, a cuenta de la energía de los cuantos γ, se hace posible el proceso de formación de pares electrón-positrón. Este proceso no es posible en el vacío.

Durante la interacción de los cuantos γ con los núcleos, estos últimos pueden pasar al estado excitado (véase el § 4). Los cuantos γ, cuya energía supera unos cuantos megaelectrónvoltios, pueden arrancar del núcleo protones, neutrones, partículas alfa, es decir provocar reacciones nucleares (véase el § 6).

§ 4. Núcleos atómicos

Carga y masa — Dimensiones y forma — Energía de enlace — Modelo de la gota — Modelo de las capas del núcleo — Números mágicos — Espín y momento magnético — Estado excitado — Niveles nucleares — Antinúcleos.

Como ya se ha dicho, el núcleo atómico está formado por nucleones, es decir, por protones y neutrones. El número de protones en el núcleo coincide con su número de orden *Z* en la tabla periódica de elementos; el número de neutrones es igual a $N = A - Z$, en la que *A* es el número de masa.

En los núcleos estables β (núcleos β no radiactivos) entre el número de protones *Z* y el número total de nucleones A existe la relación

$$Z = \frac{A}{1{,}98 + 0{,}015A^{2/3}} \qquad (2)$$

En el momento actual, se conocen cerca de 350 núcleos estables β.

Los núcleos con igual número de protones *Z*, pero con diferente número de neutrones, se denominan isótopos. Los núcleos con igual número de nucleones *A* se llaman isóbaros. Los núcleos con igual número de neutrones *N*, pero con diferente número de protones, se denominan isótonos.

Si el número de protones Z_1 de un núcleo es igual al número de neutrones N_2 de otro núcleo ($Z_1 = N_2$) y viceversa ($Z_2 = N_1$), tales núcleos se llaman especulares.

El núcleo atómico tiene aproximadamente forma esférica. Su radio es igual a:

$$R = r_0 A^{1/3} \qquad (3a)$$

donde $r_0 \approx 1{,}2 \cdot 10^{-13}$ cm. La concentración de nucleones en el núcleo es constante:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^2} = \frac{3}{4\pi R^3} = \frac{3}{4\pi r 3^3} \approx 10^{38} cm^{-3} \qquad (3b)$$

Los nucleones en el núcleo están unidos por fuerzas nucleares, por eso la energía del núcleo siempre es menor que la energía de todos (por separado) los nucleones que lo forman. En concordancia con la relación de Einstein entre la masa y la energía $E = mc^2$ (véase el § 8) esto significa que la masa del núcleo también siempre es menor que la suma de las masas de todos los nucleones que forman el núcleo. La diferencia entre las masas de todos los nucleones y la masa del núcleo, expresada en unidades energéticas, se llama energía de enlace nuclear (véase § 22):

$$\Delta W(A,Z) = \left[Zm_p + (A-Z)m_n - M_{nuc}(A,Z)\right]c^2 \qquad (4a)$$

La energía de enlace que corresponde a un nucleón se denomina *energía específica de enlace* de los nucleones en el núcleo $\varepsilon = \Delta W/A$. La energía específica de enlace ε es la medida de estabilidad de los núcleos. Esta es igual, por término medio, a 8 MeV para todos los núcleos. Esto significa que para separar un nucleón del núcleo hay que introducir en él una energía aproximada de 8 MeV (energía de separación del nucleón). Y al contrario, esta energía (energía de adhesión del nucleón) se libera cuando el núcleo captura un nucleón y en el primero aparece un exceso de energía, es decir, el núcleo pasa al estado de excitación (véase el final de este párrafo).

Para un núcleo concreto el valor aproximado de ΔW (y ε) puede ser obtenido mediante la fórmula semiempírica:

$$\Delta W(A,Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{(A/2 - Z)}{A} + \delta \qquad (4b)$$

donde α, β, γ, ζ y δ son factores.

La fórmula (4b) se desprende del modelo de gota del núcleo (véase el § 25) según el cual, el núcleo es una gota esférica cargada de líquido nuclear incompresible y extradenso ($p \approx 10^{14}$ g/cm^3). Pese a la imperfección del modelo de gota, éste permite explicar una serie de fenómenos nucleares (véase el § 26).

Para calcular con exactitud la energía de enlace [según la fórmula (4a)] es necesario conocer las masas del protón m_p, neutrón m_n y núcleo M_{nuc} (A, Z), las cuales se determinan valiéndose de espectrómetros de masas y del análisis de las reacciones nucleares.

Cálculos exactos de la energía de enlace muestran desviaciones respecto del modelo de gota: la estabilidad del núcleo depende del número de nucleones que lo forman. Resultó que los más estables son los núcleos que poseen un número "mágico" de protones o (y) de neutrones (2, 8, 20, 50, 82, 126). Esta propiedad de

los núcleos atómicos se explica en otro modelo del núcleo atómico que es el modelo de capas del núcleo. El modelo de capas del núcleo se crea de manera análoga al modelo de capas electrónicas del átomo. El modelo de gota del núcleo y el modelo de capas del núcleo, completando el uno al otro, permiten describir un amplio círculo de fenómenos nucleares.

De la misma manera que las partículas elementales, los núcleos atómicos se caracterizan por el espín y el momento magnético. El espín del núcleo es una composición compuesta de espines de nucleones y de momentos mecánicos complementarios condicionados por su movimiento orbital en el núcleo. El espín de cualquier núcleo con un número par de protones y un número par de neutrones (núcleos de paridad par) es igual a cero (se tienen en cuenta los estados principales de estos núcleos, véase más adelante).

De la misma manera el momento magnético del núcleo se forma de los momentos magnéticos propios y orbitales de los nucleones. Los momentos magnéticos de los núcleos par-par en estado fundamental son iguales a cero. En estos núcleos los espines y los momentos magnéticos de cada par de nucleones iguales se compensan mutuamente.

El núcleo atómico puede hallarse en distintos estados energéticos. El estado (nivel) energético del núcleo con energía mínima se denomina fundamental. Los demás estados energéticos del núcleo se llaman excitados.

Los núcleos en estados excitados se originan tanto en la naturaleza (como resultado de desintegraciones a o βcomo artificialmente (al bombardear los núcleos con partículas aceleradas). En el último caso, la energía de excitación del núcleo se suma de la energía de enlace de la partícula capturada por el núcleo (por ejemplo, del neutrón) y una parte considerable de su energía cinética. Durante la captura del neutrón térmico por el núcleo la energía de excitación es igual a la energía de enlace del neutrón capturado (cerca de 8 MeV).

La energía del estado de excitación se registra a partir del estado fundamental. En concordancia con la correlación $E = mc^2$ la masa del núcleo en estado de excitación

es mayor que en estado fundamental. Todas las demás características del núcleo excitado (el espín, el momento magnético, etc.), en general, también difieren de las características correspondientes de este núcleo en estado fundamental. El tiempo de vida del núcleo excitado, por regla general, es muy corto (véase el § 5).

De acuerdo con la simetría mencionada en el § 2 en las propiedades de las partículas y antipartículas, además de núcleos formados por protones y neutrones, en la naturaleza tienen que existir antinúcleos compuestos por antiprotones y antineutrones. En 1965, en los Estados Unidos fue descubierto un antinúcleo elemental: el antideitrón que consta de un antiprotón y un antineutrón. En 1970, en la Unión Soviética se descubrió un antinúcleo más complejo: el antihelio que consta de dos antiprotones y un antineutrón y en 1973, fue descubierto el antitritio compuesto por un antiprotón y dos antineutrones (véase el § 40).

§ 5. Transmutaciones radiactivas de los núcleos

Ley de la desintegración radiactiva — Constante de desintegración, tiempo de vida y período de semidesintegración — Desintegración α — Desintegración β — Captura del electrón — Radiactividad β artificial — Emisiones γ — Conversión interna — Isomería nuclear — Efecto Mössbauer — Fisión espontánea — Emisión de nucleones retardados — Radiactividad protónica y biprotónica.

Se conoce bien que una serie de núcleos atómicos que se encuentran en la naturaleza, por ejemplo los núcleos de radio, uranio, torio, etc., poseen la capacidad de emitir espontáneamente partículas a, electrones y cuantos γ. Tales núcleos (y elementos) se denominan radiactivos. Sobre éstos se dice que poseen radiactividad natural. Además, en las últimas dos o tres décadas, fue obtenida gran cantidad de núcleos de radiactividad artificial (véanse los § 30 y §43).

Las transformaciones espontáneas de los núcleos atómicos se realizan por la ley de la desintegración radiactiva, según la cual la velocidad de desintegración, o sea, el

número de núcleos que se desintegran en unidad de tiempo es proporcional al número de núcleos que no se han desintegrado en un momento dado:

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = -\lambda N(t) \qquad (5)$$

El coeficiente λ que caracteriza la velocidad de desintegración radiactiva se denomina constante de desintegración. Cada núcleo radiactivo tiene una constante λ bien determinada. La magnitud $\tau = 1/\lambda$ recibe el nombre de *tiempo medio de vida* del núcleo radiactivo y la magnitud $T_{1/2} \approx 0{,}69\tau$ se denomina período de semidesintegración.

La solución de la ecuación (5) cuando $\Delta \to t$ 0 conduce a la expresión

$$N(t) = \frac{N_0}{2^{t/T_{1/2}}} = N_0 e^{-t/\tau} = N_0 e^{-\lambda t} \qquad (6)$$

que describe el proceso de disminución de la cantidad de núcleos radiactivos con el tiempo[7]. En la expresión (6) se ve que en el tiempo $t = T_{1/2}$ se desintegra la mitad de los núcleos:

$$N\left(t = T_{1/2}\right) = \frac{N_0}{2} \qquad (7)$$

(más detalladamente véase el § 32).

En todos los tipos de transmutaciones radiactivas se cumplen las leyes de conservación de la energía, del impulso, del momento de la cantidad de movimiento, de la carga eléctrica, de la carga bariónica y de la carga leptónica. Durante la desintegración α y durante la emisión γ se cumple la ley de conservación de la paridad (en el caso de la desintegración β se altera esta ley). Además, en el

caso de la desintegración α se cumple la ley de conservación del espín isotópico (más detalladamente sobre las leyes de conservación véase el § 20).

Veamos más detalladamente cada uno de los procesos radiactivos.

Al producirse la desintegración α, el núcleo radiactivo emite una partícula α, o sea el núcleo de helio $_2^4$He, constituido por dos protones y dos neutrones (núcleo doblemente mágico). De esta forma, el núcleo hijo tiene dos protones y dos neutrones menos que el núcleo precursor.

La posibilidad de la desintegración α se debe a que la masa (así como también la energía en reposo) del núcleo radiactivo α es mayor que la suma de las masas (de la energía sumatoria en reposo) de la partícula α y del núcleo hijo que se forma después de la desintegración α. El exceso de energía del núcleo inicial (del núcleo precursor) se libera en forma de energía cinética de la partícula α y del núcleo hijo.

La energía cinética de las partículas α en la mayoría de los núcleos radiactivos α está comprendida entre los límites pequeños desde 4 hasta 9 MeV. En cambio, hay grandes diferencias en los períodos de semidesintegración: desde 10^{-7} s hasta 2×10^{17} años. Esta particularidad de la desintegración α se logró explicar sólo por medio de la mecánica cuántica (véase el § 18).

La energía cinética de las partículas α, emitidas por el núcleo radiactivo α, tiene valores estrictamente definidos. Por regla general, el espectro energético de las partículas α está constituido por líneas monoenergéticas que se sitúan cerca unas de otras (estructura fina del espectro α). Dos núcleos, ^{212}Po y ^{214}Po, además de partículas α comunes, emiten una parte muy pequeña (cerca de 10^{-3} %), las llamadas partículas α de recorrido largo (con una energía cinética muy irregular).

Durante la desintegración β el núcleo radiactivo emite espontáneamente un electrón (desintegración electrónica β o un positrón (desintegración positrónica β que aparecen precisamente en el instante de la desintegración β (éstos no existen en el núcleo). El tercer tipo de desintegración β consiste en que el núcleo absorbe uno de los electrones de la capa electrónica de su átomo (captura *e*). En los tres casos la desintegración β va acompañada de la emisión de un neutrino (o un antineutrino).

Como resultado de la desintegración β^-, la carga del núcleo aumenta y como resultado de la desintegración β^+ y de la captura *e*, ésta disminuye en una unidad. El número másico del núcleo, o sea, la cantidad total de protones y neutrones, queda inalterada: el núcleo se transmuta en isobaro (un neutrón se transmuta en protón o al revés).

Igual que en el caso de la desintegración α, la posibilidad de desintegración β obedece al hecho de que el núcleo radiactivo precursor tiene una masa (y una energía en reposo) mayor que la de los productos de la desintegración β. El exceso de energía en reposo se libera en forma de energía cinética del electrón (del positrón), de energía del antineutrino (del neutrino) y del núcleo hijo. Por ejemplo, el neutrón es más pesado que el protón y el electrón, juntos, por eso desde el punto de vista energético es posible y se observa realmente la desintegración β del neutrón

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu_e} \qquad (8)$$

Es el tipo más simple de desintegración β y se produce con un período de semidesintegración $T_{1/2} \approx 10{,}5$ min (tiempo de vida medio $\tau \approx 15$ min).

A diferencia de los espectros α, los espectros β son continuos. El carácter continuo del espectro β durante mucho tiempo no ha tenido una explicación fidedigna y hasta surgió la hipótesis sobre la violación de la ley de conservación de la energía durante la desintegración β(véase el § 20). Esto se logró explicar sólo en 1931 por medio de una hipótesis, según la cual durante la desintegración β se emiten partículas neutras inalcanzables con masa cero, el neutrino (antineutrino). La demostración experimental definitiva sobre la existencia del neutrino (antineutrino) se hizo sólo en los años 1953 y 1954.

La teoría de la desintegración β fue creada en 1934. Ella vincula entre sí la energía de la desintegración β y el tiempo de vida del núcleo radiactivo α. Según la teoría, la desintegración β se produce a causa de la interacción débil, arriba mencionada,

(véase el § 19) que es la responsable de la lentitud de los procesos. Los núcleos radiactivos β se pueden crear artificialmente uniendo al núcleo estable (o restando de éste) uno o varios nucleones de un mismo tipo. Los núcleos con exceso de neutrones manifiestan radiactividad artificial β^-. Estos núcleos se originan al irradiar la substancia con neutrones en reactores nucleares (véase el § 43). Los núcleos con exceso de protones manifiestan radiactividad artificial β^+ o experimentan la captura *e*. Tales núcleos se puede obtener, irradiando la substancia con iones positivos en un ciclotrón (véase el § 43). Por primera vez la radiactividad artificial β^+ fue descubierta en 1934 irradiando la substancia con partículas a (véase el § 30) y la radiactividad artificial β^- (ese mismo año) irradiando la substancia con neutrones desde fuentes de neutrones (véase allí mismo).

En el proceso de emisión γ, el núcleo pasa espontáneamente de su estado excitado a otro menos excitado o al fundamental. En este caso el exceso de energía se libera en forma de cuanto de radiación electromagnética de onda corta, el cuanto γ (la parte más grande de la energía E_γ), y en forma de energía de rechazo del núcleo (una parte insignificante de energía $T_{nuc} \approx 10^{-2}/10$ eV. Son emisores y prácticamente todos los núcleos hijos, o sea los productos de la desintegración de los núcleos radiactivos α y β, ya que éstos se forman no sólo en estado fundamental, sino también en estado de excitación. La energía de los cuantos γ, emitidos después de la desintegración α, generalmente no supera los 0,5 MeV y la de los cuantos γ, emitidos después de la desintegración β, alcanza 2 a 2,5 MeV.

En ciertos casos la energía de excitación del núcleo no se invierte en la emisión g, sino que se transmite a uno de los electrones del átomo dado, como resultado de lo cual este electrón sale volando de este átomo. Este proceso recibe el nombre de conversión interna y el electrón que salió volando, electrón de conversión. A diferencia de los electrones de la desintegración βlos de conversión no tienen un espectro continuo, sino discreto.

Por lo general, el tiempo de vida del estado excitado del núcleo es muy pequeño y difícil de calcular ($\tau \leq 10^{-13}$ s). Sin embargo, en algunos casos el estado excitado del

núcleo puede durar mucho tiempo: segundos, horas, años y hasta milenios. Estos estados (niveles) se denominan metaestables. El núcleo que tiene un nivel metaestable se denomina isómero. El núcleo-isómero es como si fuera portador de las propiedades de dos núcleos. Sus parámetros (masa, espín, momento magnético, etc.) en el estado fundamental y metaestable son distintos. Esto da lugar a una serie de particularidades en las propiedades de los núcleos-isómeros. Por ejemplo, el núcleo-isómero radiactivo β puede tener dos (o más) períodos de semidesintegración. Los isómeros fueron descubiertos gracias, precisamente, a esta propiedad maravillosa. Los núcleos-isómeros se encuentran por grupos (forman las llamadas isletas de isomería).

Como ya se dijo, la energía de excitación E del núcleo durante la emisión γ se desprende en forma de la energía E_γ del cuanto γ y la energía cinética de rechazo del núcleo T_{nuc}:

$$E = E_\gamma + T_{nuc} \qquad (9)$$

Aunque la energía de rechazo es muy pequeña ($T_{nuc} \approx 0{,}01\ldots10$ eV), sin embargo, $E_\gamma \neq E$. Por eso, en el caso general, los cuantos γ emitidos por el núcleo no pueden ser utilizados para el proceso inverso de transición del núcleo (del mismo tipo) del estado fundamental al estado de excitación. Sin embargo, en ciertas condiciones (los núcleos en forma de la red cristalina a una temperatura bastante baja) tienen lugar la emisión y la absorción de los cuantos γ sin rechazo ($T_{nuc} \approx 0$). En este caso llega a ser posible la absorción por resonancia de los cuantos γ por los núcleos (efecto Mössbauer), lo cual permite medir la energía con una exactitud asombrosa.

En el capítulo 8 hablaremos sobre la utilización del efecto Mössbauer para medir la anchura natural y la fisión superfina de los niveles nucleares, y también para investigar algunos parámetros de los núcleos en estados excitados y los efectos finos de relatividad, etc., (véase el § 36). Mediante el efecto Mössbauer por primera vez se logró realizar mediciones únicas del desplazamiento rojo de los cuantos γ en

condiciones de laboratorio (véase el § 20). Dicho efecto fue pronosticado en la teoría general de la relatividad de Einstein y se ha confirmado en experimentos astronómicos extraordinariamente difíciles y no muy precisos ya antes del descubrimiento que hizo Mössbauer.

Además de los procesos radiactivos conocidos por todos (desintegraciones α y β, emisión γ) se conocen varios procesos más que se producen según la ley de desintegración radiactiva que son la radiactividad protónica, la fisión espontánea de los núcleos pesados, la emisión de neutrones retardados, la emisión de protones retardados, la radiactividad retardada de dos protones (diprotónica) y la radiactividad retardada de dos neutrones (dineutrónica).

Llámase radiactividad protónica a la emisión de un protón por el núcleo en estado fundamental. Dicho proceso puede observarse en los núcleos obtenidos de manera artificial con gran déficit de neutrones. La radiactividad protónica se observó por primera vez en 1982 para el núcleo $^{151}_{71}$Lu el cual tiene 24 neutrones menos que su isótopo $^{175}_{71}$Lu estable β.

Llámase división espontánea la fisión espontánea de los núcleos con $Z \geq 90$ (torio, protactinio, uranio y los elementos transuránicos) en dos núcleos-fragmentos de masas aproximadamente iguales ($M_1 : M_2 \approx 2 : 3$). En el proceso de división espontánea se libera una energía enorme $Q \approx 200$ MeV, cuyo origen se debe a que la masa del núcleo original es mayor que la suma de las masas de los núcleos-fragmentos (véanse los § 23 y § 26).

La emisión de neutrones retardados es un proceso en cascada que consta de dos etapas consecutivas. En la primera etapa se produce la desintegración β^- durante la cual se forma el núcleo hijo en estado fuertemente excitado (la energía de excitación supera a la energía de separación del neutrón). En la segunda etapa el núcleo hijo emite un neutrón. Puesto que el neutrón puede ser emitido sólo después de la desintegración β^-, éste se llama retardado. La emisión de neutrones retardados tiene el mismo período de semidesintegración que la desintegración β^- que la

antecede. Los neutrones retardados juegan un papel importante en el proceso de una reacción en cadena de fisión controlada (véase el § 28).

De la misma manera transcurre el proceso de emisión de protones retardados. En este caso, la primera etapa es la desintegración β^+ con la formación de un núcleo hijo en estado fuertemente excitado. Durante la segunda etapa el núcleo hijo emite un protón. Ambos procesos de emisión de nucleones retardados se detectan sólo en núcleos creados artificialmente muy recargados con los nucleones correspondientes.

De manera análoga transcurre la emisión retardada de dos protones. Si un núcleo muy recargado de protones se encuentra cerca del límite de la estabilidad protónica (véase el § 43), es decir, si para éste $\varepsilon_p \approx 0$, debido a la interacción par de dos protones es posible $\varepsilon_{2p} < 0$ para $\varepsilon_p > 0$. En este caso puede observarse la radiactividad diprotónica que fue pronosticada por V. Goldanski. En principio, dos protones pueden ser emitidos tanto del estado fundamental como del estado excitado que puede formarse como resultado de la reacción nuclear o de la desintegración β^+ que la precede. Esta última versión de radiactividad diprotónica en cascada fue descubierta experimentalmente en 1983. Un proceso en cascada análogo de la radiactividad dineutrónica retardada fue descubierto en 1979.

Hoy en día, se llevan a cabo investigaciones de la radiactividad diprotónica directa (no en cascada), para la cual es característica la emisión de protones desde el núcleo en estado fundamental.

§ 6. Interacciones nucleares

Tipos de reacciones nucleares — Leyes de conservación — Energía de reacción Q — Reacciones umbrales — Núcleo intermedio — Fórmula de Breit-Wigner — Espectroscopía neutrónica — Dispersión de neutrones rápidos — Procesos directos — Ruptura del deuterón en vuelo y captura — Clasters.

Al aproximarse dos partículas de fuerte interacción (núcleo y nucleón, dos núcleos, dos nucleones) hasta una distancia a la cual se manifiestan las fuerzas nucleares (del orden de 10^{-13} cm), éstas entran entre sí en reacción nuclear. Como resultado de la reacción nuclear, en lugar de las dos partículas originales, se forman otras dos (o más) partículas nucleares que se escapan del lugar de la interacción nuclear. La interacción nuclear entre las dos partículas dadas puede conllevar diferentes productos finales. Así pues, en la interacción del neutrón con el núcleo de uranio pueden producirse la fisión de éstos (el núcleo de uranio se divide en dos núcleos-fragmentos, véanse los § 7 y § 24), la captura radiactiva (después de la captura del neutrón se forma un isótopo de uranio más pesado que emite un cuanto γ, y luego durante el proceso de desintegración β^- se transforma en neptunio, véase el § 30), la dispersión elástica e inelástica. En los dos últimos casos los productos de la reacción coinciden con las partículas iniciales, pero como resultado de la dispersión inelástica el núcleo pasa al estado excitado.

Igual de variadas son las reacciones nucleares inducidas por partículas cargadas. He aquí la enumeración de las reacciones que se desarrollan durante la interacción de protones de diferente energía con el núcleo de litio:

$$\left.\begin{array}{llllll} 1) & p+ & {}^{7}_{3}Li \rightarrow & {}^{8}_{4}Be \rightarrow & {}^{4}_{2}He, & Q = 17{,}3\ MeV \\ 2) & p+ & {}^{7}_{3}Li \rightarrow & {}^{8}_{4}Be \rightarrow & {}^{8}_{4}Be + \gamma, & Q = 17{,}2\ MeV \\ 3) & p+ & {}^{7}_{3}Li \rightarrow & {}^{8}_{4}Be \rightarrow & {}^{7}_{4}Be + n, & Q = 1{,}65\ MeV \\ 4) & p+ & {}^{7}_{3}Li \rightarrow & {}^{8}_{4}Be \rightarrow & {}^{6}_{3}Li + {}^{2}_{1}H & Q = -5{,}5\ MeV \\ 5) & p+ & {}^{7}_{3}Li \rightarrow & {}^{8}_{4}Be \rightarrow & {}^{7}_{3}Li + p & Q = 0\ MeV \end{array}\right\} (10)$$

Estas reacciones pueden ser escritas como sigue:

$$^{7}_{3}Li(p,\alpha)^{4}_{2}He, {}^{7}_{3}Li(p,\gamma)^{8}_{4}Be,\ {}^{7}_{3}Li(p,n)^{7}_{4}Be$$

etc., o más corto: (*p*, α), (*p*, γ), (*p*, *n*)... (si no hay necesidad de indicar en qué núcleo precisamente transcurre una u otra reacción).

Como ya hemos señalado en el § 3, los cuantos γ provocan también diferentes reacciones nucleares, por ejemplo (γ, *n*) y (γ, *p*).

Durante la interacción nuclear se cumplen las leyes de conservación de la energía (completa), del impulso, del momento de la cantidad de movimiento, de las cargas eléctrica, bariónica y leptónica, etc., (véase el § 20).

A diferencia de la energía completa, la energía cinética de las partículas que interaccionan no se conserva (a excepción del proceso de dispersión elástica). La diferencia entre la energía cinética sumaria de las partículas, producto de la reacción, y la energía cinética sumaria de las partículas que entran en reacción se denomina *energía de la reacción Q.* Por el orden de la magnitud, la energía de la reacción nuclear es aproximadamente un millón de veces mayor que la de la reacción química. La energía de la reacción *Q* puede ser positiva y negativa.

Las reacciones con *Q* positiva se denominan *exoérgicas.* En este caso, la energía *Q* de la reacción se libera a cuenta de la disminución de la energía en reposo (y, por tanto, de la masa) de las partículas en el transcurso de la reacción. Son ejemplos de reacciones exoérgicas los procesos 1 y 2 de la enumeración (10), así como las reacciones antes mencionadas de fisión del uranio y de captura del neutrón. Las reacciones exoérgicas son posibles cuando las partículas que interaccionan tienen energía cinética nula (si su acercamiento no lo impide la repulsión coulombiana). Puede servir de ejemplo la reacción de captura del neutrón térmico ($T_n \approx 0$) por el núcleo de boro, mencionada en el § 3:

$$n + {}^{10}_{5}B \rightarrow {}^{11}_{5}B \rightarrow {}^{7}_{3}Li + {}^{4}_{2}He, Q = 2{,}8\ MeV \qquad (11)$$

Esta reacción se utiliza ampliamente para la detección de los neutrones térmicos, valiéndose del registro de las partículas cargadas rápidas que se originan ($T_{Li} + T_{He}$ = 2,8 MeV).

Las reacciones con Q negativa se denominan endoérgicas. Ellas poseen umbral, es decir, pueden transcurrir solamente en el caso en que la energía cinética de la partícula que bombardea supere cierto valor mínimo: $T \geq T_{min} > |Q|$. Los procesos 3 y 4 de la enumeración (10) son ejemplos de reacciones endoérgicas.

Por medio de la teoría del núcleo compuesto (intermedio), creada por N. Bohr, se pueden explicar las regularidades fundamentales del desarrollo de muchas reacciones nucleares. De acuerdo con esta teoría, la reacción nuclear transcurre en dos etapas. En la primera etapa de las partículas que interaccionan se forma un núcleo compuesto (intermedio) [$^{8}_{4}$Be en las reacciones (10) y $^{11}_{5}$B en la reacción (11)], que tiene un tiempo de vida de cerca de 10^{-15} s (esto es aproximadamente 10^{6} veces mayor que el tiempo necesario para que las partículas se fusionen en un sistema compuesto). En la segunda etapa de la reacción, el núcleo intermedio se desintegra en los productos de reacción. Un mismo núcleo compuesto (de la misma composición de nucleones, masa, espín, estructura de niveles, etc.) puede surgir en diferentes reacciones.

La elaboración matemática de la teoría del núcleo intermedio, al examinar la reacción de captura de neutrones lentos por los núcleos, conduce a la fórmula de Breit—Wigner. De acuerdo con esta fórmula, la probabilidad de las reacciones de captura s para los neutrones con energía cinética T varía según la ley

$$\sigma(T) \sim \frac{\left(\Gamma/2\right)^2}{(T-T_0)^2 + \left(\Gamma/2\right)^2} \sqrt{\frac{T}{T_0}} \qquad (12)$$

donde Γ es una constante que caracteriza el nivel energético del núcleo (anchura del nivel); T_0 es la llamada energía de resonancia de los neutrones.

De la fórmula (12) se desprende que cuando $T \ll T_0$ la probabilidad de la reacción, a medida que aumenta la energía de los neutrones T, disminuye según la ley $1/\sqrt{T}$, es decir, según la ley $1/v$ (por cuanto $v \sim \sqrt{T}$). Al aproximarse la energía de los neutrones al valor de resonancia T_0, la probabilidad de interacción comienza a crecer y para $T = T_0$ llega a ser máxima. El incremento posterior de la energía conduce a la disminución de la probabilidad de interacción.

El curso descrito que refleja la dependencia energética de la probabilidad de interacción de los neutrones lentos con los núcleos fue confirmado experimentalmente mediante los métodos de la espectroscopia neutrónica que permiten aislar del espectro continuo los neutrones de la energía dada. (Los neutrones con espectro energético continuo pueden ser obtenidos en un ciclotrón o en un reactor nuclear). En uno de los métodos los neutrones con diferente energía se separan en el espacio. En el otro, la causa de su separación se debe a la diferencia en el tiempo de vuelo a una misma distancia. Además de los neutrones lentos, por los métodos de la espectroscopia neutrónica, fueron examinados también los neutrones térmicos que juegan un papel extraordinariamente importante en la energía nuclear (véase el § 28).

La teoría de reacciones de Bohr es aplicable también a los neutrones rápidos (10^{-20} MeV). Con su ayuda fue obtenida la relación entre la probabilidad de difusión de los neutrones y el radio de los núcleos en los cuales se produce la difusión. Dicha relación permitió obtener los radios de los núcleos atómicos a partir de los resultados de los experimentos relacionados con el estudio de la difusión de los neutrones rápidos. Para el núcleo con el número másico A, el radio $R = 1{,}4 \times 10^{-13} A^{1/3}$ cm.

Cabe recordar que en otros experimentos el valor del radio del núcleo resulta algo menor:

$$R = 1{,}2 \times 10^{-13} A^{1/3} \qquad (13)$$

que hoy día se considera más correcto.

A pesar de que la concepción de Bohr acerca de que las reacciones nucleares se desarrollan en dos etapas en muchos casos se confirma experimentalmente, dicha teoría no puede considerarse universal. En una serie de casos los experimentos dan para la probabilidad de que se produzca la reacción nuclear y para la distribución energética y angular de sus productos, resultados que se contradicen con la teoría de Bohr. Para explicar estos resultados fue propuesto el mecanismo de la interacción nuclear directa. Este mecanismo consiste en la transmisión de uno o varios nucleones de uno de los núcleos que interaccionan a otro sin la formación preliminar de un núcleo intermedio. Por ejemplo, al interactuar con el núcleo del deutrón uno de sus nucleones va a parar al núcleo, mientras que otro pasa volando sin dar en él. Semejante reacción lleva el nombre de reacción de ruptura del deuterón en vuelo. Esta reacción, a altas energías, se utiliza para generar los neutrones rápidos. Además de la ruptura del deuterón en vuelo es posible también el proceso inverso o sea, la captura de un nucleón del núcleo-blanco.

En reacciones más complejas que tienen el mecanismo de interacción directa pueden transmitirse de un núcleo a otro, considerables grupos de nucleones (por ejemplo, el núcleo $^{4}_{2}$He). Estos grupos se denominan clasters.

En el caso general, la reacción nuclear puede transcurrir de ambas maneras (con la formación del núcleo intermedio y en el mecanismo de interacción directa) prevaleciendo en mayor o menor grado cualquiera de ellos.

§ 7. Energética nuclear

Particularidades de la reacción de fisión — Reacción en cadena — Primeros reactores y la bomba atómica — Utilización de la energía atómica — Reacción de fusión — Posibilidad del proceso de fusión automantenido — Reacción termonuclear en el Sol — Bomba de hidrógeno — Dificultades de la realización práctica de la fusión termonuclear controlada.

Una de las reacciones nucleares más maravillosas es la reacción de fisión (véase el § 24). Llámase fisión a la reacción de desintegración de un núcleo atómico en dos partes (fragmentos de fisión) con masas aproximadamente iguales ($M_1 : M_2 \approx 2 : 3$). Los núcleos pesados ($Z \geq 90$) se dividen tanto espontáneamente (fisión espontánea, véase el § 26) como de forma provocada (fisión inducida). A diferencia de la fisión espontánea, la inducida se desarrolla prácticamente al instante ($\tau < 10^{-14}$ s). Para la fisión inducida de los núcleos con $Z \geq 90$ es suficiente previamente excitarlos débilmente, por ejemplo, bombardeándolos con neutrones de energía $T_n \approx 1$ MeV. Algunos núcleos (^{235}U, etc.) fisionan incluso bajo la acción de neutrones térmicos.

La masa (y la energía) del núcleo que fisiona es mucho mayor que la suma de las masas de los fragmentos. En relación con ello, en el curso de la fisión se libera una energía enorme $Q \approx 200$ MeV, la mayor parte de la cual (cerca de 170 MeV) se la llevan consigo los fragmentos en forma de energía cinética.

Los fragmentos resultantes poseen un número excesivo de neutrones, como resultado de lo cual los mismos forman cadenitas radiactivas β^- de los productos de la fisión, emitiendo también neutrones inmediatos (dos a tres por cada acto de fisión del uranio) y retardados (1% de los inmediatos, aproximadamente).

La liberación de gran cantidad de energía, la emisión de varios neutrones, la posibilidad de fisión siendo relativamente pequeña la excitación del núcleo permiten realizar una reacción de fisión en cadena (véase el § 27). La idea de la reacción de fisión en cadena consiste en la utilización de los neutrones que escapan durante la fisión para fisionar nuevos núcleos, formando nuevos neutrones de fisión, etc. Para incrementar el proceso en cadena es necesario que la razón del número de neutrones en dos generaciones consecutivas (llamado *factor de multiplicación neutrónica k*) sea mayor que la unidad.

El valor del factor de multiplicación depende del número de neutrones emitidos en un acto de la fisión, de la probabilidad de su interacción con el núcleo de uranio y de otros elementos con diferentes energías, de la construcción y del tamaño del

reactor. En particular, las dimensiones y la masa de la zona activa del reactor (espacio donde se desarrolla la reacción en cadena) no deben ser menores que ciertos valores críticos (las llamadas dimensiones críticas y masas críticas).

El primer reactor nuclear fue construido a finales de 1942 de uranio y grafito minuciosamente purificados, utilizando el grafito en calidad de moderador de neutrones de fisión hasta la energía térmica. El control del reactor se efectuaba por medio de barras especiales fabricadas de cadmio que absorbe intensamente los neutrones térmicos. El factor de multiplicación del primer reactor era igual a 1,005 lo que permitió realizar una lenta reacción en cadena controlada (véanse los § 27 y § 28).

El uranio natural no sirve para realizar el proceso nuclear en cadena rápido de tipo explosivo con neutrones rápidos. Este proceso fue realizado en 1945 con el isótopo puro de uranio ^{235}U y con el isótopo ^{239}Pu del elemento transuránico plutonio que posee propiedades análogas (véase el § 30). El principio de funcionamiento de la bomba atómica consiste en la aproximación muy rápida de varias porciones de combustible nuclear, cuya cantidad total, después de su unión, supera los valores críticos de la masa y del tamaño. La efectividad energética de la bomba atómica es, aproximadamente, millón de veces mayor que la de una bomba corriente.

La alta efectividad de la explosión nuclear permite hallar para ésta numerosas aplicaciones pacíficas (véase el § 35). Lamentablemente para la humanidad, las primeras explosiones nucleares fueron realizadas por los EE.UU. con fines militares y las terribles consecuencias de estos actos se manifiestan hasta ahora.

Los principales éxitos en el dominio de la energía atómica para fines pacíficos fueron obtenidos como resultado de la utilización de los reactores nucleares.

En 1954 fue puesta en marcha en la URSS y dio electricidad la primera en el mundo central atómica, en 1957 fue botado el rompehielos atómico "Lenin". En el momento actual, la energía atómica se utiliza prácticamente en todas las ramas de la economía nacional y de la ciencia y hace una aportación cada vez mayor a la energética mundial. Se han construido y funcionan muchos reactores nucleares de

diversos tipos (de neutrones térmicos, intermedios y rápidos) con distintos moderadores (grafito, agua, agua pesada, berilio, etc.) y sin moderador (con neutrones rápidos), con diferente combustible nuclear (uranio natural, ^{235}U, ^{233}U, ^{239}Pu, uranio enriquecido). Ellos se utilizan para la producción de energía (centrales atómicas, buques, etc.), de valioso combustible nuclear de isótopos de uranio (^{238}U) y torio (^{232}Th) de poco valor, para la prueba de distintos materiales, para la producción de núcleos radiactivos y elementos transuránicos, para distintas investigaciones científicas, para la producción de calor para la industria y las viviendas. Se construyen potentes reactores nucleares de doble finalidad: para producir energía eléctrica y potabilizar el agua de mar y salada o para producir energía eléctrica y calor. El costo de energía eléctrica "atómica" ya es comparable con el de la energía eléctrica ordinaria.

Además de la reacción de fisión de núcleos pesados existe otro método para liberar la energía intranuclear, la reacción de fusión de núcleos ligeros.

Se sabe que la energía de enlace media, calculada para un nucleón, en los núcleos ligeros crece a medida que aumenta el número másico. Por esto, al unir dos núcleos ligeros en uno más pesado debe liberarse el exceso de energía en reposo, o sea, la energía nuclear de fusión. Para producirse el proceso de fusión es condición obligatoria disponer de elevada energía cinética de los núcleos que interaccionan, necesaria para vencer la repulsión culombiana entre los mismos. Esta energía se puede obtener como la energía del movimiento térmico en el caso de un calentamiento muy fuerte.

La liberación de la energía durante el proceso de fusión es tan grande que en el caso cuando la concentración de núcleos que interaccionan es grande, dicha energía puede resultar suficiente para que se produzca una reacción termonuclear automantenida. Durante este proceso el movimiento térmico rápido de los núcleos se mantiene a costa de la energía desprendida en el curso de la reacción, y la misma reacción se mantiene a cuenta del movimiento térmico.

Para la obtención de la energía cinética necesaria, la temperatura de la substancia reaccionante debe ser muy elevada (hasta mil millones de grados). A esta temperatura la substancia se halla en estado de plasma completamente ionizado y caliente, compuesto por núcleos atómicos y electrones.

Se puede uno imaginar tres procedimientos de realización de la reacción termonuclear automantenida.

1. La reacción termonuclear lenta que se desarrolla espontáneamente en las entrañas del Sol y otras estrellas. En este caso la cantidad de substancia reaccionante es tan enorme que ésta se mantiene y se comprime fuertemente (hasta 100 g/cm^3 en el centro del Sol) por fuerzas gravitacionales que actúan entre algunas partículas del plasma. Los procesos termonucleares en el Sol se desarrollan a temperaturas cerca de 15 mil millones de grados y, al fin de cuentas, se reducen a la transformación de cuatro protones en núcleo de helio, dos positrones y dos neutrinos, liberándose al mismo tiempo energía de enlace.
2. La rápida reacción termonuclear automantenida de carácter incontrolable que se produce durante la explosión de una bomba de hidrógeno. Núcleos de elementos ligeros (por ejemplo, los de deuterio y litio) se utilizan como material explosivo nuclear en la bomba de hidrógeno. La alta temperatura necesaria para que comience el proceso termonuclear se consigue mediante la explosión de una bomba atómica que forma parte de la de hidrógeno. El material explosivo termonuclear en la bomba de hidrógeno va encerrado dentro de una envoltura inerte que impide que la carga nuclear se pulverice antes de tiempo (antes de que éste interaccione). En el proceso del perfeccionamiento de las bombas de hidrógeno fueron fabricadas muestras, cuya potencia de destrucción es equivalente a unas 10^8 toneladas de material explosivo corriente.
3. La reacción termonuclear controlada. Por ahora no se ha conseguido realizar este proceso. Las dificultades están relacionadas con la necesidad de crear en

las condiciones terrestres una cantidad bastante grande de plasma muy caliente (hasta mil millones de grados) y denso (10^{14}-10^{16} g/cm^3) que debe existir un tiempo suficientemente prolongado y estable en el interior de la instalación termonuclear sin tocar sus paredes. En la actualidad se han conseguido determinados éxitos en la solución de este problema. Sin embargo, por ahora no se consigue obtener el plasma que satisfaga todas las exigencias al mismo tiempo: a densidades y temperaturas altas éste resulta inestable y viceversa, el plasma estable de alta temperatura tiene una densidad demasiado baja.

En los últimos años, los físicos adquirieron la seguridad de que las dificultades enumeradas anteriormente se pueden superar si la instalación termonuclear se hace de dimensiones bastante grandes. Una instalación de estas características se está construyendo en Moscú en el Instituto de Energía Atómica I. V. Kurchatov. Se trata del "Tokamak-15" (T-15) con un volumen de plasma de 25 m^3. En esta instalación se supone obtener una energía aproximadamente igual a la que se transmite al plasma durante su calentamiento previo. En la siguiente etapa (como resultado de esfuerzos internacionales) se debe construir la instalación INTOR (International Tokamak Reactor) con un volumen de 200 m^3. La puesta en marcha de dicha instalación está prevista en los años 90. Basándose en los resultados de su experimentación será proyectada una estación termonuclear experimental.

Otra vía posible para la realización de la reacción termonuclear controlada es el calentamiento superrápido (del orden de los 10^{-9} s) de pequeñas (de diámetro cerca de 1 mm) "tabletas" de combustible termonuclear condensado mediante su irradiación multilateral con impulsos cortos de radiación por láser o por haces de alta precisión de electrones relativistas. Estas dos variantes también se están desarrollando con éxito.

Al trabajo encaminado a crear la reacción termonuclear controlada se incorporaron millares de científicos en muchos países del mundo. La especial atención por esta

reacción se debe al hecho de que en el globo terráqueo hay reservas inagotables de combustible termonuclear: deuterio. El hidrógeno natural y, por consiguiente, el agua de los océanos contienen un 0,015% de deuterio en calidad de mezcla. Esta mezcla insignificante hace el agua de mar 600 veces más rico en calorías que la gasolina, por esto la resolución del problema acerca de la fusión termonuclear controlada libera completamente a la humanidad de la inquietud por la posible hambre energética en un futuro lejano.

Con esto damos por terminada nuestra breve exposición de los problemas fundamentales de la física nuclear. Por supuesto, que en esta exposición muchas cosas resultaron descritas brevemente, esquemáticamente o hasta omitidas. Para familiarizarse más seriamente con la física general y nuclear, así como con los elementos de la teoría de la relatividad y la mecánica cuántica el lector puede referirse a la literatura recomendada al final de este libro.

Capítulo 2
La física nuclear y la teoría de Einstein

No se exceptúa la posibilidad de que la comprobación de la teoría pueda tener éxito para... las sales de radio.
A. Einstein

Contenido:

§ 8. Masa y energía
§ 9. Masa y energía cinética a grandes velocidades
§ 10. Contracción del tiempo
§ 11. Contracción de las longitudes
§ 12. Composición y sustracción de las velocidades según Einstein
§ 13. Sobre el movimiento más rápido que el de la luz

§ 8. Masa y energía

¿Tiene siempre razón Newton? — Mecánica clásica y relativista — Energía total y energía en reposo — ¿Qué es la aniquilación? — ¿Puede ser una bala mayor que una superbomba? — Algo sobre el meteorito del Tunguska — Aniquilación en un laboratorio.

Del curso escolar de física todos sabemos qué es la energía cinética. Un cuerpo de masa m y de velocidad v tiene una energía cinética $T= mv^2/2$. Si la velocidad del cuerpo es igual a cero, su energía cinética también es igual a cero. Todos, sin duda, hemos hecho uso de esta fórmula, y cada vez nos hemos cerciorado (en caso de que hiciéramos correctamente los cálculos) de que ésta es correcta. Sin embargo, en realidad no es así, esta fórmula no es correcta en todos los casos. Usted hasta ahora no tuvo que dudar de ella porque en el curso escolar se estudian especialmente los

problemas en los cuales esta fórmula es aplicable. La utilización de la fórmula $T = mv^2/2$ se limita a velocidades mucho menores que la de la luz en el vacío: $v \ll c$.

Por cuanto la velocidad de la luz en el vacío es muy grande ($c \approx 3\times10^8$ m/s) la restricción indicada no juega ningún papel al examinar cualesquiera problemas prácticos sobre el movimiento de los cuerpos macroscópicos (es decir, cuerpos grandes), incluyendo el movimiento de planetas y meteoritos, cohetes y naves cósmicos. Y solamente en un futuro muy lejano, cuando se construyan naves cósmicas que vuelan con velocidades próximas a la de la luz (véase el § 10), la fórmula $T = mv^2/2$ y en general toda la mecánica clásica de Newton resultarán inaplicables en la cosmonáutica.

Algo totalmente distinto es la física nuclear que examina objetos microscópicos[8]. Aquí la mecánica clásica puede ser utilizada solamente en casos excepcionales, ya que las micropartículas, por lo general, se mueven a velocidades comparables con la velocidad de la luz. Por eso, en la física nuclear, por regla general, no se utiliza la mecánica clásica, sino la llamada mecánica relativista.

La mecánica relativista se basa en los principios de una teoría especial, la teoría de la relatividad, propuesta por A. Einstein en 1905. En la actualidad, hay muchos libros buenos de divulgación científica dedicados a la teoría de la relatividad (véase, por ejemplo, la lista de libros recomendados al final de esta obra), por eso no vamos a referir aquí de qué modo Einstein llegó a sus conclusiones, sólo formularemos brevemente algunos resultados de sus investigaciones e ilustraremos su carácter justo en un material experimental.

Comencemos describiendo la noción más importante, que es la energía total E de un cuerpo material en movimiento. Según Einstein, la energía total E de un cuerpo de masa m y velocidad v está formada por dos sumandos: la energía en reposo E_0 y la energía cinética T:

$$E = E_0 + T \quad (14)$$

La energía cinética T cuando $v \ll c$ (por ejemplo, si $v < 0{,}01c$ = = 3000 km/s, lo que es casi 300 veces mayor que la segunda velocidad cósmica) se puede calcular con una precisión muy alta por la fórmula de la mecánica clásica $T = mv^2/2$. Sólo cuando $v \geq 0{,}01c$ se manifiestan las llamadas correcciones relativistas, muy pequeñas para $v = 0{,}01c$, que crecen rápidamente a medida que v se aproxima a c.[9] En este caso la energía cinética ha de calcularse por una fórmula más complicada:

$$T = mc^2\left(\sqrt{\frac{1}{1-\frac{v^2}{c^2}}} - 1\right) \qquad (15)$$

la cual será examinada en el § 9.

La energía en reposo es la expresión energética de la masa del cuerpo que se halla en estado de reposo ($v = 0$). Einstein demostró que la energía en reposo de un cuerpo cuya masa es m es igual a $E_0 = mc^2$. De acuerdo con esta fórmula, 1 g de substancia posee una energía en reposo 9×10^{20} ergios = 9×10^{13} julios. ¿Esto es mucho o poco?

Para contestar a esta pregunta comparemos la energía en reposo de cualquier cuerpo macroscópico con su energía cinética en condiciones conocidas. Veamos, por ejemplo, una bala ordinaria de fusil cuya masa es aproximadamente de 10 g, es decir, la energía en reposo $mc^2 = 9\times10^{14}$ julios. Considerando que la bala sale del fusil con una velocidad próxima a 1 km/s = 10^3 m/s obtenemos el siguiente valor de la energía cinética de bala

$$mv^2/2 = 10^{-2}\times10^{-6}/2 = 5\cdot10^3 \text{ Julios.}$$

Es probable que a Ud. le parezca esta energía muy grande, ya que se conoce bien qué puede hacer una bala en vuelo rápido, cuántas tablas, ladrillos, etc., atraviesa.

Entre tanto, numéricamente esta enorme energía cinética es tan sólo una doscientos milmillonésima partes de la energía en reposo de la misma bala;

$$mc^2/T = 9\times10^{14}/5\times10^3 \approx 2\times10^{11}$$

De este modo, según Einstein, las energías totales de una bala tanto en vuelo como en estado de reposo son prácticamente iguales, puesto que una de ellas es tan sólo en 1/200000000000 mayor que la otra. ¡La famosa bala perdida que un aviador francés, en la "Física Recreativa" de Perelman, coge con la mano, sin perjuicio para sí, posee prácticamente la misma energía que la bala que sale del fusil! Y sin embargo, la primera bala realmente se puede coger con la mano (por supuesto, si la velocidad relativa de la bala y del avión es pequeña) y la otra no recomendamos tocarla. ¿A qué se debe esto? Se debe a que en las condiciones habituales la enorme energía en reposo, de la cual hemos tratado, se halla como encubierta y por eso la bala en pleno vuelo es absolutamente inofensiva.

¡Sin embargo, *en principio,* pueden imaginarse las condiciones en las cuales esta energía va a liberarse y en este caso nuestra bala comparativamente inofensiva se transformará en una superbomba! ¡Por supuesto! ¡Pues la energía en reposo de la bala es equivalente a su energía cinética cuando la velocidad es 260 000 km/s!

No por casualidad usamos la palabra "*en principio*" cuando dijimos sobre la posibilidad de liberar toda la energía en reposo de un macro pedazo de substancia. Las condiciones en las cuales este proceso llega a ser posible son sumamente insólitas: cada átomo del cuerpo (en nuestro ejemplo, de bala) debe encontrarse con el *antiátomo* del anticuerpo (la "antibala")[10]. En tal encuentro tendrá lugar la *aniquilación,* es decir, la transformación de la energía en reposo de ambos cuerpos en otra forma de energía (por ejemplo, en energía en reposo y energía cinética de las partículas que se forman durante la aniquilación y que son más ligeras que los nucleones). Para evitar equivocaciones digamos de repente que, por ahora, tales encuentros son posibles sólo en las novelas de ciencia-ficción, ya que en principio

las dificultades para obtener, acumular y conservar los antiátomos, así como la fabricación a partir de ellos de anticuerpos macroscópicos ("antibalas") nos permiten confiar en que una bala comparativamente inofensiva nunca se convertirá en una superbomba. No obstante, hace unos veinte años, un grupo de científicos anunció su criterio acerca de la posibilidad, en principio, de la llegada a la Tierra de un pedazo de antisubstancia de un antimundo lejano. En opinión de estos científicos, el efecto destructor provocado por el conocido meteorito de Tunguska en 1908 se debe precisamente a la aniquilación de los antiátomos de un "antipedazo" así, al encontrarse con los átomos de la atmósfera terrestre. Sobre esta interesante hipótesis, así como sobre la aniquilación, el antiátomo y la antipartícula se relata más detalladamente en el § 34 y el § 40 y mientras tanto, adelantándonos, subrayaremos un resultado muy importante para nosotros.

Hasta aquí hemos hablado de la aniquilación de los cuerpos macroscópicos y de que los físicos tienen poco que decir sobre este problema. Sin embargo, los físicos que se ocupan del estudio de las propiedades de las partículas elementales ya hace relativamente mucho tiempo que *observan experimentalmente* la aniquilación del electrón, el protón y el neutrón al encontrarse con sus antipartículas (véase el § 40). Y en estos procesos, *realmente* tiene lugar la transformación de toda la energía en reposo en otra forma de energía. Esto confirma plenamente la corrección de la fórmula de Einstein $E = mc^2$.

Por supuesto que la aniquilación de las partículas elementales no tiene un valor práctico (como fuente de energía), ya que para crear las condiciones en las cuales ella puede desarrollarse, tiene que gastar una energía mucho mayor que la que se libera durante la aniquilación. Una enorme energía se necesita para obtener artificialmente antipartículas en condiciones de laboratorio. Y con todo ello los físicos aprendieron a transformar también la energía en reposo en energía cinética y térmica para fines prácticos, aunque no toda la energía, sino sólo aproximadamente una milésima parte de ella. Pese a la pequeñez de este coeficiente, se puede, tomando una masa suficientemente grande de la substancia inicial, obtener una

energía tan grande como se quiera. Cómo se logró conseguir esto, puede usted leerlo en los capítulos 5 y 6. Más ahora subrayaremos que en la transformación macroscópica también se confirma la relación de Einstein (para una parte de la masa)

$$\Delta E = \Delta m c^2 \qquad (16)$$

Nos queda mencionar que los físicos supieron también realizar la transformación inversa de la energía cinética en energía en reposo. Durante la interacción de partículas muy rápidas, a cuenta de la energía cinética pueden surgir nuevas partículas (véase el § 20). Este proceso se produce también en concordancia completa con la fórmula (16).

§ 9. Masa y energía cinética a grandes velocidades

Cuanto más rápido, más pesado — 300000 km/s y no más — Masa en reposo y masa relativista — Qué es el ciclotrón — Por qué el ciclotrón no se puede utilizar para acelerar electrones — Descubrimiento de V. Veksler — La gran familia de aceleradores — Multiplicador maravilloso $\gamma = 1/\sqrt{(1 - \beta^2)}$

Si el lector sigue los razonamientos del autor con un lápiz en la mano (y el autor quisiera pensar que realmente es así), él, sin duda, se habrá dado cuenta en el § 8 de una disparidad entre el valor de la velocidad de la bala (260000 km/s) y el presunto valor de su energía cinética ($T = 9\times10^{14}$ J). En efecto, en el caso de hacer uso de la fórmula de la mecánica clásica, para $T = 9\times10^{14}$ Julios la velocidad de la bala no tiene que ser igual a 260000 km/s, sino

$$v = \sqrt{(2T/m)} = \sqrt{(18\times10^{14}/10^{-2})} \approx 4{,}25\times10^{8} \text{ m/s} = 425\,000 \text{ km/s}.$$

Sin embargo, el último cálculo es incorrecto. Resulta, y en esto consiste una de las principales tesis de la teoría especial de la relatividad de Einstein, que sea la energía cinética de la bala tan grande como se quiera, su velocidad siempre será menor que la de la luz en el vacío ($c \approx 300\,000$ km/s). Esto es correcto no sólo para la bala, sino también para cualquier otra partícula más pesada o más ligera que ésta, incluyendo las micropartículas, por ejemplo, los electrones. Sólo las partículas con masa en reposo nula (por ejemplo, el fotón) pueden moverse con una velocidad igual a la de la luz en el vacío. Por si esto fuese poco, ellas siempre (independientemente de su energía) tienen esta velocidad.

Según Einstein, una bala con energía cinética de 9×10^{14} Julios, en efecto, debe moverse "sólo" a una velocidad igual a 260000 km/s y no con una velocidad de 425000 km/s. Esto quiere decir que en el caso de velocidades próximas a la de la luz la fórmula $T= mv^2/2$ se torna incorrecta. La energía cinética de una partícula relativista con el crecimiento de su velocidad no aumenta por la ley de segundo grado ($T \sim v^2$), sino más rápido. Einstein mostró que esta circunstancia, a primera vista extraña, se debe al aumento a altas velocidades de la masa del cuerpo con el crecimiento de la velocidad. Por eso, la masa en la fórmula de la energía cinética no se puede considerar constante.

La ley de variación de la masa con la velocidad tiene la forma siguiente:

$$m = m_0\gamma \qquad (17)$$

donde m es la masa del cuerpo en movimiento (también suele dársele el nombre de masa relativista); m_0 es la masa en reposo del cuerpo; $\gamma = 1/\sqrt{(1 - \beta^2)}$ es el llamado factor γ; $\beta= v/c$.

De esta manera, la masa m de una partícula en movimiento es como si constara de dos sumandos: la masa en reposo m_0 y "la masa en movimiento" ("masa cinética") m_c:

$$m = m_0 + m_c$$

donde $m_c = m - m_o = m_0\gamma - m_0 = m_0 = (\gamma - 1)$. Cuando $v \ll c$: $\beta \approx 0$, $\gamma = 1$, $m_c \approx 0$ y $m \approx m_0$ (en este caso, la masa en reposo m_0 y la masa relativista m coinciden una con otra y también con la noción habitual de "simplemente" masa).

Por consiguiente, en la mecánica relativista también es de otro modo la expresión para el impulso (cantidad de movimiento):

$$p = mv = m_0 v\gamma = m_0\beta c\gamma = \frac{m_0\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad (18)$$

(en lugar de $p = m_0 v$ en la mecánica de Newton).

De la fórmula (17) se desprende que en la gama de velocidades que nosotros hemos asignado a la parte de la mecánica clásica ($v < 0{,}01\ c$) el efecto de dependencia de la masa respecto de la velocidad es de tan sólo 0.005%, es decir, prácticamente no se aprecia. Sin embargo, por ejemplo, si la velocidad v = 250 000 km/s, la masa relativista será 2 veces mayor que la masa en reposo, si v = 299 000 km/s, la masa relativista será 10 veces mayor que la masa en reposo, y si la velocidad es 99,99999 % de la velocidad de la luz, la masa relativista será 2000 veces mayor que la masa en reposo.

Es notable que la masa relativista m se halla exactamente en la misma relación con la energía total E, como la masa en reposo m_0 con la energía en reposo E_0:

$$E = mc^2 = m_0 c^2\gamma = E_0\gamma \qquad (19)$$

De aquí, recordando que $E = E_0 + T$, obtenemos la fórmula justa (relativista) de la energía cinética

$$T = E - E_0 = (m - m_0)\cdot c^2 = m_0c^2(\gamma - 1) \quad (20)$$

Valiéndose precisamente de esta fórmula fue calculada la energía cinética y la velocidad correspondiente a ésta de la bala en vuelo muy rápido (§ 8).

Nos gustaría recordar una vez más al lector, que esta fórmula es válida para *cualesquiera posibles velocidades* ($v < c$), pero en la región de velocidades pequeñas ($v < 0{,}01\ c$) hay que utilizar una fórmula más simple $T = m_0v^2/2$, ya que en esta región ambas fórmulas son equivalentes. Usted puede fácilmente cerciorarse de esto por sí mismo, si hace las siguientes transformaciones sencillas:

$$T = m_0c^2\ (\gamma - 1);\ T + m_0c^2 = m_0c^2\gamma \quad (20a)$$

Sustituyamos $T + m_0c^2$ por la magnitud E, y $m_0c^2\gamma$, por la magnitud $E_0/\sqrt{(1 - \beta^2)}$ y volvamos a la fórmula (19): $E = E_0/\sqrt{(1 - \beta^2)}$. Después de elevar al cuadrado y hacer unas transformaciones simples, obtendremos

$$E^2 - E_0^2 = E^2b^2, \text{ o bien } (E - E_0)\cdot(E + E_0) = E^2\beta^2 \quad (20b)$$

Pero

$$E - E_0 = T \quad (20c)$$

$$E + E_0 = 2E_0 + T = 2m_0c^2 + T \quad (20d)$$

$$E = m_0c^2 + T \quad (20e)$$

Sustituyendo las expresiones (20c) a (20e) en la ecuación (20b), hallamos

$$T\,(2m_0c^2 + T) = (m_0c^2 + T)^2v^2/c^2.$$

Despreciando en ambas expresiones entre paréntesis el pequeño sumando T (esto es posible cuando $v \ll c$), obtenemos

$$2m_0c^2T = m_0c^4v^2/c^2$$

o sea

$$T = m_0v^2/2.$$

Citemos otra fórmula relativista que es muy útil y relaciona entre sí la energía total, la masa en reposo y el impulso:

$$E^2 = m_0{}^2\, c^4 + p^2c^2 \qquad (21)$$

Esta fórmula puede ser obtenida fácilmente de (19), haciendo uso de la fórmula (18) y como resultado de las siguientes transformaciones evidentes:

$$E^2 = m^2c^4 = m_0^2c^4\gamma^2 = \frac{m_0^2c^4}{1-\beta^2} =$$

$$= \frac{m_0^2c^4 + m_0^2\beta^2c^4 - m_0^2\beta^2c^4}{1-\beta^2} =$$

$$= \frac{m_0^2c^4(1-\beta^2) + m_0^2\beta^2c^4}{1-\beta^2} =$$

$$= m_0^2c^4 + \frac{m_0^2\beta^2c^4}{1-\beta^2} = m_0^2c^4 + p^2c^2$$

De las fórmulas (21), (20c) y (20d) se desprende la expresión relativista para el impulso, en la cual entran la energía cinética y la masa

$$p = \frac{\sqrt{E^2 - m_0^2 c^4}}{c} = \frac{\sqrt{T(2m_0 c^2 + T)}}{c} \qquad (22)$$

Si la energía y la masa en reposo se expresan en megaelectrónvoltios, el impulso se expresa en MeV/*c*. Por fin, la relación del impulso con la energía total *E* y con la velocidad β= *v*/*c* puede ser obtenida fácilmente de la fórmula (18):

$$p = E\beta/c \qquad (23)$$

La física nuclear y la de las partículas elementales permiten citar muchos ejemplos que confirman la justeza de la fórmula (17) y de otras fórmulas que se infieren de ésta. Veamos sólo uno de ellos: la aceleración de las partículas elementales en el ciclotrón.

Como se sabe, por primera vez la transformación de un núcleo en otro (la reacción nuclear) fue obtenida mediante partículas α, es decir, núcleos rápidos de helio emitidos durante el proceso de desintegración α por algunos núcleos pesados. Las partículas alfa tienen una velocidad $v \approx 10^7$ m/s = 10^4 km/s (10 000 veces mayor que la velocidad de la bala y 1000 veces mayor que la segunda velocidad cósmica) y, por consiguiente, poseen una considerable energía cinética que les permite, en algunos casos, vencer la repulsión eléctrica (culombiana) por parte del núcleo. Sin embargo, la energía de las partículas a naturales resulta frecuentemente insuficiente para una reacción nuclear. Además, como proyectiles nucleares que transforman los núcleos atómicos, es deseable tener no sólo las partículas alfa, sino también los protones, los neutrones y otras partículas elementales. En relación con ello, los físicos, ya hace mucho tiempo, prestan mucha atención al problema de acelerar artificialmente las partículas elementales, y ahora también los iones pesados hasta altas velocidades en instalaciones especiales denominadas *aceleradores.*

El progreso alcanzado en esta dirección de la física nuclear es tan grande e instructivo que volveremos a su estudio en los § 35 y § 37. Aquí nos detendremos

solamente en el principio de funcionamiento de uno de los primeros aceleradores denominado *ciclotrón*, inventado por Lawrence en 1931.

Imagínese una caja grande de metal cilíndrica, plana dividida diametralmente en dos mitades. La caja está colocada en una cámara (CV), en la que se ha practicado el vacío y situada entre los polos de un potente electroimán (E) que crea un campo magnético uniforme de intensidad I (Figura 2). Apliquemos entre dos electrodos en D (así se llaman las mitades de la caja) por un corto espacio de tiempo un campo eléctrico con una diferencia de potencial *V* y en este mismo momento introducimos en el centro de la caja, por la ranura que queda entre los electrodos en *D*, partículas cargadas, por ejemplo, protones.

Los protones con carga eléctrica $+e$ se acelerarán por acción del campo eléctrico hasta una energía eV y comenzarán a moverse entre los electrodos con una velocidad constante.

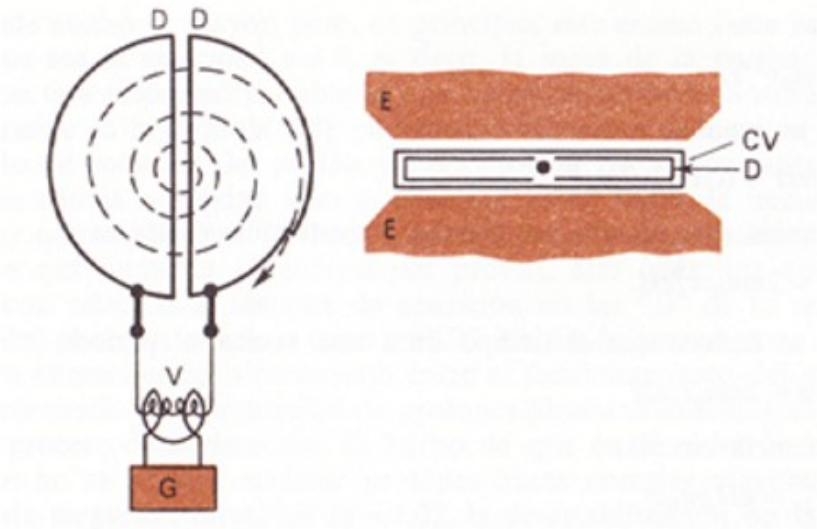


Figura 2

El carácter del movimiento de los protones puede ser establecido fácilmente del siguiente cálculo. Para obtener la velocidad *v* del protón, igualemos la energía eV adquirida por éste durante la aceleración, a la energía cinética:

$$eV = m_0 v^2/2 \quad (24)$$

además, a causa de la pequeñez de v vamos a utilizar la fórmula clásica. De esta forma,

$$v = \sqrt{(2eV/m_0)} \quad (25)$$

es decir, la velocidad depende de la diferencia de potencial V (así como de la masa y la carga de la partícula acelerada).

Se sabe, que sobre una partícula cargada que se mueve con una velocidad constante v en un campo magnético uniforme de intensidad I, perpendicularmente a sus líneas de fuerza actúa la fuerza de Lorentz

$$F_1 = evH/c \quad (26)$$

de sentido perpendicular a la velocidad y a las líneas de fuerza. Esta fuerza transforma la trayectoria rectilínea en curvilínea. Si el campo magnético es uniforme, es decir, su intensidad en todos los puntos del espacio entre los polos es igual, la trayectoria de la partícula cargada (cuando la velocidad v es constante) es una circunferencia. El sentido del giro de la partícula por la circunferencia, cuando el sentido del campo magnético está dado, se determina por el signo de la carga eléctrica de la partícula. El radio de la circunferencia se puede hallar, si igualamos la fuerza de Lorentz a la fuerza centrífuga:

$$evH/c = m_0 v^2/r \quad (27)$$

El radio es igual a:

$$r = m_0vc/eH = (c/H)\sqrt{(2m_0V/e)} \quad (28)$$

y la distancia que recorre un protón durante una vuelta es:

$$l_{2p} = 2\pi/v = 2pm_0c/eH \quad (29)$$

De aquí se deduce que el tiempo dura una vuelta, el período

$$T_{2p} = 2\pi r/v = 2\pi\, m_0c/eH \quad (30)$$

Y la frecuencia circular

$$w = 2\pi/T_{2p} = eH/m_0c \quad (31)$$

no depende ni de la velocidad *v* de la partícula ni del radio *r* de su trayectoria.
En relación con ello, se puede efectuar la aceleración sucesiva de los protones a cuenta de la entrega periódica de impulsos cada vez nuevos de tensión *V* en los instantes cuando ellos pasan a través del hueco entre los electrodos en D (las cajas llamadas "D"). Prácticamente la entrega periódica de tensión a los electrodos en D se realiza mediante un oscilador de alta frecuencia (G) que recarga dichos electrodos dos veces durante un período, funcionando con una frecuencia $\omega_0 = \omega$. Como resultado, la energía de los protones crece con cada revolución y con ella aumenta su velocidad y el radio de sus órbitas. Los protones se mueven siguiendo una curva en espiral creciente. Un dispositivo especial en la periferia de la cámara permite sacar de la cámara los protones acelerados o emplearlos en su interior para reacciones nucleares.
Es notable que el método descrito permita aumentar la energía inicial del protón, cien y hasta millares de veces (como máximo hasta 25 MeV), aunque la tensión en las "D" no supera varias decenas o centenas de kilovoltios. Usted preguntará, ¿por

qué hasta 25 MeV, y no hasta 1000 MeV o una energía aún más grande? ¿De qué modo, entonces, se consigue acelerar protones en Serpujov hasta 76 GeV (β = 0,9999), y en Batavia (EEUU) hasta 500 GeV (β = 0,999998)? Aquí, por fin, nos acercamos a la confirmación experimental de la justeza de la fórmula (17). Es que la fórmula (30), según la cual el período de rotación del protón en el ciclotrón no depende de su velocidad ni del radio de su órbita, fue obtenida por nosotros en la suposición de que la masa del protón no depende de la velocidad de su movimiento. Sin embargo, esta suposición es justa sólo cuando las velocidades son pequeñas (β < 0,01). Valoremos, por ejemplo, la masa de un protón que dispone de una energía de 60 MeV (β = 0,34; v = 100 000 km/s). Según la fórmula (19) el coeficiente es

$$\gamma = E/E_0 = (940 + 60)/940 \approx 1{,}06$$

Sustituyendo g en la fórmula (17), obtenemos que la masa relativista del protón con una energía de 60 MeV, es 6% mayor que su masa en reposo. Cuando la energía es pequeña este exceso es menor. Cuando la energía es grande este exceso es mayor, pero, en principio, este exceso tiene lugar cualquiera que sea la velocidad $v \neq 0$, es decir, la masa de la partícula que se mueve con una velocidad variable es una magnitud variable. Sustituyendo la masa variable en la fórmula (28), podemos cerciorarnos de que, en realidad, el periodo de rotación del protón en el ciclotrón no es constante, sino se acrecienta con la velocidad (con la energía). Entre tanto, la frecuencia del generador que recarga las "D" del ciclotrón permanece constante, por eso, a medida que aumenta la energía del protón, éste cada vez con mayor retraso (con relación al instante de aparición en las "D" de la tensión de aceleración) pasa por el hueco entre las "D". En fin de cuentas, esto debe dar lugar a la alteración del sincronismo entre el funcionamiento del generador de alta frecuencia y la circulación de protones (desestabilización), es decir, al cese del proceso de aceleración. El hecho de que en el ciclotrón ordinario realmente no se consiga acelerar protones hasta energías mayores de dos decenas de

megaelectrónvoltios ($\gamma = 1{,}02$, la desestabilización no es grande) es precisamente lo que pone de manifiesto la justeza de la fórmula (17).

La energía límite, hasta la cual se pueden acelerar las partículas cargadas en un ciclotrón, depende de la carga y de la masa de las partículas a acelerar. Si, por ejemplo, en vez de protones se utilizan electrones, es fácil verificar que para ellos $\gamma = 1{,}02$ se consigue ya con la energía cinética de los electrones igual a $T_e = 0{,}1$ MeV. Por lo tanto, el ciclotrón no es utilizable en absoluto para acelerar las partículas cargadas ligeras, los electrones. El experimento confirma también esta conclusión, dando, de este modo, un argumento adicional a favor de la fórmula (17). Con todo esto, tanto los protones, como los electrones se pueden acelerar hasta energías muy altas que superan 1000 MeV, incluso decenas de miles de megaelectrónvoltios, si se compensa como corresponde el aumento relativista de la masa por medio del método de autoestabilización de fase que fue elaborado por el físico soviético V. I. Veksler en 1944 e independiente de él, en 1945, por el físico estadounidense McMillan[11].

V. I. Veksler y McMillan mostraron que si durante la aceleración de las partículas se varía lentamente la frecuencia del generador $\omega_0 = \omega_0(t)$ o la intensidad del campo magnético $I = I(t)$, la velocidad media de rotación de las partículas en el acelerador ω_{media} coincidirá automáticamente con la frecuencia del generador ω_0. De esta manera, la condición de resonancia se conservará para un grupo grande de partículas aceleradas, pese al aumento relativista de la masa, a consecuencia de lo cual el proceso de aceleración puede durar también a energías muy altas.

En este principio se basan las instalaciones de muchos aceleradores modernos de electrones (los sincrotrones) y de protones (los fasotrones y los sincrofasotrones) de energías muy altas. Así, en una serie de países, incluyendo la URSS, hay sincrotrones que aceleran los electrones hasta energías de 6,1 GeV y en los EE UU hasta 12,2 GeV. En la URSS (Dubna) en 1957 fue puesto en marcha un sincrofasotrón para acelerar protones hasta energías de 10 GeV; en Suiza desde 1959 y en los EEUU desde 1960 funcionan sincrofasotrones que aceleran los

protones aproximadamente hasta energías de 30 GeV; en la URSS (Serpujov) se puso en marcha un acelerador de protones para una energía de 76 GeV; por fin, en los EEUU (Batavia) en 1972 fueron obtenidos protones con energías de 200 GeV y más tarde su energía fue aumentada hasta 500 GeV. Un acelerador análogo (para una energía de 400 GeV) funciona en Suiza. Éxitos muy grandes se consiguieron mediante el acelerador con haces de choque (véase el § 37). Señalemos también el acelerador lineal de electrones construido en 1966 en Stamford (EEUU) que permite acelerar electrones hasta energías de 22,3 GeV.

En el § 35 y en el § 37 centraremos nuestra atención en examinar algunos de los aceleradores enumerados y en los proyectos de aceleradores de energías aún mayores. Y mientras tanto, resumiendo el contenido de este párrafo, llegamos a la conclusión de que en los aceleradores las partículas cargadas se aceleran en conformidad con la fórmula relativista de Einstein para la masa $m = m_0\gamma = m_0/\sqrt{(1 - \beta^2)}$. Nosotros más de una vez nos encontraremos con este factor maravilloso $\gamma = 1/\sqrt{(1 - \beta^2)}$

§ 10. Contracción del tiempo

El tiempo depende de le velocidad — ¿Se puede ver a los nietos al año de... nacer el hijo? — De nuevo γ *— Cómo el muón vivió* 10 *vidas — Medición del tiempo de vida de duración de* 10^{-16} *s — Recordistas entre los de vida corta.*

Uno de los más maravillosos resultados de la teoría de la relatividad es la tesis sobre la contracción del tiempo en un sistema de movimiento rápido. Es probable que usted leyendo novelas de ciencia-ficción, más de una vez se haya tropezado con una situación graciosa cuando un viajero espacial después de algunos años de viaje por el espacio cósmico con una velocidad próxima a la de la luz, a su regreso a la Tierra, se encuentra con representantes de generaciones posteriores a la suya. Esto por supuesto es muy interesante pero con frecuencia parece muy poco

convincente. Pues, por ahora nosotros no podemos confirmar experimentalmente este resultado de la teoría de la relatividad, ya que aún no tenemos a nuestra disposición una nave cósmica que se mueva con una velocidad próxima a la de la luz. ¿Qué significa esto entonces? ¿Creer esta tesis de la teoría de la relatividad a pie juntillas? ¡No! Resulta que también en este caso la física nuclear nos viene a socorrer.

El hombre realmente aún no puede moverse a velocidades próximas a la de la luz y en la actualidad es difícil decir cuándo aprenderá a hacerlo. En todo caso, los obstáculos que para ello hay que superar actualmente parecen insuperables: se tienen en cuenta la falta de un combustible conveniente (sirve sólo el combustible de aniquilación u otro análogo por su valor calórico) y la imposibilidad de defenderse contra la radiación cósmica que a velocidades relativistas llega a ser mortalmente peligrosa debido al efecto de "reducción" del cosmos enrarecido (véase los razonamientos en el § 11). En realidad, nosotros no podemos comprobar si depende o no "el tiempo de vida" del hombre de la velocidad. Sin embargo, además de los seres vivos (y plantas), en la naturaleza existen otros objetos a los cuales además caracteriza determinado tiempo de vida, que son los núcleos radiactivos y las partículas elementales. Como vimos en el § 9, nosotros podemos acelerar las partículas microscópicas, a diferencia de los cuerpos macroscópicos, hasta velocidades próximas a la de la luz. Además, fueron descubiertas partículas elementales muy rápidas en la radiación cósmica que llega hasta nosotros del espacio cósmico donde éstas se aceleran en "aceleradores cósmicos" creados por la naturaleza. Midiendo el tiempo de vida de estas partículas en reposo τ_0 y en su movimiento a velocidades próximas a la de la luz t ($\beta \approx 1$) se puede comprobar la conclusión de la teoría especial de la relatividad, según la cual

$$\tau = \tau_0 \gamma = \frac{\tau_0}{\sqrt{(1-\beta^2)}} \qquad (32)$$

En efecto, semejante experimento fue realizado (varias veces y con diversas partículas) y él ha confirmado invariablemente la fórmula de Einstein. Ahora contaremos sobre una de las variantes de un experimento semejante.

Entre las partículas enumeradas en la tabla 1, para nuestro fin son especialmente cómodos los muones. En primer término, éstos están cargados (las partículas cargadas son más fáciles de observar que las neutras); en segundo lugar, ellos no tienen demasiado corto el tiempo de vida (cerca de $2{,}2\times10^{-6}$ s) que es fácil, comparativamente, de medir; en tercer lugar, ellos no tienen una masa muy grande (207 m_e), por consiguiente, el factor γ resulta mayor, incluso, cuando la energía cinética es relativamente pequeña y, por fin, en cuarto lugar, los muones rápidos en gran cantidad se encuentran en la radiación cósmica.

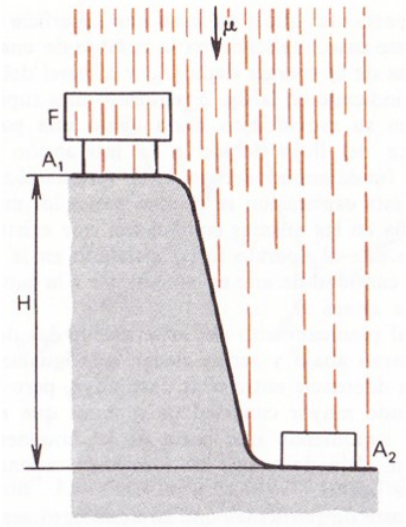


Figura 3

El muón, al ser un leptón, no entra en interacción fuerte con la substancia, por lo que su recorrido en la substancia (por ejemplo, en la atmósfera) se determina por una interacción más débil (la electromagnética), es decir, puede ser bastante grande a altas energías.

Figurémonos que por medio de los aparatos especiales A_1 y A_2 podemos aislar de la radiación cósmica muones de determinada energía y medir su densidad de flujo, es

decir, la cantidad de partículas que atraviesan una superficie elemental de 1 cm^2 de área en 1 s (Figura 3).

En este caso, midiendo en la cumbre de una montaña alta, la densidad del flujo de muones de la energía dada (J_0) y al nivel del mar (J), detectaremos que $J < J_0$ (lo cual está indicado en la Figura 3 punteado más tupido). Este resultado no nos asombra, ya que en su movimiento hacia abajo una parte de muones de la energía dada desaparece del flujo debido a la interacción electromagnética con átomos del aire (en lo fundamental debido a la retardación de ionización). Para confirmar la justeza de esta explicación se pueden poner los muones que se registran en la cima de la montaña en las mismas condiciones que existen para los muones al pie de la montaña. Para eso, al aparato físico instalado en la montaña se incorpora un filtro F, en el cual la cantidad de aire es equivalente a la cantidad de substancia en una columna de aire de altura H.

Parecería que en tal planteamiento del experimento las densidades de los flujos de muones que se registran abajo y arriba tienen que igualarse. ¡Pero, inútil, vano empeño! Aun cuando la diferencia entre ellas disminuyó, pero como antes el aparato de arriba sigue registrando mayor cantidad de muones que el de abajo. Se puede explicar esta diferencia, suponiendo que parte de los muones en su camino hacia abajo "mueren", es decir, deja de existir en forma de muones, desintegrándose en otras, en partículas más ligeras.

Está claro que la parte de partículas que se desintegró será tanto mayor cuanto más alta sea la montaña y cuanto menor sea el tiempo de vida del muón. Suponiendo que la disminución del número de muones se produce por la ley de desintegración radiactiva, se puede obtener (véase el § 5) la siguiente relación:

$$J = J_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \qquad (33)$$

donde e= 2,718 ... es la base del logaritmo natural; t, el tiempo que tardan los muones en recorrer la distancia H; τ, el tiempo de vida del muón. Puesto que el tiempo de vuelo t de los muones con la energía dada se puede calcular, en la relación (33) todas las magnitudes, a excepción de τ, resultan conocidas. Sustituyendo sus valores en la fórmula, se puede hallar τ, es decir, el tiempo de vida del muón en movimiento de la energía dada. Las mediciones y los cálculos mostraron que los muones de energía $T \approx 1000$ MeV tienen un tiempo de vida del orden de 10^{-5} s. Según la fórmula (32), esto es γ veces mayor que el tiempo de vida de un muón en reposo y que tiene que ser

$$\tau_0 = \tau/\gamma = \tau E_0/E = 105\times10^{-5}/1105 \approx 10^{-6} \text{ s} \quad (34)$$

($E_0 = m_m c^2 \approx 105$ MeV; $E = E_0 + T \approx 1105$ MeV).

Experimentos especiales realizados con muones lentos confirmaron esta conclusión. Un muón en movimiento rápido vive realmente una buena decena de veces más tiempo que sus compañeros lentos. (¿No es esto una manifestación del perjuicio de la vida sedentaria?)

De este modo, una de las conclusiones más paradójicas de la teoría de la relatividad fue confirmada de modo brillante por el experimento: *el tiempo en un sistema que se mueve con velocidad* $v = \beta c$, *transcurre* $\gamma = 1/\sqrt{(1 - \beta^2)}$*s más despacio que en el sistema en reposo.*

Como conclusión de este párrafo veamos un método de determinación del tiempo de vida de una de las partículas, el mesón π^0, de más corto tiempo de vida, para el cual éste es de cerca de 10^{-16} s. ¿Cómo se puede determinar una magnitud tan pequeña? Para eso se mide la distancia l que pasa el mesón π^0 de energía conocida (por consiguiente, también la velocidad γ) en "toda su vida". Dividiendo la distancia recorrida por la velocidad, se obtiene el tiempo de vida τ del mesón π^0.

Por fin, dividiendo τ por el factor g se halla el tiempo de vida τ_0 del mesón π^0 en reposo. Así, pues, hay que conocer *l*, *v* y γ.

En la práctica la medición de *l* y los cálculos de *v* y γ se hacen de la manera siguiente. Una emulsión fotográfica nuclear especial se irradia con un haz de mesones K^+ lentos, los cuales dejan en ella sus huellas y se hacen visibles después de revelarla[12]. Puesto que el tiempo de vida del mesón K^+ es del orden de los 10^{-8} s y el tiempo de su retardación de ionización en la emulsión hasta la detención completa es de cerca de 10^{-11} s, la desintegración del mesón K^+, por lo general, se produce en estado de reposo. Se conocen seis procedimientos de desintegración de los mesones K^+. En uno de ellos (esto ocurre, aproximadamente, en el 20% de los casos) el mesón K^+ se desintegra según el esquema

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad (35)$$

A su vez el mesón π^+ se desintegra según el esquema

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

y el mesón π^0, según el esquema $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ o (aproximadamente, el 1 % de los casos) según el esquema

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^- \quad (36)$$

Estos sucesos raros son precisamente los que se buscan por su forma característica en la emulsión irradiada y revelada.

En la Figura 4 está representado el esquema de un suceso así. Las partículas cargadas (mesones K^+ y π^+, muones, positrones y electrones dejan en la emulsión huellas visibles que se marcan en el esquema con líneas continuas. Los caminos

recorridos por las partículas neutras (mesón π^0, cuanto γ, antineutrino y dos neutrinos) son invisibles; en el esquema ellos se representan con líneas de puntos.

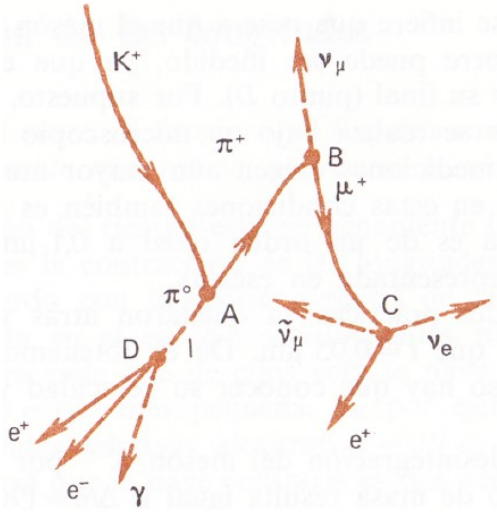


Figura 4

De la figura se infiere que pese a que el mesón π^0 no deja huella, el camino que éste recorre puede ser medido, ya que es bien conocido su comienzo (punto A) y su final (punto D). Por supuesto, que la búsqueda de los sucesos necesarios se realiza bajo un microscopio con un aumento de cerca de 100^x y las mediciones exigen aún mayor aumento (del orden de 1000^x). Sin embargo, en estas condiciones también es muy difícil medir la distancia, ya que ésta es de un orden igual a 0,1 mm (en la figura esta distancia *l* no está representada en escala).

Pero las dificultades prácticas ya quedaron atrás y la distancia *l* está medida. Supongamos que l = 0,05 mm. De él obtenemos el tiempo de vida del mesón π^0. Para eso hay que conocer su velocidad y el factor γ. Vamos a calcularlos.

Al producirse la desintegración del mesón K^+ por el esquema

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$$

el exceso de masa resulta igual a Δm = (966 - 273 - 265) m_e = 428 m_e. A este exceso le corresponde la energía Δmc^2 = 220 MeV. Puesto que las masas de los mesones π^+ y π^0 son, aproximadamente, iguales, esta energía se distribuye entre ellos más o menos por igual. Supongamos, para simplificar, que la energía cinética del mesón π^0 es igual a la mitad de 220 MeV, es decir, T = 110 MeV. En este caso su energía completa

$$E = E_0 + T = 135 + 110 = 245 \text{ MeV}$$

y

$$\gamma = E/E_0 = 245/135 = 1{,}8$$

Para determinar la velocidad del mesón π^0 calculamos su impulso (la cantidad de movimiento) según la fórmula (22) del § 9:

$$p = \frac{\sqrt{E^2 - m_0^2 c^4}}{c} = \frac{\sqrt{110 * 380)}}{c} = \frac{205}{c} MeV$$

Sustituyendo los valores obtenidos en la fórmula (22) del § 9, obtenemos $\beta = pc/E = 205/245 = 0{,}835$; $v = \beta c = 2{,}5 \cdot 10^8$ m/s.
De donde

$$\tau = l/v = 5 \times 10^{-8}/2{,}5 \times 10^8 = 2 \times 10^{-16} \text{ s}$$

y, por fin,

$$\tau_0 = \tau/\gamma = 2 \times 10^{-16}/1{,}8 \approx 10^{-16} \text{ s}.$$

Esto, por supuesto, es un tiempo de vida muy pequeño, pero no es un récord. De las partículas elementales el tiempo de vida más pequeño lo tiene el mesón η y el

hiperón Σ^0 y son del orden de 10^{-18} y 10^{-19} s, respectivamente. Pero aún este tiempo de vida tan pequeño es 10 000 veces superior al de existencia de las partículas inestables (resonancias) que son del orden de 10^{-23} s. Seguramente que esto al lector le parecerá extraño, sin embargo, ¡los físicos aprendieron a medir también tiempos tan pequeños! Sólo que en este caso la que les viene en ayuda no es la teoría de la relatividad, sino la mecánica cuántica. Según la mecánica cuántica el tiempo de vida de la partícula inestable está ligado al ancho de la curva de resonancia que lo describe por medio de una relación de incertidumbre. Y por cuanto los físicos saben medir el ancho de la curva de resonancia; de los resultados de estas mediciones se puede obtener el tiempo de vida de la partícula inestable (véase el § 36)

§11. Contracción de las longitudes

¡Uno más corto que el otro! — Y de nuevo γ — Experimento mental — "Montado" sobre un mesón π — Cuanto más rápido, más corto y más denso.

Al efecto de contracción del tiempo está estrechamente ligado otro excelente efecto relativista, que es la contracción de las longitudes en la dirección del movimiento. De acuerdo con la teoría especial de la relatividad, si dos cosmonautas se cruzan en el espacio a velocidades relativas $v \approx c$, en el momento del encuentro cada uno de ellos verá la nave del compañero $\gamma = 1/\sqrt{(1 - \beta^2)}$ veces ($\beta = v/c$) más pequeña. Si, por ejemplo, las naves son iguales y sus velocidades relativas alcanzan $v = 0{,}9\ c$, a cada uno de los cosmonautas le parecerá que la nave contraria es dos veces más corta que la suya.

Se pregunta, ¿es posible comprobar la existencia de este extraño efecto por medio de la física nuclear? Resulta que no es necesario hacerlo, ya que, en realidad, nosotros ya lo hemos comprobado en el párrafo anterior. Para cerciorarse de esto es

suficiente hacer un razonamiento o, como dicen los físicos, realizar un experimento mental con el mesón π.

Generalmente el experimento mental es absolutamente imposible de cumplir en la realidad. La fe en los resultados de tal experimento se basa en la lógica de los razonamientos, en los conocimientos experimentales acumulados anteriormente y en la confirmación experimental de las consecuencias que se infieren del experimento mental. Pero, si el experimento se basa en postulatos demostrados anteriormente y se "realiza" lógicamente impecable, sus resultados son tan seguros como los de un verdadero experimento cumplido realmente. En este libro nosotros utilizaremos con ustedes este método más de una vez.

Entonces, realicemos un experimento mental sencillo con el mesón π^+ Examinemos el mesón π^+ (véase en la tabla 1 sus propiedades y el esquema de desintegración) que se mueve en la atmósfera con una velocidad *v* y calculemos el número de átomos de aire que este mesón encontrará en el camino *l* recorrido en el tiempo de su existencia τ (hasta la desintegración). Para precisar, vamos a considerar que el mesón π^+ "encuentra" todos los átomos que se hallan en el interior de una columna de aire de 1 cm^2 de sección y de longitud *l*. Realizaremos el recuento con ayuda de dos observadores: uno se encuentra en la Tierra junto a una columna de aire en la que se encuentra el mesón π^+ volando y el otro, a semejanza del barón Münchhausen (barón de la Gastaña), viaja a cuestas de un mesón π^+.

Por supuesto, que ambos observadores tienen que obtener igual resultado, ya que ambos cuentan los mismos átomos de aire, pero sus resultados serán distintos.

Cálculo del observador que se encuentra en la Tierra.

El tiempo de vida τ del mesón π^+ en vuelo se determina por la fórmula (32) del § 10. El trayecto recorrido por el mesón π^+ en el tiempo de vida es:

$$l = v\tau = \beta c\tau_0\gamma$$

El número de núcleos en la columna de aire de longitud *l* es:

$$N = nl = n\beta c\tau_0\gamma \quad (38)$$

donde *n* es la concentración de átomos de aire en la atmósfera.

Cálculo del viajero. Al observador, que vuela sobre el mesón π^+, le parece que él y el mesón π^+ se hallan en estado de reposo, pero, en cambio, junto a ellos con velocidad *v*, durante todo el tiempo de vida del mesón π^+, se mueve el aire. El tiempo de vida del mesón π^+ en reposo es igual a τ_0. La longitud de la columna de aire que ha recorrido junto a ellos el mesón π^+ en el tiempo τ_0 es igual a

$$l' = v\tau_0 = \beta c\tau_0 = l/g \quad (39)$$

es decir, es γ veces menor.
El número de núcleos de aire en la columna

$$N' = n'l' = n'l/\gamma \quad (40)$$

donde *n*' es la concentración de átomos en la columna de aire en movimiento, desde el punto de vista del observador que está sentado sobre el mesón π^+. Pero, según lo antedicho, *N* y *N'* tienen que ser iguales uno a otro:

$$nl = n'l' = (n'/\gamma)\, l \quad (41)$$

Por consiguiente,

$$n' = \gamma n \quad (42)$$

Así pues, para que el resultado del cálculo de un mismo número de átomo no dependa de quién lo realiza (el observador junto al cual pasa el mesón π^+ o el observador que está sentado sobre el mesón π^+), la columna de aire observada desde el mesón π^+ debe parecer g veces más corta y densa que la misma columna observada desde la Tierra. Pero, esto es precisamente la contracción de la longitud de un cuerpo en movimiento en dirección de su movimiento.

De manera similar se puede mostrar que el observador que está sentado sobre el mesón π^+, considerado desde la Tierra, debe parecer también g veces más corto (y más denso) en dirección de su movimiento. Nuestro pintor trató de ilustrar este efecto basándose en el ejemplo del barón Münchhausen, volando sobre una bala de cañón (Figura 5). En parte él logró hacer esto (la bala está ligeramente aplastada en dirección del movimiento).

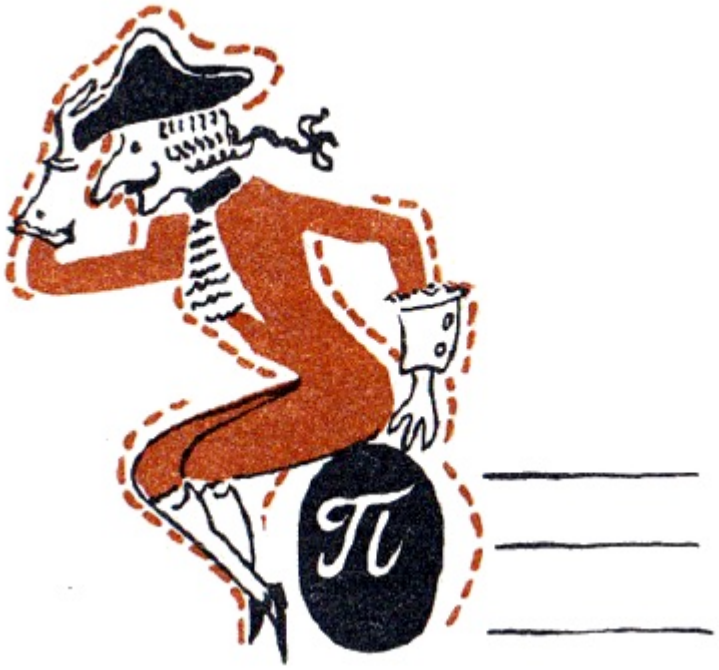


Figura 5

El lector puede conocer otros ejemplos muy interesantes del efecto relativista de contracción de la longitud en dirección del movimiento del libro fascinante de Gardner sobre la teoría de la relatividad[13].

§12. Composición y sustracción de las velocidades según Einstein

Una bala desde un avión — Un positrón desde un mitón — Cuando 3 + 3 = 3 *y* 3 + 1 = 3 *— A costa de la vida — Descendientes de las partículas elementales — Cuatro generaciones de partículas — Sucede que también* 4 = 1. *— Tiro hacia atrás. — Contrariamente al sentido común — Moneda imposible de cambiar — Lo más asombroso:* 1 – 1 = 1

Uno de los resultados de la teoría de la relatividad, que con frecuencia sorprende la imaginación, consiste en un método insólito de adición de las velocidades en comparación con el que se emplea en la mecánica clásica.

En dicha mecánica las velocidades se adicionan como vectores (la velocidad resultante es igual a la diagonal del paralelogramo construido sobre las velocidades componentes, Figura 6, a):

$$\bar{v} = \bar{v}_1 + \bar{v}_2 \qquad (43)$$

Las cosas toman mayor simplicidad cuando ambas componentes son colineales, es decir, están dirigidas en un mismo sentido o en sentidos contrarios (Figura 6, b).

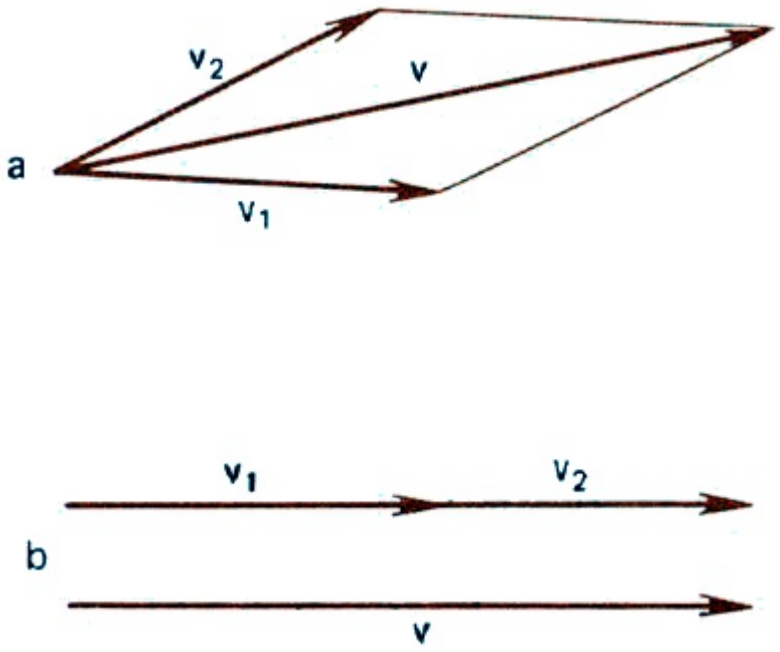


Figura 6

En este caso, la velocidad resultante también es colineal con las componentes y es igual a la suma algebraica de éstas. Ningún lector, por ejemplo, dudará de que si desde un avión se dispara en dirección de su movimiento, la velocidad v de la bala respecto a la Tierra será igual a la suma de velocidades del avión v_1 y de la bala con relación al avión v_2:

$$v = v_1 + v_2 \qquad (44)$$

Si consideramos que el avión vuela a la velocidad supersónica de v_1 = 500 m/s (la velocidad del sonido en el aire es de v_s = 340 m/s) y para la velocidad de la bala tomamos el valor antes elegido de v_2 = 1000 m/s, la velocidad sumaria será igual a 1500 m/s = 1,5 km/s. Si el lector llevase a cabo un experimento, con cualquier precisión accesible para la ciencia moderna, con el fin de comprobar este razonamiento, podría cerciorarse de su justeza. Lo mismo resultaría también en el

caso de otros ejemplos análogos: el lanzamiento de una estación cósmica desde un portador de cohetes, el disparo de un torpedo desde un avión torpedero, etc.

Es posible que algunos lectores se encojan de hombros: "¿Bueno, y qué? ¡Claro que es así! De otro modo no puede ser, ya que la fórmula (44) concuerda con el buen sentido". Precisamente así razonaban todos antes de que Einstein creara su teoría. Einstein fue el primer hombre que no dio crédito al "buen sentido" y se sublevó contra él. Demostró teóricamente que la fórmula más simple (44) no es cierta y debe ser sustituida por una fórmula más compleja

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + v_1 v_2 / c^2} \qquad (45)$$

Claro está que esta fórmula, al igual que los demás resultados de la teoría de la relatividad, cuando las velocidades son pequeñas no se diferencia de la fórmula (44). Es fácil comprobar, por ejemplo, que la velocidad de la bala, en el caso del tiro desde el avión en vuelo, examinado antes, al calcularla por la fórmula (45) se diferenciará de 1,5 km/s tan sólo en 10^{-15} mm/s, lo cual es imposible notar mediante ninguna medición. Sin embargo, en caso de que las velocidades que se suman sean próximas a la de la luz, por la fórmula (45) se obtiene un resultado totalmente diferente que por la fórmula (44).

Sea, por ejemplo, $v_1 = v_2 = c/2$. En este caso de la fórmula (44) se deduce

$$v = c/2 + c/2 = c$$

y de la fórmula relativista (45)

$$v = \frac{c/2 + c/2}{1 + \frac{(c/2)(c/2)}{c^2}} = 0{,}8\,c$$

Para $v_1 = c$ y $v_2 < c$ de la fórmula clásica se obtiene

$$v = c + v_2$$

y la fórmula relativista

$$v = \frac{c + v_2}{1 + \frac{cv_2}{c^2}} = c$$

Por fin, para $v_1 = v_2 = c$ por la fórmula clásica se obtiene

$$v = c + c = 2c$$

y por la fórmula relativista

$$v = \frac{c + c}{1 + \frac{cc}{c^2}} = c$$

Por lo tanto, al sumar dos velocidades dirigidas en el mismo sentido, el resultado obtenido por las fórmulas relativistas siempre resulta menor que la simple suma de estas velocidades y nunca supera *c*.

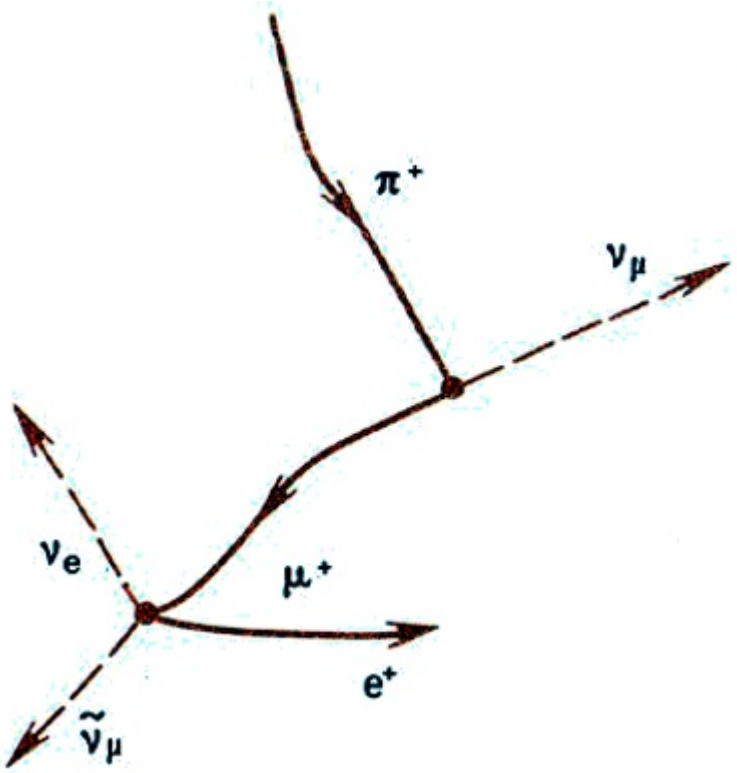


Figura 7

Cualquiera que sea la velocidad que el lector sume a la velocidad de la luz, esta suma siempre resultará de nuevo igual a la velocidad de la luz. Así pues, ¡3×10^5 + 3×10^5 = 3×10^5 km/s y $3\times10^5+1\times10^5=3\times10^5$ km/s, o sea, 3 + 3 = 3 y 3 + 1 = 3! Y en general, 3 + a = 3, donde a es cualquier número positivo no mayor de 3 ($0 \leq a \leq 3$). Esta sorprendente conclusión de la teoría de la relatividad también se puede comprobar mediante los métodos de la física nuclear. Muchas partículas elementales son inestables. Después de existir un tiempo (éste es precisamente el tiempo de vida de la partícula) ellas se desintegran en otras partículas elementales de menor masa. El exceso de masa significa el exceso de energía en reposo que generalmente se libera en forma de energía cinética de las partículas más ligeras que se forman. Estas partículas ligeras son una especie de descendientes de una partícula inicial que da lugar a éstas a costa de su propia vida.

Uno de los ejemplos típicos de las transformaciones consecutivas de las partículas

elementales es la desintegración $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ mencionada en el párrafo anterior (Figura 7). Cabe recordar que el mesón π tiene una masa de 273 m_e y un tiempo de vida de $2{,}6\times10^{8}$ s (¡en reposo!). Pasados $2{,}6\times10^{-8}$ s (como promedio) el mesón π en reposo se desintegra según el esquema

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow \nu_\mu \qquad (46)$$

Puesto que el muón tiene una masa de 207 m_e y la masa del neutrino es igual a cero, el exceso de energía en reposo es

$$\Delta mc^2 = (m_p + m_m) = 66\, m_e\, c^2 \qquad (47)$$

Ella se libera en forma de energía cinética

$$\Delta T = \Delta mc^2 = 33 \text{ MeV} \qquad (48)$$

que se distribuye entre el muón y el neutrino, correspondiéndole al muón, que es más pesado, una parte igual a 4 MeV y al neutrino, una parte igual a 29 MeV. A su vez, el muón se desintegra transcurridos $\tau_\mu = 2{,}2\times10^{-6}$ s en un positrón, un neutrino y un antineutrino:

$$\pi^+ \rightarrow e^+ \rightarrow \nu_e + \tilde{\nu}_\mu \qquad (49)$$

Durante este proceso se libera la energía cinética

$$\Delta E = \Delta mc^2 = (m_m - m_e) = 103 \text{ MeV} \qquad (50)$$

que es igual al exceso de energía en reposo de la desintegración (μ - *e*). Estos 103 MeV pueden distribuirse, de una manera diferente, entre las tres partículas. En

particular, el positrón puede obtener una energía desde 0 hasta 50 MeV.

Figúrense que estamos observando la desintegración (π^+ - μ^+) en reposo, es decir, del mesón π que se mueve lentamente en el vacío, donde las partículas no tienen interacción y por eso no se retardan. En estas condiciones el muón conservará su energía cinética de 4 MeV, es decir, todo el tiempo se moverá con la velocidad *v* = 80.000 km/s (b = 0,268). En particular, la misma poseerá también esta velocidad en el momento de la desintegración en un positrón, un neutrino y un antineutrino. En casos semejantes se dice que la partícula se desintegra al vuelo. Supongamos que esta desintegración se produce de tal modo que el positrón obtiene una energía cinética igual a 10 MeV (b = 0,9988; *v* = 299 640 km/s) y vuela en la misma dirección que el muón (Figura 8).

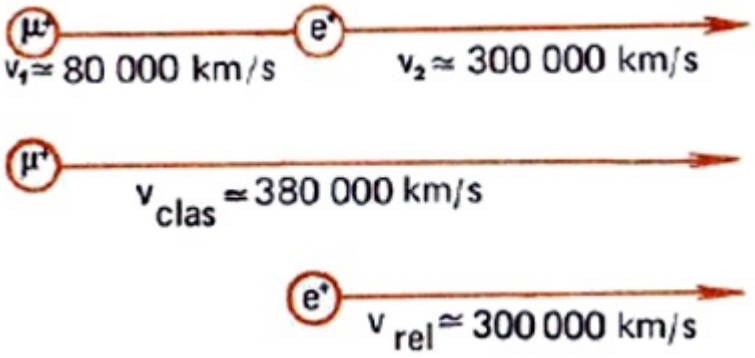


Figura 8

Lo que hemos obtenido es análogo al problema del disparo desde un avión en vuelo, pero ahora la velocidad del "avión" respecto a la "Tierra" (del muón respecto al mesón π) es v_1 = 80 000 km/s y la velocidad de la "bala" respecto al "avión" (del positrón con relación al muón) es v_2 = 299 640 km/s. Con estos valores de v_1 y v_2 puede notarse la diferencia entre las velocidades sumatorias calculadas por la fórmula clásica y por la fórmula relativista. En efecto, para la velocidad del positrón respecto al mesón π^+ por la fórmula clásica, obtenemos

$$v = v_1 + v_2 = 80\,000 + 299\,640 = 379\,640 \text{ km/s}$$

y por la fórmula relativista

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}} = \frac{80\,000 + 299\,640}{1 + \frac{80\,000 \cdot 299\,640}{300\,000^2}} = 299\,790\ km/s$$

La diferencia ahora es de casi 80000 km/s, es decir, más de un 20%. Recuerde cuan insignificante era la diferencia en el caso del avión y la bala. Tal diferencia puede notarse experimentalmente (por medio de los contadores de Cherenkov, véanse §13, §40). El experimento confirma la fórmula relativista. La velocidad sumaria del positrón (la que se mide precisamente en el experimento) resulta un poco menor de 300 000 km/s, a pesar de que ésta se compone de dos velocidades, la suma algebraica de las cuales es igual a 379.640 km/s.

Hemos examinado un ejemplo elemental que es la desintegración del mesón π^+ en reposo. Los físicos que estudian la radiación cósmica y trabajan con aceleradores, observan frecuentemente también fenómenos más complejos, por ejemplo, la desintegración sucesiva en vuelo de ambas partículas: del mesón π^+ y del muón. En este caso, cada una de las tres partículas (mesón π^+, muón y positrón) tiene una velocidad respecto a la otra prácticamente igual a la velocidad de la luz. Pero, la velocidad sumaria del positrón en este caso tampoco supera *c*. ¡Vaya una revelación, 3*c* = *c*, 3 = 1!

A veces se logra observar también procesos más raros de desintegración sucesiva en vuelo de tres partículas: el mesón K^+, el mesón π^+ y el muón. En este caso las partículas enumeradas y el positrón que se forma durante la desintegración del muón, en principio, pueden volar en una misma dirección y tener unas respecto a otras una velocidad, prácticamente, igual a la de la luz (Figura 9).

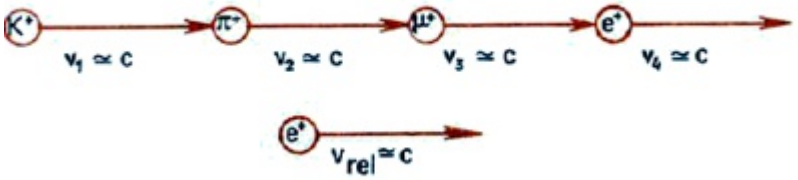


Figura 9

Entonces se obtiene otro resultado extraño: $c + c + c + c = c$, es decir, $4c = c$ ó $4 = 1$
¡Pero este resultado extraño es correcto!
Una vez estudiada la adición de las velocidades, pasemos ahora a la sustracción de las mismas.
Volvamos a nuestro ejemplo con el tiro desde el avión en vuelo y veamos el caso cuando disparan en dirección contraria a la de su movimiento. Sea, como antes, la velocidad del avión respecto a la Tierra igual a v_1 y la velocidad de la bala con relación al avión igual a v_2. En este caso la velocidad de la bala respecto a la Tierra será:

$$v = v_1 - v_2 \qquad (51a)$$

Cuando $v_1 = v_2$ la velocidad de la bala respecto a la Tierra es igual a cero:

$$v = v_1 - v_2 = 0$$

es decir, la bala que sale del fusil horizontalmente hacia atrás, cae verticalmente. Y no hay, por ahora, nada sorprendente en esto; desde el punto de vista del buen sentido, por cuanto las velocidades del avión y de la bala son iguales y de dirección contrarias.
Sin embargo, lo sorprendente se encuentra al lado y se presenta, de inmediato, al examinar un problema análogo en la región relativista, es decir, cuando las velocidades v1 y v2 son muy grandes. En este caso, como ya se dijo, en vez de la

fórmula (44) hay que utilizar la fórmula (45) y, por consiguiente, en vez de la fórmula (51a) hay que utilizar la siguiente fórmula

$$v = \frac{v_1 - v_2}{1 - \frac{v_1 v_2}{c^2}} \qquad (51b)$$

Es fácil ver que esta fórmula es equivalente a la fórmula (51a) sólo en dos casos:

1. para $v_1 \ll c$ y $v_2 \ll c$;
2. para $v_1 = v_2 \neq c$.

≠

En todos los demás casos esta fórmula da resultados completamente diferentes y suficientemente inesperados. Supongamos, por ejemplo, que $v_1 = 0{,}5\ c$, y $v_2 = 0{,}4\ c$. En este caso por la fórmula (51a) se obtiene

$$v = v_1 - v_2 = 0{,}1\ c$$

y por la fórmula (51b)

$$v = \frac{(0{,}5 - 0{,}4)c}{1 - \frac{0{,}5c \cdot 0{,}4c}{c^2}} = 0{,}125c$$

es decir, es mayor que la diferencia simple de las dos velocidades. ¡Este resultado ya no concuerda con el buen sentido!

Todavía más grande será la distinción entre los cálculos por las fórmulas (51a) y (51b), si, conservando la diferencia entre v_1 y v_2 acercamos sus valores a la velocidad de la luz c. Supongamos, por ejemplo, que $v_1 = 0{,}9\ c$, y $v_2 = 0{,}8\ c$. En este caso por la fórmula (51a) se obtiene el resultado anterior v = (0,9 - 0,8)c= 0,1 c y la fórmula (51b) nos da

$$v = \frac{(0{,}9 - 0{,}8)c}{1 - \frac{0{,}9c \cdot 0{,}8c}{c^2}} \approx 0{,}36c$$

es decir, 3,6 veces mayor que la que corresponde al buen sentido.

Un resultado muy interesante se obtendrá, si aumentamos cada una de las velocidades en 0,1 c, de manera que una de ellas se haga igual a la velocidad de la luz $v_1 = c$, y la otra sea igual a 0,9 c. En este caso la fórmula (51a) de nuevo nos dará

$$v = v_1 - v_2 = 0{,}1\ c$$

y la fórmula (51b), un resultado 10 veces mayor:

$$v = \frac{c - 0{,}9c}{1 - \frac{0{,}9c^2}{c^2}} = c$$

Llamamos su atención a que, como resultado de los cálculos por la fórmula (51b), esta vez hemos obtenido la velocidad de la luz c. Este resultado reviste el carácter más común. Si $v_1 = c$, entonces para cualquier $v^2 \neq$ c

$$v = \frac{c - v_2}{1 - \frac{cv_2}{c^2}} = c$$

Cualquier velocidad que el lector sustraiga de la velocidad de la luz, siempre obtendrá esta velocidad. De esta forma, 3×10^5 - 2×10^5 = 3×10^5 km/s, 3×10^5 - 1×10^5 = 3×10^5 km/s, etc. O bien, 3 - 2 = 3, 3 - 1 = 3, etc. ¡Verdaderamente como una

moneda imposible de cambiar! ¿No es esto sorprendente?

Pero, he aquí lo más sorprendente. Supongamos que ambas velocidades son iguales a la de la luz: $v_1 = c$ y $v_2 = c$. ¿A qué es igual su diferencia? ¿A cero? ¡Nada de eso! Resulta que, ¡si de la velocidad de la luz sustraemos la velocidad de la luz, obtenemos nuevamente la velocidad de la luz! El lector puede cerciorarse por sí mismo de la validez de este enunciado, si supone $v_1 = c$ y $v_2 = c - \varepsilon$, donde ε es una cantidad infinitamente pequeña y variable, que tiende a cero. En este caso

$$\lim_{\varepsilon \to 0} v = \frac{v_1 - v_2}{1 - \frac{v_1 v_2}{c^2}} = \frac{\varepsilon}{1 - \frac{c(c-\varepsilon)}{c^2}} = \frac{\varepsilon c^2}{\varepsilon c} = c$$

Así pues, $c - c = c$, es decir, ¡1 - 1 = 1!

Los "problemas relativistas de sustracción" pueden comprobarse igual de bien experimentalmente, de la misma forma que los "problemas de adición". Para convencerse de esto, resolvamos un problema semejante al representado en la Figura 8, para los mismos valores v_1 = 80 000 km/s y v_2 = = 299 640 km/s ≈ c. Pero, sólo que ahora examinaremos el caso cuando el positrón vuela en dirección contraria al vuelo del muón ("tiro desde el avión" hacia atrás).

El cálculo por la fórmula (51b) nos da

$$|v| = \left| \frac{v_1 - v_2}{1 - \frac{v_1 v_2}{c^2}} \right| \approx \frac{c - v_1}{1 - \frac{v_1}{c}} = c = 3 \cdot 10^5 \ km/s$$

mientras que por la fórmula (51a) se obtiene

$$|v| = |v_1 - c| = 3 \cdot 10^5 - 0{,}8 \cdot 10^5 = 2{,}2 \cdot 10^5 \ km/s$$

es decir, es 80 000 km/s menor. La medición de la velocidad del positrón respecto a la del mesón π^+ en reposo la "bala" respecto a la "Tierra"), la cual puede ser realizada por diferentes procedimientos (véanse los §13 y §40), confirma la fórmula (51b).

En resumen, todas las ideas fundamentales de la teoría especial de la relatividad que hemos examinado aquí se ven confirmadas experimentalmente y de una manera bastante convincente en los ejemplos de la física nuclear y de la física de las partículas elementales.

§ 13. Sobre el movimiento más rápido que el de la luz

Velocidad de luz en un medio ópticamente denso — Radiaciones de frenado sincrotrónica — Efecto de Vavilov-Cherenkov — Contadores de Cherenkov

Tanto tiempo y con tanta insistencia hemos tratado de convencer al lector de que es imposible moverse con una velocidad superior a la de la luz que usted, por lo visto, ya lo ha creído. Y muy bien que lo ha creído, pero... Pero, no hay que olvidar que se trata de la velocidad de la luz en el vacío $c = 3\times10^5$ km/s. En otros medios transparentes la luz se propaga con velocidades menores $c' = c/n$, donde n es el índice de refracción del medio. El índice de refracción del agua, por ejemplo, es $n = 1{,}33$, por eso la velocidad de propagación de la luz en el agua es 1,33 veces menor que la de la luz en el vacío:

$$c' = 3\times10^5 / 1{,}33 = 2{,}25\times10^5 \text{ km/s}.$$

La teoría de la relatividad establece el valor $c = 3\cdot10^5$ km/s como la velocidad máxima de las partículas, por ello en medios con $n > 1$ es posible un movimiento de las partículas con velocidades superiores a la velocidad de la luz (en este medio). Para esto las partículas de ninguna manera deben tener energías enormes. Por

ejemplo, la condición $v > c' = 2{,}25 \cdot 10^8$ km/s para un electrón que se mueve en el agua se cumple ya cuando la energía cinética del electrón es $T > 0{,}26$ MeV. De esta forma, el movimiento de los electrones con velocidades que superan la de la luz es un fenómeno muy difundido en medios ópticamente densos ($n > 1$). Entre tanto, por primera vez los físicos descubrieron el efecto, provocado por el movimiento de las partículas con velocidades mayores que la de la luz, sólo en 1934, y un papel importante en el descubrimiento tan tardío de este efecto pertenece, por muy extraño que parezca, a la teoría de Einstein, y más precisamente, al enfoque dogmático de sus resultados.

El hecho es que en la electrodinámica clásica (teoría de la electricidad) se demuestra que una partícula ligera[14] cargada, en movimiento acelerado, es decir, no uniforme o (y) no rectilíneo, pierde una parte de su energía en forma de radiación. Uno de los mecanismos concretos de este fenómeno consiste en el retardo de la partícula cargada provocado por el campo eléctrico de las cargas, junto a las cuales pasa volando. En relación con ello, el fenómeno examinado se suele llamar retardo por radiación y la radiación emitida (radiación de frenado o radiación de frenamiento).

Un fenómeno semejante se observa durante el movimiento de una partícula ligera cargada (del electrón) en un campo magnético transversal (por ejemplo, en un acelerador). En este caso la partícula se mueve por una circunferencia, es decir, posee una aceleración y, por consiguiente, irradia. La radiación correspondiente se denomina sincrotrónica (véase el §37).

Si por el contrario la partícula no tiene aceleración, no hay tampoco radiación. Este resultado de la electrodinámica se basa en la suposición de que la velocidad con que se mueve una partícula es menor que la de la luz. Por cuanto, según la teoría de la relatividad, la última condición se cumple automáticamente, a los físicos, incluso, ni se les ocurría la idea de analizar el caso cuando la partícula cargada se mueve con una velocidad mayor que la de la luz. No obstante, una vez, sin embargo, tal análisis fue realizado (por Sommerfeld), pero esto fue hecho antes de

aparecer la teoría de la relatividad. Después de aparecer la teoría de la relatividad, este análisis fue dado al olvido como desprovisto de sentido, mientras tanto según el análisis de Sommerfeld la partícula cargada que se mueve uniformemente y recto, pero con una velocidad mayor que la de la luz, debe emitir luz. Si los físicos comprendieran oportunamente que en un medio transparente, pero ópticamente denso, una partícula cargada puede moverse con una velocidad mayor que la de la luz (en este medio), es probable que el fenómeno, del que trataremos ahora, sería predicho teóricamente. En realidad los acontecimientos se desarrollaron de otro modo.

En 1934, P. A. Cherenkov (ahora académico), en aquel tiempo aspirante a doctor del académico S.I. Vavilov, examinando la luminiscencia de disoluciones de sales de uranio bajo la acción de la radiación γ del radio, descubrió un tipo nuevo de luminiscencia. Las propiedades de esta luminiscencia resultaron tales que la causa de su aparición no debía atribuirse a los cuantos γ de radio, sino a los electrones que se engendran en dicho medio bajo la acción de estos cuantos γ. Una excelente particularidad de esta nueva luminiscencia, que posteriormente fue denominada luminiscencia de Vavilov-Cherenkov, es su dirección que forma un ángulo agudo respecto a la velocidad de la partícula cargada.

La explicación teórica de la luminiscencia de Vavilov-Cherenkov fue dada en 1937 por los físicos soviéticos (posteriormente académicos) I. E. Tamm e I. M. Frank que, razonando por el estilo de Sommerfeld (cuyos trabajos ellos no conocían) no sólo explicaron todas las propiedades de la nueva luminiscencia, descubiertas por P. A. Cherenkov, sino que hasta predijeron algunas otras. En particular, ellos demostraron que el ángulo entre la dirección de la luminiscencia y la dirección en que se mueve la partícula satisface la relación

$$\cos\Theta = \frac{1}{\beta n} \qquad (52)$$

donde $\beta = v/c$; y es la velocidad de la partícula cargada; y n, el índice de refracción del medio.

La naturaleza física del efecto de Vavilov-Cherenkov consiste en la excitación de los átomos del medio por una partícula cargada que pasa volando junto a ellos y su transición coherente posterior al estado principal con emisión de luz.

El efecto de Vavilov-Cherenkov se utiliza de manera muy amplia en la física de las partículas elementales para medir las velocidades de las partículas cargadas por medio de contadores especiales de Cherenkov. El principio de su utilización consiste en la medición del ángulo θ, bajo el que se observa la luminiscencia, y el cálculo, por la fórmula (52), de la velocidad de la partícula que ocasiona esta luminiscencia. Por el descubrimiento y la explicación teórica de la nueva luminiscencia P. A. Cherenkov, I. E. Tamm e I. M. Frank obtuvieron el premio Nobel de física en 1958. Así pues, la velocidad de las partículas de masa $m_0 \neq 0$ siempre es menor que la velocidad de la luz en el vacío, pero en un medio con $n > 1$ su velocidad puede superar la velocidad de la luz en este medio: $v > c' = c/n$.

Capítulo 3
La física nuclear y la mecánica cuántica

... Ante nosotros tenemos una teoría loca, pero la cuestión reside en lo siguiente; ¡es lo suficientemente loca como para además resultar justa!
N. Bohr

Contenido:

§ 14. Unas palabras sobre la mecánica general
§ 15. Teoría cuántica de Bohr
§ 16. La mecánica sufre un fracaso
§ 17. Qué es la mecánica cuántica
§ 18. Éxitos de la mecánica cuántica

§ 14. Unas palabras sobre la mecánica general

Los habitantes del micromundo, sus tamaños y masa — Qué es la trayectoria — La mecánica clásica en la escuela, la astronomía y la cosmonáutica — Las grandes velocidades no son un obstáculo — Las dificultades residen en las pequeñas dimensiones

En el capítulo anterior vimos que, al pasar de las velocidades pequeñas a las velocidades próximas a la de la luz, la mecánica clásica deja de dar resultados exactos y para obtenerlos hay que utilizar la mecánica relativista de Einstein. En la física nuclear, por regla general, tenemos que ver precisamente con velocidades muy grandes, por eso en estos casos se utiliza la teoría de Einstein.

Pero la física nuclear posee también otra particularidad: trata con microobjetos cuyas dimensiones se pueden considerar iguales a 10^{-13} - 10^{-12} cm y la masa es del

orden de 10^{-27} - 10^{-22} g. Y para partículas tan pequeñas es inaplicable el método, de uso general, de descripción de su movimiento, el cual empleamos en la mecánica general (tanto en la mecánica clásica como en la relativista).

Usted conoce bien que el movimiento de un cuerpo en la mecánica clásica se describe por medio de su trayectoria. Un punto material puede moverse, por ejemplo, por una trayectoria rectilínea, una circunferencia, parábola, espiral, etc. Por medio de las ecuaciones de movimiento de la mecánica clásica que se basan en las leyes de Newton se puede calcular la posición del punto material en la trayectoria, es decir, hallar sus coordenadas *x*, *y*, *z* en cualquier instante *t*; puede hallarse su velocidad en este punto y la aceleración. Claro que el lector se vio en la necesidad de resolver muchos problemas semejantes.

Recuerde, por ejemplo, el problema acerca de la caída libre de un cuerpo por una trayectoria rectilínea cuando puede calcularse el recorrido y la velocidad del cuerpo en cualquier instante o un problema más complejo sobre el movimiento del proyectil disparado por un cañón bajo un ángulo dado, cuando para cualquier instante puede hallarse la posición y la velocidad del proyectil en la trayectoria parabólica. Semejantes problemas se resuelven en la mecánica celeste y en la cosmonáutica.

Muchos de los lectores, probablemente, sepan que el hombre ya hace mucho tiempo aprendió a predecir los eclipses de la Luna y del Sol [y no sólo predecir, sino también calcular la fecha exacta de aquellos eclipses que tuvieron lugar en tiempos ya lejanos (compárese con el § 32)], el movimiento de los planetas y cometas, e incluso, calcular la posición de los nuevos planetas en la bóveda celeste que todavía no han sido descubiertos por los astrónomos. Hoy en día, se calculan con elevado grado de exactitud las trayectorias de los cohetes balísticos, satélites, naves cósmicas y estaciones interplanetarias. Todos estos son problemas de la mecánica clásica. Estos problemas, por supuesto, son más complejos que los que el lector solucionaba en las clases de física, pero su complejidad frecuentemente no

reviste carácter de principio, sino de cálculo, y ahora, en la época de los ordenadores, esta complejidad no asusta a los matemáticos.

Cierta complejidad adicional de los cálculos surge cuando las partículas o los cuerpos se mueven con velocidades próximas a la de la luz. Más también en este caso la complejidad no reviste carácter de principio, ya que la idea básica, de que el movimiento de la partícula se realiza por una trayectoria determinada, se conserva también en la mecánica relativista. Las dificultades de principio surgen con el intento de aplicar los métodos de la mecánica general (clásica o relativista, da igual) al mundo de las micropartículas. Y precisamente de este modo obraban al principio los físicos en sus intentos de explicar la estructura y las propiedades del átomo.

§ 15. Teoría cuántica de Bohr

Modelo planetario de Rutherford. — ¿Es estable el átomo? — Satélite en la atmósfera y fuera de sus límites. — Teoría "loca". — Cuantificación de las órbitas electrónicas. — Números cuánticos y reglas de selección. — Demasiados postulados. — Contradicción con el momento magnético del electrón.

Del curso escolar de física sabemos que el núcleo atómico fue descubierto por Rutherford en 1911 en los experimentos sobre la dispersión de las partículas alfa de láminas metálicas muy delgadas. Para explicar la desviación de una parte pequeña de las partículas alfa a ángulos grandes (hasta 180°), Rutherford enunció la suposición, según la cual en el centro de cada átomo se encuentra un núcleo pesado (hasta el 99,98% de toda la masa del átomo) cargado positivamente, de una dimensión muy pequeña (10^{-13} - 10^{-12} cm.). Alrededor del núcleo a distancias relativamente muy grandes (del orden de 10^{-8} cm) giran Z electrones (Z es el número de orden del elemento químico en la tabla periódica de Mendeléiev). Dicho modelo del átomo fue denominado nuclear o planetario, por cuanto de acuerdo con

éste la estructura del átomo se parece al sistema solar en miniatura, en el que el núcleo representa al Sol, los electrones representan a los planetas y la interacción colombiana entre el núcleo y los electrones cargados uniformemente representa la atracción de la gravitación.

Primeramente a los físicos les gustó mucho el modelo planetario, sin embargo, muy pronto con él surgieron serias dificultades, puesto que no satisfacía la condición de estabilidad.

En el § 13 ya hemos señalado que una partícula cargada, moviéndose con aceleración, debe gastar obligatoriamente su energía en radiación. El electrón que gira alrededor del núcleo atómico tiene aceleración centrípeta, por lo tanto, a causa de la emisión su energía debe disminuir paulatinamente. La disminución de la energía conllevará la reducción de la velocidad de rotación, es decir, el decrecimiento de la fuerza centrífuga que deja de equilibrar la fuerza de atracción culombiana. Como resultado, el electrón comenzará a acercarse al núcleo en espiral y al fin de cuentas, caerá sobre éste. Resulta que, en caso de dar crédito al modelo planetario, el átomo no debe ser comparado con el Sol y los planetas, sino, más bien, con la Tierra alrededor de la cual, dentro de los límites de la atmósfera, giran satélites artificiales. El satélite disminuye su velocidad paulatinamente a causa de la resistencia del aire y se acerca a la Tierra en espiral. De esta forma, según el modelo planetario, resulta que todos los átomos deben ser inestables. Y este hecho, como el lector conoce bien, contradice al experimento.

Otra objeción muy importante contra el modelo planetario consiste en que éste admite la emisión por los átomos de radiación luminosa de cualquier longitud de onda, mientras que del experimento se deduce que los distintos tipos de átomos emiten radiación sólo de longitudes de onda estrictamente determinadas.

La situación parece absolutamente desesperada: por un lado, un modelo estructurado a base de las leyes de la mecánica y la electrodinámica, firmemente establecidas, y más de una vez probadas. Por otro lado, el experimento del que no

se puede dudar. ¡Y ellos se contradicen tan radicalmente que no es posible ponerlos de acuerdo!

En el año 1913 la solución al desconcierto creado fue encontrada por Niels Bohr quien sin tratar de poner de acuerdo a los contrarios, creyó en el experimento y modificó el modelo planetario de tal manera que concuerde con aquél. Para eso, N. Bohr tuvo que admitir lo que hasta aquel momento parecían enteramente inadmisibles, es decir, la existencia en el átomo de órbitas estacionarias de electrones con radios determinados. El radio de la órbita *r* se halla de la condición

$$m_e v r = n\tilde{h} \qquad (53)$$

donde m_e es la masa del electrón; *v*, su velocidad; *n*, un número entero (1, 2, 3 ...) que se denomina número cuántico principal; $\tilde{h}$, la constante de Planck que es igual a $1{,}05\times10^{-27}$ ergios, $1{,}05\times10^{-34}$ Julios, ó $6{,}6\times10^{-16}$ eV·s. La magnitud $m_e v r$ se denomina momento de la cantidad de movimiento (véase § 20) del electrón; la condición (53) significa la suposición de la cuantificación del momento de la cantidad de movimiento del electrón en el átomo. De esta manera, según Bohr, el electrón en el átomo puede tener sólo estados de revolución estrictamente determinados (velocidad determinada en la órbita con un radio dado).

Según el pensamiento de Bohr, el electrón que se encuentre en una de las órbitas estacionarias no emite y no absorbe energía. La emisión o la absorción de energía por el átomo se producen solamente cuando un electrón pasa de una órbita a la otra, además en porciones muy determinadas que son los cuantos:

$$\Delta E = h\nu \qquad (54)$$

donde $h = 2\pi\tilde{h} = 6{,}6\times10^{-27}$ ergios·s = $4{,}1\times10^{-15}$ eV·s = $6{,}6\times10^{-34}$ julios·s.

La teoría de Bohr recibió el nombre de teoría cuántica del átomo.

Según la física clásica, las suposiciones de Bohr (ellas se llaman postulados) son equivalentes a que un satélite artificial de la Tierra cuando se desplaza por la atmósfera no experimenta frenado y que un satélite no se puede lanzar a cualquier órbita, sino a las órbitas con radios muy determinados, por ejemplo, iguales a 100, 200, 300 km, etc., y no 101, 102 km, etc.

Es probable que hasta ahora usted no haya estado en un cosmódromo y que tuviera la posibilidad de participar en el lanzamiento de un satélite artificial de la Tierra, pero de los periódicos y revistas, de toda la experiencia acumulada en el desarrollo de la cosmonáutica sabemos bien que los pensamientos, expuestos en el párrafo anterior son "dementes". ¡Esto no puede ser así!

De la misma manera antes de Bohr nadie dudó de que esto tampoco pueda ser así para los electrones en el átomo. Tan sólo Bohr fue tan valiente y clarividente que no tuvo miedo de exponer una teoría tan insólita, tan "loca" (como él en adelante empezó a denominar los puntos de vista muy radicales).

Bohr, basándose en sus postulados, calculó los radios de las órbitas posibles, las energías que poseen los electrones en estas órbitas y las longitudes de onda de la luz emitida o absorbida por el átomo cuando un electrón salta de una órbita a otra. La coincidencia entre las longitudes de ondas calculadas y las experimentales resultó extremadamente satisfactoria (el error no superaba el 0,001%). Sobre la base de los cálculos hechos por la teoría de Bohr fueron pronosticadas y descubiertas experimentalmente nuevas series espectrales.

Con posterioridad, la teoría de Bohr fue perfeccionada por otros físicos. Las órbitas circulares fueron sustituidas por elípticas, el movimiento de los electrones por éstas se empezó a calcular por la mecánica relativista y no por la mecánica clásica, etc. Todo lo expuesto permitió comprender aún mejor las regularidades que se observan en los espectros ópticos, en particular, explicar el comportamiento del átomo emisor en el campo magnético, la naturaleza del desdoblamiento fino de las líneas espectrales y más tarde también del desdoblamiento superfino.

Sin embargo, con los éxitos de esta teoría se acumulaban también las objeciones contra ella. Es que para cada perfeccionamiento de teoría se necesitaba introducir en ella cada vez nuevos números cuánticos. Después del número cuántico fundamental *n*, en la teoría fueron introducidos el número cuántico orbital *l*, y luego los números cuánticos: magnético *m* y de espín *s*.

Naturalmente que cada uno de ellos se introducía con toda lógica, como una medida de cuantificación del momento de cantidad de movimiento o de su proyección. Pero cada vez era necesario postular estos números cuánticos y la gama de posibles valores para ellos.

Primero fueron postulados los posibles valores de los números cuánticos, después hubo que limitarlos con prohibiciones especiales (reglas de selección). Luego, para explicar el sistema periódico de los elementos de Mendeléiev surgió la necesidad de postular el llamado principio de Pauli que prohíbe a dos electrones encontrarse en estados iguales (tener iguales todos los números cuánticos). Y a fin de cuentas, en la teoría se acumularon demasiados postulados innecesarios.

No todo pasaba sin contradicciones serias. Por ejemplo, el número cuántico de espín *s* en la teoría de Bohr perfeccionada se interpreta como el momento propio de la cantidad de movimiento del electrón, el espín. El electrón, en cierto sentido, debe ser comparado a un trompo giratorio cargado, pero con una diferencia esencial, él no puede tener cualquier cantidad de estados giratorios, como el trompo ordinario, sino sólo dos (una descripción más detallada sobre el momento de la cantidad de movimiento, el espín y el principio de Pauli véase en el § 20).

Sin embargo, la carga eléctrica giratoria debe poseer propiedades magnéticas, las cuales, por un lado, pueden calcularse y, por otro, medirse. Así pues, al comparar el cálculo con el experimento fue descubierta la siguiente divergencia: el valor experimental del momento magnético del electrón resultó dos veces mayor que el de cálculo.

Entonces, pese a todo el carácter revolucionario de las concepciones de Bohr, en su teoría quedó cierta inconsecuencia que da lugar a dificultades y divergencias con el

experimento. Dicha inconsecuencia se debe al hecho de que al proponer su nueva tesis sobre la cuantización del momento de la cantidad de movimiento, Bohr la desarrollaba utilizando los métodos de la mecánica ordinaria, transfiriéndolos automáticamente al mundo de las micropartículas. En particular, en la teoría de Bohr se sobreentendía que el movimiento de electrones en el átomo se produce por trayectorias determinadas semejante a como tiene lugar en la mecánica ordinaria (clásica y relativista) (véase el § 14). Mientras tanto, la experiencia demuestra que para las micropartículas la noción de trayectoria pierde su sentido.

Nos cercioraremos de esto, al realizar ciertos experimentos mentales en el parágrafo siguiente.

§ 16. La mecánica sufre un fracaso

El lector en una obra y en un laboratorio físico — Electrones desordenados (*pero omnipresentes*) *— El electrón mira desde la esquina — Onda de De Broglie — Huellas de los electrones — ¿Es una onda o una partícula? — Relaciones entre incertidumbres*

La absurdidad del concepto de trayectoria, cuando se trata de micropartículas, es más fácil de mostrar en una analogía clásica.

Figúrese que usted se encuentra de prácticas en la reparación de una casa y se ocupa de la limpieza de la fachada valiéndose del aparato de chorro de arena (o debe pintar las paredes exteriores valiéndose de una pistola de pulverización). Los granos de arena lanzados por el aparato a gran velocidad por trayectorias rectilíneas chocan contra la pared y la limpian. ¿Qué pasará si entre el aparato y la pared se pone una lámina metálica con una ranura?

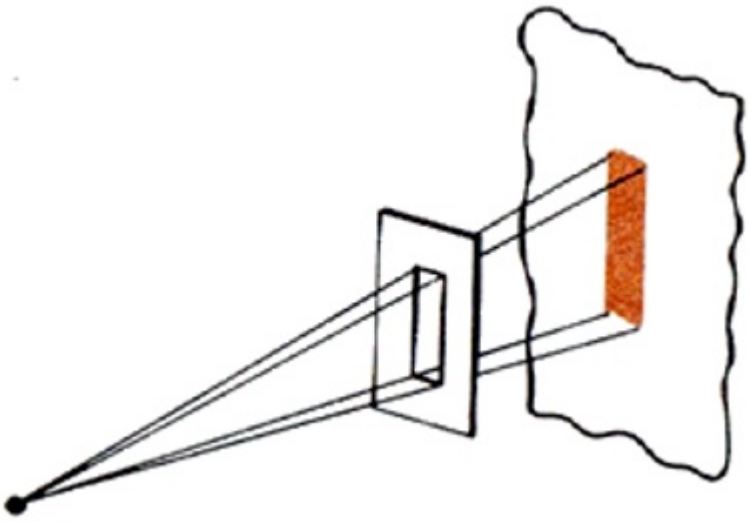


Figura 10

Claro está que la pared se limpiará solamente frente a la abertura (Figura 10). ¿Y si se hacen dos ranuras? En este caso en la pared aparecerán dos rayas claras independientemente de si se abren al mismo tiempo ambas ranuras o primero a una y después a otra (Figura 11).

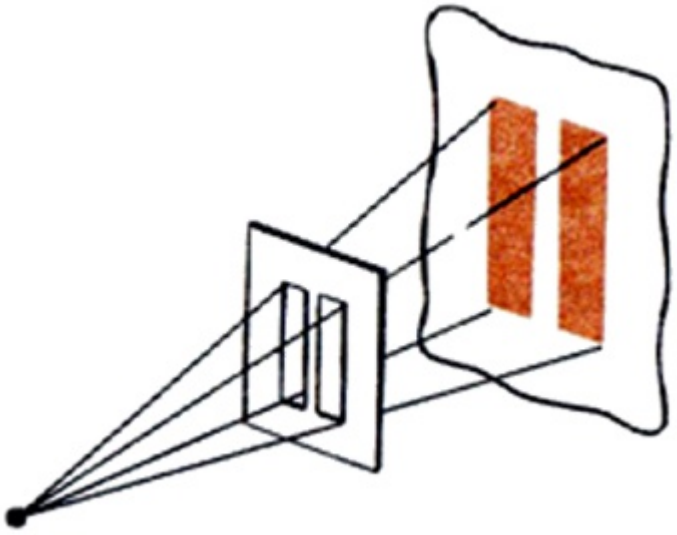


Figura 11

En general, por este procedimiento usted puede escribir en la pared cualquier cosa, por ejemplo, inmortalizar el nombre de su novia (Figura 12), si se recorta previamente en una lámina metálica (los decoradores experimentados utilizan este método en los periódicos murales valiéndose de un pulverizador para aplicar la pintura a través de una plantilla).

Ahora pasemos de la obra al laboratorio físico y realicemos el siguiente experimento imaginario. Sustituiremos el aparato de chorro de arena por un "cañón" electrónico (CE)[15] que dispara electrones con la misma velocidad y en la misma dirección, la lámina metálica con la ranura, por una pequeña laminilla metálica (F) con dos "rendijas" estrechas (el porqué escribimos la palabra "rendija" entre comillas y cuál es su anchura quedará claro más adelante) y la pared de ladrillo, por una placa fotográfica (PF).

Figura 12

Cerramos una de las "rendijas" (por ejemplo, la izquierda) y conectamos el cañón electrónico durante un tiempo; luego revelamos la placa fotográfica. Basándose en la experiencia adquirida en la obra y en el buen sentido podría esperarse que en la placa fotográfica aparezca en miniatura una figura semejante al cuadro sobre la pared de ladrillo en el caso de una sola ranura en la lámina metálica. En realidad en la placa fotográfica aparecerá el cuadro representado en la Figura 13. Como puede

apreciar el lector, la forma de este cuadro se diferencia sensiblemente de la figura en la pared. Los electrones alcanzan la placa fotográfica no sólo en el lugar que se encuentra frente a la "rendija" abierta (derecha), sino también a cierta distancia hacia los lados de ésta. Da la impresión que, al pasar por la "rendija", algunos electrones se desvían de la trayectoria rectilínea a ángulos muy determinados.

En relación con ello surgen dos preguntas. ¿Por qué los electrones se desvían de la dirección rectilínea? y ¿por qué unos electrones se desvían y otros no?

Pues todos los electrones son iguales y son emitidos por el cañón con una misma velocidad y en una misma dirección. Comencemos por la segunda pregunta. La respuesta, tal vez, sea bastante inesperada. Resulta que todos los electrones se comportan del mismo modo, pero igualmente extraño. Cualquiera de ellos puede tanto desviarse como seguir recto.

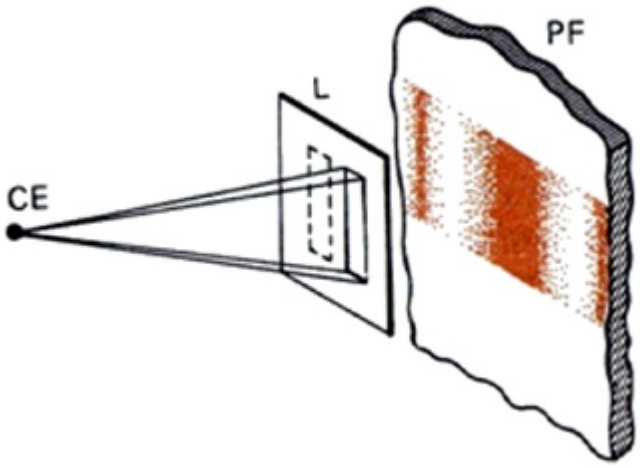


Figura 13

Del hecho de que sea precisamente así podemos convencernos una vez más mediante un experimento. Para eso hay que disminuir la frecuencia de disparo de nuestro cañón hasta tal grado que los electrones salgan volando de éste uno a uno (como los proyectiles de un cañón real). Y si en estas condiciones de nuevo irradiamos la placa fotográfica durante un tiempo tal que el número total de

electrones que da en ella sea el mismo que en el primer caso, la figura se repetirá con exactitud. En otras palabras, ningún electrón que sale del cañón electrónico tiene una trayectoria determinada. Cada uno de ellos puede dar en cualquier punto de la región sombreada de la placa fotográfica. En esto se manifiesta cierta indeterminación de movimiento del electrón desde el punto de vista de las concepciones clásicas. Pero, a la vez, todos los electrones van a parar sólo a la región sombreada y ningún electrón puede dar en la región de la placa sin sombrear y en esto se observa cierta regularidad de su movimiento.

El movimiento de un electrón aislado transcurre de manera que sus posibles coordenadas sobre la placa no se puede indicar unívocamente, sino sólo con cierta probabilidad. La probabilidad de que el electrón dé en unos lugares de la placa (más oscurecidos) es grande, en otros (menos oscurecidos) es pequeña y en los terceros (claros), en general, es nula. Pero independientemente de la cantidad de veces que realicemos los experimentos, sus resultados (siempre que las condiciones sean iguales) siempre serán los mismos. La intensidad comparativa del oscurecimiento de la placa en los diversos lugares, las distancias entre los lugares oscuros y claros, las gradaciones del oscurecimiento, todo esto se repetirá. Por lo tanto, a pesar de la ausencia de la trayectoria, el electrón se mueve por una ley determinada. Ella se manifiesta en la invariabilidad del resultado, al repetir el experimento.

Continuemos nuestro experimento. Cerremos la "rendija" derecha, abramos la izquierda y volvamos a repetir el experimento. ¿Qué resultará ahora? El buen sentido nos dicta que el resultado será el mismo que antes pero el centro de la figura se encontrará en este caso frente a la "rendija" izquierda. Esta vez hemos adivinado.

Bueno, y ¿qué pasará si abrimos ambas "rendijas"? Resulta que en este caso de nuevo no se consigue predecir el resultado. La imagen en la placa fotográfica en este caso (Figura 14) no se parece en nada a la figura clásica (dos ranuras en la lámina metálica) representada en la Figura 11.

Por si esto fuese poco, ella tampoco se parece a la suma de las figuras correspondientes a las "rendijas" izquierda y derecha. La segunda "rendija" no adiciona nuevos detalles a la figura que procede de la primera "rendija", sino cambia radicalmente la figura en su conjunto.

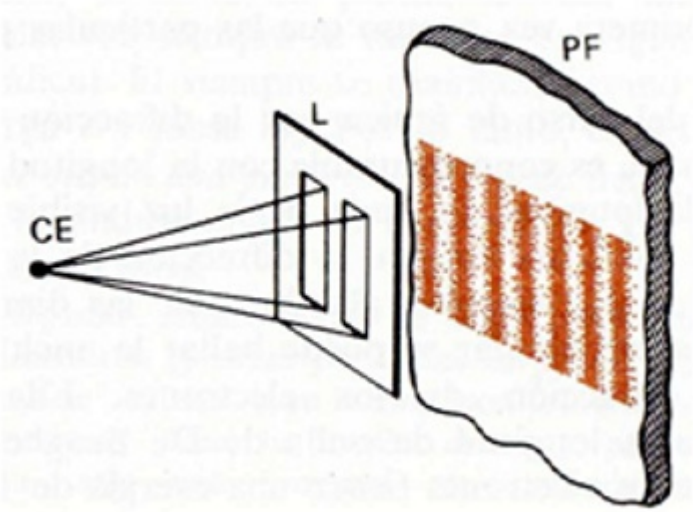


Figura 14

Y esta nueva figura se puede obtenerla otra vez si hacemos que los electrones salgan del cañón uno a uno. De tal modo, también en este caso cada electrón vuela de una manera bastante regular. Al repetir el experimento se repite invariablemente la imagen característica para ambas "rendijas".

Al mismo tiempo se mantiene también cierta incertidumbre en el movimiento del electrón que se refleja en que no es posible predecir con anticipación a qué lugar de la placa fotográfica irá a parar un electrón concreto dado. Lo mismo que en el experimento con una sola "rendija", se puede indicar solamente la probabilidad de que el electrón vaya a parar a un lugar dado de la placa fotográfica. En otras palabras, se puede predecir qué porción del número total de electrones lanzados por el cañón hará impacto en uno u otro lugar de la placa fotográfica. El camino de un electrón concreto es inescrutable y por esto dan ganas de llamarlo "disoluto".

La incertidumbre consiste también en que respecto a cada electrón no se puede decir con precisión qué "rendija" atravesó. En efecto, si cada electrón pasara sólo por una "rendija" (izquierda o derecha), la segunda "rendija" no participaría, en absoluto, en la formación de la imagen. Mientras tanto la imagen resulta típica precisamente para dos "rendijas". Esto quiere decir que cada electrón se mueve de tal modo como si atravesara simultáneamente ambas "rendijas". ¡Sí, sí, atravesara ambas! ¡Aunque disoluto, pero es omnipresente!

Bueno, hagamos un balance preliminar. En nuestro experimento los electrones se mueven de tal modo que para ellos no es posible introducir el concepto de trayectoria. Da la impresión que un mismo electrón pueda encontrarse simultáneamente en dos y más (para el caso con mayor número de "rendijas") lugares diferentes. Al mismo tiempo el movimiento de los electrones se somete a cierta ley, ya que la imagen, cuando se repite el experimento en condiciones idénticas, siempre es la misma.

¿Cuál es esta ley? Quienes ya hayan estudiado la óptica en la escuela, quizás se den cuenta que la imagen obtenida mediante la lámina con una "rendija" es semejante a la que se observa como resultado de la difracción de la luz en una rendija estrecha. Esto no es una coincidencia casual. Resulta que la imagen obtenida en el experimento mental con los electrones, en el caso de dos "rendijas", se asemeja a la que se observa en el caso de difracción de la luz al pasar por dos rendijas. Esto mismo tiene lugar también cuando el número de rendijas es grande y la difracción se produce en la llamada red de difracción, es decir, en una plancha con un número grande de rendijas estrechas que se repiten periódicamente. El estudio detallado y cuantitativo de este problema demostró que un haz de electrones de velocidad v (con el impulso dado $p = m_0 v$) produce la misma imagen de difracción que una emisión electromagnética monocromática de onda larga

$$\lambda' = \hbar/p \qquad (55)$$

(cuando T_e = 10 eV se puede hacer uso de las fórmulas clásicas). De este modo, el movimiento de los electrones reviste carácter ondulatorio. La magnitud = $\hbar/p$ se denomina longitud de onda de De Broglie por el nombre del físico que, por primera vez, supuso que las partículas poseen propiedades ondulatorias.

Todos sabemos del curso de óptica que la difracción se observa cuando la anchura de la rendija es conmensurable con la longitud de onda de la luz. Como quiera que la longitud de onda de la luz visible está comprendida entre los límites de 0,4 hasta 0,8 mm, la difracción de la luz se observa en rendijas (u obstáculos, por ejemplo, alambres) de las dimensiones del orden de micrones. De manera similar se puede hallar la anchura de la "rendija" para estudiar la difracción de los electrones. Ella debe ser igual, aproximadamente, a la longitud de onda de De Broglie.

Supongamos que los electrones tienen una energía de 10 eV. En este caso su impulso será:

$$p = \sqrt{2m_e T} = \frac{\sqrt{2m_e c^2 T}}{c}\,\frac{\sqrt{2 \cdot 5 \cdot 10^5 \cdot 10}}{c} \approx 3 \cdot 10^3\ eV/c$$

y la longitud de onda de De Broglie

$$\lambda' = \hbar/p = 6{,}6\times10^{-16}\cdot3\cdot10^8/3\times10^3 = 0{,}66\times10^{-10}\ \text{m}$$

Por consiguiente, la difracción de los electrones de energías de 10 eV debe observarse para una anchura de la "rendija" del orden de 10^{-10} m. Pero 10^{-10} m es la dimensión de un átomo y la distancia entre átomos. Ahora el lector comprende el porqué la palabra "rendija" la hemos puesto entre comillas. Claro que ni hablar se puede de hacer artificialmente una lámina con una o dos rendijas de tal anchura. Todos los razonamientos referentes al experimento mental los hicimos para mayor evidencia. En realidad, la difracción de los electrones ha sido examinada por medio de cristales, los átomos de los cuales se sitúan precisamente a distancias cerca de

10^{-10} m uno de otro y forman una red natural fabricada por la propia naturaleza. Pero en estas condiciones el experimento deja de ser mental y éste fue hecho efectivamente por Germer en 1927 y en efecto dio resultados análogos a los obtenidos en la óptica. Posteriormente este experimento fue realizado, con el mismo resultado, por el físico soviético V. A. Fabricant y sus colaboradores en condiciones cuando los electrones salían volando de uno en uno. De esta manera fue demostrado que el electrón se comporta análogamente a la onda.

Tengamos en cuenta que se trata de electrones por separado. Cualquier electrón por separado se comporta como una onda. Es coherente por sí mismo, interfiere consigo mismo y gracias a esto difracta en la red cristalina. Sin embrago, a pesar de que el electrón se comporta como una onda no se puede deducir que el electrón sea una onda y que se compone de ondas. En efecto, aunque de ondas planas con distintas longitudes de De Broglie, en principio, se puede construir cierto complejo (paquete de ondas) que tenga en el instante inicial $t = 0$ las dimensiones y el impulso de un electrón, pero, como demuestra el cálculo, en el transcurso del tiempo las dimensiones de este complejo se incrementan de manera rápida (esparcimiento del paquete de ondas). Esto contradice a cualquier experimento con los electrones. Además, la idea del electrón-onda está ligada a la suposición de que en el curso de la difracción cada electrón debe volar, al mismo tiempo, en diferentes direcciones, es decir, dividirse en partes, lo cual también contradice al experimento. Un electrón siempre se descubre en algún sitio (punto oscuro en la placa fotográfica). Él siempre se manifiesta como una partícula única e indivisible de carga e y masa m_e. Por lo tanto, el electrón se mueve como una onda, pero sigue siendo una partícula. Se puede decir, que el electrón tiene doble naturaleza: la ondulatoria y la corpuscular. En relación con ello el electrón no tiene trayectoria.

El lector puede replicar: ¿cómo es que no tiene trayectoria? ¿Y qué representan las huellas que los electrones (y otras partículas cargadas) dejan en las cámaras de Wilson, en las cámaras de burbujas o en la emulsión fotográfica? ¿Acaso esto no es la imagen de la trayectoria? Pues la huella es muy parecida a la trayectoria.

Frecuentemente, ésta tiene una longitud muy grande (miles de micras) en comparación con el espesor (cerca de 0,5 mm). Ella permite confrontar a cada instante de tiempo una región determinada de la placa fotográfica, es decir, parecería que se confrontan las coordenadas del electrón, así como su energía, o sea su impulso. Y con todo, la huella no es la trayectoria. En efecto, calculemos con qué exactitud se pueden determinar las coordenadas de un electrón a partir de su huella. El "espesor" de la huella en la emulsión fotográfica no puede ser menor que el diámetro de un grano revelado, es decir, 0,5 mm = 5×10^{-7}. Esto es 10 000 veces mayor que las dimensiones de un átomo y 100 000 veces mayor que el radio clásico del electrón[16] $r_e = 2{,}8\times10^{-15}$ m. ¿Piensa usted que llamaríamos trayectoria al recorrido de una bala, si su anchura fuera igual a 100 000 000 de radios de la misma, es decir, cerca de 1000 km? Probablemente que no, puesto que el "carácter disoluto" de la bala aquí es más que evidente.

Así pues, el electrón no tiene trayectoria en el sentido estricto de esta palabra (aunque para solucionar una serie de problemas prácticos resulta suficiente conocer los parámetros de las huellas: la longitud, la curvatura, la densidad de granos). Su posición se puede determinar tan sólo con aproximación. En nuestro experimento mental resultó que cuando la energía de los electrones es de 10 eV, es decir, cuando el impulso es $3\cdot10^3$ eV/s, la incertidumbre de sus coordenadas Δx resulta de $0{,}66\times10^{-10}$ m. Si multiplicamos estas dos magnitudes, se obtiene

$$3 \approx 1{,}05\times10^{-34}\,J\times s 10^3\,\frac{eV}{s}\times 0{,}66\times10^{-10} m =$$

$$\frac{3\times10^3\times1{,}6\times10^{-19}\times0{,}66\times10^{-10}}{3\times10^8}\approx$$

$$\approx 1{,}05\times10^{-34}\,J\times s$$

es decir, una magnitud igual a la constante de Planck. Esto, de ninguna manera, es un resultado casual. Recordemos que la incertidumbre en las coordenadas Δx es igual a la distancia entre las rendijas (y a la anchura de la rendija d) y que la difracción se observa cuando la anchura de la rendija es igual a la longitud de onda:

$$\Delta x = d = \lambda'$$

Pero λ', es la longitud de onda de De Broglie y es igual a $\hbar/p$. Por esto siempre $\Delta xp = \hbar$. Finalmente hagamos una observación más antes de formular un resultado muy importante. Al atravesar el electrón la red y alcanzar la placa fotográfica, el impulso del electrón puede variar a toda la magnitud total $\Delta p = p$ (por ejemplo, un electrón, al chocar con un electrón del átomo de la red, puede detenerse, de manera que su impulso se anule). De esta forma el impulso del electrón, después de atravesar la placa con rendijas, se vuelve indefinido. Sustituyendo p en la expresión $\Delta xp \approx \hbar$ por la magnitud Δp, obtenemos la relación universal del micromundo

$$\Delta x \Delta p \approx \hbar \quad (56)$$

que es justa, cualesquiera que sean las energías del electrón. Esta expresión se llama relación de incertidumbre de Heisenberg (principio de incertidumbre).

Ella muestra el carácter específico de las propiedades de las micropartículas, para las cuales no se puede conocer simultáneamente y con exactitud la coordenada y el impulso, es decir, no se puede dar la trayectoria. Cuanto más exactamente se determina el impulso de la partícula, tanto más grande es la indeterminación de sus coordenadas y al revés.

La relación de incertidumbres reviste carácter universal y es justa no sólo para los electrones, sino también para los protones, neutrones y otras partículas elementales (incluso para los núcleos atómicos, por ejemplo, las partículas alfa), para los cuales, igual que para los electrones, se ha observado la difracción.

Una relación semejante existe entre la energía E (de masa m) de una partícula y el tiempo de medición de esta energía Δt (o el tiempo de vida de la partícula t):

$$\Delta E\, \Delta t \approx \hbar \quad (57)$$

Cuanto mayor es el tiempo de vida de la partícula, tanto más exactamente se determina su energía (y, por consiguiente, también su masa $m = E/c^2$) y al revés.
La relación (57) se puede considerar como consecuencia de la relación (56), si escribimos esta última en la forma siguiente:

$$\Delta x \cdot \Delta p = \Delta x m \cdot \Delta v = \Delta x m \cdot (\Delta v/\Delta t) \cdot \Delta t = \Delta x F \cdot \Delta t = \Delta E \cdot \Delta t.$$

Aquí v es la velocidad; $\Delta v/\Delta t$, la aceleración; $F = m \cdot \Delta v/\Delta t$, la fuerza; $\Delta E = \Delta x F$, el trabajo, es decir, la variación de la energía.
Debido a la pequeñez de $\hbar$ y el tiempo de vida relativamente grande, el grado de indeterminación de la masa para todas las partículas elementales, a excepción de las resonancias, resulta no muy grande. Así pues, para el mesón π^0 ($\tau_{p^\circ} = 0{,}8\times10^{-16}$ s)

$$\Delta E = h/t = 6{,}6\times10^{-16}/0{,}8\times10^{-16} \approx 8 \text{ eV},$$

lo que representa cerca del 10^{-5} % de su energía en reposo ($m_{p^\circ}c^2$ = 135 MeV). E incluso para las partículas metaestables de corto tiempo de vida, el mesón η ($\tau \approx 10^{-18}$ s) y el hiperón Σ^0 ($\tau \approx 10^{-19}$ s), $\Delta E = 10^3$ eV y 10^4 eV, respectivamente, lo que supone el 10^{-4} y 10^{-3}% de su energía en reposo.
Sin embargo, para las resonancias, el tiempo de vida de las cuales no supera 10^{-23} - 10^{-22} s, esta indeterminación en la energía (y por lo tanto, también en la masa) en reposo puede alcanzar hasta 10^{-15}% lo que representa 100 - 200 MeV (200 - 400 masas de electrones).

§ 17. Qué es la mecánica cuántica

"No se puede comprender, pero sí acostumbrarse" — ¡Mecánica cuántica para los niños! — Ideas fundamentales sobre las ecuaciones cuántico-mecánicas — Concepto de función Ψ y del cuadrado del módulo $|\Psi|^2$ — Cuando es absurdo utilizar la mecánica cuántica

La energía del electrón en nuestro experimento mental, examinada en el párrafo anterior, fue elegida de 10 eV y la indeterminación en la trayectoria resultó del orden de 10^{-10} m. Pero el primer valor es característico para la energía de los electrones exteriores del átomo y el segundo para sus dimensiones. Es decir, los electrones en el átomo deben moverse tan indefinidamente, como en nuestro experimento mental. No tiene sentido hablar sobre la trayectoria de los electrones dentro del átomo. No se puede aplicarles la mecánica general. La inconsecuencia de la teoría de Bohr, mencionada en el § 16, explica precisamente esto.

La nueva teoría, que superó los defectos de la teoría de Bohr, fue creada entre los años 1926 al 1928 por Heisenberg, Schrödinger y Dirac. Esta fue denominada mecánica cuántica (ondulatoria).

Cuando el autor tenía la edad del lector y, por primera vez, estudiaba la mecánica cuántica, fue sorprendido al escuchar las siguientes palabras del profesor que impartía este curso: "No es posible comprender la mecánica cuántica, pero sí acostumbrarse a ella". ¡Lo dijo con gran acierto! No se puede comprender la mecánica cuántica valiéndose de los conceptos clásicos sobre la trayectoria, etc. Esto es un ámbito de la ciencia que es necesario crear sobre una base totalmente nueva y sobre conceptos absolutamente nuevos. Y realmente hay que acostumbrarse a lo nuevo, a que es difícil siempre y especialmente difícil, si además hay que deshabituarse de lo habitual.

Probablemente más sencillo sería estudiar la mecánica cuántica siendo un hombre inexperto en la mecánica clásica. En este caso se comprenderían los conceptos

cuántico-mecánicos de una manera absolutamente natural, sin compararlos con los habituales. Desgraciadamente esto no es posible por la mera razón de que el hombre aprende la mecánica clásica, incluso sin una enseñanza especial, simplemente relacionarse con los objetos que le rodean. Pero, en todo caso, hay que hacer todo lo posible para que los hombres aprendan la mecánica cuántica lo, antes que se pueda, ya que la fuerza de la costumbre puede jugarles una mala broma. Se conoce, por ejemplo, que el gran físico Einstein, pese a las reiteradas discusiones con Bohr, no reconoció la mecánica cuántica en su variante actual.

Intentemos estudiar la mecánica cuántica en un volumen accesible para nosotros y comencemos a familiarizarnos con ella "desde la minoría de edad" (Figura 15).

Forman la base de la mecánica general las ecuaciones de Newton perfeccionadas para las velocidades relativistas por Einstein.

En estas ecuaciones se utiliza el concepto de trayectoria. Como base de la mecánica cuántica debiera tomarse tal ecuación que permitiera describir la naturaleza doble de las partículas elementales que se comportan ora como una onda, ora como una partícula. Tal ecuación fue propuesta, por primera vez, por Schrödinger. La variante relativista de la ecuación para el electrón fue dada por Dirac. No vamos a escribir dichas ecuaciones y explicar sus formas, limitándonos sólo a explicar las ideas fundamentales.

Las ecuaciones de Schrödinger y Dirac son ecuaciones de onda de tipo insólito. Estas ecuaciones están compuestas de tal modo que sus soluciones tuvieran el mismo carácter doble (ondulatorio y corpuscular) que las propiedades de las partículas elementales.

Figura 15

Por cuanto, éstas son las ecuaciones de onda (si bien de tipo insólito), en ellas se puede detectar la similitud con las ecuaciones de onda de tipo ordinario, por ejemplo con las ecuaciones de Maxwell que describen la propagación de la onda electromagnética.

La solución de las ecuaciones de ondas cuántico-mecánicas, igual que la de las ecuaciones de onda de tipo ordinario, se obtiene en forma de funciones de onda que, en la mecánica cuántica, se llaman funciones Ψ.

La función Ψ puede ser expresada mediante las coordenadas y el tiempo [Ψ (*x, y, z, t*)] o mediante la energía y las componentes del impulso [Ψ(*E*, p_x p_y p_z)]. La función Ψ refleja la naturaleza ondulatoria de las micropartículas. Con su ayuda se puede describir, por ejemplo, el fenómeno de la difracción de electrones que acabamos de examinar o el fenómeno de la interferencia de los mesones K^0 (véase el § 36). De la función Ψ, igual que de la onda de luz, se puede decir que tiene coherencia, fase, diferencia de paso y otros conceptos ondulatorios específicos. Sin embargo, a diferencia de la solución de las ecuaciones de Maxwell, hablando en general, la

función Ψ es compleja y no tiene una interpretación clara. Esta no es una onda móvil real como la de propagación de la luz (o del sonido) ni tampoco una onda real estacionaria del tipo de figura de interferencia, sino una onda (o sea, una amplitud y una fase) de probabilidad que describe las posibilidades potenciales existentes objetivamente de realizar tal o cual resultado.

Tiene un sentido claro sólo el cuadrado del módulo de la función de onda $|\Psi|^2$ que es igual a la probabilidad de hallar la partícula en el punto dado (x, y, z), en el instante dado t. Precisamente esta propiedad de la ecuación y de la función Ψ expresa el segundo aspecto (el corpuscular) del comportamiento de las partículas. Con ayuda de la magnitud $|\Psi|^2$ podemos darnos una idea sobre el lugar en que la partícula se encuentra en el instante dado. Si, por ejemplo, la partícula se mueve de manera que en el momento $t = t_0$ ella alcanza el entorno del punto (x_0, y_0, z_0), es decir, la región ($x_0 \pm \Delta x$, $y_0 \pm \Delta y$, $z_0 \pm \Delta z$), entonces la solución de la ecuación cuántico-mecánica de la función Ψ en la que $|\Psi(x, y, z, t_0)|^2 \neq 0$ precisamente cuando $x = x_0 \pm \Delta x$, $y = y_0 \pm \Delta y$, $z = z_0 \pm \Delta z$ y $|\Psi(x, y, z, t_0)|^2 = 0$ para todos los otros x, y, z.

Con mucha frecuencia la magnitud $|\Psi|^2$ da una representación de la posición de la partícula con suficiente exactitud. Esto tiene lugar en los casos cuando la magnitud $\Delta x = \hbar/p$ es tan pequeña que prácticamente resulta imposible medirla. Así son las cosas, por ejemplo, al utilizar los diferentes detectores de trazas (véase el § 16), que no pueden medir Δx si éste es menor de 10^{-5} cm. Por supuesto, con el paso a partículas más pesadas, la indeterminación cuántico-mecánica en la coordenada se hace cada vez menor. En el caso de partículas macroscópicas esta indeterminación prácticamente es imperceptible. (El lector puede fácilmente calcular que, por ejemplo, la indeterminación cuántico-mecánica de la trayectoria de una bala volando es tan sólo de 10^{-33} cm y no de 1000 km como sería, si ésta se comportara de manera similar al electrón. Por consiguiente, ¡la mecánica cuántica no se interpone en el camino de nuestros deportistas-francotiradores!) Por lo tanto, las ecuaciones de onda se deben utilizar sólo en el dominio del micromundo. Su

utilización en el macromundo es absurda, por cuanto darán resultados que prácticamente no se diferencian de los de la mecánica habitual. La mecánica relativista, cuando las velocidades son pequeñas, pasa a la mecánica clásica igual que la mecánica cuántica, al aumentar la masa de la partícula, pasa a la mecánica habitual.

§ 18. Éxitos de la mecánica cuántica

1. La mecánica cuántica y la realidad objetiva

Nunca cargues sobre inculpado.

En la exposición anterior hemos tratado de convencer al lector de que la mecánica cuántica es tan buena para describir el movimiento de las partículas elementales, como la mecánica habitual para describir el movimiento de las macropartículas. La circunstancia de que ésta no permita calcular la trayectoria de la partícula no es culpa suya, sino de la propia partícula que, según la concepción clásica de esta palabra, no tiene trayectoria. La mecánica cuántica permite conocer de la micropartícula lo que de ella se puede conocer. De esta manera, la mecánica cuántica refleja correctamente (o, como se suele decir, de manera adecuada) la realidad objetiva del micromundo. Sin embargo, las mismas propiedades del micromundo son tan insólitas que los resultados de la mecánica cuántica, por fuerza resultan muy sorprendentes. En este párrafo, el lector podrá conocer algunos resultados de la mecánica cuántica y, a través de ellos, las propiedades insólitas de algunos representantes del micromundo. En este caso, actuando conforme a nuestra regla (los árboles impiden ver el bosque), vamos a hacer la primera presentación de manera muy breve, dejando los detalles para aquellas partes del libro, en las cuales este problema será examinado más detalladamente.

2. Ecuación de Schrödinger

Estructura del átomo — La genialidad es buena, pero la lógica es mejor — Enigma de la desintegración a — Bolita sobre el tejado — El viejo Jottabich y la mecánica cuántica — La micropartícula pasa a través de la pared

La mecánica cuántica permitió superar la inconsistencia de la teoría de Bohr (véase el § 15). Resulta que la ecuación de Schrödinger está compuesta tan afortunadamente que su solución para los electrones del átomo permite obtener todos los resultados fundamentales de la teoría de Bohr sin postulados ni reglas de selección. Se demostró, por ejemplo, que la ecuación de Schrödinger para los electrones del átomo tiene soluciones solamente para aquellos valores de la energía que coinciden con los valores que se desprenden de los postulados de Bohr. Para otros valores de la energía, la ecuación simplemente no tiene soluciones. Así pues, la contradicción fundamental de la teoría de Bohr, o sea, la necesidad de suponer que un electrón en rotación no radia, aquí se retira automáticamente. Resulta que el electrón se mueve en el átomo (¡no gira!) de manera que ni debe radiar. Es que la afirmación sobre la radiación de un electrón que gira se basaba en las deducciones de la física clásica, de la que hemos renunciado en favor de la mecánica cuántica, y ésta nos lleva a unas conclusiones totalmente diferentes. Los excelentes resultados de la teoría de Bohr, tan genialmente inventados por el gran físico, ahora se deducen automáticamente de la única ecuación simple de Schrödinger: todo, con lo que hemos tenido que conformarnos de mala gana según el principio "a los triunfadores no se les juzga", ahora resultó estrictamente condicionado por la lógica.

Un resultado extraordinariamente interesante y totalmente excepcional se obtuvo, al examinar la ecuación de Schrödinger para el núcleo atómico. Todos sabemos que la división de la radiactividad natural en radiaciones a, βy g fue hecha aún a principios del siglo XX. Desde entonces y hasta finales de los años 30 la

desintegración a siguió siendo uno de los más misteriosos fenómenos de la naturaleza y sólo la mecánica cuántica ayudó a adivinar este enigma.

Hace relativamente mucho tiempo fue aclarado que las partículas a son núcleos de helio $^4_2$He y que la desintegración a no es extraña desde el punto de vista de la ley de conservación de la energía, puesto que la masa del núcleo ($M_{n,p}$) radiactivo (precursor) original es mayor que la suma de las masas de la partícula a (m_a) y del núcleo ($M_{n,h}$) remanente (hijo):

$$M_{n,p} > a + M_{n,h} \quad (58)$$

La diferencia entre las masas $\Delta M = M_{n,p} - (m\alpha + M_{n,h})$ y se realiza en forma de energía de la desintegración a, ΔE_α, es decir, de la energía cinética de la partícula α emitida (T_α) y del núcleo hijo $T_n \ll T_\alpha$:

$$\Delta E_\alpha - \Delta M c^2 = T_n + T_\alpha \approx T_\alpha \quad (59)$$

En distintos casos de la desintegración α, la energía cinética de la partícula α es desde 4 hasta 9 MeV (en raros casos, aún menor). Si se toma, como valor medio, $T_\alpha \approx 6$ MeV, obtenemos que la energía en reposo de nuestro sistema antes de la desintegración α, (E_{01}) es mayor en 6 MeV que su energía en reposo (E_{02}) después de la desintegración α (Figura 16).

Y en ello, reiteramos, no hay nada de sorprendente. Lo sorprendente comenzará si calculamos la energía en reposo del sistema en el mismo instante de la desintegración a, (E_{03}) cuando la partícula a acaba de salir del núcleo pero todavía no se ha alejado volando de ésta.

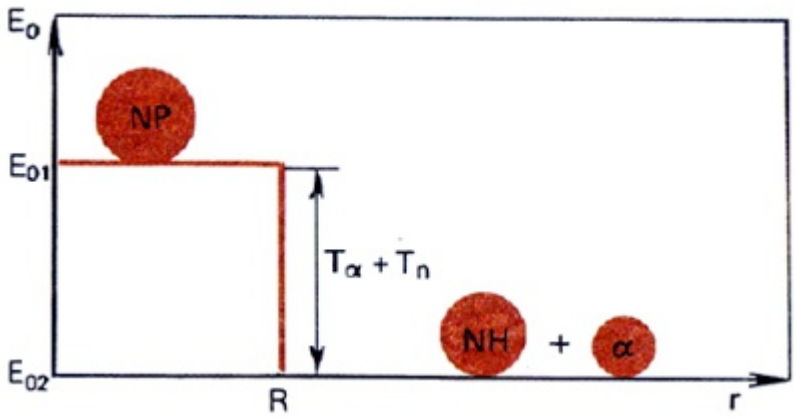


Figura 16

Este cálculo se hace fácilmente si realizamos un procedimiento imaginario inverso a la desintegración α, o sea, acercar el núcleo hijo y la partícula a hasta su contacto. Está claro que durante este acercamiento su energía aumentará a partir del valor (E_{02}) según la ley 1/*r* a cuenta de la energía potencial de la repulsión culombiana. El cálculo da un incremento de la energía en 25 - 30 MeV, lo cual supera varias veces la diferencia entre las energías inicial y final del sistema (Figura 17).

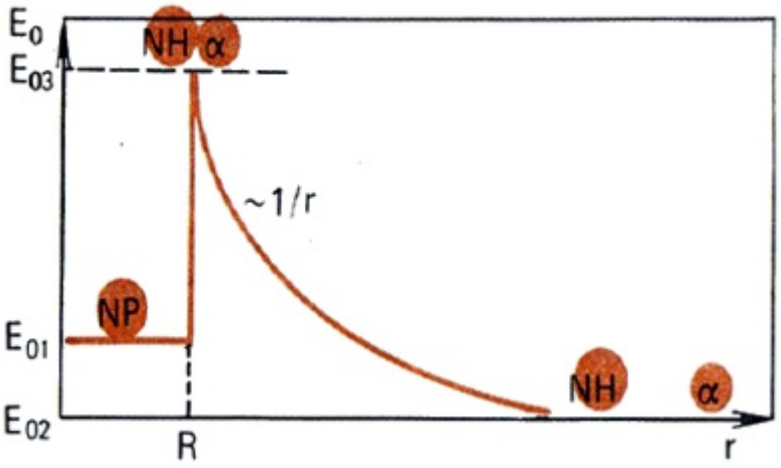


Figura 17

De esta forma, la energía del sistema en el instante de la desintegración α es mayor que la energía inicial y que la energía final. En otras palabras, en el camino de la

partícula se eleva del núcleo una barrera de potencial energético grande. Se pregunta, ¿cómo logra la partícula a vencerla? ¡Pues, según la física clásica esto es totalmente imposible!

En efecto, examinemos en calidad de analogía clásica una bolita que se encuentra sobre un tejado con pendiente y un canalón. Claro está que la bolita no puede bajar, aún cuando esto le es ventajoso, ya que la energía potencial de la bolita en la Tierra es menor que sobre el tejado. En el caso si no existiera el canalón o levantáramos previamente la bolita al borde del canalón sería otra cosa. ¡De otro modo no es posible! Al parecer, es igual de imposible para la partícula a escapar de los límites del núcleo atómico, puesto que dicha partícula se encuentra allí en algo semejante a un "canalón" formado por la barrera de potencial culombiana. Y a pesar de todo, la partícula α vence la barrera de potencial. Además de los dos métodos enumerados antes de separación de esta barrera, la partícula halla otro método que es irrealizable para la bolita sobre el tejado. La partícula α atraviesa directamente la barrera como si pasara por un túnel en la misma. Está claro, dirá el lector, el techo era viejo, en el canalón había un agujero y la bolita cayó en él. Ese es el problema, pues no hay ningún agujero.

Figura 18

Simplemente que la barrera no es un obstáculo para la micropartícula. Ella atraviesa la barrera igual que pasaba a través de las paredes el viejo Jottabich, cuando ayudó a dar el examen de geografía a V. Kostilkov (Figura 18).

El proceso de recorrido de la partícula a través de la barrera de potencial energética se llama *unión a efecto túnel*. Es un fenómeno puramente cuántico-mecánico. Se puede explicar sólo basándose en la mecánica cuántica, en la cual este fenómeno singular se explica del modo más natural.

Ya hemos señalado que el movimiento de la micropartícula se define en la mecánica cuántica mediante la función de onda Ψ, cuyo cuadrado del módulo $|\Psi|^2$ es igual a la probabilidad de localizar la partícula en un punto dado. La función de onda Ψ es la solución de la ecuación de Schrödinger.

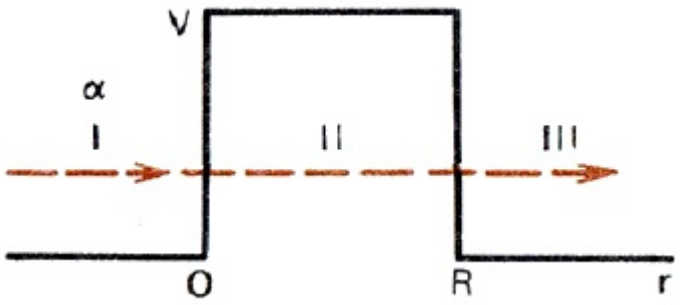


Figura 19

Figúrese que usted está observando el movimiento de la partícula α de izquierda a derecha (Figura 19) y quiere apreciar la probabilidad de que ésta atravesara la región II para llegar a la región III. En este caso usted deberá solucionar la ecuación de Schrödinger para las tres regiones (I, II, III), es decir, hallar el aspecto de la función Ψ en estas regiones. Luego hay que calcular el valor del cuadrado de su módulo $|\Psi|^2$ para las regiones I y III. La razón $D = |\Psi_{III}|^2/|\Psi_I|^2$ dará la probabilidad de que la micropartícula, que se ha acercado a la barrera de potencial, "se filtre" a través de la última. La magnitud *D* lleva el nombre de coeficiente de transparencia de la barrera de potencial.

Supongamos, que no sabemos escribir la ecuación de Schrödinger ni más aún resolverla, por eso tenemos que creer a pie juntillas el resultado de su solución. Resulta que el valor numérico del coeficiente de transparencia de una barrera de potencial rectangular de altura *V* y anchura *d* para una partícula de masa *m* y energía cinética *T* es igual, en orden, a:

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(V-T)}d} \qquad (60)$$

donde e = 2,718 es la base del logaritmo natural; $\hbar = 1{,}05\times10^{-34}$ J·s es la constante de Planck.

Casi igual de simple es también el aspecto de la expresión de *D* en el caso cuando las barreras no tienen forma rectangular. De la expresión (60) se infiere que el coeficiente *D* puede ser no muy pequeño solamente en la región del micromundo, donde son pequeños *m*, *V* y *d*. De esta forma, para las partículas a con una energía de 6 MeV emitidas por los núcleos radiactivos α,

$$e^{-\frac{2}{10^{-34}}\sqrt{2\cdot4\cdot1{,}66\cdot10^{-27}(30-6)\cdot10^{6}\cdot1{,}6\cdot10^{-19}}\cdot10^{-14}} \approx$$

$$\approx e^{-45} \approx 10^{-20}$$

Claro que esto es una magnitud muy pequeña, pero si tomamos en consideración que las partículas α, al moverse rápidamente en el interior del núcleo atómico, chocan contra sus paredes cerca de 10^{20} veces por segundo, la probabilidad total *P* de que la partícula α se filtre a través de la barrera de potencial culombiano, es decir, la fracción de las partículas a que salieron volando del núcleo en 1 segundo, será del orden de la unidad ($10^{-20} \times 10^{20} \approx 1$). En otras palabras, esto significa que el tiempo de vida del núcleo respecto a la desintegración α, que seguramente es igual a $\tau = 1/P$, será del orden de un segundo. Se sobreentiende que dicho cálculo

es muy aproximado. En realidad, el tiempo de vida de los diferentes núcleos respecto a la desintegración a oscila dentro de unos límites muy grandes (desde 10^{-7} s hasta 10^{15} años), pero los hechos, hechos son, dicho tiempo se diferencia del infinito y puede ser muy pequeño.

Totalmente diferente se vuelven las cosas para los macroobjetos. En este caso *D* es tan pequeño que hablar de la transparencia de la barrera es totalmente absurdo. Por ejemplo, si calculamos el coeficiente de transparencia del canalón para la bolita, suponiendo que la masa de la bolita es de 25 g, el grosor del canalón es igual a 1 mm y su altura *H* = 20 cm ($V = mgH \approx 0{,}025\times 9{,}81\cdot 0{,}2 \approx 5\cdot 10^{-2}$ J), obtenemos

$$D \approx e^{-\frac{2}{10^{-34}}\sqrt{2\cdot 0{,}025\cdot 5\cdot 10^{-2}}\cdot 10^{-3}} \approx e^{-10^{30}} = e^{\frac{1}{10^{30}}}$$

Para este valor de *D* se puede estar seguro de que la bolita permanecerá en el tejado hasta que algún muchacho no suba a recogerla o hasta que el tejado no se aherrumbre.

3. Ecuación de Dirac

Predicción del positrón— Cuando la nave cósmica no necesita de combustible— Problema de padres e hijos o la guerra de un científico contra una ecuación— El "hueco" de Dirac— Juguemos a las damas— El positrón desde el `hueco"— Partícula y antipartícula— Algo más acerca de la aniquilación

No menos excelente ha sido el éxito que cayó en suerte de otra ecuación cuántico-mecánica, la ecuación relativista de Dirac. En particular, por medio de esta ecuación se logró resolver las dificultades mencionadas al final del § 15 relacionadas con la introducción en la teoría cuántica del concepto de espín y del valor del momento magnético del electrón. Resultó que en la teoría de Dirac no hay

necesidad de postular el espín y el momento magnético del electrón, ya que su existencia es consecuencia de la misma ecuación. En este caso la ecuación predice precisamente el valor del momento magnético que se obtiene del experimento (recordemos que la teoría de Bohr da un valor dos veces menor, véase el § 20).

Entre los éxitos más espléndidos de Dirac ha de considerarse la predicción del positrón que es una antipartícula respecto al electrón. Analizando su ecuación, Dirac llegó a la conclusión de que para cada valor del impulso p dicha ecuación tiene dos soluciones correspondientes a dos valores distintos de la energía total del electrón:

$$E_1 = +\sqrt{m_e^2c^4 + p^2c^2} \quad \text{y} \quad E_1 = -\sqrt{m_e^2c^4 + p^2c^2} \quad (61)$$

(véase la fórmula (21) del § 9). Por ejemplo, cuando $p = 0$ el electrón puede tener la energía $E_1 = m_ec^2$ y $E_2 = m_ec^2$, de manera que $E_1 - E_2 > m_ec^2$. Para $p = p_0 > 0$, la diferencia de energías es $E_1 - E_2 > 2m_ec^2$.

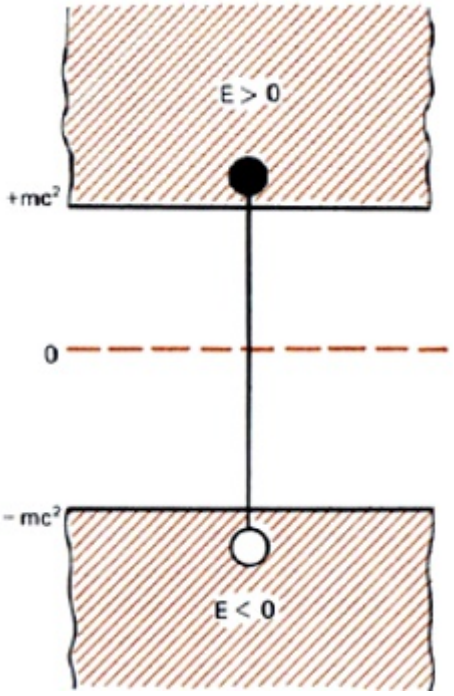


Figura 20

Los posibles valores de la energía del electrón pueden representarse esquemáticamente en forma de dos áreas rayadas que se encuentran una de otra a una distancia de $2m_ec^2$ (Figura 20).

Del análisis se deducía que ambas soluciones eran totalmente equitativas, es decir, el electrón puede encontrarse no sólo en el área superior de la figura, donde $E > 0$, sino también en la parte inferior, donde $E < 0$, además él puede trasladarse de un área a otra.

Sin duda, Dirac comprendía perfectamente que el resultado obtenido tenía una forma, por lo menos, extraña. Pues una partícula que tiene su energía total negativa es una partícula de masa negativa (¿recuerda usted que $m = E/c^2$?). Y según la mecánica clásica (segunda ley de Newton) una partícula de masa negativa debe moverse contra la fuerza que actúa sobre ella (puesto que los vectores de la aceleración y de la fuerza tendrán signos diferentes, es decir, tendrán direcciones contrarias).

Imagínese, ¿qué vida más interesante tendríamos de ser justa esta predicción? Helicópteros, aviones y naves cósmicas despegarían por sí mismas con una aceleración g. Andar por la Tierra sería igual de difícil que ahora por el techo. La atmósfera y todos los objetos sin fijación (por ejemplo, el agua de océanos, lagos y ríos) se escaparían al espacio cósmico; y la misma Tierra se alejaría del Sol, a semejanza de un balón de fútbol después de una fuerte patada, y volaría mientras la atracción de otra estrella no la empuje hacia otro lado... Regalemos este tema a los escritores de novelas de ficción científica (al parecer, este tema todavía no ha sido utilizado por ellos) y volvamos al electrón.

Dirac comprendía todas estas dificultades y alzó la mano contra su ecuación para expulsar de ella la solución con la energía negativa y la masa negativa (Figura 21).

Probablemente que en ese momento él estaba aproximadamente del mismo humor que Taras Bulba cuando se encontró con su hijo traidor: *"¡Yo te di la vida, yo te la quitaré!"* Pero acabar con esta ecuación no resultó tan simple, por cuanto era justa

y conducía a resultados correctos, como se ha demostrado en los experimentos (recuerde el espín y el momento magnético del electrón).

La deducción sobre la existencia de partículas con energías y masas negativas también era una de las consecuencias de dicha ecuación correcta. ¡Y a pesar de todo, la salida fue hallada! Dirac tuvo que reconciliarse con la existencia de soluciones negativas. Sin embargo, se logró interpretar estas soluciones de otra manera.

Figura 21

Ahora supongamos, junto con Dirac, que los estados de energía y masa negativas existan en realidad, pero por cuanto a ellos les corresponden valores de energía mínimos, ellos están ocupados totalmente por electrones, de manera que se forma un fondo continuo no observado de electrones insólitos[17] (con $m < 0$). Además supongamos que hemos comunicado (por ejemplo, con ayuda de un cuanto γ) a uno de los electrones insólitos la energía $E > 2m_e c^2$ suficiente para que un electrón pase de la región $E < 0$ a la región $E > 0$ (véase Figura 20). Semejante operación se soluciona por medio de la ecuación. En este caso en la parte superior aparece otro electrón ordinario ($E > 0$, $m > 0$) y de la parte inferior desaparece un electrón insólito ($E < 0$, $m < 0$), o sea, allí surgirá un "hueco" en un fondo continuo. Es fácil comprender que el hueco tendrá las propiedades de una partícula ordinaria ($m > 0$) con una masa igual a la del electrón, pero con carga eléctrica opuesta al último.

Realmente, ¿cómo se mueve el hueco? Obligatoriamente se mueve al encuentro del electrón insólito, ya que el hueco puede "ocupar el lugar del electrón" sólo después de que este último ocupe el lugar del hueco. Esto es semejante al juego de damas: cuando una ficha (electrón insólito) hace un paso adelante a la casilla (hueco) libre y ésta, por lo tanto, queda detrás de la ficha, es decir, como si la casilla libre se moviera al encuentro de la ficha. Pero, esto significa que el hueco no se mueve contra la fuerza (como el electrón insólito), sino en dirección de la fuerza, es decir, él se comporta como una partícula normal con masa positiva. Por supuesto que la masa del hueco es exactamente igual a la del electrón y la carga eléctrica ($+e$) del hueco es igual en magnitud y de signo opuesto. En efecto, si del fondo no observado de electrones con cargas y masas negativas se extrae un electrón, en el fondo faltará una carga eléctrica negativa y una masa negativa de electrón. Como resultado de esto el fondo dejará de ser no observado y se descubre como una partícula de masa positiva igual a la del electrón, y de carga eléctrica positiva unitaria.

De este modo fue predicho el positrón que en el año 1932 también fue descubierto experimentalmente en la radiación cósmica. Su huella fue detectada en una de las fotografías hechas con una cámara de Wilson en un campo magnético.

El descubrimiento del positrón confirmó de modo brillante la validez de la ecuación cuántico-mecánica de Dirac. Al mismo tiempo la ecuación se puede considerar como una corroboración del principio de Pauli que fue utilizado en los razonamientos de Dirac. Más, ¡esto tampoco es todo!

La medición ulterior de los parámetros del positrón mostró que él tiene una masa exactamente igual a la del electrón, su carga eléctrica ($+e$) es contraria a la del electrón, el mismo espín (1/2) y un momento magnético contrario, es estable, es decir, tiene un tiempo de vida en el vacío infinitamente largo.

Tengamos en cuenta la siguiente importante circunstancia. La formación del electrón de carga negativa y del positrón de carga positiva se produce bajo la acción del cuanto γ de carga eléctrica neutral. Este resultado es completamente

natural desde el punto de vista de la ley de conservación de la carga eléctrica (véase el § 20). La carga eléctrica sumaria del sistema queda inalterada.

Esta es una ley muy difundida. Otro ejemplo de su utilización es la ionización del átomo neutral de hidrógeno. Si al átomo de hidrógeno también con ayuda del cuanto γ, le arrancamos un electrón, pero de mucha menor energía, se formarán dos partículas distintas con cargas eléctricas iguales por sus valores pero de signos diferentes: un protón con carga positiva y un electrón con carga negativa. Ambos procesos satisfacen la ley de conservación de la carga eléctrica. (Basándose en esto Dirac identificó algún tiempo el hueco con el protón). Sin embargo, el proceso de primer tipo (la aparición de dos partículas a cuenta de la energía del cuanto γ) es posible para el par electrón-positrón y es imposible para el par electrón-protón. Por consiguiente, la cuestión no sólo consiste en las cargas eléctricas, sino también en cualesquiera otras cargas, las cuales son iguales a cero para el cuanto γ, son iguales y de signos opuestos para el electrón y el positrón, pero no para el electrón y el protón. Por una causa semejante no se observa la aparición conjunta del electrón y el muón positivo, si bien su carga eléctrica sumaria también es igual a cero.

Dos partículas, cuyas masas, tiempo de vida y espines son idénticos, pero sus cargas eléctricas, momentos magnéticos y algunas otras cargas, de las cuales hablaremos con posterioridad (véase el § 20), son opuestos, se denominan partícula y antipartícula con relación una a otra. El electrón y el positrón son ejemplos de partícula y antipartícula.

El resultado de nuestros razonamientos respecto al hueco muestra que las partículas y las antipartículas surgen juntas, por pares. Es fácil cerciorarse de que ellas mueren también juntas. De nuevo nos dirigimos a la Figura 20 y observamos el proceso de transición de un electrón de la región $E > 0$ al lugar libre (al hueco) en la región $E < 0$. En este proceso desaparecen al mismo tiempo un electrón en la parte superior y un hueco en la parte inferior, es decir, un positrón. Pero, en consecuencia, se libera la energía

$$\Delta E = E_1 - E_2 \geq 2m_e c^2 \quad (62)$$

que se realiza en forma de energía de la radiación de dos cuantos γ. El proceso descrito de transformación del electrón y del positrón en dos cuantos γ de la misma energía sumaria se llama aniquilación. El término "aniquilación" significa "desaparición" pero hay que entender que durante este proceso no se produce la desaparición de la substancia y de la energía, puesto que la energía en reposo del electrón y del positrón se transforma en la energía de radiación de dos cuantos γ. Las partículas materiales se transforman en campo electromagnético material.

Si pasamos del esquema a la realidad física, hay que tener en cuenta que la aniquilación puede realizarse solamente en el caso cuando el electrón y el positrón se hallan en un mismo lugar del espacio. Se podría creer que debido a las dimensiones pequeñas de las partículas la probabilidad de que se encuentren sea pequeña. Sin embargo, esto no es así, por cuanto en nuestro mundo la concentración de electrones es muy grande. Cualquier substancia está constituida por átomos y todos los átomos contienen electrones, por eso, incluso un único positrón, al caer en un ambiente denso (no en el vacío), se encuentra inevitable y rápidamente con un electrón y se aniquila con éste.

La aniquilación de los pares electrón-positrón de ningún modo es un fenómeno raro, ya que en nuestro mundo hay bastantes positrones. Como ya hemos visto antes (véase el § 12), los positrones se originan durante la desintegración de los muones positivos, los cuales abundan en la radiación cósmica, así como en los flujos de partículas obtenidos con los aceleradores. Los positrones se forman también en la desintegración β^+ de los núcleos radiactivos artificiales. Finalmente, se pueden obtener positrones, realizando en la práctica el esquema de razonamiento por el que hemos empezado nuestra conversación, (véase la Figura 20), es decir, obteniendo pares electrón-positrón con ayuda de cuantos γ de alta energía. En la actualidad, en este camino la Unión Soviética y otros países han obtenido logros muy grandes: los físicos aprendieron no sólo a obtener positrones, sino también a

acumularlos y a acelerarlos hasta alta energía. Sobre este interesantísimo, pero más práctico aspecto de la cuestión hablaremos en el § 37 y § 40, pero ahora volvamos de nuevo a los problemas de principio de la mecánica cuántica.

Basándose en el ejemplo del pronóstico y el descubrimiento del positrón, por primera vez fue demostrado que la naturaleza es simétrica respecto de la existencia de las partículas y las antipartículas. Con posterioridad esta tesis fue formulada, en forma general, como el principio de conjugación de carga. De acuerdo con este principio, a cada partícula le corresponde una antipartícula con masa, espín y tiempo de vida idénticos y con cargas opuestas. Al encontrarse una partícula con una antipartícula, éstas se aniquilan, a consecuencia de lo cual su energía en reposo se transforma en otra forma de energía. El protón y el neutrón también tienen sus antipartículas, el antiprotón y el antineutrón, respectivamente. En la actualidad, estas dos antipartículas ya se obtienen en aceleradores. Se observaba también el proceso de aniquilación de éstas. Este proceso, en efecto, va acompañado de la transformación de toda la energía en reposo del nucleón y del antinucleón ($2m_Nc^2$) en otra forma de energía. Los detalles posteriores sobre las propiedades de los antinucleones y otras antipartículas, una vez más, se salen de los marcos de este capítulo. Por eso remitimos al lector al § 40, y seguimos nuestra conversación sobre los éxitos de la mecánica cuántica.

4. Problema de las fuerzas nucleares

Ahora juguemos al billar— Intercambio de cargas entre los nucleones— Predicción de los mesones— Partícula de "la nada"— Partículas virtuales y reales— Tiempo nuclear

En el capítulo 1 ya hemos señalado que los nucleones en el núcleo se mantienen por las fuerzas nucleares de atracción, que por su intensidad superan una buena centena de veces las fuerzas electromagnéticas, si bien las últimas, a su vez, son enormes. Las fuerzas nucleares son de corto radio de acción (del orden de 10^{-13} cm)

entre algunos (no todos) nucleones del núcleo, es decir, poseen propiedad de saturación, de manera similar a la valencia de las fuerzas químicas. Los mesones π son los portadores de las fuerzas nucleares. Precisamente en esta última e importante propiedad de las fuerzas nucleares y en el papel que jugó la mecánica cuántica en su descubrimiento quisiéramos ahora centrar nuestra atención.

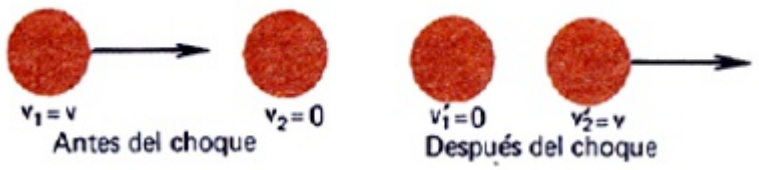


Figura 22

Los conocimientos fundamentales sobre las propiedades de las fuerzas nucleares fueron obtenidos como resultado del estudio de la interacción de dos nucleones, en particular, la dispersión del neutrón en el protón y del protón en el protón a energías bajas y altas. Ahora contaremos sólo la idea de uno de los experimentos de este tipo: la dispersión de los neutrones de alta energía (100 a 200 MeV) en los protones.

Toda persona que algún día haya jugado al billar sabe bien las leyes del choque de bolas elásticas. Durante el choque frontal (central) la bola lanzada se detiene y la que estaba parada rueda hacia adelante (Figura 22).

Durante el choque no frontal las bolas salen disparadas en distintas direcciones y además de tal modo que el ángulo entre ambas direcciones es de 90° (Figura 23). La gama de posibles desviaciones de la dirección inicial para ambas bolas se encuentra dentro de los límites de 0 a 90°.

El neutrón y el protón tienen masas aproximadamente iguales, por eso su choque a energías bajas se produce, poco más o menos, como en el caso de las bolas de billar.

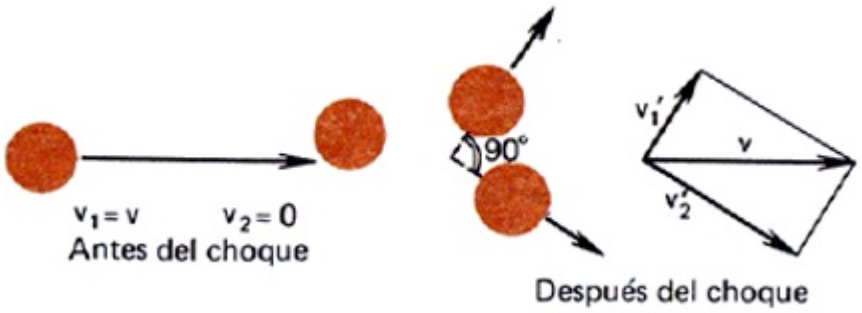


Figura 23

Si las energías son altas, los cálculos se complican un poco, debido a la necesidad de utilizar la mecánica relativista y los resultados se obtienen no tan simples como en el caso de pequeñas energías. Sin embargo, ya antes de hacer las mediciones era evidente que hacia adelante debe volar mayor número de neutrones que de protones.

Esto se debe a que, incluso fuerzas nucleares muy intensas, no pueden desviar el neutrón rápido a un ángulo grande respecto de la dirección inicial. Entretanto el experimento mostró que en la dirección del flujo primario se mueven tanto neutrones como protones y, aproximadamente, en cantidades iguales. Se podría explicar este extraño resultado sólo suponiendo como si en el curso de la interacción nuclear el neutrón y el protón se intercambiaran las cargas eléctricas y después el neutrón sigue su vuelo como protón y el protón, como neutrón. El fenómeno descrito se denomina dispersión de los nucleones con intercambio de cargas y las fuerzas nucleares que responden del intercambio de cargas se denominan fuerzas de cambio. Si este intercambio tiene lugar para cada par de nucleones que interaccionan, entonces hacia adelante deben volar principalmente los protones. Si el intercambio ocurre solamente en la mitad de los casos, hacia adelante volarán tanto los protones como los neutrones (y además, en las mismas cantidades, más o menos).

Surge la pregunta: ¿en qué consiste el mecanismo del intercambio de carga? La idea de este mecanismo por primera vez fue formulada por el físico soviético I. E.

Tamm. Él supuso que en el curso de la interacción nuclear los nucleones emiten y absorben partículas cargadas. En aquel entonces (1934) de las partículas cargadas ligeras se conocían solamente los electrones y los positrones, por eso, naturalmente, que la elección recayó sobre ellos. En opinión de Tamm el neutrón durante la interacción nuclear con el protón emite un electrón, convirtiéndose en protón, y éste, al absorber el electrón, se convierte en neutrón. Sin embargo, el propio Tamm demostró que los electrones eran demasiado ligeros como para que con su ayuda se pueda explicar simultáneamente las dos propiedades fundamentales de las fuerzas nucleares: el corto alcance y la gran intensidad. Pero otras partículas, más apropiadas no existían.

El siguiente paso fue hecho en 1935 por el físico japonés Yukawa quien demostró cuál debe ser la masa de una partícula conveniente, es decir, predijo la existencia en la naturaleza de partículas cargadas más pesadas que el electrón. Estas partículas supuestas fueron denominadas mesones (de la palabra griega "*mesos*" que significa medio, intermedio) que subraya el valor intermedio de sus masas en comparación con las masas de los electrones y los protones.

Los razonamientos de Yukawa se pueden explicar, valiéndose de las relaciones de incertidumbre (57) consideradas en el § 16. Según esta relación, en un período de tiempo corto D*t* la energía del sistema puede experimentar una desviación $\Delta E \approx \hbar/\Delta t$. Si el tiempo es muy pequeño, ΔE puede ser bastante grande. Seleccionemos el tiempo de tal modo que la partícula, moviéndose con la velocidad del orden de la de la luz *c*, tenga tiempo para pasar una distancia igual al radio de acción de las fuerzas nucleares $a \approx (1\ldots2)10^{-15}$ m:

$$\Delta t = a/c = (1... 2)10^{-15}/3\times10^{8} \approx 0{,}5\times10^{-23} \text{ s} \qquad (63)$$

El tiempo $\tau \approx 10^{-23}$ s se denomina tiempo nuclear.

Sustituyendo $\Delta t = 0{,}5\times10^{-23}$ s en la relación de incertidumbre, obtenemos

$$\Delta E = \hbar/\Delta t = 1{,}05\times10^{-34}/0{,}5\times10^{-23} \approx 2\times10^{-11}\ \text{J} \approx 150\ \text{MeV} \qquad (64)$$

Por cuanto a la energía ΔE = 150 MeV le corresponde la masa $M = \Delta E/c^2 \approx 300\ m_e$, el resultado obtenido puede interpretarse como el surgimiento, por un período de tiempo corto $0{,}5\cdot10^{-23}$ s, de una partícula de masa 300 m_e, la cual en su tiempo de vida muy corto apenas tiene tiempo para pasar la distancia entre dos nucleones que interaccionan (1 a 2)10^{-13} cm. Así pues, según esta idea, la interacción nuclear de dos nucleones situados a una distancia igual al radio de acción de las fuerzas nucleares consiste en que un nucleón emite una partícula de masa $m \approx 300\ m_e$ y el otro la absorbe transcurrido el tiempo nuclear $t \approx 0{,}5\cdot10^{-23}$ s. Las partículas que existen en la zona de acción de las fuerzas nucleares en el transcurso del tiempo nuclear se denominan virtuales. No es posible imaginarse la existencia de partículas virtuales fuera de la región de interacción nuclear, aparte de los nucleones. Para que una partícula virtual pueda transformarse en real, es decir, en una partícula, que sea capaz de separarse de sus "padres" (nucleones) y llevar un modo de vida independiente fuera del hogar familiar (de la región de interacción nuclear), los nucleones deben poseer una gran reserva de energía cinética, parte de la cual durante sus choques puede transformarse en masa en reposo del mesón. Adelantándonos (véase el § 20), señalemos que cuando la energía cinética del nucleón se aproxima a los 300 MeV su choque con un nucleón en reposo conlleva efectivamente la formación del mesón π real (m_p= 273 m_e), el cual se escapa, después de su formación, fuera de la zona de interacción. En este caso, cerca de la mitad de la energía cinética se gasta en el proceso mismo de formación del mesón π y la otra, para mover los nucleones y el mesón π formado después de la interacción (la necesidad del movimiento se deduce de la ley de conservación de la cantidad de movimiento). Pero si cada uno de los nucleones tiene una energía cinética cerca de 150 MeV y éstos vuelan uno al encuentro del otro, como resultado del choque de éstos pueden formarse incluso dos mesones π (por cuanto en este caso los

nucleones y los mesones a formados después del choque, de conformidad con la misma ley, pueden hallarse en reposo).

Señalemos que, hoy en día, la idea del choque de haces está realizada para las distintas partículas y antipartículas. En una serie de países fueron construidos y funcionan (o están en construcción) aceleradores de choque frontal protón-protón, electrón-electrón, electrón-positrón y protón-antiprotón. Al leer el § 37, el lector puede cerciorarse de que estos aceleradores poseen una energía equivalente muy alta en comparación con los aceleradores ordinarios con blanco fijo. Últimamente en aceleradores de choque frontal fueron hechos muchos descubrimientos y se realizaron muchas e importantes investigaciones físico-nucleares, comprendidas entre ellas las que tienen relación directa con las fuerzas nucleares. Resultados no menos excelentes fueron obtenidos también mediante diferentes aceleradores ordinarios con blanco fijo.

El lector puede conocer con más detalles las propiedades de las fuerzas nucleares en el § 19.

Capítulo 4
Interacciones y transformaciones de las partículas

Encuentra el principio a todo y comprenderás mucho.
K. Prutkov

Contenido:

§ 19. Cuatro tipos de interacción
§ 20. Leyes de la conservación

§ 19. Cuatro tipos de interacción

A pesar de la gran diversidad de los fenómenos, según las concepciones modernas, en la naturaleza existen solamente cuatro tipos de interacción:

1. Gravitatoria
2. Débil
3. Electromagnética
4. Fuerte.

Más aún, se perfila la tendencia a reducir el número de interacciones. En la actualidad, se ha creado la teoría única de las interacciones electrodébiles, en la cual las interacciones electromagnética y débil se estudian conjuntamente. En esta teoría se hicieron muchas importantes predicciones, que más tarde fueron confirmadas experimentalmente. En particular, la teoría única predijo la existencia de tres cuantos de interacción débil, los bosones $W^{\pm}$ y Z^0 de masas iguales a 80 y 90 GeV, respectivamente. En los años 1982 y 1983 estas partículas fueron descubiertas.

Se hacen también intentos de crear la llamada gran unión, es decir, una teoría que relaciona las tres interacciones más importantes del micromundo: fuerte,

electromagnética y débil. En este camino también se perfilan ciertos éxitos. Pero el examen de todos estos problemas rebasa ampliamente los límites de este libro. Además, las cuatro interacciones enumeradas antes, en sus manifestaciones observadas experimentalmente, son tan diferentes que resulta conveniente examinarlas por separado.

1. Interacción gravitatoria

> *Cuando los sentimientos engañan — Teoría general de la relatividad de Einstein — Atracción y movimiento — ¿Qué equimosis son mejores? — Masas pesada e inerte — Principio de equivalencia — El lector en el tiovivo — ¿Tiene masa la luz?*

Más que otras nosotros conocemos la interacción gravitatoria, por cuanto con ella tropezamos a cada paso. Esta opinión se puede entender no sólo en sentido figurado, sino también al pie de la letra: incluso nos sería imposible caminar sin la interacción gravitatoria (y sin la fricción). Toda la actividad práctica del hombre en la Tierra está ligada con la utilización o con la superación de la gravitación terrestre. La interacción gravitatoria entre el Sol y la Tierra mantiene a ésta en órbita alrededor del Sol, el cual suministra a la Tierra calor y mantiene en ésta la vida.

Tropezando constantemente en nuestra vida terrestre con manifestaciones de la gravitación nos hemos acostumbrado a creer que la gravitación es una interacción muy fuerte. En efecto, usted sabe bien qué difícil le fue al hombre alejarse de la Tierra para lanzarse al Cosmos. ¡Ni qué decir, el cosmos! Intente dar un salto sobre los 2 m. Si usted no es un deportista, lo más probable es que este intento termine con una desilusión completa o incluso con un golpe doloroso. ¡Y qué difícil es levantar y llevar objetos pesados! En una palabra, de toda nuestra experiencia se tiene la impresión de que la interacción gravitatoria es de gran fuerza. Pero, en realidad, estos efectos fuertes se deben a la realización ilegal (desde el punto de

vista de la ciencia) del experimento. Los físicos en estos casos dicen que el experimento no fue lo suficientemente puro. Pues en los casos enumerados nosotros examinamos la interacción de diferentes objetos (nave cósmica, deportista, carga) con un mismo cuerpo muy grande de masa enorme (la Tierra) y además, a una distancia mínima de ésta. Como se conoce, la fuerza de interacción gravitatoria es directamente proporcional al producto de las masas de los cuerpos que interaccionan e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia entre ellos. De este modo, la magnitud de los efectos examinados no caracteriza la intensidad de la interacción gravitatoria como tal, sino la atracción de los distintos objetos por la Tierra, con su enorme masa, situada cerca de ellos.

El experimento puro, como seguramente aún no habrá olvidado el lector, fue realizado en 1798 por Cavendish, el cual con mediciones especiales estableció que la fuerza que actúa entre dos cuerpos materiales de 1 g de masa cada uno, situados a 1 cm de distancia uno del otro, es igual a $6{,}67 \cdot 10^{-8}$ dinas = $6{,}67 \cdot 10^{-13}$ N. Esta fuerza determina la constante y que entra en la expresión de la fuerza gravitatoria F_{gr} que actúa entre dos cuerpos de masas m_1, m_2, los cuales se hallan a la distancia r uno de otro:

$$F_{gr} = \gamma m_1 \cdot m_2 / r^2 \qquad (65)$$

donde $g = 6{,}67 \times 10^{-8}$ $cm^3/(g \cdot s^2) = 6{,}67 \times 10^{-11}$ $m^3/(kg \cdot s^2)$.

Como muy pronto vamos a ver, la constante g es tan pequeña, en comparación con las constantes de otras interacciones, que, por regla general, la física nuclear no tiene en cuenta la interacción gravitatoria. Todas las demás interacciones son indudablemente mucho más fuertes que aquélla. Incluso la interacción que a raíz de su debilidad exclusiva fue llamada débil es 10^{26}, o sea, cientos de cuatrillones de veces más fuerte que la gravitatoria. Y solamente después de que en el año 1958 fuera descubierto el efecto Mössbauer (véase el § 32) que permite determinar muy exactamente la energía, fue medido en condiciones de laboratorio el

desplazamiento gravitatorio de la frecuencia de los fotones, el cual había sido pronosticado por la teoría general de la relatividad (véase el § 20). Anteriormente, este fenómeno podía observarse solamente como un efecto astronómico (desplazamiento de los rayos rojos de la luz en los espectros de estrellas de gran masa).

La teoría general de la relatividad, desarrollada por Einstein en los años 1911-1916, describe la gravitación como cierto equivalente del movimiento con aceleración. El que entre estos dos fenómenos hay mucho en común, el lector lo sabe bien de su propia experiencia: las "sobrecargas" que usted experimenta como consecuencia del prolongado (unos segundos) y suave aumento de la velocidad del tren del metro (o del tranvía) son equivalentes a la aparición, en este mismo intervalo de tiempo, de un pequeño campo horizontal de gravitación, y los moretones que usted probablemente haya recibido cuando el tren frena bruscamente son idénticos a los recibidos en una caída. Y, por supuesto, en nuestro siglo de vuelos a reacción no hay necesidad de escribir detalladamente de que conocen muy bien la equivalencia entre las fuerzas de gravitación y las sobrecargas, que aparecen durante el movimiento acelerado, los aviadores y los cosmonautas y por sus relatos también todos los demás. Pero, la cosa no acaba con la semejanza casera, por decirlo así, entre la gravitación y el movimiento acelerado.

Además de la equivalencia cualitativa, entre ellas hay también equivalencia cuantitativa.

Del curso escolar de la física se sabe que la masa de cualquier cuerpo se manifiesta en dos fenómenos completamente heterogéneos, en relación con lo cual ésta incluso se denomina de una manera diferente. Por un lado, la masa de un cuerpo se manifiesta en los fenómenos de gravitación descritos por la ley de gravitación universal

$$F_{gr} = \gamma m_1^{gr} \cdot m_2^{gr} / r^2 \qquad (66)$$

formulada definitivamente por Newton en 1687. De conformidad con esta ley, la fuerza de interacción gravitatoria es proporcional al producto de las masas de gravitación ("pesadas") m_1^{gr} y m_2^{gr}. La ley de gravitación de Newton reviste carácter universal. Con m_1^{gr} y m_2^{gr} se pueden designar cualesquiera masas, comenzando por las de las partículas elementales y terminando por las de los planetas, del Sol y de las estrellas superpesadas. Si tomamos nuestra Tierra como una de las masas, la ecuación (66) puede representarse en la forma siguiente:

$$F_{gr} = \gamma_T^{gr} m^{gr} / (R + h)^2 \quad (67)$$

donde R es el radio de la Tierra; h, la distancia desde su superficie. La ecuación (67) permite comparar las masas gravitatorias de diferentes cuerpos por la fuerza de su atracción por la Tierra, es decir, según su peso P[18]:

$$m_1^{gr}/m_2^{gr} = F_1^{gr}/ F_2^{gr} = P_1/P_2 \quad (68)$$

Por otra parte, de acuerdo con las ecuaciones de la mecánica, un cuerpo de masa inerte m_{in} adquiere, bajo la acción de la fuerza F, la aceleración

$$a = F/m_{in} \quad (69)$$

En particular, bajo la acción de la fuerza de gravitación F_{gr}, un cuerpo debe adquirir la aceleración

$$a = F_{gr} / m_{in} \quad (70)$$

De antemano no es evidente, en absoluto, que la masa m_{gr} de la ecuación (67) es proporcional (o igual) a la masa m_{in} de la ecuación (70). Supongamos que ellas no son proporcionales:

$$m_{gr} / m_{in} \neq k$$

(k = constante, es un coeficiente). En este caso de las ecuaciones (70) y (67) se deduce

$$a = \gamma\, m^T_{gr}\, m_{gr} / (R + h)^2 m_{in} \neq \text{constante} \qquad (71)$$

es decir, la aceleración de los diferentes cuerpos dentro del campo de gravitación es distinta. Para $m_{gr} = m_{in}$ (o incluso $m_{gr} = km_{in}$), obtenemos

$$a = \gamma\, m^T_{gr}\, k / (R + h)^2 = \gamma = \text{constante} \qquad (72)$$

es decir, la aceleración de un cuerpo cualquiera en un campo de gravitación dado (y a una distancia dada) es igual.

Toda la experiencia de la humanidad y todos los experimentos especialmente realizados indican que esto último es justo. De ello se convenció el mismo Newton, al realizar sus experimentos para determinar el período de oscilaciones de péndulos con formas y dimensiones iguales pero fabricados de diferentes materiales.

En la escuela, en su tiempo, el lector habrá realizado experimentos para comparar la caída de diferentes cuerpos en un tubo a vacío. En nuestros días, la justeza de la tesis enunciada se debe, claramente al hecho de que todos los objetos en el interior de la nave cósmica que vuela siguiendo una órbita con los motores desconectados permanecen en reposo relativo (si no se tienen en cuenta los movimientos casuales de fluctuación provocados, por ejemplo, por el movimiento del aire en el interior de la cabina). Mas los objetos de la nave cósmica participan simultáneamente en la caída hacia la Tierra con la aceleración g, en que se manifiesta la masa de gravitación, y en el movimiento por inercia, durante el cual se manifiesta la masa inerte. Ambos movimientos compensan exactamente uno a otro en todos los

objetos. De aquí se deduce que, independientemente del valor de m, siempre $m_{gr} = km_{in}$ donde k = constante (en particular, se puede admitir $k = 1$).

La tesis de que $m_{gr} = m_{in}$ y de que g = constante conduce a la equivalencia de la gravitación y del movimiento con aceleración. En efecto, un sistema (por ejemplo una nave cósmica o un ascensor) que se mueve con aceleración g creará en un lugar dado del espacio exactamente los mismos efectos que el campo de gravitación. Todos los objetos que se encuentran en este sistema, igual que los cuerpos en el campo de gravitación, tienen una aceleración igual en valor y dirección. Situados dentro de un sistema en movimiento acelerado, de ninguna manera se puede diferenciar el movimiento acelerado de la gravitación. Esta posibilidad de sustitución equivalente de la gravitación por el movimiento acelerado se denomina principio de equivalencia de Einstein.

Al leer estas líneas usted puede decir: "¡pero si todo esto ya se conocía antes de Einstein!" En cierta medida, si. Pero, en primer lugar, Einstein divulgó el principio de equivalencia de los fenómenos mecánicos a todos los fenómenos de la naturaleza (incluso, digamos, a la luz). En segundo lugar, antes de Einstein la equivalencia entre la gravitación y el movimiento con aceleración se consideraba en la suposición tácita de que la propagación de la interacción gravitacional es instantánea. El problema de Einstein consistía en conservar este postulado en las condiciones de justeza del principio especial de la relatividad formulado por él, según el cual ninguna señal (comprendida entre ellas también la interacción gravitacional) puede propagarse a velocidades mayores que la de la luz. Precisamente este problema fue resuelto por la teoría de la relatividad general.

En la exposición anterior, al presentar los resultados de la teoría especial (particular) de la relatividad, renunciamos conscientemente a describir la teoría misma. Tanto más, no vamos a tratar de describir la teoría general de la relatividad, la cual, desde el punto de vista matemático, es mucho más compleja, puesto que se basa en la geometría curvilínea (no euclídea[19]). Limitémonos sólo a las explicaciones y observaciones más simples.

Figúrese que usted está dando rápidas vueltas en un tiovivo. En este caso, entre otros sentimientos, se puede notar la aparición de un esfuerzo complementario que le hace desviarse en sentido contrario al centro del tiovivo. Observando los sentimientos para los distintos casos de velocidades angulares ω y para las distintas posiciones hasta el centro del tiovivo, usted llegará a la conclusión de que la magnitud del esfuerzo observado es proporcional a $\omega^2 \cdot R$ - v^2/R, o sea a la aceleración centrípeta. Supongamos ahora que la rotación se realiza con tal velocidad angular que usted adquiere respecto a la Tierra una velocidad $v = \omega R$ próxima a la de la luz. En este caso deben manifestarse los efectos que hemos estudiado, al describir la teoría especial de la relatividad, por ejemplo, la retardación de la marcha del tiempo, la contracción de las dimensiones, etc. Pero, como la contracción de las dimensiones se produce en dirección del movimiento y no existe en dirección perpendicular a la primera, nuestro tiovivo debe deformarse. En particular, para el tiovivo debe cambiar la relación entre la longitud de la circunferencia y el diámetro, la cual dejará de ser igual a p. El espacio se encorva. El tiempo también "se encorva", ya que será diferente a distintas distancias del centro, dentro de un mismo sistema de referencia (la del tiovivo). Todo esto tendrá lugar, como lo hemos establecido al principio, a consecuencia de la aceleración.

Figúrese ahora que nuestro tiovivo está cubierto por todos los lados y gira muy suavemente, sin tirones. En este caso, estando dentro de este tiovivo, usted no podrá con ningún experimento determinar la causa del esfuerzo complementario que experimenta. Del mismo modo usted puede asignar este esfuerzo tanto a la rotación como al campo de gravitación complementario de configuración especial. De acuerdo con el principio de equivalencia, esta misma conclusión se saca también para todos los demás efectos arriba citados y provocados por la rotación rápida: retardación de la marcha del tiempo, contracción de las dimensiones, no observancia de la geometría euclidiana. Todos estos efectos deben observarse al sustituir la rotación rápida por un campo de gravitación conveniente.

Así pues, de manera similar a como en la teoría de la relatividad especial se manifiesta una relación íntima entre el espacio y el tiempo, en la teoría de la relatividad general igual de íntima resulta también la relación de éstos con la masa. Como consecuencia de la acción de la masa, da la sensación de que el espacio se encorva. En el caso general, la trayectoria de un cuerpo en movimiento libre no es recta, sino curva, al moverse por la cual el cuerpo se acelera, es decir, experimenta la acción de la fuerza. Por cuanto la curvatura es inherente al espacio, la aceleración no depende de la masa del cuerpo en movimiento, sino es solamente una característica del lugar en el espacio (y, desde luego, de la masa del cuerpo, por ejemplo, del Sol o la Tierra que "deforma" el espacio).

De esta manera, resulta que la mecánica de Newton en la teoría de la relatividad general está relacionada con su ley de gravitación universal de manera mucho más estrecha de lo que suponía sobre esto el propio Newton. La teoría de la relatividad general nos conduce a unos resultados que pueden ser comprobados experimentalmente. Uno de ellos, el desplazamiento gravitatorio de la frecuencia de los fotones, ya lo hemos mencionado antes. El otro consiste en el encorvamiento de la trayectoria del rayo luminoso al pasar éste cerca de un cuerpo de gran masa. Ambos efectos se deben a que, según Einstein, los fotones en movimiento, en particular la luz, poseen masa

$$m = E/c^2 \qquad (73)$$

sobre la que actúa el campo de gravitación. En el § 20, contaremos cómo se logró confirmar esta fórmula en las condiciones de laboratorio.

2. Interacción electromagnética

Comparación con la interacción gravitatoria — Potencia disimulada — Un poco de fantasía — Transcurso de los procesos electromagnéticos

Otra interacción, con uno de los tipos de la cual usted también se ha familiarizado, es la interacción electromagnética. Del curso de física todos sabemos que dos cargas eléctricas q_1 y q_2, situadas a una distancia r, se atraen (si son de signos opuestos) o se repelen (si son del mismo signo) con una fuerza que se determina por la ley de Coulomb

$$F_{em} = kq_1\, q_2/r^2 \quad (74)$$

Al medir F_{em}, en dinas; q, en unidades electrostáticas de cantidad de electricidad; r, en centímetros, el coeficiente $k = 1$. En el Sistema Internacional (SI) $k = 1/4\pi v_0$.

Esta ley de interacción de las cargas eléctricas se parece mucho a la ley de la interacción gravitatoria: allí la proporcionalidad era respecto al producto de las masas, aquí, respecto al producto de las magnitudes de las cargas, y en ambos casos tiene lugar la proporcionalidad inversa respecto al cuadrado de la distancia entre los objetos que interaccionan. Ambas interacciones pertenecen a las de gran alcance. Se manifiestan a distancias todo lo grandes que se deseen. Sin embargo, estas interacciones se diferencian mucho entre sí por su intensidad.

Comparemos, por ejemplo, la fuerza de atracción gravitatoria F_{gr} de dos protones separados a una distancia de $2\cdot10^{-13}$ cm (distancia media entre nucleones dentro del núcleo atómico), con la fuerza de su repulsión electrostática F_{el}:

$$\left.\begin{aligned} F_{gr} = \gamma \frac{m_p^2}{r^2} \approx 5\cdot 10^{-30} dinas = 5\cdot 10^{-35}\ N; \\ F_{el} = k\frac{q_p^2}{r^2} = 6\cdot 10^{-30} dinas = 60\ N; \end{aligned}\right] \quad (75)$$

Como ve el lector, la interacción electrostática de dos protones es aproximadamente 10^{36} veces más fuerte que su interacción gravitatoria, además

esta relación es justa, cualquiera que sea la distancia entre los protones, puesto que *r* entra en ambas fórmulas con un grado igual.

Si nosotros, a modo de comparación, tomáramos no dos protones, sino un protón y un electrón (o dos electrones), en este caso la diferencia aumentaría aproximadamente unas 2000 (4.000.000) veces más.

Se pregunta, ¿por qué razón, tropezando en la vida cotidiana con la interacción electrostática no nos damos cuenta de que esta fuerza es enorme; al revés, nos da la impresión de que la interacción electrostática es mucho más débil que la gravitacional?

En el caso dado actúan dos causas. Sobre una de ellas ya hemos hablado antes. Ella consiste en que nosotros observamos los efectos gravitacionales cuya fuerza viene determinada no sólo por la masa del cuerpo dado, sino también por la enorme masa de la Tierra que lo atrae. La otra causa consiste en que en la interacción gravitacional de dos cuerpos siempre participan todos los átomos de estos cuerpos, es decir, todos los protones, neutrones y electrones de los cuales están formados los átomos. Mientras tanto, en la vida ordinaria nunca observamos la manifestación completa de las fuerzas electrostáticas. En un pedazo macroscópico de substancia casi todas las cargas eléctricas positivas y negativas se compensan unas a otras, puesto que están ligadas entre sí en sistemas eléctricamente neutrales, los átomos. El débil efecto de interacción entre objetos electrizados por frotamiento, observado en los experimentos que se realizan en la escuela, se debe solamente a un exceso (o defecto) insignificante de carga del mismo signo en comparación con la cantidad total de cargas vinculadas en estos objetos. Precisamente estos pequeños excesos de carga ejercen influencia en todo el pedazo de substancia, por ejemplo, le comunican aceleración. Está claro que, debido a la enorme masa de los átomos neutrales con cargas mutuamente compensadas, la aceleración de un macrocuerpo no será grande. Sólo en el micromundo, donde cada carga "trabaja exclusivamente sobre sí" (es decir, a favor de la masa de aquella partícula elemental con la cual está ligada), estas fuerzas se manifiestan en sumo grado. Curiosamente, si los objetos

que nos rodean estuvieran constituidos no por átomos neutrales, sino cuando menos por iones de carga única[20], la interacción electrostática entre ellos sería extraordinariamente grande. En este caso, es suficiente "transformar" en iones una parte de átomos muy pequeña.

Por ejemplo, de la fórmula (75) vemos que entre dos cuerpos macroscópicos existirá interacción electromagnética, cuya fuerza es igual a la gravitacional, si ionizamos en estos cuerpos solamente una $1/10^{18}$ parte de los átomos. Como promedio, 1 cm^3 de cualquier sustancia sólida contiene cerca de 5×10^{22} átomos. De ellos hay que ionizar un total de 50.000. Un pequeño cubo con una arista de 0,01 mm contiene esta cantidad. Incluso si distribuimos todos los iones en una capa atómica (de espesor 10^{-8} cm), resultará que en este caso también el área de la parte de la capa ocupada por los iones será en total de 10^{-10} cm^2 = 0,01 μm^2, es decir, se podrá expresar por un cuadrado cuyo lado es de 0,1 mm. ¡Y esta cantidad tan insignificante de iones puede compensar enteramente la gravitación! A los amantes de la fantasía les proponemos esta idea en calidad de fundamento "científico" para una obra de ciencia-ficción, en la cual puede haber de todo: desde platos voladores y pistolas eléctricas hasta ciudades sobre el agua a semejanza de la isla magnética de Swift. Sólo que, por favor, no considere después estas fantasías como un invento, puesto que son irrealizables (piense, ¿por qué?).

Nosotros hemos mencionado sólo una manifestación de la interacción electromagnética: la atracción (o repulsión) electrostática de las cargas eléctricas según la ley de Coulomb. Además, los físicos conocen muchos tipos diferentes de interacciones electromagnéticas de algunos materiales, cuyas causas de origen son las propiedades eléctricas y magnéticas de las partículas elementales, la emisión de luz y de rayos X por el átomo, la radiación gamma de los núcleos, el efecto fotoeléctrico. Otros tipos el lector los conoció (o los conocerá) en este libro. Se trata del frenado de ionización de las partículas cargadas a causa del cual la energía de la partícula se consume en la excitación y la ionización de los átomos del medio (véase el § 3), de las radiaciones de frenado y sincrotrónica de las partículas

cargadas cuando la energía de la partícula se gasta en la radiación (véase el § 37), en la formación de pares electrón-positrón bajo la acción de los cuantos γ y el proceso inverso de aniquilación del electrón y del positrón con la formación de dos cuantos γ (véase el § 18), del efecto Vavilov-Cherenkov (véase el § 13) y otros.

Por último, no nos detenemos aquí en el estudio de fuerzas tan importantes, como las químicas, elásticas y las fuerzas de fricción, las cuales son también de naturaleza electromagnética.

De todos los tipos de interacciones, la electromagnética es la que mejor está estudiada teóricamente. De acuerdo con la electrodinámica cuántica, toda carga eléctrica está rodeada de un campo electromagnético con el cual interacciona. Como resultado de esta interacción se engendran (o se absorben) fotones. Así, por ejemplo, en el interior del átomo no hay fotones, ellos surgen sólo en el momento de su emisión.

Los fotones son cuantos (transportadores) de la interacción electromagnética. Además del fotón, de las partículas conocidas en la interacción electromagnética participan todas las partículas cargadas, el mesón π^0 (desintegrándose en dos cuantos γ con energías de 70 MeV cada uno) y el neutrón (partícula sin carga, pero con momento magnético).

Sólo el neutrino y el antineutrino no participan en la interacción electromagnética.

El tiempo característico para el proceso electromagnético es $\tau_{em} \approx 10^{-20}$ s. Este tiempo es tantas veces mayor que el tiempo nuclear $\tau_{nuc} \approx 10^{-23}$ s, introducido anteriormente, cuantas veces la interacción nuclear es más fuerte que la electromagnética.

Cabe subrayar que $\tau_{em} \approx 10^{-20}$ s es el tiempo más corto de desarrollo de un proceso electromagnético que se observa en condiciones especialmente favorables. En otros casos t_{em} puede ser mucho mayor (véase, por ejemplo, el § 5).

3. Interacción (nuclear) fuerte

Las fuerzas más intensas — Saturación — Dependencia del espín — Carácter no central — Simetría de la carga e independencia de la carga — Carácter de cambio — Cuantos de la interacción nuclear

El tercer tipo de interacción que vamos a examinar se denomina fuerte. Un caso particular de ésta es la interacción nuclear (las fuerzas nucleares que aseguran el enlace entre los nucleones en el núcleo atómico, incluso entre los protones del mismo signo). Enumeremos las propiedades fundamentales de las fuerzas nucleares.

1. Las fuerzas nucleares son fuerzas de atracción, por cuanto las mismas mantienen a los nucleones dentro del núcleo (a distancias extraordinariamente pequeñas entre los nucleones, las fuerzas nucleares entre ellos tienen carácter repulsivo).
2. Las fuerzas nucleares no son fuerzas eléctricas, puesto que éstas actúan no sólo entre los protones cargados, sino también entre los neutrones sin carga, y no son fuerzas gravitacionales, las cuales son demasiado pequeñas para explicar los efectos nucleares.
3. La región en la que actúan las fuerzas nucleares es sumamente pequeña. Su radio de acción es muy pequeño $a \approx (1 \text{ a } 2)\cdot 10^{-13}$ cm. A distancias más grandes entre las partículas, la interacción nuclear no se manifiesta. Las fuerzas, cuya intensidad decae rápidamente con el aumento de la distancia (por ejemplo, por la ley e^{-ar}/r, donde $e = 2{,}72$), se denominan fuerzas de corto radio de acción. Las fuerzas nucleares, a diferencia de las gravitacionales y electromagnéticas, pertenecen a las de corto radio de acción. El corto alcance de las fuerzas nucleares es consecuencia de las dimensiones pequeñas de los núcleos ($< 10^{-12}$ cm), así como de que al aproximarse dos núcleos (por ejemplo, dos protones que son núcleos de los átomos de hidrógeno) hasta distancias del orden de 10^{-12} cm, actúan

únicamente las fuerzas electromagnéticas, y sólo a distancias del orden de 10^{-13} cm la atracción nuclear empieza a predominar sobre la repulsión culombiana entre los protones.

4. Las fuerzas nucleares (en la región en que actúan) son muy intensas. Su intensidad es mucho mayor que la de las fuerzas electromagnéticas, ya que las fuerzas nucleares mantienen dentro del núcleo protones con cargas del mismo signo que no repelen uno de otro con enormes fuerzas eléctricas. Las estimaciones muestran que las fuerzas nucleares son 100-1000 veces más fuertes que las electromagnéticas. Por eso la interacción nuclear se llama fuerte.
5. Respectivamente (como ya se dijo), la interacción nuclear transcurre en un tiempo 100-1000 veces menor que el de la interacción electromagnética. El tiempo característico para la interacción fuerte (nuclear) es el llamado tiempo nuclear $\tau_{nuc} \approx 10^{-23}$ s (más detalles sobre éste véanse en el § 18).
6. El estudio del grado de sujeción de los nucleones en los distintos núcleos (véase el § 22) muestra que las fuerzas nucleares poseen la propiedad de saturación semejante a la valencia de las fuerzas químicas. De conformidad con esta propiedad de las fuerzas nucleares, cada nucleón interactúa no con todos los demás nucleones del núcleo, sino únicamente con algunos nucleones vecinos.
7. Las fuerzas nucleares dependen de la orientación del espín (sobre el espín véase en el § 20). Resulta que un neutrón y un protón pueden formar un núcleo, el deuterón, sólo en el caso de que sus espines sean paralelos uno a otro (Figura 24, a). Si sus espines son antiparalelos, la intensidad de la interacción nuclear no es suficiente para formar un núcleo (Figura 24, b).

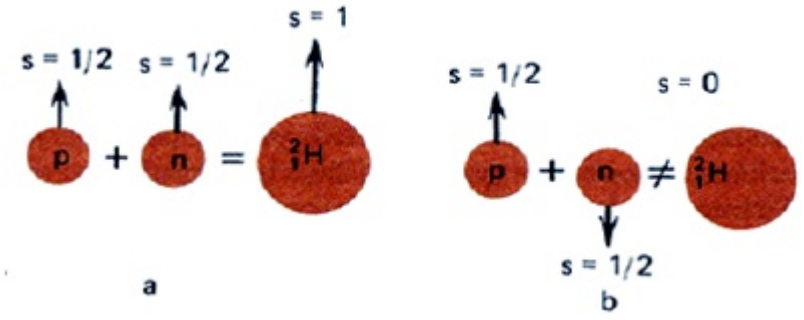


Figura 24

8. Las fuerzas nucleares tienen un carácter no central, es decir, la intensidad de la interacción depende de la posición mutua de los nucleones respecto de la orientación de su espín. De esta forma, en el núcleo del deuterón el eje de los nucleones y su espín total tienen la misma dirección (Figura 25, a). En el caso de otra disposición de las partículas (Figura 25, b), la interacción resulta más débil y el deuterón no se forma.

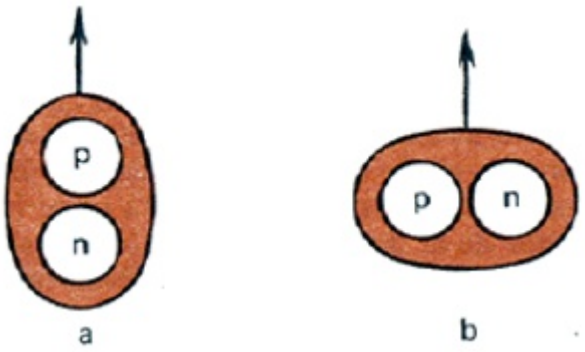


Figura 25

9. Una propiedad muy importante de las fuerzas nucleares es la independencia de la carga, es decir, la identidad de los tres tipos de interacciones nucleares: p-p (entre dos protones), n-p (entre un neutrón y un protón) y n-n (entre dos neutrones). En este caso se supone que estos tres casos se examinan en condiciones equivalentes (por ejemplo, por la orientación del espín) y que la repulsión culombiana entre los protones en el primer caso no

se toma en cuenta. Esta propiedad de las fuerzas nucleares fue demostrada comparando los resultados de los experimentos (en el tercer caso, los indirectos), sobre el estudio de la dispersión de un nucleón sobre otro (más detalles véanse en el § 20).

10. Por último, la interacción de un neutrón con un protón posee otra propiedad notable: estas dos partículas en el curso de la interacción nuclear pueden intercambiar sus cargas eléctricas (carácter de cambio de las fuerzas nucleares), de modo que, una vez acabada la interacción, el neutrón se transforma en protón, y el protón, en neutrón. El análisis cuántico-mecánico de esta particularidad de las fuerzas nucleares (véase el § 18) permitió establecer el mecanismo de la interacción nuclear. Según las concepciones modernas, la interacción nuclear entre los nucleones se lleva a cabo por los mesones π, que son los cuantos de la interacción nuclear (de manera similar a como los fotones son los cuantos del campo electromagnético).

En el curso de la interacción nuclear un nucleón emite un mesón π y otro lo absorbe.

Otros ejemplos de la interacción fuerte (además de la nuclear) son las numerosas reacciones entre los hadrones (partículas que interaccionan fuertemente), en cuyo número se incluyen los nucleones, los mesones π, las partículas extrañas y las resonancias (así como sus antipartículas). De las partículas elementales en la interacción fuerte no participan solamente el fotón y los leptones (tres variedades de neutrino y antineutrino, el electrón, el positrón, los muones y los leptones τ).

La teoría de la interacción fuerte está elaborada en un grado mucho menor que la de la interacción electromagnética. Y sólo en los últimos años surgió cierta esperanza de que se construya la teoría de la interacción fuerte, lo cual se debe a los intentos acertados de sistematizar los hadrones por medio del modelo cuárquico y el desarrollo de la cromodinámica cuántica (véase el § 41).

4. Interacción débil

Las fuerzas de más corto radio de acción — Tiempo característico — ¿Es realmente tan débil? — Desde la pestaña de una muchacha hasta el Sol — Cada uno interacciona a su manera

El último tipo de interacción que vamos a examinar se denomina débil, puesto que su intensidad es extraordinariamente pequeña en comparación con la de las otras interacciones (la fuerte y la electromagnética) examinadas en la física nuclear. Y solamente la interacción gravitacional es muchas veces más débil que la interacción débil.

Las fuerzas de interacción débil, igual que las fuerzas nucleares, pertenecen a las de corto alcance. El radio de acción de estas fuerzas hasta es muchas veces menor que el de las fuerzas nucleares. En el transcurso de mucho tiempo, en general, la consideraban igual a cero. Hoy en día, después de descubrir los cuantos de la interacción débil: los bosones $W^{\pm}$ y Z^0 cuyas masas se aproximan a 80 y 90 GeV, respectivamente, el radio de la interacción débil se estima igual a $r_{deb} \approx 2\times10^{-16}$ cm, el cual es más de 600 veces menor que el radio de la interacción fuerte.

A diferencia de todas las interacciones anteriores, la interacción débil, por lo visto, no da lugar a la formación de los estados ligados. Por esto es conocida principalmente como una interacción de desintegración [véase también la fórmula (88)].

Un ejemplo de interacción débil es la desintegración del neutrón antes mencionada, durante la cual el neutrón se convierte en protón, electrón y antineutrino electrónico:

$$n \rightarrow p + e^{-} + \tilde{\nu}_{e\prime} \qquad (76)$$

Por primera vez, la desintegración del neutrón fue examinada experimentalmente en 1950 al mismo tiempo en la URSS, EEUU y Canadá (en la Unión Soviética por P. E. Spivak y sus colaboradores). Como resultado de las mediciones fue

establecido que el tiempo de vida del neutrón es aproximadamente igual a 15 min. Este es el tiempo de vida más grande de una partícula metaestable que se desintegra como resultado de la interacción débil. Para los núcleos atómicos radiactivos (3 que también se desintegran como resultado de la interacción débil, el tiempo de vida puede alcanzar valores enormes (10^{10} años).

En otros casos de la desintegración débil, el tiempo de vida de las partículas es mucho menor. Por ejemplo, la desintegración de los mitones positivos de acuerdo con los esquemas

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \upsilon_e + \tilde{\upsilon}_\mu \qquad (77)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\upsilon}_e + \upsilon_\mu \qquad (78)$$

transcurre en $2{,}2\times10^{6}$ s, la desintegración de los mesones $\pi^{\pm}$ por los esquemas

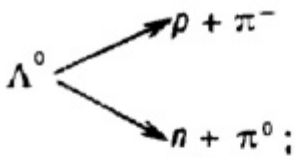
$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \qquad (79)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu \qquad (80)$$

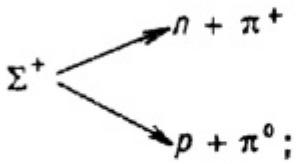
en $2{,}6\times10^{-8}$ s, la desintegración de los mesones K^+ según los esquemas

$$K^+ \rightarrow \begin{cases} \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^+ + \pi^0 \\ \pi^+ + \pi^- + \pi^+ \end{cases} \qquad (81)$$

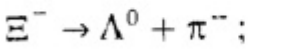
(y otros tres más), en $1{,}23\times10^{-8}$ s. La desintegración de todos los hiperones (a excepción del hiperón Σ_0 que se desintegra de modo electromagnético, es decir rápidamente, $\tau_{\Sigma 0} \approx 10^{-19}$ s) se produce en 10^{-10} s



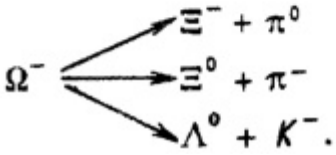
(82)



(83)

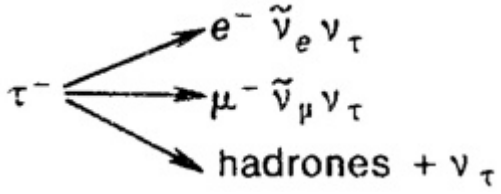


(84)



(85)

Finalmente, la desintegración del leptón τ pesado que fue descubierto hace comparativamente poco (1981) transcurre en el tiempo $\tau_t = 5\times10^{-13}$ s según los esquemas



El tiempo $\tau_t = 5\times10^{-13}$ s es el tiempo más corto que hemos medido hasta ahora para los procesos de interacción débil.

De esta forma, el intervalo de variación del tiempo de vida de las partículas que se desintegran a cuenta de la interacción débil es muy amplio (desde 900 hasta 10^{-12} s). Sin embargo, el tiempo característico de la interacción débil se considera el límite inferior de este intervalo, $\tau_{deb} \approx 10^{12}$ s, por cuanto el hecho de que el tiempo de vida de algunas partículas supera este valor se debe a circunstancias suplementarias (por ejemplo, en el caso de la desintegración β del neutrón, se debe

a una energía muy pequeña de la desintegración b; m_n- m_p - m_e = 939,57 - 938,28 - 0,51 = 0,78 MeV).

El valor $\tau_{deb} \approx 10^{12}$ s es tan característico para la interacción débil, como $\tau_{nuc} \approx 10^{-23}$ s para la fuerte y $\tau_{em} \approx 10^{-20}$ s para la electromagnética. Puesto que τ_{deb} es 10^{11} veces mayor que τ_{nuc}, la interacción débil es 10^{11} veces menos intensa que la fuerte.

Ahora podemos comparar la fuerza de las cuatro interacciones para los protones.

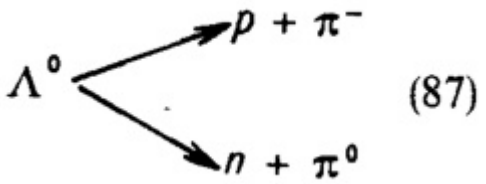
En distintos lugares de este párrafo hemos obtenido que la interacción electromagnética es 10^{36} veces más fuerte que la gravitacional, la interacción fuerte es 10^3 veces más intensa que la electromagnética y 10^{11} veces más intensa que la débil. Tomando la intensidad de la interacción fuerte por la unidad, la intensidad de la interacción electromagnética se caracterizará por el valor 10^{-2} - 10^{-3}, la de la interacción débil, por el valor 10^{-11} - 10^{-12}, y la de la gravitacional por el valor 10^{-39}. (Cabe recordar que la comparación se realiza para una misma distancia entre las partículas que interactúan, igual a 2×10^{-13} cm). Una ilustración evidente (pero, por supuesto, convencional) de esta distinción es la comparación de la fuerza de la interacción gravitacional con el peso de la pestaña (natural) de una muchacha, de la fuerza de la interacción débil con el peso de un cubo de plomo de cien kilómetros, la fuerza de la interacción electromagnética con el "peso" de todos los planetas del sistema solar y, por último, la fuerza de la interacción fuerte con el "peso" del mismo Sol. De esta comparación se infiere cuantas veces la interacción gravitacional es más débil que todas las demás, incluso de la más débil de ellas. Precisamente por eso la interacción gravitacional, por lo general, no se toma en consideración en la física nuclear.

En las otras tres interacciones las distintas partículas participan de diferente manera. Así, el neutrino puede participar solamente en la interacción débil, por lo que cualquier proceso con la participación del neutrino es obligatoriamente débil, es decir, transcurre lentamente. Por lo contrario, en las interacciones fuertes y electromagnéticas, no puede engendrarse o absorberse el neutrino. De la misma manera, el cuanto γ puede participar solamente en la interacción electromagnética.

Una serie de partículas puede participar en dos interacciones. Expondremos tres ejemplos (por uno para cada par de interacciones). El electrón puede surgir en el proceso débil de desintegración βy durante el proceso electromagnético de nacimiento del par electrón-positrón por el cuanto γ. El mesón π^0 nace en un proceso fuerte de choque entre nucleones y se desintegra según el esquema $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, es decir, de modo electromagnético. Finalmente, el hiperón Λ^0 nace durante la interacción fuerte entre los mesones y los protones

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0 \qquad (86)$$

y se desintegra de acuerdo con el esquema



(87)

en el tiempo $\tau \approx 10^{-10}$ s, es decir, de modo débil.

Muchas partículas (el protón, el neutrón, los mesones π, una serie de partículas extrañas) son capaces de participar en las tres interacciones. Como ejemplo de esta partícula veamos el protón. El protón participa en las interacciones fuerte y electromagnética, si se dispersa en otro protón dentro de la región de acción de las fuerzas nucleares, y sólo en las interacciones electromagnéticas, si la dispersión tiene lugar fuera de dicha región. Un ejemplo de interacción débil del protón es la *desintegración* β *inversa* que se desarrolla según el esquema

$$\tilde{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \qquad (88)$$

Por primera vez este proceso fue observado experimentalmente en el año 1953 por F. Reines y C. Cowan que, de este modo, en un experimento directo demostraron la existencia del neutrino (mejor dicho, del antineutrino).

En el ejemplo con los tres tipos de interacción de los protones, como ve el lector, hay una posibilidad de destacar uno de ellos, incluso en la región donde actúan dos tipos de interacción (la fuerte difiere de la electromagnética por la magnitud y el signo).

Otro buen ejemplo de partícula que participa en todos los tipos de interacción es el neutrón. Efectivamente, el neutrón experimenta una dispersión nuclear fuerte por el protón; interacciona de modo electromagnético gracias a la presencia del momento magnético; por fin, se desintegra débilmente según el esquema $n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$

§20. Leyes de la conservación

Datos muy importantes sobre los procesos que transcurren con las partículas elementales, núcleos atómicos y átomos se pueden obtener, valiéndose de las leyes de la conservación.

Ya en los manuales de física de secundaria el lector habrá leído que para cualquier sistema cerrado (aislado) se pueden indicar algunas magnitudes físicas (por ejemplo, la energía y el impulso), cuyos valores numéricos no varían con el tiempo, o, como se dice, se conservan. En este párrafo examinemos el problema de la conservación de éstas y de algunas otras magnitudes físicas con arreglo a los problemas de la física nuclear y de la física de las partículas elementales.

1. Ley de la conservación de la energía

Homogeneidad del tiempo. — Una vez más sobre la energía y la masa en reposo. — Manera nueva de medición de la energía. — Constancia de la energía total. — Drama con la desintegración β *— Predicción del neutrino. — Experimento imaginario con el cuanto* γ*. — ¿De veras es un "motor de movimiento perpetuo"? —*

Desplazamientos rojo y azul. — Cuando un experimento imaginario se hace real.

Es conocido que la energía de un sistema aislado, cualesquiera que sean las transformaciones de este sistema, no varía. La energía puede pasar de una forma a otra, pero si se tienen en cuenta todas las formas de energía en las cuales el sistema aislado existe en el instante dado, y sumar sus expresiones numéricas, resulta que para cualquier instante esta suma debe permanecer constante. Esta tesis se denomina ley de la conservación de la energía.

Según la física teórica, la ley de la conservación de la energía es consecuencia de la suposición natural sobre la homogeneidad del tiempo, es decir, de la independencia de las leyes naturales respecto del instante, en el que usted empieza a verificarlas. Se supone que todos los instantes son equivalentes. En la física clásica son ejemplos bien conocidos de la conservación de la energía la transformación de la energía cinética en energía potencial durante las oscilaciones del péndulo (prescindiendo del rozamiento), la transformación de la energía cinética en energía térmica, etc. Muchos ejemplos de conservación de la energía se pueden exponer también del dominio de los fenómenos físico-nucleares (difusión elástica de los nucleones, reacciones nucleares, desintegración a, etc.).

La particularidad de aplicar la ley de la conservación de la energía en la física nuclear y en la física de las partículas elementales consiste en la necesidad de tomar en consideración las variaciones de la energía en reposo $E_0 = M_0c^2$ y, por consiguiente, de las masas de las partículas que interaccionan (véase el § 8).

No se debe creer que la energía en reposo es un tipo de energía totalmente nuevo. El lector la conoce bien del curso de física general, pero nunca la llamó así. Es que la energía en reposo *E*, es una expresión universal de cualquier forma de energía de un cuerpo material, a excepción de la energía cinética. Por ejemplo, el aumento de la energía de un cuerpo al calentarlo, significa que aumenta su energía en reposo en una magnitud igual a la de la energía térmica *Q:*

$$E_0' = E_0 + Q \quad (89)$$

y, por consiguiente, el aumento de su masa en la magnitud $\Delta M_0 = Q/c^2$:

$$M_0' = M + Q/c2 \quad (90)$$

De la misma manera, la energía en reposo (y la masa) de dos imanes, a los que algo impide atraerse uno a otro, es mayor que la energía en reposo (y las masas) de estos imanes atraídos. Aquí la diferencia entre las energías en reposo es igual a la energía de interacción e de los imanes a la distancia dada entre ellos, y la diferencia entre las masas es

$$\Delta M_0 = e/c^2$$

Pero, el aumento de la energía en reposo (y de la masa) en ambos casos es tan pequeño, en comparación con la energía en reposo inicial *E,* (y con la masa M_0), que sobre el fondo de *E,* este aumento es imposible de registrar (y tanto más de medir) con instrumentos físicos. Por eso, en la física general (no nuclear) estos aumentos de la energía en reposo se estudian por separado y, respectivamente, llevan el nombre de energía térmica, energía de la interacción magnética, etc. Y esto es justo, ya que existen medios seguros de medir las energías térmica, magnética y de otros tipos, que se estudian independientemente de la energía en reposo *E,* de un cuerpo. En cuanto a la magnitud E_0 ésta simplemente se excluye del balance energético, considerándola constante en el proceso dado.

En la física nuclear todo es así y no es así. Examinemos el ejemplo de un núcleo en estados principal y excitado (véase el § 4) que en este caso puede compararse con los cuerpos frío y caliente. La energía en reposo (y la masa) del núcleo excitado es mayor que la energía en reposo (y la masa) del núcleo que se encuentra en estado

principal. El aumento de la energía en reposo ΔE_0 es igual a la energía de excitación W comparable con la energía térmica de un cuerpo macroscópico. Pero, en el ejemplo examinado tomado de la física nuclear este incremento de la energía en reposo $\Delta E_0 = W$ (y de la masa en reposo $\Delta M_0 = W/c^2$) supone una *parte apreciable* de toda la energía en reposo E_0 (de toda la masa en reposo $M_0 = E_0 / c^2$).

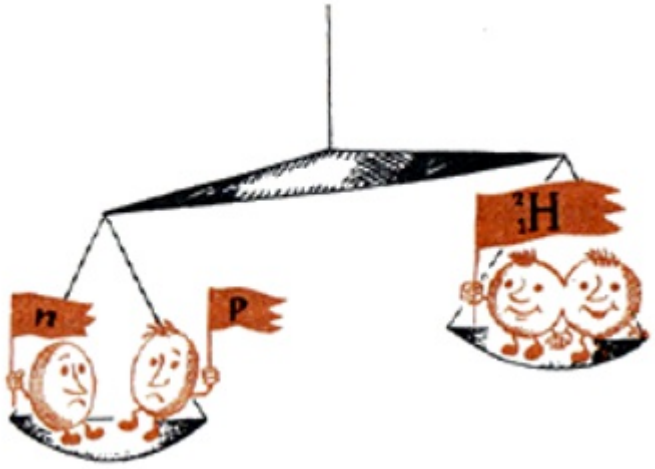


Figura 26

Análogamente, la energía en reposo (y la masa) del protón y del neutrón es mayor que la energía en reposo (y la masa) del núcleo del deuterón que se compone del protón y del neutrón, ligados por fuerzas nucleares (Figura 26). El incremento de la energía en reposo es igual a la energía de la interacción nuclear entre los nucleones, la cual se puede comparar a la interacción magnética de cuerpos macroscópicos, pero la parte $\Delta E/E_0$ del aumento de la energía en reposo en el caso dado es incomparablemente mayor. Esto no es simplemente una diferencia cuantitativa, sino también, en cierto sentido, una diferencia *cualitativa*, ya que al incremento ΔE_0 en la física nuclear le corresponde una variación tanto mayor de la masa en reposo $\Delta M_0 = \Delta E_0/c^2$, que se puede medir como la diferencia de las masas en reposo antes y después del proceso:

$$\Delta M_0 = M_0' - M_0 \quad (91)$$

Así pues, en la física nuclear aparece un método nuevo para medir la energía. Y eso es muy importante, porque a veces este método es el único posible. Medir directamente la energía de la interacción nuclear, es decir, tal como miden las energías térmica o magnética, es muy difícil.

De esta manera, al hacer el balance energético de un proceso físico-nuclear hay que tener en cuenta, obligatoriamente, la posibilidad de variación de la energía en reposo (recuérdese la desintegración a examinada en el § 18, así como también véase el § 21). No varía solamente la energía total E que es la suma de la energía en reposo y la energía cinética $E = E_0 + T$). De conformidad con esto, la ley de la conservación de la energía, en la física nuclear, puede ser enunciada de la manera siguiente.

> *La energía total de todas las partículas que entran en la interacción nuclear es igual a la energía total de todas las partículas formadas como resultado de esta interacción.*

En los fenómenos físicos examinados hasta el presente no se descubrió ni un sólo caso de violación de la ley de la conservación de la energía. Una historia dramática se desarrolló en el ario 1927, con la violación aparente de la ley de la conservación de la energía, en la que los físicos, al estudiar la desintegración b^- de los núcleos radiactivos, notaron la falta de cierta cantidad de energía. (La energía total del núcleo original superaba la suma de las energías totales del núcleo resultante y del electrón emitido). Sin embargo, al fin y al cabo, se puso de manifiesto que el neutrino (mejor dicho, el antineutrino) se lleva consigo una parte de energía. En aquel entonces nadie sospechaba sobre la existencia del neutrino.

Detengámonos en este problema más detalladamente. La desintegración b^- consiste en la transición del núcleo (A, Z) con una masa en reposo M_1 y una energía en reposo $E = M_1c^2$ en el núcleo-isóbaro (A, $Z + 1$) con una masa en reposo M_2 y una

energía en reposo $E_2 = M_2\ c^2$. Esta transición va acompañada de la emisión de un electrón.

De acuerdo con la ley de la conservación de la energía total parecería que debe cumplirse la igualdad

$$E_1 = E_2 + m_e c^2 + T_e + T_2, \quad (91a)$$

donde $m_e c^2$ y T_e son la energía en reposo y la energía cinética de los electrones emitidos; T_2, la energía cinética de rechazo del núcleo resultante (A, $Z + 1$). Puesto que $T_2 \ll T_e$ (esto se desprende de la ley de la conservación del impulso), se esperaba que

$$T_e = E_1 - E_2 - m_e c^2 = \Delta E \quad (91b)$$

es decir, que los electrones en todos los actos de la desintegración β^- de núcleos iguales (A, Z) tendrán una energía estrictamente determinada (espectro energético discreto). Sin embargo, los experimentos demostraron que el espectro energético de los electrones de la desintegración β no es discreto, sino continuo, con la particularidad de que el valor máximo de la energía de los electrones es

$$T_e^{max} = E_1 - E_2 - m_e c^2 = \Delta E \quad (91c)$$

Esto significa que la energía de los electrones que se formaron en los diversos actos de la desintegración β de núcleos iguales es diferente.

Ella puede tomar cualesquiera valores desde 0 hasta $T_e^{max} = \Delta E$. De esta manera resulta que la relación (91b) se cumple sólo para una cantidad pequeña de electrones con energías más altas T_e^{max}. Para los demás electrones los experimentos dan

$$T_e < \Delta E \quad (91d)$$

es decir, la energía total del núcleo inicial *E*, supera la suma de las energías totales del núcleo resultante ($E_2 + T_2$) y del electrón emitido ($m_e c^2 + Te$):

$$E_1 > E_2 + T_2 + m_e c^2 + T_e \quad (91e)$$

Parecería que es palpable el desbalance de energía el cual se puede interpretar como la no observancia de la ley de conservación de la energía total. Algunos físicos llegaron precisamente a esta deducción. Pero, ¡esta deducción era equivocada!

De otra manera procedió Pauli. El supuso (1931) que la ley de la conservación de la energía es verídica, pero en la relación (91e) está calculada no toda la energía de la desintegración b.

De acuerdo con Pauli, la desintegración b, además de la emisión del electrón, va acompañada de la emisión de otra partícula: el neutrino[21]. Debido a sus propiedades específicas ($m = 0$, $z = 0$, m= 0), el neutrino interactúa con la substancia de manera tan débil que los aparatos físicos no lo pueden registrar. Por eso, la parte de energía que el neutrino se lleva consigo desaparece del balance experimental de la energía.

Tomando en cuenta esta energía no observada, el balance energético correcto de la desintegración β se expresa así[22]:

$$E_1 = E_2 + T_2 + m_e c^2 + Te + Eve \quad (91f)$$

o, despreciando de la magnitud pequeña T_2

$$T_e + E_{ve} = E_1 - E2 - m_e c^2 = \Delta E = \mathrm{T_e}^{\max} \quad (91g)$$

Lo dicho significa que el electrón y el neutrino, en todos los actos de la

desintegración β, se llevan la misma energía sumatoria, la cual se distribuye de distinto modo entre ellos. Cuanto mayor sea la energía del electrón Te menor será la energía del neutrino Cuando la energía del electrón alcanza su valor máximo, la del neutrino es igual a cero, y viceversa.

La predicción de Pauli recibió una confirmación brillante en la serie de experimentos de Reines y Cowan (1953-1954) que lograron registrar una interacción muy débil del neutrino con la materia. Ya antes (en los años 1932-1936) la existencia de esta partícula fue confirmada en los experimentos indirectos dedicados a la verificación cuantitativa del balance de energía y del impulso, planteado en la suposición de que existe el neutrino.

Por consiguiente, la confianza en la validez de la ley de la conservación de la energía permitió a Pauli predecir en 1931 la existencia de una nueva partícula elemental. Predicciones análogas e iguales de exitosas se hicieron también posteriormente, valiéndose de las leyes de la conservación.

Uno de los brillantes ejemplos de predicción es el descubrimiento en 1964 del hiperón Ω^- , todas las propiedades del cual fueron pronosticadas a partir del examen de las leyes de la conservación (véase el § 41).

Aplicando las leyes de la conservación se pueden predecir no sólo las partículas nuevas, sino también las propiedades nuevas (no conocidas antes) de las partículas ya descubiertas. Veamos, como ejemplo, un efecto muy fino de la teoría de la relatividad general: el desplazamiento rojo de los fotones en el campo gravitatorio de la Tierra. Resulta que, a pesar del desconocimiento absoluto de la teoría de la relatividad general, nosotros podemos pronosticar no sólo la existencia de este efecto, sino también su valor numérico. Para ello es suficiente realizar un experimento imaginario simple y analizar sus resultados valiéndose de la ley de la conservación de la energía.

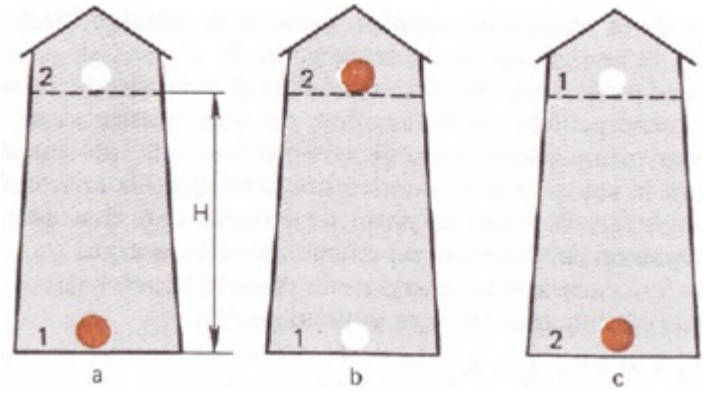


Figura 27

Figúrense que tenemos a nuestra disposición dos núcleos atómicos idénticos, pero uno de ellos se halla en estado fundamental, es decir, tiene la masa M_0 y la energía $E_0 = M_0c^2$, y el otro se halla en estado de excitación (energía $E_0 + \Delta E$ y masa $M_0 + \Delta M = \Delta E/c^2$). Pongamos el núcleo excitado sobre el suelo de una torre alta y el núcleo no excitado sobre un anaquel que se encuentra a una altura H del suelo (Figura 27, a). Transcurrido cierto tiempo τ, que corresponde al tiempo de vida del estado excitado, el núcleo inferior emitirá un cuanto γ de energía $E_\gamma = \Delta E$ y pasará al estado fundamental con la energía E_0 y la masa M_0. Si este cuanto γ es absorbido por el núcleo superior, entonces éste, por el contrario, pasará al estado excitado con la energía de excitación $E_0 + E_\gamma = E_0 + \Delta$E y la masa $M_0 + E_\gamma/c^2$ — $M_0 + \Delta E/c^2 = M_0 + \Delta M$ (Figura 27, *b*). Como resultado, parece como si los núcleos 1 y 2 cambiasen de lugar: el núcleo excitado se encontrará arriba y el núcleo no excitado, abajo.

Volvamos a las posiciones iniciales, levantando el núcleo 1 al anaquel y bajando el núcleo 2 al suelo (Figura 27, c). Para esto, en el primer caso será necesario ejecutar un trabajo M_0gH, pero en el segundo caso el sistema devolverá una energía mayor $(M_0 + \Delta M)gH$. Por cuanto los núcleos 1 *y* 2 son iguales, se puede afirmar que después de realizar todas las manipulaciones no se producirán variaciones algunas en el sistema. Pero mientras tanto, obtenemos una ganancia en energía igual a:

$$(M_0 + \Delta M)gH — M_0gH = \Delta MgH \quad (92)$$

Repitiendo el procedimiento descrito, ¡se puede obtener continuamente energía de la “nada”! ¿Es esto un motor de movimiento perpetuo?

Claro que no. La equivocación de nuestro razonamiento consiste en que nosotros no hemos tomado en consideración la interacción del cuanto γ con el campo gravitatorio. Ya que el cuanto γ tiene una energía E_γ hay que atribuirle la masa $\Delta M = E/c^2$ (desde luego, que no es la masa en reposo que para el cuanto γ es igual a cero). Por esto, el cuanto γ que se mueve de abajo arriba (contra las fuerzas del campo gravitatorio de la Tierra) debe perder la energía $\Delta MgH = E_\gamma gH/c^2$, que es exactamente igual a nuestra ganancia imaginaria.

Resumiendo, si la ley de la conservación de la energía es válida, entonces el cuanto γ que pasó la distancia H contra las fuerzas de gravitación, debe perder la energía $\Delta E_\gamma = E_\gamma gH/c^2$. Por cuanto la energía del cuanto γ es inversamente proporcional a la longitud de onda ($E=\hbar\nu = \hbar c/\lambda$), la disminución de la energía conlleva a un desplazamiento de las líneas espectrales hacia la parte de las ondas más largas. En la parte visible del espectro las líneas espectrales se desplazan hacia el borde rojo (*desplazamiento rojo*). De la misma manera, al moverse en el sentido de la acción de las fuerzas de gravitación, el cuanto γ debe adquirir la energía $\Delta E_\gamma = E_\gamma gH/c^2$ (*desplazamiento azul*). La variación relativa de la energía del cuanto γ, al pasar éste, por ejemplo, una distancia H = 20 m, es

$$\Delta E_\gamma/E_\gamma = gH/c^2 = 9{,}81 \times 20/9 \times 10^{16} \approx 2\times10^{-15} \quad (93)$$

Y lo más maravilloso de toda la historia relatada es que, en este caso, el experimento imaginario se logró realizar prácticamente. La variación sumamente insignificante de la energía del cuanto γ fue descubierta efectivamente en una torre de 23 m de altura en la Universidad de Harvard (EEUU), valiéndose del efecto Mössbauer (en el §36, p. 2 explicaremos qué es el efecto Mössbauer, cuándo es

posible y cómo, con su ayuda, se pueden medir efectos tan finos). De este modo, resultó posible medir en condiciones de laboratorio el desplazamiento rojo de los fotones, pronosticado por la teoría de la relatividad general. Antes este efecto se podía observar solamente en el espectro del Sol y de los enanos blancos.

2. Ley de la conservación del impulso

Homogeneidad del espacio — Impulso relativista — Disparo de un cañón — Disparo contra... un cañón — Con un nucleón contra un núcleo — Surgimiento del mesón π.

La otra ley conocida por todos es la de conservación de la cantidad de movimiento o, más brevemente, del impulso $\boldsymbol{p} = m\boldsymbol{v}$. La *ley de conservación del impulso* es consecuencia de la homogeneidad del espacio, o sea, de la independencia de las leyes de la naturaleza respecto del punto concreto del espacio donde ellas se manifiestan.

A diferencia de la energía, que es una cantidad escalar, el impulso es una cantidad vectorial, por eso la conservación del impulso significa la invariabilidad no sólo de su valor numérico, sino también de dirección.

Aplicando la ley de conservación del impulso en la mecánica clásica, nosotros sustituíamos en la fórmula del impulso $\boldsymbol{p} = m\boldsymbol{v}$ la masa en reposo m_0. En la física nuclear, la cual tiene que ver con las partículas de movimiento rápido, por m hay que entender la masa relativista $m = m_0\gamma = m_0/\sqrt{(1 - \beta^2)}$ donde $p = v/c$. Por lo demás, la aplicación de la ley de la conservación del impulso es la misma.

La ley de la conservación del impulso, igual que la de la conservación de la energía, es una ley de conservación precisa (absoluta) que siempre (para todas las interacciones) es justa. Por ahora no se ha descubierto ni un sólo fenómeno en el cual no se cumpliera esta ley de la conservación. Al contrario, la firme creencia en las leyes de la conservación de la energía y del impulso permite en los

experimentos indirectos pronosticar la existencia de partículas nuevas mucho antes de que éstas se descubran en experimentos directos.

Generalmente, la ley de la conservación del impulso se aplica junto con la ley de la conservación de la energía. A continuación presentamos algunos ejemplos simples, pero instructivos, de aplicación de la ley de la conservación del impulso (y de la energía) que necesitaremos más adelante. Los tres primeros los veremos en la aproximación no relativista y el último, en la relativista.

Disparo de un cañón. Desde un cañón de masa *M*, bajo la acción de la energía de explosión *E*, sale disparado un proyectil de masa *m*. Hallar, cómo se distribuye la energía de explosión *E* entre el proyectil y el cañón.

De acuerdo con la ley de la conservación del impulso, la suma vectorial de los impulsos del cañón p_c y del proyectil p_p, como resultado del disparo, no debe variar. Pero, antes del disparo ésta era igual a cero. Por consiguiente también lo será después del disparo

$$p_c + p_p = 0 \quad (94)$$

De aquí

$$p_c = - p_p \quad \text{y} \quad |p_p| = |p_c| = p \quad (95)$$

es decir, los impulsos del proyectil y del cañón, después del disparo, tienen valores iguales y direcciones contrarias.

De conformidad con la ley de la conservación de la energía

$$T_p + T_c = E \quad (96)$$

o bien, teniendo en cuenta que $T_p = p^2/2m$ y $T_c = p^2/2M$.

$$E = \frac{p^2}{2m} + \frac{p^2}{2M} = \frac{M+m}{m}\frac{p^2}{2M} \qquad (97)$$

de donde

$$T_c = \frac{p^2}{2M} = \frac{m}{M+m}E \qquad (98)$$

y

$$T_p = \frac{p^2}{2m} = \frac{M}{M+m}E \qquad (99)$$

Para M » m la mayor parte de la energía de explosión se transforma en la energía cinética del proyectil y sólo una parte insignificante se gasta en el culatazo del cañón.

Disparo contra un cañón. Examinemos ahora el problema inverso. Un proyectil de masa *m*, que se mueve con la velocidad *v*, hace impacto en un cañón de masa *M* y se inserta en él sin hacer explosión. ¿Cuáles son la velocidad *V* y la energía cinética T_c del cañón después de que el proyectil choque contra él?

De la ley de la conservación del impulso se deduce

$$mr = (M + m)V \qquad (100)$$

de donde

$$V = \frac{m}{M+m}v \qquad (101)$$

La energía cinética del cañón, junto con el proyectil que se insertó en él, es:

$$T_c = \frac{M+m}{2}V^2 = \frac{m}{M+m}\frac{mv^2}{2} = \frac{m}{M+m}T_p \qquad (102)$$

donde $T_p = mv^2/2$ es la energía cinética inicial del proyectil. La parte restante de la energía del proyectil $T_p - T_c = [M/(M + m)]$ se gastará en el calentamiento (o destrucción) del cañón. Para $M » m$ la velocidad del cañón y su energía cinética serán ínfimas:

$$V « v \quad T_c « T_p \quad (103)$$

En este caso la mayor parte de la energía cinética del proyectil se gastará en el calentamiento.

Interacción del nucleón con el núcleo. Un cuadro semejante se observa cuando interactúa un nucleón no relativista de masa m con un núcleo pesado de masa M. Una parte comparativamente pequeña de la energía cinética T_N del nucleón $T_n = [m/(M + m)]T_n$ se invierte en mover el núcleo compuesto formado y la parte restante (la mayor) de la energía $T' = [M/(M + m)]\ T_N$, en las transformaciones internas del núcleo atómico, es decir, en la misma reacción nuclear. Cuando m = M estas partes son iguales:

$$T_n = T' = T_N/2 \quad (104)$$

En este caso sólo la mitad de la energía cinética del nucleón puede ser utilizada en la interacción nuclear, es decir, en la transformación del núcleo atómico. La otra mitad de la energía se gasta en el movimiento inútil (para la interacción nuclear) de los productos de la reacción.

Interacción de las partículas elementales. En el mundo de las partículas elementales la proporción entre las partes de energías útil e inútil resulta todavía más desfavorable.

Figúrese que durante el choque de la partícula *a*, de energía cinética *T*, con la partícula inmóvil *b* se engendran otras dos o más (en el caso particular) iguales que las primeras c, *d*…

$$a + b \rightarrow c + d + ..., \quad (105)$$

la masa total de las cuales supera la masa total de las partículas que chocan: $m_c + m_d + ... > m_a + m_b$. Se pregunta, ¿cuál es la relación entre la energía cinética *T* y las masas de las partículas m_a, m_b, m_c, m_d...? Por lo visto para analizar en este caso la interacción es necesario utilizar las fórmulas relativistas para la energía y el impulso (véase el §9), por cuanto la energía cinética *T* s una parte considerable de la energía en reposo de las partículas. Este análisis nos lleva al resultado siguiente:

$$T_{min} = (M_2^2 - M_1^2)c^2/2M \quad (106)$$

Aquí T_{min} es la energía cinética mínima con la cual es posible el proceso (105);

$$M_2 = m_c + m_d + ...; M_1 = m_a + m_b; M = m_b.$$

Por ejemplo, para que se engendre el mesón π, en la reacción

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ \quad (107)$$

el protón de bombardeo debe tener una energía cinética

$$T_p \geq T_{min} = \frac{\left(m_p + m_\pi + m_n\right)^2 - \left(2m_p\right)^2}{2m_p} c^2 = \tag{108}$$

$$= 2m_\pi c^2 \left(1 + \frac{m_n}{4m_N}\right)$$

donde $m_N = m_p \approx m_\pi$. Sustituyendo los valores de las masas, obtenemos *Tmín* = 2,074 $m_\pi c^2 \approx 290$ MeV.

De ellos sólo 139,6 MeV se utilizan para engendrar el mesón π ($m_\pi c^2$ = 139,6 MeV) y 150,4 MeV se gasta en el movimiento de las partículas formadas. El asunto es aún peor, cuando $M_1 \gg M_1$ (véanse los §§40 y 41).

3. Ley de la conservación del momento de la cantidad de movimiento

Isotropía del espacio — Pesa sobre la cabeza — El lector y la rueda de bicicleta — Patinaje artístico — ¿Por qué el helicóptero no gira? — El espín y el momento orbital. — Principio de Pauli.

La ley de la conservación del momento de la cantidad de movimiento no se estudia en la escuela, pero muchos de los lectores, posiblemente, en una que otra forma, hayan oído de ella. Esta ley es la consecuencia de la isotropía del espacio, es decir, de la equivalencia de todas sus direcciones.

Figúrese que usted está dando vueltas por encima de la cabeza, en plano horizontal, a una pesa de masa *m* amarrada al extremo de una cuerda de longitud *r*. La velocidad con que la pesa se mueve por la circunferencia es igual a *v*. En este caso, usted advierte (por la fuerza con que reacciona sobre la mano la cuerda con la carga) que el estado de rotación depende tanto de la velocidad de movimiento como de la longitud de la cuerda. Como característica de la rotación se considera la magnitud *mvr*, la cual se llama momento de la cantidad de movimiento (de la pesa

respecto del eje vertical que pasa por la mano). El momento de la cantidad de movimiento de la pesa de masa dada puede ser de cualquier magnitud.

Un cuerpo que gira arbitrariamente posee también momento de la cantidad de movimiento. Para calcularlo hay que dividir este cuerpo en elementos pequeños y sumar los momentos de la cantidad de movimiento, con relación al eje de rotación, de todos los elementos de este cuerpo $\Sigma m_i v_i r_i$.

El momento de la cantidad de movimiento es una característica tan importante para un cuerpo que gira, como el impulso para un cuerpo en movimiento de traslación.

En la existencia de la ley de la conservación del momento de la cantidad de movimiento es fácil cerciorarse por medio de un experimento muy simple. Si usted, de pie sobre un taburete giratorio, como los que se usan para tocar el piano, toma en la mano una rueda de bicicleta en rotación rápida sujetándola ante sí, como un escudo, y luego la levanta por encima de su cabeza, como un paraguas, usted comenzará a girar junto con el asiento del taburete en sentido opuesto (para asegurar el éxito del experimento, la silla debe girar fácilmente). El efecto lo explica el hecho de que el sistema silla-hombre-rueda en el momento inicial tenía un momento de la cantidad de movimiento, respecto del eje vertical, igual a cero. Después de desviar la rueda, su eje se sitúa a lo largo del eje vertical, por eso una parte del sistema (la rueda) no tiene el momento de la cantidad de movimiento respecto a este eje igual a cero. Pero de acuerdo con la ley de la conservación, el momento de la cantidad de movimiento de todo el sistema debe permanecer igual a cero. Precisamente esto es lo que condiciona la lenta rotación de la silla con el hombre en dirección contraria.

Figura 28

El momento de la cantidad de movimiento es una magnitud vectorial. Como dirección de este vector se tomó la del eje de rotación, además el vector se orienta de tal modo que, mirando desde su extremo, el cuerpo parezca girar en dirección contraria a la de las agujas del reloj (Figura 28). Igual que la ley de la conservación

del impulso, la ley de la conservación del momento de la cantidad de movimiento significa no sólo la invariabilidad del valor del vector, sino también de su dirección. La tendencia de un cuerpo que gira a conservar la *dirección* de su eje (efecto giroscópico) usted la habrá observado más de una vez (un aro en rotación no se cae, el ciclista corre en bicicleta sin sujetar el manillar, una peonza en rotación "se mantiene vertical"). Si usted va a realizar el experimento con la rueda de bicicleta en rotación rápida, notará que durante el giro de su eje en el espacio la rueda ofrecerá seria resistencia a sus intenciones. Es muy bueno para realizar semejantes experimentos el giroscopio infantil. El efecto giroscópico se utiliza ampliamente en la técnica (el girocompás, el autopiloto).

El lector habrá visto la conservación del valor del momento de la cantidad de movimiento por televisión, observando la magnífica rotación de las deportistas en las competencias de patinaje artístico. La deportista que practica el patinaje artístico empieza a girar con las manos extendidas hacia los lados y con uno de los pies muy apartado (*r* grande). Luego ella baja una mano y levanta la otra, acerca el pie y, en general, trata de, si se puede así decir, acercarse lo más posible a su eje. En este caso en la expresión de la ley de la conservación del momento de la cantidad de movimiento

$$\Sigma m_i v_i r_{i.} = \Sigma m_i \omega r_i^2 = \text{const} \qquad (109)$$

los valores r_i para algunos elementos del cuerpo, disminuyen, lo que conlleva el fuerte aumento de ω.

Hemos examinado una serie de ejemplos, en que la aplicación de la ley de la conservación del momento de la cantidad de movimiento produce efectos útiles. Sin embargo, a veces, la ley de la conservación del momento de la cantidad de movimiento puede causar también desagrado, de manera que nos vemos obligados a tomar medidas especiales para liquidar las consecuencias provocadas por esta ley. Un ejemplo convincente es la estructura del helicóptero.

En efecto, según la ley de la conservación del momento de la cantidad de movimiento, durante el giro de la hélice del helicóptero en sentido horario el mismo helicóptero debe girar en sentido contrario al de las agujas del reloj (debido a que antes del vuelo el momento de la cantidad de movimiento del helicóptero junto con la hélice era igual a cero). Para que esto no se produzca en la cola del helicóptero se instala una pequeña hélice complementaria con el eje horizontal para equilibrar el momento de rotación del helicóptero. (El efecto complementario nocivo que provoca la hélice pequeña se compensa inclinando el plano de rotación de la hélice grande. Hay también helicópteros con dos hélices sustentadoras que giran en sentidos diferentes).

Las micropartículas también pueden poseer momento de la cantidad de movimiento, además de dos tipos. Estas pueden tener momento *propio* de la cantidad de movimiento, el *espín* (de palabra inglesa spin-hacer girar), de manera similar al que posee un trompo en rotación. Además, la partícula puede tener un momento *orbital* de la cantidad de movimiento que se asemeja al momento de la cantidad de movimiento de una pesa que gira suspendida de una cuerda.

Hemos citado estas analogías no sin la preocupación de que el lector las entienda muy al pie de la letra. Es que, en esencia no hay nada en común entre el momento clásico de la cantidad de movimiento y el espín (así como el momento orbital). Resulta que la micropartícula *no puede* tener cualquier valor del momento de la cantidad de movimiento, como esto tiene lugar para el trompo o la pesa suspendida de la cuerda. El espín de una micropartícula, en general, tiene solamente un valor (y sólo unas cuantas orientaciones en el espacio). Además, la analogía del espín con la rotación alrededor de su eje conduce a un valor incorrecto del momento magnético del electrón. En lo que respecta al momento orbital, para éste existen más posibilidades, pero también su valor y dirección no pueden ser arbitrarios.

El espín es una característica tan importante de la partícula como su masa, carga, tiempo de vida, etc. Su valor no depende del estado de movimiento de la partícula.

Es una característica interna de la misma. El valor del momento orbital se determina por el estado de movimiento de la partícula.

Según la teoría cuántica, el espín de una partícula puede ser igual a un número entero (0, 1, 2,...) o semientero (1/2, 3/2...) de las constantes de Planck *ħ:* el momento orbital puede ser igual sólo a un número entero de *ħ*(0, *ħ*, 2*ħ*, 3*ħ* ...), la particularidad de que el límite superior se determina por el valor de la energía.

Por primera vez, la idea sobre el espín fue introducida en 1925 por Uhlenbeck y Goudsmit para explicar la estructura fina de los espectros ópticos. Ya hemos señalado anteriormente (véase el §15) que por medio de esta hipótesis se explicaba bien el experimento, pero su defecto esencial consistía en que ella era un postulado más en la teoría de Bohr. En la mecánica cuántica la idea sobre el espín del electrón apareció automáticamente como resultado del análisis de la ecuación de Dirac (véase el §18, p. 3).

El cálculo del momento orbital de la cantidad de movimiento del electrón, hecho con ayuda de esta ecuación, demostró que para el momento orbital no se cumple la ley de la conservación del momento de la cantidad de movimiento. Mientras tanto, toda la experiencia acumulada por la ciencia dice a favor de esta ley de conservación, por eso era natural suponer que este incumplimiento sólo era aparente, de manera análoga al que tuvo lugar con el “incumplimiento” de la ley de la conservación de la energía en el curso de la desintegración β. Como recordará el lector, para salvar la ley de la conservación de la energía, los físicos supusieron la existencia del neutrino, inalcanzable por los instrumentos, que se llevaba consigo la parte de energía que faltaba.

De la misma manera, para salvar la ley de la conservación del momento de la cantidad de movimiento los físicos postularon que el electrón posee un momento *propio* adicional de la cantidad de movimiento igual a *ħ*/2. Este momento adicional es precisamente el espín. Teniendo en cuenta el espín, la ley de la conservación del momento de la cantidad de movimiento se rehabilita.

Como hemos dicho anteriormente, el espín es una de las características más importantes de las partículas elementales. En dependencia de su valor, las partículas se dividen en dos grupos diferentes según sus propiedades: los bosones y los fermiones. Son bosones las partículas que poseen espín *entero* (0, $\hbar$, 2$\hbar$, ...), por ejemplo, el fotón, el mesón π, el mesón *K*. Fermiones son todas las partículas con espines iguales a un *múltiplo entero de* 1/2, [$\hbar$/2, (3/2)$\hbar$ ...], por ejemplo, el protón, neutrón, electrón, muón, hiperón Ω y el neutrino.

Estos grupos se diferencian uno de otro en lo siguiente: el *principio de Pauli* es válido para uno de los grupos (los fermiones), y no lo es para el otro (los bosones). Según este principio (el cual lleva el nombre del físico que por primera vez lo propuso para los electrones), dos fermiones idénticos no pueden encontrarse en un mismo estado al mismo tiempo, es decir, poseer iguales *todos* los números cuánticos.

El principio de Pauli es muy importante en la física atómica y nuclear. Con su ayuda fue explicado el sistema periódico de los elementos de Mendeléiev. Este principio permitió a Dirac pronosticar el positrón (véase el §18, p. 3). En el principio de Pauli se basan los modelos modernos del núcleo atómico.

Tomando en cuenta el espín, la ley de la conservación del momento de la cantidad de movimiento se cumple en todos los procesos que se examinan en la física nuclear y en la física de las partículas elementales.

4. Leyes de la conservación de la carga eléctrica y de otras cargas

Leyes de la conservación son las normas de selección — Cargas eléctrica, bariónica y leptónica — Conservación de la extrañeza, del encanto y del hechizo. — Ejemplo de reacciones.

Es posible que el lector no haya oído *sobre la ley de la conservación de la carga eléctrica* precisamente en esta formulación como la que ahora estamos utilizando.

Pero, indudablemente, usted utilizó esta ley más de una vez sin sospecharlo. Aquí tienen unos ejemplos.

Al electrizar dos cuerpos por frotamiento, éstos adquieren cargas eléctricas de magnitudes iguales y de signos contrarios, cuya suma es igual a cero, es decir, a la carga sumaria inicial de ambos cuerpos antes de la electrización. Lo mismo se observa durante la electrización por influencia (inducción).

En todos los cálculos relacionados con la transmisión de la carga eléctrica de un cuerpo a otro usted siempre considera que la carga sumaria permanece invariable. Por ejemplo, al poner en contacto un conductor cargado con la superficie interna de otro conductor hueco a este último pasa toda la carga. Al hacer contacto dos conductores esféricos iguales, uno de los cuales está cargado (q), la carga se distribuye entre ellos en partes iguales ($q_1 = q/2$, $q_2 = q/2$). En las reacciones nucleares la transformación de los núcleos atómicos se desarrolla de tal forma que el número total de protones (es decir, la carga eléctrica de los núcleos atómicos Z) antes de la reacción y después de la misma no varía:

$$^{14}_{7}N + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{1}_{1}H + ^{17}_{8}O \quad (7+2=1+8) \quad (110)$$

Finalmente, el proceso de formación (aparición) de un par electrón-positrón considerado en el §18, p. 3 también transcurre de conformidad con la ley de la conservación de la carga eléctrica

$$\gamma \rightarrow e^{+} + e^{-} \quad (0=1-1) \quad (111)$$

Este ejemplo es especialmente instructivo por el hecho de que permite comprender la necesidad de existencia en las partículas de unas cuantas cargas más, para las cuales también deben cumplirse las leyes de la conservación.

En efecto, la ley de la conservación de la carga eléctrica satisface no sólo el proceso $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$, sino también los procesos $\gamma \rightarrow p + e^-$; $\gamma \rightarrow \mu^+ + e^-$; $\gamma \rightarrow \pi^+ + e^-$; $\gamma \rightarrow K^+ + e^-$, etc.

Mientras tanto, entre los procesos enumerados en los experimentos se observa sólo el proceso $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$. Por consiguiente, además de la ley de la conservación de la carga eléctrica existen algunas otras leyes de la conservación, o sea, las *reglas de prohibición* que *permiten* al cuanto γ formar el par $(e^+ - e^-)$ y prohíben los pares $(p - e^-)$, $(\pi^+ - e^-)$, $(\mu^+ - e^-)$, $(K^+ - e^-)$. De manera similar a la ley de la conservación de la carga eléctrica esto significa que las partículas tienen algunas otras "cargas", cuya suma debe permanecer invariable durante el proceso nuclear. En la actualidad se conocen siete "cargas" de éstas: la carga bariónica *B*, la carga leptónica del electrón I_e, la carga leptónica del muón I_μ, la carga leptónica tau I_τ, la extrañeza *S*, el encanto *c* y el hechizo *b*. Los valores de algunas de estas cargas para las diferentes partículas elementales se dan en la tabla 1. En particular, en la tabla 1 vemos que el cuanto γ tiene todas las cargas iguales a cero.

No tenemos la posibilidad de relatar en este capítulo, más concretamente, como los físicos llegaron a la necesidad de introducir cada una de estas nuevas "cargas". En breves palabras, el hecho consiste precisamente en lo que ya hemos señalado anteriormente. El proceso $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ es posible porque el electrón y el positrón no sólo tienen de signo opuesto las cargas eléctricas, sino también las cargas leptónicas $[I_e(e^-) = +1; I_e(e^+) = -1]$, y todas las cargas restantes de ambas partículas son iguales a cero. De esta forma, el par electrón-positrón tiene todas las cargas nulas, es decir, igual que el cuanto γ. Por consiguiente, el proceso examinado no contradice a ninguna de las leyes de conservación. Por ejemplo, si examinamos cualquiera de los procesos enumerados anteriormente, hallaremos que ellos contradicen una o varias leyes de la conservación.

Por ejemplo, el proceso $\gamma \rightarrow p + e^-$ contradice a la vez dos leyes de la conservación: la de la carga bariónica y la de la carga leptónica del electrón, y por eso no puede transcurrir:

$$\gamma \not\rightarrow p + e^- \quad (B{:}0 \neq 1 + 0;\ 0 \neq 0 + 1 \quad (112)$$

El proceso $\gamma \rightarrow p + e^-$ contradice dos leyes de la conservación de las cargas leptónicas, por eso también es imposible:

$$\gamma \not\rightarrow \mu^+ + e^- \quad (I_e{:}0 \neq 0 + 1;\ I_\mu\ 0 \neq -1 + 0 \quad (113)$$

Como ejemplos hemos citado sólo los procesos que se desarrollan bajo la acción de los cuantos γ. Nos resultó así debido al carácter específico de la temática considerada anteriormente. En realidad, todo lo dicho es justo para los procesos que transcurren bajo la acción de cualesquiera partículas. Veamos varios ejemplos de procesos permitidos y prohibidos que transcurren bajo la acción de las diferentes partículas.

1. El proceso

$$\pi^- + p \rightarrow K^\circ + \Lambda^\circ \quad (114)$$

está permitido por todas las leyes de la conservación:

$$z: -1 + 1 = 0 + 0$$

$$I_e: 0 + 0 = 0 + 0;$$

$$I_\tau: 0 + 0 = 0 + 0;$$

$$c: 0 + 0 = 0 + 0;$$

$$B: 0 + 1 = 0 + 1;$$

$$I_\mu: 0 + 0 = 0 + 0;$$

$$S: 0 + 0 = 1 - 1$$

$$b: 0 + 0 = 0 + 0$$

Este proceso es característico por el hecho de que bajo la acción de partículas corrientes (no extrañas) en éste se originan dos partículas extrañas con extrañezas opuestas. De acuerdo con la fórmula (106) el proceso (114) es posible cuando la energía de los mesones π es

$$T_\pi \geq T_{min} = \frac{(m_\Lambda + m_K)^2 - (m_p + m_\pi)^2}{2m_p} c^2 = 770\ Mev \qquad (108)$$

2. Como ejemplo del proceso de tres partículas veamos la reacción relacionada con la aparición de un hiperón Ω^-:

$$K + p \rightarrow \Omega^- + K^\circ \qquad (115)$$

$$z: -1 + 1 = -1 + 1 + 0;$$

$$I_e: 0 + 0 = 0 + 0 + 0;$$

$$I_\tau: 0 + 0 = 0 + 0 + 0;$$

$$c: 0 + 0 = 0 + 0 + 0;$$

$$B: 0 + 1 = 1 + 0 + 0;$$

$$I_\mu: 0 + 0 = 0 + 0 + 0;$$

$$S: -1 + 0 = 3 + 1 + 1$$

$$b: 0 + 0 = 0 + 0 + 0$$

Cabe recordar que esta reacción fue pronosticada teóricamente (véase el §41).

3. He aquí otro ejemplo de proceso elemental [compárese con la (107)], pero que, sin embargo, es imposible:

$$p + p \not\rightarrow p + \pi^+ \qquad (116)$$

El está prohibido por la ley de la conservación de la carga bariónica, la cual para el protón es igual a 1 y para el mesón es igual a cero.

4. Es muy interesante comparar los procesos

$$\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^- \qquad (117)$$

y

$$\pi^- + p \rightarrow K^- + \Sigma^+ \qquad (118)$$

los cuales, al parecer, se diferencian uno de otro sólo por los signos de la carga eléctrica de las partículas resultantes. En este caso, no se altera la ley de la conservación de la carga eléctrica. Se cumplen también las leyes de la conservación de otras muchas cargas (B, I_e, I_μ, I_τ, c, b). No obstante, el primer proceso se observa efectivamente y el otro está prohibido por la ley de la conservación de la extrañeza (S_K- = $S_{\Sigma+}$ = $S_{\Sigma-}$ = -1; S_{K+} = + 1).

5. Como ejemplo de reacción, en la cual junto a una partícula corriente (mesón π) se origina una partícula de corta vida o inestable (la resonancia A, véase el §2), sirve el proceso

$$\pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^\circ \qquad (119)$$

No es difícil cerciorarse de que en este caso se cumplen todas las leyes de la conservación. Señalemos que la resonancia Δ se puede observar solamente por los productos de desintegración (véase el §36, p. I).

A energías muy grandes de los protones llega a ser posible el proceso de cuatro partículas de formación de los antiprotones

$$p^+ p \rightarrow p + p + p + p' \qquad (120)$$

Préstese atención a que la ley de la conservación de la carga bariónica (B = 1 + 1 = 1 + 1 + 1 - 1) exige que el antiprotón aparezca con un protón adicional. La energía mínima del protón incidente, necesaria para el proceso (120), de acuerdo con la fórmula (106), es igual a:

$$T_{min} = \frac{(4m_p)^2 - (2m_p)^2}{2m_p} c^2 = 6m_p c^2 = 5600 MeV \qquad (121)$$

Sería útil, tal vez, poner algunos ejemplos de procesos que se desarrollan cuando interaccionan los antiprotones y los protones. El proceso de este tipo más simple es la aniquilación de un antiprotón lento, al encontrarse con un protón[23]:

$$p' + p^- \rightarrow 2\pi^+ + 2\pi^- + \pi^0 \quad (122)$$

B: -1+1 = 2× 0+2×0+0; *z*: -1+1=2×1+2(-1)+

Los procesos más complejos son las reacciones de formación de los pares hiperón-antihiperón:

$$p' + p \rightarrow \Lambda^0 + \Lambda'^\circ \quad (123)$$

B:-l+l= 1-1; *S*: 0+0=-1+1; *z*:-l+l=0+0).

Esta reacción no exige una energía muy grande de los antiprotones: T_p = 750 MeV. Sin embargo, ¡para obtener los mismos antiprotones son necesarios protones con energías de 5600 MeV!

Como ejemplo de surgimiento del par pesado hiperón-antihiperón puede servir el proceso

$$p' + p \rightarrow \Xi^- + \Xi^+ \quad (124)$$

para el cual son necesarios los antiprotones de energía

$$T_{min} = \frac{(2m\Xi)^2 - (2m_p)^2}{2m_p} c^2 = 1830\ MeV$$

Para la formación de un par hiperón-antihiperón aún más pesado durante el proceso

$$p' + p \rightarrow \Omega^- + \Omega^+ \qquad (125)$$

son necesarios antiprotones con energías $Tp' > 4100$ MeV.

Como conclusión hay que señalar que la extrañeza *S* se conserva solamente en los procesos fuertes y electromagnéticos. Las interacciones débiles con la participación de las partículas extrañas transcurren con la variación de la extrañeza por unidad. Puede servir de ejemplo la desintegración débil del hiperón Λ° que transcurre durante el tiempo del orden de 10^{-10} s (es decir, lentamente) según el esquema

$$\Lambda^\circ \rightarrow p + \pi^- \qquad (126)$$

(*S*: — $1 \neq 0 + 0$; $\Delta S = 1$)

No vamos a presentar ejemplos de aplicación de leyes relativamente nuevas de la conservación del encantado y del hechizo. Dicho con propiedad, en este caso todo transcurre del mismo modo que en los ejemplos mencionados anteriormente, Ambas cargas, de manera similar a la extrañeza, se conservan en las interacciones fuerte y electromagnética.

5. Ley de la conservación de la paridad

Simetría especular — Funciones de onda pares e impares — Prohibiciones en paridad — No observancia de la ley de la conservación de la paridad durante las interacciones débiles.

Las interacciones fuertes y electromagnéticas se caracterizan por la conservación de la magnitud cuántico-mecánica específica que se denomina *paridad de la función de onda.*

Resulta que la función de onda $\Psi(x, y, z)$ que describe el estado de un núcleo atómico o de una partícula elemental posee una propiedad que representa una

especie de simetría especular. Al sustituir las coordenadas *x, y, z* por las coordenadas -*x, -y, -z,* la función de onda ya sea que queda invariable:

$$\Psi(-x, -y, -z) = \Psi(x, y, z) \quad (127)$$

o bien, cambia solamente el signo

$$\Psi(-x, -y, -z) = -\Psi(x, y, z) \quad (128)$$

Las funciones del primer tipo se llaman pares, las del segundo, impares. Los nucleones, por ejemplo, se describen por medio de funciones de onda pares, los mesones -π, por impares. La paridad del núcleo atómico depende de su estado energético. Algunos estados del núcleo atómico son pares y otros, impares.

La conservación de la paridad en las interacciones fuertes y electromagnéticas significa que el carácter de paridad de la función de onda que describe la partícula que está en interacción no varía en estas interacciones. Si una función de onda es par (impar) en el instante inicial, ella permanecerá también par (impar) en los sucesivos momentos de tiempo. La ley de la conservación de la paridad impone determinadas limitaciones a los procesos nucleares y electromagnéticos. Puede servir de ejemplo la reacción

$$p + {}^{7}\mathrm{Li} \rightarrow {}^{4}\mathrm{He} + {}^{4}\mathrm{He} \quad (129)$$

que está prohibida por la ley de la conservación de la paridad cuando la energía cinética de los protones $T_p < 0{,}5$ MeV: la función de onda de un par de partículas $p + {}^{7}\mathrm{Li}$ es impar, y la del par $2\ {}^{4}\mathrm{He}$ es par. Con una energía del protón más alta el par de partículas $p + {}^{7}\mathrm{Li}$ puede tener una función de onda par. La experiencia muestra que la reacción (129), para la energía de los protones $T_p < 0{,}5$ MeV, en realidad no transcurre, a pesar de que en esta reacción puede desprenderse una

energía muy grande $Q \approx 17$ MeV y para ésta se cumplen las demás leyes de la conservación.

Si un proceso está permitido por la ley de la conservación de la paridad, entonces debe observarse la simetría de este proceso respecto de la sustitución $x, y, z \rightarrow -x, -y, -z$, o sea, respecto de la operación de reflexión especular.

En las interacciones débiles la ley de la conservación de la paridad no se cumple, lo cual conlleva la violación de la simetría especular en estos procesos[24].

6. Ley de la conservación del espín isotópico

Independencia de las fuerzas nucleares respecto de la carga — Espín isotópico. — Multipletes isotópicos. — Ley de la conservación del espín isotópico.

En los experimentos para estudiar la dispersión de los nucleones por los nucleones y ciertas propiedades de los núcleos atómicos fue establecido que las interacciones puramente nucleares (si exceptuamos las electromagnéticas) entre cualquier par de nucleones que se hallan en estados iguales (que tienen números cuánticos iguales), son idénticos:

$$p — p \equiv n - p \equiv n - n \quad (130)$$

Esta propiedad de la interacción nuclear se denomina independencia de las fuerzas nucleares respecto de la carga.

La independencia de las fuerzas nucleares respecto de la carga se manifiesta no sólo durante las interacciones entre los nucleones sino también en todas las manifestaciones de las interacciones fuertes, por ejemplo, cuando interaccionan los mesones π con los nucleones. Como se conocen tres tipos de mesones π (π^+, π° y π^-), en este caso son posibles seis combinaciones de las interacciones:

$$\begin{matrix} \pi^+ + p & \pi^0 + p & \pi^- + p \\ \pi^+ + n & \pi^0 + n & \pi^- + n \end{matrix} \qquad (131)$$

Si las partículas examinadas se hallan en estados cuánticos iguales, todas estas combinaciones son idénticas. (En este caso, una vez más, se consideran las interacciones puramente nucleares, sin tomar en cuenta las electromagnéticas). De las relaciones (130) y (131) se infiere la identidad de las propiedades nucleares de los mesones π^+, π^0 y π^-. Esta identidad se puede establecer, comparando directamente los diferentes esquemas de desintegración de las partículas de corto tiempo de vida, las resonancias, por ejemplo, de la resonancia ρ:

$$\rho^+ \to \pi^+ + \pi^0; \quad \rho^0 \to \pi^+ + \pi^-; \quad \rho^- \to \pi^- + \pi^0 \qquad (132)$$

La identidad de las propiedades del protón y del neutrón puede ser descrita de manera formal (pero matemáticamente es muy cómodo) con ayuda de un vector cuántico-mecánico del *espín isotópico* (*isospín*) **T**, el cual tiene valores iguales para ambos nucleones (|**T**| = 1/2) y, según las reglas de la mecánica cuántica, 2T+ 1 = 2 son proyecciones distintas: $T_\zeta = \pm 1/2$. El vector **T** y sus proyecciones T_ζ, existen en el llamado *espacio isotópico* (que no tiene ninguna relación con el espacio corriente). La proyección $T_\zeta = +1/2$ corresponde al protón, la proyección $T_\zeta = -1/2$, al neutrón. La independencia de la carga, expresada en la lengua del espín isotópico, significa la independencia entre la interacción nuclear y la proyección del vector **T**, o sea, de su orientación en el espacio isotópico (*invariabilidad isotópica de las fuerzas nucleares*). Sin embargo, cualquiera de los tres tipos idénticos de interacción de dos nucleones (*p - p, n - p, n - n*) con números cuánticos iguales se caracteriza por el mismo valor del vector **T** (|**T**| = 1, *ley de la conservación del espín isotópico*[25]).

De la misma manera, tres mesones $\pi(\pi^+, \pi^0$ y $\pi^-)$, que tienen propiedades nucleares idénticas, se caracterizan por el mismo vector del espín isotópico **T** = 1. Este vector tiene $2T + 1 = 3$ proyecciones: $T_\zeta = +1$, $T_\xi = 0$, $T_\zeta = -1$ que describen, respectivamente, los mesones $\pi(\pi^+, \pi^0$ y $\pi^-)$

El par de nucleones con propiedades nucleares análogas se denomina *doblete isotópico* y los tres mesones π, *triplete isotópico* (el mesón π invariabilidad isotópica nucleónica).

En la naturaleza, además de los dobletes y tripletes, hay también otros *multipletes isotópicos.* Un "grupo" compuesto solamente de una partícula se denomina *singlete isotópico.* Puede servir de ejemplo el hiperón Λ^0 o el hiperón Ω^-, los cuales no tienen analogías por las propiedades nucleares. Un grupo de cuatro partículas se llama *cuarteto isotópico* (la resonancia Λ que se encuentra en la forma Λ^{++}, Λ^+, Λ^0 y Λ^-).

El concepto de espín isotópico se puede transferir también a las combinaciones complejas de nucleones, a los núcleos atómicos. De conformidad con esto, cada estado energético del núcleo (tanto el fundamental como el excitado) se puede caracterizar por cierto valor del espín isotópico. El valor del espín isotópico para el estado principal del núcleo se llama espín isotópico del mismo núcleo. Por ejemplo, el núcleo $^4_2$He tiene **T** = 0 (ejemplo del singlete isotópico), los núcleos $^3_1$H y $^3_2$He tienen **T**= 1/2 (ellos forman un doblete isotópico de los núcleos con propiedades nucleares análogas), etc.

La interacción fuerte de los núcleos entre sí (y con las partículas elementales del tipo de hadrones, véase el §2) se produce en conformidad estricta con la ley de la conservación del espín isotópico. De este modo, la relación

$$^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \nrightarrow \pi^0 + {}^4_2\text{He} \qquad (133)$$

contradice a la ley de la conservación del espín isotópico (porque $\mathbf{T}(^{12}H) = 0$, $\mathbf{T}(^{4}_{2}He) = 0$, y $\mathbf{T}(\pi^{0}) = 1$ y ésta en efecto no se desarrolla según la interacción fuerte (pero transcurre según la interacción electromagnética).

La ley de conservación del espín isotópico es justa sólo para las interacciones fuertes (nucleares).

Capítulo 5
"Energía a partir de la masa"

No está lejos el tiempo, en que el hombre obtenga la energía atómica, una fuente de energía que le permitirá edificar su vida como lo desee.
V. I. Vernadski (1922)

§21. Sobre la "transición de la masa a la energía" y viceversa

¿Son justos los títulos? — Dos tipos de energía — El lector en el metro — ¿Qué muelle es más pesado: el enrollado o el que no lo está? — Sobre la ley de la conservación de la masa en la química. — "Muelle" nuclear. — Dos problemas y cuatro tareas.

En el §8 se habló de que durante el proceso de aniquilación se puede transformar toda (o casi toda) la energía en reposo en energía cinética y de que este proceso se observa experimentalmente para algunas partículas elementales (electrón, protón, neutrón). No obstante, en ese mismo párrafo fue advertido que utilizar la aniquilación para fines prácticos por ahora no es posible. Prácticamente, para transformar la energía en reposo en energía cinética y térmica se utilizan procesos completamente distintos que prometimos relatar más adelante. Este momento ha llegado. Pero, antes de cumplir lo prometido, haremos una observación.

A menudo, hablando de la transformación de la energía en reposo en energía cinética, este proceso se llama transformación de la masa en energía. ¿Se puede decir así? ¿Es justo esto o no? Hablando con propiedad, no es correcto, ya que en un proceso semejante la energía y la masa no se transforman unas en otras, sino cada una de ellas en su otra forma; la *energía* en reposo E_0 se transforma en la energía cinética T; la *masa* en reposo M_0, en otra forma de *masa*, a la cual hemos

nombrado convencionalmente masa cinética M_c (véase el §9). En ambas transformaciones se conserva el valor total tanto de la energía

$$E_{01} + T_1 = E_{02} + T_2 = \text{const} \quad (134)$$

como también de la masa

$$\gamma_1 M_1 = \gamma_2 M_{02}, \quad M_{01} + M_{c1} = M_{02} + M_{c2} \quad (135)$$

Sin embargo, estas transformaciones transcurren de tal modo que al *aumento* de la energía cinética desde el valor inicial T_1 hasta el valor resultante T_2 corresponde la *disminución* equivalente de la energía en reposo desde el valor inicial E_{01} hasta el valor resultante E_{02}:

$$T_2 - T_1 = E_{01} - E_{02}, \quad \text{o bien} \quad \Delta T = -\Delta E_0 \quad (136)$$

Y puesto que la masa *y* la energía están ligadas entre sí por *la* relación $E = Mc^2$, la disminución de la energía en reposo en ΔE se manifiesta como *la* disminución de la masa en reposo M_0 en $\Delta M_0 = \Delta E_0/c^2$. Como resultado, se tiene la impresión de la "transformación de la masa en energía cinética". Resumiendo, se puede decir que a pesar de que el término en discusión no es del todo exacto, pero puede ser utilizado, si no nos olvidamos del contenido físico que éste contiene.

Nos hemos detenido con tanto detalle en este problema *y* por un tiempo muy prolongado por cuanto el giro "transformación de la masa en energía" se utiliza con mucha frecuencia, y además por físicos, a los cuales no se les puede imputar la incomprensión de la esencia del asunto. Simplemente, éste es un término muy cómodo y universal que caracteriza brevemente el problema examinado independientemente del tipo concreto de energía en reposo (véase más adelante). En relación con ello nosotros también vamos a utilizar, a veces, este término,

poniendo entre comillas el detalle arriba mencionado. Analicemos el problema "transformación de la masa en energía" más concretamente.

Como ya hemos dicho en el §20, p. 1, la energía total de cualquier cuerpo (partícula elemental, núcleo atómico, átomo, molécula, cristal, macroobjeto, etc.) consta de dos partes: de la energía en reposo pasiva (encubierta) E_0, cuya parte más grande en las condiciones habituales no se manifiesta de ninguna forma, y de la energía cinética activa T, la cual es fácil de utilizar para fines prácticos:

$$E = E_0 + T \quad (137)$$

Según la ley de la conservación de la energía, la energía *total* E queda inalterada, cualesquiera que sean los procesos, sin embargo, esta ley no prohíbe la transformación de la energía de una forma en otra. En principio, son posibles tanto los procesos de transformación de la energía en reposo E_0 en la energía cinética T como también el proceso inverso de transformación de la energía cinética T en la energía en reposo E_0. De acuerdo con la relación

$$E = Mc^2 \quad (138)$$

el primer proceso debe ir acompañado de la disminución de la masa ("transformación de la masa en energía"), y el segundo debe ir acompañado del aumento de la masa ("transformación de la energía cinética en masa").

El proceso de transformación de la energía en reposo en energía cinética ("transformación de la masa en energía") es especialmente atrayente, ya que en condiciones habituales $E_0 \gg T$, o sea, cualquier cuerpo posee una enorme reserva de energía no empleada. Cabe recordar que en la relación (138) el coeficiente $c^2 = 9\times10^{20}$ cm^2/s^2, de manera que a la masa de 1 g le corresponde una energía en reposo de 9×10^{20} ergios = 9×10^{13} Julios. En relación con ello, incluso, una disminución

sumamente insignificante de la masa en reposo debe dar lugar a un aumento apreciable de la energía cinética.

El siguiente enunciado, al principio, puede parecer un poco extraño: con la "transformación de la masa en energía" y viceversa usted, más de una vez, ha tenido que ver en la física, química e incluso en la vida cotidiana.

En realidad, figurémonos que usted pretende abrir una puerta pesada (por ejemplo, al entrar en una estación de metro) que está dotada de un muelle fuerte. Para abrirla hay que realizar un trabajo relacionado con la contracción del muelle (o enroscado), es decir, con el aumento de su energía potencial a una magnitud ΔE. La energía potencial se puede considerar como parte componente de la energía en reposo. Pero el aumento de la energía en reposo debe ir acompañado del aumento de la masa en reposo. Por lo tanto, el muelle enroscado debe tener una masa en reposo en $\Delta M = \Delta E/c^2$ mayor que el muelle sin enroscar. Si soltamos la puerta, ésta, bajo la acción del muelle, empieza a moverse. La energía potencial acumulada, o sea, la energía en reposo, se transformará en energía cinética. En este caso, la masa en reposo del muelle de nuevo disminuirá. Las puertas de las estaciones de metro están construidas de tal modo que al cerrarse ellas no se detienen en la posición cerrada, sino que pasan por inercia al lado contrario, por eso (si el rozamiento es pequeño) usted podrá observar la "transformación de la masa en energía" y viceversa varias veces.

Es fácil estimar en cuanto aumentará la masa del muelle al enroscarse éste. El trabajo que es necesario realizar para abrir la puerta es igual a FS, donde F es la fuerza aplicada, S, la distancia durante la cual la fuerza actúa. Si admitimos que $F = 20$ N, $S = 0{,}5$ m, obtenemos $FS \approx 10$ J. En cuánto varía la energía del muelle al enroscarlo: $\Delta E = 10$ J. Si admitimos que la masa del muelle m es igual a 1 kg, entonces para la energía en reposo obtenemos $E_0 = mc^2 = 1{\times}9{\times}10^{16} \approx 10^{17}$ J. Lo dicho significa que durante el enroscado la energía en reposo del muelle varía en $\Delta E/E_0 = 1/10^{16}$, es decir, la masa del muelle enroscado es en $1/10^{16}$ mayor que la del muelle sin enroscar. En principio, el aumento de la masa del muelle, al enroscar

éste, se puede comprobar mediante un experimento: un muelle enroscado debe adquirir, bajo la acción de una fuerza, una aceleración *menor* que el muelle sin enroscar. Sin embargo, este experimento no puede ser realizado a raíz de la insignificancia del efecto.

Efectos mucho más grandes se observan en los procesos químicos. Cualquier reacción química se reduce a la reestructuración de las capas electrónicas de los átomos (“enroscado y desenroscado de los muelles atómicos”). Como resultado de tales reestructuraciones, la energía de la interacción de los átomos varía. Por consiguiente, varía también la masa de los átomos interactuantes. A la *disminución* de la masa corresponden las reacciones exotérmicas que van acompañadas de la *liberación* de energía en forma de calor y al *aumento* de la masa corresponden las reacciones endotérmicas que transcurren con la *absorción* de calor. En este caso, la energía que se transforma ya representa una parte mensurable de toda la energía, sin embargo, esta parte es tan pequeña (cerca de 0,000001%) que en la química junto con la ley de la conservación de la energía se considera también la ley de la conservación de la *masa en reposo*, es decir, se desprecia la variación de la masa en reposo en el curso de las reacciones químicas (se considera que la masa en reposo no varía en absoluto). Hablando con precisión, esto no es correcto. Pero los químicos conscientemente admiten esta imprecisión a causa de su pequeñez.

Sólo en las transformaciones nucleares la variación de la masa en reposo (al “enroscar el muelle nuclear”) es verdaderamente apreciable, ya que alcanza el 0,1-0,5% del valor inicial de la masa. Usted dirá: ¡no es tanto! Efectivamente, en comparación con la aniquilación en que se transforma toda (o casi toda) la masa, la disminución de ésta en 1/1000 no es grande, pero el aumento de la energía cinética que le corresponde puede resultar enorme. Si volvemos ahora al ejemplo de la bala, que hemos examinado en el §8, es fácil calcular que de ésta se podría extraer (a cuenta de la 1/1000 parte de la masa) cerca de 10^{12} J de energía, lo cual supera 200 000 000 veces la energía cinética de la bala.

Claro está que realizar en la práctica dicha energía es muy difícil. Ni mucho menos todas las substancias pueden ser utilizadas como fuentes de energía. En particular, no sirven para este fin tanto el plomo como el acero, de los cuales se fabrican las balas, ni tampoco otras muchas substancias. Por otra parte, es muy difícil obligar a las substancias que, en principio, son útiles para este fin, de que entreguen una parte de su masa para "transformarla en energía". Y, sin embargo, los físicos superaron por lo menos la mitad o, tal vez, hasta 3/4 de estas dificultades.

El lector, claro está, ya se dio cuenta de que se trata de la energía atómica y termonuclear. En el primer caso, la energía se obtiene a cuenta de "la transformación" de aproximadamente un 0,1% de la masa de la substancia más pesada que existe en la naturaleza, del uranio, en el segundo caso, a cuenta de "la transformación" de una parte de la masa de una substancia más ligera, por ejemplo, del deuterio. En cada problema existen dos tareas: la transformación instantánea y lenta de la masa en energía.

En el primer problema están resueltas en su totalidad ambas tareas: los científicos e ingenieros saben liberar la energía atómica tanto en el proceso instantáneo de tipo explosivo (bomba atómica) como en el lento controlado (reactor nuclear). En la actualidad la energía atómica se utiliza ampliamente en la ciencia y la economía nacional.

El segundo problema todavía está resuelto a medias: el hombre aprendió a liberar la energía termonuclear en el proceso instantáneo de tipo explosivo (bomba de hidrógeno). La realización de la síntesis termonuclear controlada lenta es un problema tan complejo que, por ahora, es muy difícil presagiar cuándo será resuelto. Pero este problema será resuelto, ya que estas dificultades, según parece, no revisten carácter esencial.

En principio, este cuarto problema también tiene solución. Precisamente sobre esta parte esencial de los cuatro problemas vamos a tratar ahora: ¿por qué se puede transformar en energía una parte de la masa del uranio y del deuterio? ¿En qué

consiste el mecanismo de enroscado y desenroscado de “los muelles nucleares”? ¿Cómo se puede automatizar este proceso?

§22. Energía de enlace del núcleo atómico

¿Qué es más “pesado”: el núcleo o sus nucleones? — ¿Qué es ¡a energía de enlace? — Como “pesaron” los núcleos — ¿Se puede realizar la energía de enlace?

En el §4 ya hemos señalado que cualquier núcleo atómico está constituido por un número (Z) de protones y (A - Z) de neutrones que se mantienen juntos por las fuerzas nucleares de atracción. Las fuerzas nucleares poseen una intensidad muy grande a distancias del orden de 10^{-13} cm y disminuyen rápidamente con el aumento de la distancia.

Figúrense que poseemos el método de extraer sucesivamente del núcleo uno tras otro los protones y los neutrones[26] y ubicarlos a tal distancia ($\geq 10^{-2}$ cm) uno de otro que las fuerzas nucleares entre ellos no actúen (despreciamos la repulsión culombiana de los protones). ¿Qué podemos decir sobre la masa total de todos los nucleones extraídos del núcleo en comparación con la masa de éste: es mayor, menor, o igual? La respuesta a esta pregunta se obtendrá inmediatamente después de que usted comprenda que para extraer un nucleón del núcleo se ha de realizar el trabajo de superación de las fuerzas nucleares de atracción (compare esto con el trabajo necesario para abrir la puerta en la estación de metro). Este trabajo se gastará en el aumento de la energía del sistema nuclear, al dividirlo en nucleones aislados. Por cuanto la atracción nuclear es muy fuerte, este trabajo y el aumento de la energía relacionado con él deben ser bastante grandes.

Así pues, la energía del núcleo atómico es menor que la energía de los nucleones de los cuales está compuesto el núcleo. Y como $E = Mc^2$, la masa del núcleo atómico también es menor que la masa total de todos los nucleones que lo componen. La

diferencia de sus valores, expresada en unidades energéticas, se denomina energía de enlace del núcleo ΔW:

$$\Delta W=[Zm_{\mathrm{p}} + (A - Z)m_n - M_{nuc}]c^2 \quad (139)$$

La energía de enlace de cualquier núcleo es positiva y debe ser una parte apreciable de su energía en reposo.

El resultado, que hemos obtenido valiéndonos del razonamiento, se puede comprobar mediante un experimento. El experimento no sólo confirma las deducciones hechas, sino también permite obtener los valores numéricos de la energía de enlace de los núcleos.

Ya hace relativamente mucho tiempo (en 1919), los físicos aprendieron a “pesar” los núcleos atómicos. En la mayoría de los casos, los núcleos se “pesan” por medio de instrumentos especiales que se llaman espectrómetros de masas. El principio de funcionamiento del espectrómetro de masas consiste en la comparación de las características de movimiento de partículas con diferentes masas, pero con iguales cargas eléctricas, al pasar éstas a través de los campos eléctrico y magnético. El cálculo más simple demuestra que las partículas de distinta masa se mueven siguiendo trayectorias diferentes, comparando las cuales, precisamente, se puede apreciar La diferencia de masas, La masa de las partículas neutrales (por ejemplo, del neutrón) puede ser determinada por el balance energético de una de las reacciones nucleares con la participación de esta partícula.

En la actualidad, se conocen con gran exactitud las masas de todos los núcleos, así como del protón y el neutrón. Si comparamos la masa de cualquier núcleo con la de todos los protones y neutrones que lo forman, en todos los casos el primer número siempre resultará 1%, aproximadamente, menor que el otro. De esta manera, la energía de enlace del núcleo es aproximadamente un 1% de toda su energía en reposo. (Compárese con la $1/10^{10}$ parte que forma la energía del muelle enroscado en relación con su energía en reposo)[27].

Parecería que realizar este 1% de la energía en reposo ya es mucho más simple que los 100%. Pues, en este caso, no se necesita el encuentro con los antinúcleos. Sólo es preciso aprender a unir los protones y neutrones aislados en núcleos atómicos y durante esta unión inevitablemente debe liberarse la energía de enlace del núcleo. La energía se liberará por la misma causa, por la que ésta es absorbida, al extraer los nucleones del núcleo. En efecto, para extraer los nucleones del núcleo había que *gastar* energía en la realización del trabajo contra las fuerzas nucleares de atracción ("enroscar el muelle nuclear"). Ahora, al contrario, los nucleones se mueven en la misma dirección en que actúan las fuerzas nucleares, gracias a lo cual *aparece* precisamente *el exceso* de energía ("el muelle nuclear se desenrosca").

Nuestro razonamiento es absolutamente correcto, pero solucionar el problema, planteando la cuestión de esta manera, no se consigue debido a la imposibilidad práctica de reunir en un mismo lugar del espacio el número necesario de protones y neutrones y acercarlos hasta distancias del orden de 10^{-13} cm. Así pues, nosotros no sabemos realizar la potencia total del "muelle nuclear", o sea, *toda* la energía de enlace del núcleo[28].

No obstante, el problema de liberación de la energía intranuclear llegará a resolverse en caso de sacrificar un orden más de la magnitud y no luchar por el 1%, sino sólo por el 0,1% de la energía en reposo. Como esto tampoco es una magnitud pequeña (es que $c^2 = 9 \times 10^{20}$ cm^2/s^2), la cosa merece la pena.

§23. Fisión y síntesis de los núcleos

¿Qué núcleos son más resistentes y por qué? — Experimento imaginario con el núcleo de uranio-Energía de la síntesis-Criterio de Lawson.

La energía de enlace ΔW que hemos introducido en el párrafo anterior sólo constituye, aproximadamente, el 1% de la energía en reposo del núcleo. Si nos interesamos por sus magnitudes exactas para los diferentes núcleos y las

calculamos por la fórmula (139), nos convenceremos de que éstas varían en un gran intervalo, sobre todo las de los núcleos ligeros. La energía de enlace del núcleo de hidrógeno es igual a cero (pues este núcleo está formado por un solo protón); la energía de enlace del núcleo de deuterio (hidrógeno pesado, cuyo núcleo está formado por un protón y un neutrón) constituye cerca del 0,1% de su energía en reposo. Las energías de enlace de los núcleos de tritio (hidrógeno superpesado, cuyo núcleo está formado por un protón y dos neutrones), de helio y de oxígeno constituyen, respectivamente, 0,27%, 0,74% y 0,85% de sus energías en reposo. La energía de enlace de los núcleos que contienen 50-60 nucleones alcanza el 0,92% de la energía en reposo y la de núcleos más pesados disminuye hasta 0,78% (Figura 29).

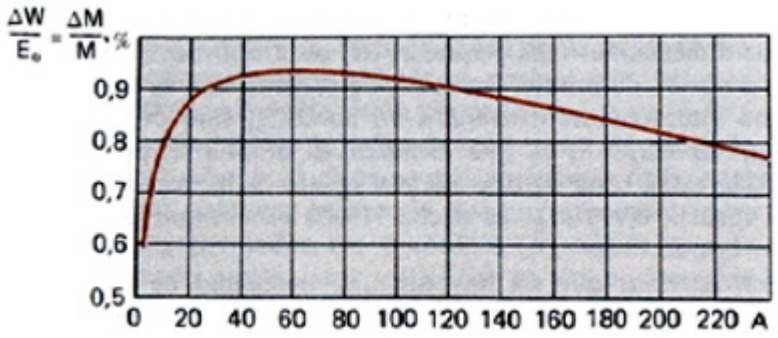


Figura 29

De esta forma, la parte que constituye la energía de interacción de los nucleones respecto de la energía en reposo depende del número de nucleones que interactúan. A medida que crece el número de nucleones, ésta, al principio, aumenta y luego disminuye. En otras palabras, los nucleones están enlazados especialmente fuerte en los núcleos medios (según la masa), más débil, en los núcleos pesados y muy ligeros.

Las causas principales de la diferencia que existe entre las energías de enlace de los diversos núcleos consiste en lo siguiente. Todos los nucleones, a partir de los cuales

está compuesto el núcleo, se pueden dividir, condicionalmente, en dos grupos: interiores y superficiales. Los nucleones interiores están rodeados por todos los lados por nucleones vecinos y los superficiales tienen vecinos sólo de la parte interior (Figura 30).

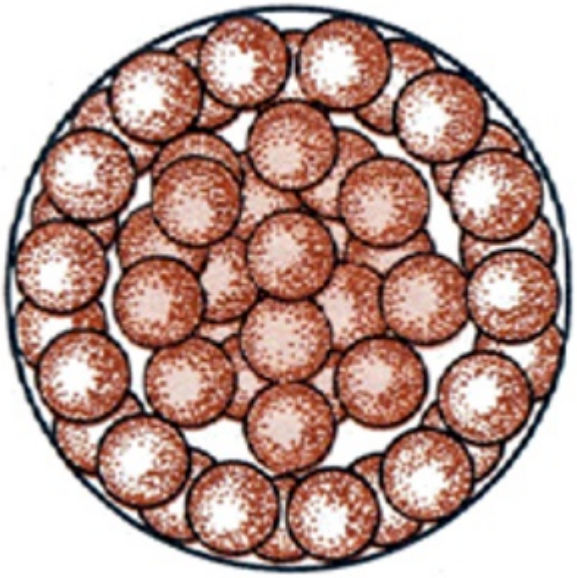


Figura 30

Por eso, los nucleones interiores interaccionan con los demás nucleones de manera más fuerte que los que se encuentran en la superficie (recuérdese la tensión superficial de los líquidos). Sin embargo, los núcleos ligeros tienen la parte de nucleones interiores especialmente pequeña (podemos considerar que los núcleos más ligeros tienen sólo nucleones superficiales) y que aumenta paulatinamente a medida que ellos se hacen más pesados. Por eso, la energía de enlace también debe crecer junto con el aumento del número de nucleones en el núcleo. Pero este crecimiento no puede continuar por mucho tiempo, ya que, empezando de un número de nucleones bastante grande (A = 40...60), la cantidad de protones en el núcleo se hace tan grande (prácticamente, en cualquier núcleo los protones constituyen no menos del 40% de la cantidad total de nucleones) que llega a ser apreciable su repulsión eléctrica mutua, incluso en el fondo de la fuerte atracción

nuclear. Dicha repulsión es la que precisamente ocasiona la disminución de la energía de enlace en los núcleos pesados.

La diferencia de energía de enlace de los distintos núcleos puede ser utilizada para liberar la energía intranuclear. Esto se puede apreciar al realizar el siguiente experimento imaginario.

Examinemos el núcleo de uranio que representa un sistema de 238 nucleones densamente situados que interactúan fuertemente. Supongamos que la masa de este sistema es M_U. Aumentemos las dimensiones del sistema de tal manera que los nucleones que forman parte de él dejen de interactuar (se supone que la interacción electromagnética "está desconectada"). Puesto que para ello tenemos que realizar un trabajo contra las fuerzas nucleares de atracción, al sistema debe añadirse una energía complementaria igual a la de enlace ΔW que se gastará en el aumento de la masa del sistema. En la Figura 29 vemos que este aumento de la masa $\Delta M/M = \Delta W/E$, para $A = 238$, representa cerca del 0,8%, de manera que la masa total del sistema de 238 nucleones que no interactúan es igual a 1,008 M_U.

Si ahora permitimos a los nucleones de nuevo juntarse en el núcleo de uranio, la masa del sistema disminuirá en un 0,8%, es decir, volverá al valor inicial M_U *y* toda la energía utilizada para extraer los nucleones del núcleo se liberará. Se sobreentiende que en este caso no habrá ganancia ni pérdida de energía. Sin embargo, si permitimos que los nucleones se junten en dos núcleos de dimensiones más pequeñas (en cada uno por 119 nucleones) y no en un solo núcleo de uranio, entonces, de acuerdo con la Figura 29, la masa del sistema no interactuante *disminuirá* no en 0,8%, sino en 0,9%, es decir, en una magnitud *mayor* a la que *aumentó,* al ampliarse este sistema. Como resultado, la masa total de dos núcleos iguales a la mitad del núcleo inicial resultará igual a 0,999 M_U, es decir, 1/1000 *menor* que la masa del núcleo inicial de uranio.

Es fácil adivinar que no hay ninguna necesidad de extraer del uranio todos los nucleones y luego ponerlos en dos montones de menores

dimensiones. Se obtendrá el mismo resultado si “cortamos” simplemente el núcleo de uranio por la mitad (sin extraer previamente de él los nucleones, Figura 31).

Figura 31

También en este caso la masa total de ambas mitades será también igual a 0,999 de la masa del núcleo inicial y el exceso de masa (0,1%) del núcleo de uranio “se transformará en energía”. Precisamente en esto se basa el principio de obtención de energía a partir del uranio. El proceso de “corte” del núcleo en dos mitades (en realidad ellas resultan desiguales) se denomina *fisión* del uranio.

En el razonamiento estudiado se puede ver claramente la validez del “planteamiento” de los experimentos imaginarios, prácticamente irrealizables, pero de idea simple y evidente. En el caso dado este experimento nos condujo a un método, *prácticamente realizable* (en principio), de obtención de energía a partir del núcleo de uranio. Por supuesto, desde la palabra “en principio” hasta la realización real hay una distancia de dimensiones muy grandes. En cuanto a esto, al lector seguramente le surge en seguida una serie de preguntas. Por ejemplo, ¿con qué “cuchillo” se pueden cortar los núcleos de uranio? ¿Cómo hacer el proceso de corte de los núcleos de uranio en masa y duradero (o, por lo contrario, instantáneo)? ¿Por qué hablamos sólo del uranio, si bien el razonamiento realizado, *en principio*, es justo para todos los núcleos pesados? No obstante, dejaremos esta conversación hasta el capítulo 6, en que será relatado sobre cómo los físicos

superaron las enormes dificultades científicas y prácticas, antes de obligar al uranio servir en favor de la humanidad.

Para concluir este párrafo, unas palabras sobre otra pregunta de principio: ¿de dónde proviene la energía durante la síntesis de núcleos ligeros?, es decir, al fusionarse estos últimos en núcleos más pesados. En este caso todo va de manera similar a la fisión. Se trata de que en la *fusión* de los núcleos *ligeros,* igual que durante la *fisión* de los *pesados,* se obtienen núcleos (con una mayor correlación de nucleones) más resistentes (más estables) que los originales. En otras palabras, la energía que hay que gastar para "sacar" de los dos núcleos ligeros todos los nucleones, es menor que la que se desprenderá al fusionarse todos estos nucleones en un núcleo grande. Esta conclusión, igual que en el caso de la fisión, es correcta también para el proceso de fusión de núcleos sin "desarmarlos" previamente en nucleones. Por eso, *al fusionarse ¡os núcleos ligeros debe desprenderse energía.* Cuantitativamente la energía de la síntesis, que toca por unidad de masa, puede superar varias veces la energía específica de la fisión. El problema relacionado con la realización práctica de la síntesis es muy complicado. Ya hemos señalado que este problema todavía está resuelto a medias: está resuelta la síntesis explosiva. En el camino de la realización de la reacción termonuclear controlada se han encontrado dificultades muy grandes, las cuales todavía no se han logrado superar.

En todas las instalaciones modernas la energía liberada es menor que la absorbida. Se sabe que para que la energía liberada supere a la absorbida debe cumplirse el llamado criterio de Lawson. De acuerdo con este criterio, la densidad n, la temperatura T y el período de retención τ del plasma de deuterio-tritio deben satisfacer la condición

$$n\tau = (2 - 3)\times 10^{14}\ \text{cm}^3\times\text{s}, \qquad T = 10^8\ \text{K}.$$

En principio, se pueden satisfacer estas exigencias de dos modos: ya sea por calentamiento relativamente lento ($\tau > 0.1$ s) del plasma denso ($n \geq 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$), de

gran volumen (centenares de metros cúbicos) hasta una temperatura $T = 10^8$ K, o bien, por calentamiento ultrarrápido (cerca de 10^{-9} s) de la substancia condensada termonuclear de volumen muy pequeño (cerca de 1 mm^3). En la actualidad, en la URSS y en el extranjero se llevan a cabo trabajos tanto en la primera dirección como en la segunda (véase también el §7)

Capítulo 6

Energía atómica

Planteamos el problema de crear la energética atómica, la cual... desde el punto de vista económico será más ventajosa que la energética del carbón.
V. Kurchátov

§24. Propiedades fundamentales de las reacciones de fisión

¿Quién, cómo y cuándo descubrió la fisión?— ¿Por qué los productos de la fisión son radiactivos? — Neutrones secundarios.

En el capítulo anterior mostramos que como consecuencia de la fisión de un núcleo pesado en dos fragmentos debía liberarse energía, puesto que la masa total de ambas mitades es menor que la del núcleo inicial. La diferencia de las masas alcanza el 0,1%. Por esto la energía que se desprende de cada núcleo que se fisiona es muy grande. Aproximadamente de 200 MeV.

La reacción de fisión fue descubierta en 1938 por los radioquímicos alemanes O. Hahn y F. Strassmann que, bombardeando el uranio con neutrones, descubrieron la formación de núcleos del elemento $_{56}$Ba que dista del uranio 36 unidades de la carga. Este resultado parecía absolutamente inexplicable, ya que se esperaba que, al bombardear el uranio con neutrones, debe obtenerse el isótopo radiactivo β^- del uranio ^{239}U, el cual después de la desintegración β^- se transforma en el elemento transuránido neptunio $_{39}$Np

La explicación de este fenómeno fue dada por O. Frisch y L. Meitner que propusieron la hipótesis sobre la inestabilidad del núcleo de uranio durante su deformación. El núcleo de uranio que captura el neutrón se excita y pasa al estado de oscilación que en algunos casos puede conducir a la ruptura del núcleo en dos partes (*fragmentos de fisión*). La carga y la masa de cada fragmento son

aproximadamente iguales a la mitad de la carga y de la masa del núcleo de uranio (Figura 32).

Figura 32

Más tarde fue establecido que los fragmentos de fisión tienen un espectro de masas bastante amplio, el cual se representa mediante una curva con dos máximos que corresponden a los fragmentos ligeros y pesados (FL y FP). Los valores medios de las masas (y de las cargas) de los fragmentos ligeros y pesados de fisión satisfacen la relación

$$M'_{FL} : M'_{FP} = Z'_{FL} : Z'_{FP} = 2:3.$$

En virtud de la acción de las fuerzas de repulsión culombianas, entre los fragmentos formados, los últimos vuelan en distintas direcciones a gran velocidad. El cálculo muestra que la energía cinética adquirida por ellos constituye una parte considerable de toda la energía de fisión, por eso la fisión se puede revelar por el efecto *físico* de ionización que es incomparablemente más simple que el método *químico* de identificación de los fragmentos.

La hipótesis de O. Frisch y L. Meitner permite predecir otras dos propiedades importantes de los fragmentos de fisión. Al fisionar el núcleo de uranio en dos fragmentos, los *Z* protones y los *N* neutrones del núcleo de uranio se distribuyen entre estos fragmentos, por ello los fragmentos deben tener la misma correlación entre Z y *N* que el uranio:

$$N_{\text{frag}}/Z_{frag} = N_U/Z_U = 146/92 = 1{,}6 \quad (140)$$

Pero, esta correlación no es típica para los isótopos estables de los núcleos medios de la tabla periódica (a los cuales pertenecen los fragmentos). Por ejemplo, para el núcleo $^{137}_{56}$Ba el valor N/Z = 1,45 y no 1,6. De esta manera, los fragmentos que se forman durante la fisión están *sobrecargados* de neutrones y, por consiguiente, deben ser radiactivos β^- y pueden emitir neutrones.

Todas las propiedades descritas de los fragmentos de fisión fueron confirmadas experimentalmente. El proceso de fisión en efecto va acompañado de la formación de fragmentos radiactivos β^- de alta energía ($T'_{frag} \approx 170$ MeV) que emiten neutrones. Durante la fisión de un núcleo de uranio se liberan, por término medio, 2, 4 neutrones[29]. Dichos neutrones llevan el nombre de *secundarios o neutrones de fisión.* Su energía cinética *media* $T'_n \approx 2$ MeV.

En los primeros experimentos dedicados al estudio de la reacción de fisión fueron descubiertas algunas propiedades más de esta reacción.

1. Además de los núcleos de uranio, al bombardear con neutrones, fisionan también los núcleos de torio y protactinio.
2. El efecto para el uranio aumenta si se utilizan neutrones lentos.
3. Existe el proceso de fisión *espontánea* que se observa sin bombardear el uranio con neutrones. Este fenómeno fue descubierto en 1940 por los físicos soviéticos K. A. Petrzhak y G. N. Flérov que trabajaban en el laboratorio de I. V. Kurchátov.

Estas y otras particularidades de la reacción de fisión pueden ser explicadas por medio de la teoría de la fisión basada en el modelo de gota del núcleo propuesto por N. Bohr (1938).

§25. Modelo de gota del núcleo

El núcleo y la gota — Cómo se calcula la masa de los núcleos atómicos. — "Enfermedad paramétrica" — Parábola sobre un elefante artificial.

Según Bohr, el núcleo atómico puede imaginarse en forma de una gota esférica de una substancia nuclear específica que por algunas de sus propiedades (incompresibilidad, saturación de las fuerzas nucleares, "evaporación" de los nucleones) se asemeja al líquido. En relación con ello, se puede también intentar aplicar algunas de las propiedades de la gota de líquido a la gota nuclear. Entre estas propiedades figuran, por ejemplo, la tensión superficial, de la cual hemos hablado en el §23, la división de la gota en partes más pequeñas (fisión de los núcleos), la fusión de gotas pequeñas en una grande (síntesis de los núcleos). Tomando en consideración estas propiedades (comunes para el líquido y la substancia nuclear), así como las propiedades específicas de la substancia nuclear que se infieren del principio de Pauli y de la presencia de la carga eléctrica, se puede obtener una fórmula semiempírica, la cual permite calcular la energía de enlace ΔW (y por tanto también la masa M_{nuc}) de cualquier núcleo, si se conoce su composición de nucleones (Z y A). Por primera vez, esta fórmula fue obtenida por Weizsaecker, por lo que a menudo la designan con su nombre. Tiene la forma:

$$\Delta W(A,Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{(A/2-Z)^2}{A} \delta A^{3/4}$$

o tomando en consideración la fórmula (139):

$$M(A,Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - \alpha A + \\ + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \zeta \frac{(A/2-Z)^2}{A} \delta A^{3/4} \qquad (141)$$

donde α, β, γ, ζ, δ son coeficientes, iguales para todos los núcleos. (Hablando con propiedad, el coeficiente δ tiene tres valores: δ = + |δ| para los núcleos con A par y

Z par; δ = - |δ| para los núcleos con *A* par y *Z* impar; δ = 0 para los núcleos con *A* impar).

Queremos llamar la atención del lector a que en la fórmula hay en total cinco coeficientes y, sin embargo, da valores bastante exactos de las energías de enlace (y de las masas) de muchos (más de cien) núcleos. Esta circunstancia convierte esta fórmula en universal y muy útil para analizar diferentes propiedades de los núcleos.

El número pequeño de parámetros (en comparación con el número de magnitudes pronosticadas) es una condición obligatoria de toda teoría buena. Por desgracia, algunos Físicos a veces olvidan esto y "enferman" de una "enfermedad paramétrica" específica, es decir, introducen en sus nuevas teorías un número excesivo de parámetros. ¡Y por medio de los parámetros sobrantes se puede explicar todo lo que se quiera!

Muchos de ustedes, como nosotros esperamos, con el tiempo se convertirán en físicos. Por eso, nos parece oportuno hacer aquí una breve digresión y relatar una vieja y graciosa historia que por primera vez contó Ya. Dorfman en 1948.

En el año 1924 un grupo de físicos-teóricos propuso para explicar la estructura superfina de los espectros ópticos una teoría bastante inverosímil, la cual, sin embargo, daba buena conformidad con los datos experimentales existentes (siete casos). Poco tiempo después esta teoría fue criticada muy fuerte y con rabia por otro físico que afirmaba que la concordancia obtenida revestía carácter casual. El comprobó su conclusión por un método muy evidente (y, al mismo tiempo, muy injurioso para los autores de esta teoría).

El apellido de uno de los autores de la teoría comprendía siete letras de las cuales cinco eran diferentes. El físico-oponente añadió a cada una de estas letras su número ordinal del alfabeto latino y tomó los números obtenidos en calidad de "parámetros". ¡Combinando estos números de modo bastante arbitrario, él también llegó a una conformidad con el experimento tan buena como la de los autores de la teoría!

Los físicos con buen juicio comprenden la inadmisibilidad de introducir muchos parámetros en la teoría y por eso, unas veces, en una manera sarcástica y burlona (como en el caso mencionado) y otras, simplemente, en broma advierten sobre esto. En calidad de ejemplo vamos a relatar otra historia distraída.

En los años 70 la enfermedad paramétrica de algunos teóricos de nuevo empezó a tomar forma peligrosa. Esto estaba relacionado con que en aquel entonces los físicos se hallaban muy ocupados con el problema de las interacciones fuertes, acerca de la naturaleza de las cuales se conocía muy poco y, por consiguiente, existían muchas posibilidades para las diversas suposiciones. En particular, el riesgo de adquirir la enfermedad paramétrica cernía sobre los autores de numerosos esquemas de la *simetría unitaria,* en los cuales se hicieron intentos (a veces acertados) de relacionar entre sí las propiedades de todas las partículas de interacciones fuertes, los hadrones (véase el §41).

Por lo visto, deseando recordar a sus compañeros sobre la enfermedad paramétrica, el físico-teórico Lipkin (conocido por su talento excepcional como popularizador de los problemas más difíciles de la física teórica *para los físicos*) tomó como epígrafe para uno de sus artículos, dedicados a la simetría unitaria, la siguiente expresión: *"Give me three parameters and I can fit an elephant. With four I can make him wiggle his trunk..."* Traducido al español esto significa: "Déme tres parámetros y le haré un elefante (es decir, adaptaré la teoría a un elefante, crearé un elefante teórico). Con cuatro (parámetros) le obligaré mover la trompa". El elefante de "cinco parámetros", añadiremos nosotros, podrá desarrollar una teoría de muchos parámetros.

Por supuesto, que esto es una broma, pero, como se dice, "el cuento es una mentira, pero en ella hay una alusión..." ¡Con un número grande de parámetros se puede construir una teoría que explique cualquier disparate, tan bien como se desee! ¡Así que, si usted se hace físico-teórico, no se apasione por los parámetros!

§26. Teoría de la fisión

Hagamos dos gotas de una. — Parámetro de fisión. — Barrera de fisión — Fisión espontánea.

Como ya se dijo, el modelo de gota del núcleo y la fórmula semi empírica, basada en él, para su energía de enlace (y su masa) no adolecen de un número excesivo de parámetros y por ello dan resultados correctos. El carácter universal de la fórmula permite aplicarla para analizar la variación de algunas propiedades de los núcleos, al variar el número de protones y de neutrones que ellos contienen. En particular, la fórmula semi empírica puede ser utilizada para calcular cuantitativamente el fenómeno de la fisión del núcleo pesado.

La teoría de la fisión fue elaborada por N. Bohr, Uhiler y el físico soviético Ya. Frenkel en el año 1939.

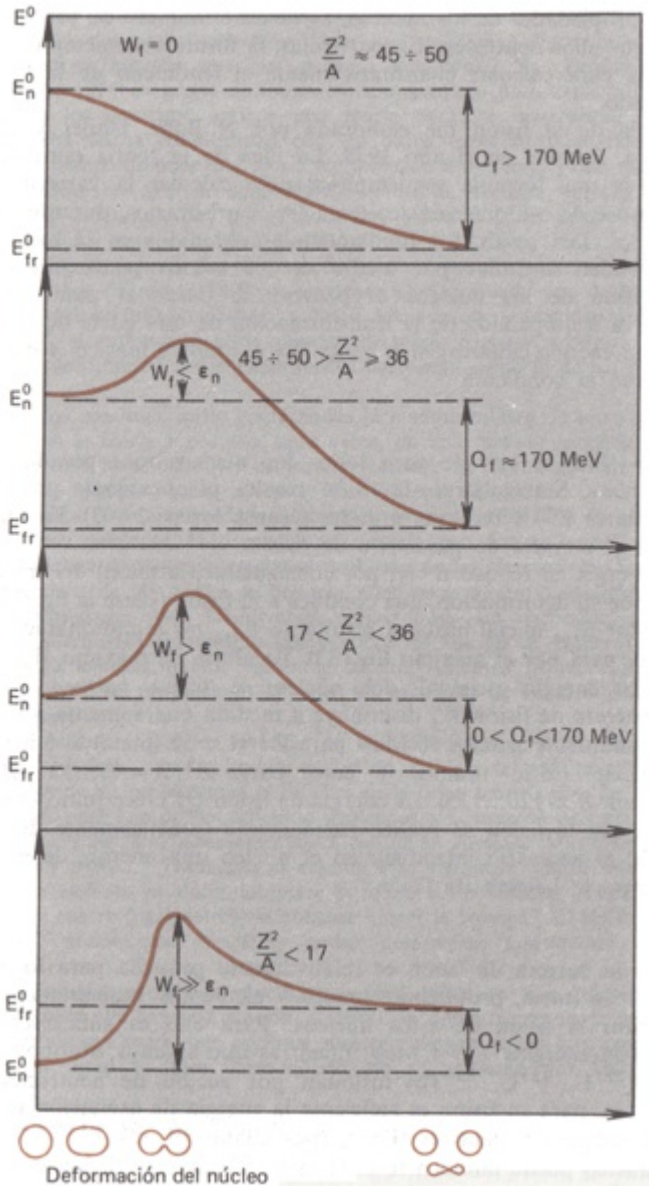


Figura 33. El período de semidesintegración para la fisión espontánea del uranio es muy grande (del orden de 10^{16} años) pero disminuye rápidamente con el crecimiento de Z^2/A (hasta fracciones decimales de segundo para el elemento 104). Cuando $Z^2/A \approx 45...50$ ($Z = 120...125$) el período de semidesintegración debe ser del orden del tiempo nuclear.

La idea de la teoría consiste en la utilización de una fórmula semi empírica para calcular la variación de la masa en reposo de cualquier núcleo (con *Z* y *A* arbitrarios) durante su fisión en dos partes. Los resultados fundamentales obtenidos

en la teoría de la fisión se pueden formular por medio de los cuatro puntos siguientes[30].

1. La fisión de los núcleos es provechosa desde el punto de vista energético (va acompañada de la transformación de una parte de la energía en reposo en energía cinética), si la carga Z y el número músico *A* del núcleo fisil satisfacen la condición

$$Z^2/A > 17 \quad (142)$$

La relación (142) se cumple para todos los núcleos más pesados que el núcleo de plata. Sin embargo, la fisión resulta prácticamente posible sólo para los valores Z^2/A bastante grandes (véanse los p. 2 y 3). La magnitud Z^2/A lleva el nombre de *parámetro de fisión.*

2. La energía en reposo E^0 (y, por consiguiente, la masa) del núcleo fisil en el curso de su deformación, que conduce a la fisión (véase la Figura 32), varía desde el valor E^0_{nuc} inicial hasta el resultante E^0_{frag} no monótonamente, sino, al principio, pasa por el máximo (Figura 33). La altura de máximo W_f sobre el nivel de la energía original del núcleo se llama *barrera de fisión.*

La barrera de fisión W_f disminuye a medida que aumenta Z^2/A. Ella es aproximadamente igual a 50 MeV para $Z^2/A \approx 20$ (plata), 8-6 MeV para Z^2/A = 35...36 (torio-uranio) y cero para Z^2/A = 45...50 (elemento hipotético con Z × 120...125). La energía de fisión Q_f crece junto con Z^2/A.

3. Para que la fisión se realice rápidamente (prácticamente de manera instantánea) es necesario introducir en el núcleo una energía de excitación *W* que supere la barrera de fisión:

$$W \geq W_f. \quad (143)$$

Puesto que la barrera de fisión es relativamente pequeña para los núcleos con $Z^2/A \geq 36$ (torio, protactinio, uranio y elementos transuránicos) no es difícil realizar la

fisión de estos núcleos. Para ello es suficiente utilizar neutrones con energías $T_n > 1$ MeV, mientras que algunos isótopos de tales elementos (^{235}U, ^{233}U, ^{230}Th) fusionan por acción de neutrones lentos ($T_n \approx 0$), o sea, para su fisión es suficiente la energía de excitación igual a la energía de enlace del neutrón $W=\varepsilon_n$ (por cuanto $W_f < \varepsilon_n$).

4. El núcleo puede también fisionar espontáneamente (fisión espontánea) a cuenta del efecto de túnel mecánico-cuántico (compárese con el §18, p. 2).

§27. Reacción de fisión en cadena

La danza con los sables — ¿Dónde tomar los neutrones? — Casi según Münchhausen — Todo empieza por el "'harakirt" — Factor de multiplicación.

Así pues, en la actualidad se conocen tanto el método de "transformación de la masa en energía", la reacción de fisión, como el "cuchillo" (neutrón) con el cual se puede "cortar" (dividir) el núcleo. Sabemos por qué unos núcleos resultan bastante "blandos" para el "cuchillo" dado y otros no pueden ser "cortados" por él. Pero todavía no tenemos respuesta a la pregunta más importante: cómo hacer que el proceso de fisión de los núcleos de uranio se produzca *en masa* y *largamente* (o, al contrario, sea *instantáneo*). Precisamente de esta respuesta depende la solución del problema sobre la utilización práctica de la energía nuclear.

De las consideraciones generales queda claro que para conseguir que el fenómeno tenga un carácter de masa hay que "cortar" muchos núcleos. En este caso, para que se produzca el proceso explosivo es necesario "cortar" todos los núcleos en el tiempo más corto posible, para conseguir el proceso controlado es necesario que en cada unidad de tiempo "pereciera" un número determinado (y bastante grande) de núcleos. Resulta que para que el proceso tenga un carácter de masa y de continuidad es necesario que en cualquier instante de tiempo existan muchos núcleos y muchos neutrones. Se puede hacer provisión de núcleos, acumular tantos como se quiera, sin embargo, con los neutrones no todo va bien. Es que los

neutrones en estado libre pueden existir sólo en movimiento. De tal modo que si se desea compararlos con algo cortante, tal vez, ellos más que nada se asemejen a los sables de la famosa danza de A. Jachaturián que cortan violentamente el aire. Igual que los sables de la danza de A. Jachaturián, los neutrones siempre están en movimiento. Sólo que la velocidad de los neutrones es mayor. Incluso los más lentos de ellos (los térmicos) tienen una velocidad de 2,2 km/s, es decir, se mueven decenas de veces más rápido que los sables más ágiles[31]. Existe otra particularidad. La danza con los "sables" de A. Jachaturián siempre termina pacíficamente. Los sables se inmovilizan y los meten en las vainas hasta la siguiente presentación. La "danza" de los neutrones siempre termina trágicamente para ellos. O bien el neutrón es capturado por el núcleo y divide a este último (el "sable" corta el núcleo pero se atasca en él), o el neutrón es capturado por el núcleo, transformándolo en isótopo radiactivo β^- (el "sable" "hiere" al núcleo, pero una vez más se atasca en él), o, por fin, abandona los límites de la instalación (el sable se escapa de las manos). De esta manera, en todos los casos el neutrón abandona el juego. Mas existe otro tipo de interacción de los neutrones: la dispersión, después de la cual él pierde una parte de su energía (el "sable" se escapa del núcleo y disminuye su movimiento), pero, como antes, puede dividir el núcleo de uranio, pero sólo su isótopo ^{235}U (el "sable" de movimiento lento corta sólo los núcleos "blandos" y se atasca en los más "duros").

Así pues, el máximo que puede hacer un neutrón es dividir un núcleo. Por lo tanto para dividir n núcleos es necesario tener $n' > n$ neutrones. Para realizar el proceso explosivo los n' neutrones deben surgir simultáneamente (¡pues, la explosión se prolonga por un espacio de tiempo no mayor de un microsegundo!). Para realizar el proceso controlado lento esta cantidad de neutrones debe entrar en acción poco a poco y, además, por porciones regulables. Se pregunta, ¿de dónde coger estos enormes flujos de neutrones? No puede abastecerlos ni un acelerador ni, tanto más, una fuente. Pues el número de neutrones necesarios supera al de núcleos que hay que dividir. Esta comparación puede desesperanzar. Sin embargo, puede también

apuntar la probable salida. En efecto, cada núcleo de uranio tiene más de 140 neutrones. Mas si tomamos de ellos un par e hiciéramos esta operación para cada núcleo, entonces de *n* núcleos sacaríamos 2*n* neutrones. Así pues, el problema de obtener un número enorme de neutrones seria resuelto también y además del modo más natural. En cierto modo, este razonamiento recuerda en parte el caso cuando Münchhausen se sacó a sí mismo por los pelos. En efecto, ¡cómo va a poder el neutrón de un núcleo dado dividir este núcleo? Efectivamente, no puede dividir su núcleo ¡Pero, un núcleo vecino, sí puede! (No puedes levantarte a ti mismo por los pelos, pero al vecino sí).

Los acontecimientos se desarrollan de la manera siguiente. Figúrense que uno de nuestros *n* núcleos del fragmento de uranio se dividió ya sea por fisión espontánea (el núcleo se hace a sí mismo el "harakiri"), o bien bajo la acción de un neutrón cósmico ("criminal del espacio"). En este caso, los fragmentos de este núcleo emiten varios (como promedio, cerca de 2,4) neutrones secundarios con una energía media de T_n = 2 MeV. El destino de estos neutrones puede ser el más diferente. Ellos pueden dividir otros núcleos de uranio, o estar capturados por éstos sin que se produzca fisión, o experimentar dispersión (elástica o inelástica), o, por último, simplemente abandonar los límites del pedazo de uranio. Supongamos para mayor claridad que de los 2,4 neutrones emitidos dos provocan la fisión de otros tantos núcleos (y el 0,4 de neutrón se consume en los procesos restantes). De la fisión de estos núcleos de nuevo aparecen neutrones secundarios, pero ahora no serán 2,4, sino 2,4 × 2 = 4,8. Cuatro de ellos dividirán cuatro núcleos, etc. Como resultado cada nueva generación de neutrones se acrecentará dos veces, es decir, tendrá lugar la *multiplicación de neutrones.* La razón entre el número de neutrones que provocan fisión en la generación dada y en la precedente se denomina *factor de multiplicación k.* En el caso idealizado que acabamos de examinar el factor de multiplicación *k* = 2. Para *k* = 2 en cada nueva generación se dobla no sólo el número de neutrones, sino también el número de núcleos fisibles y, por consiguiente, también la energía que se desprende. Y como el tiempo de vida de

una generación es extraordinariamente pequeño (hasta 10^{-9}-10^{-8} s para los neutrones rápidos), el número de neutrones, de núcleos fisibles y la potencia de la instalación deben crecer con gran rapidez. Como resultado, el proceso que se desarrolla puede, en un espacio de tiempo muy corto abarcar todos o una parte considerable de los núcleos del pedazo dado de uranio y se producirá una explosión.

La explosión se puede prevenir, si después de alcanzar cierta potencia se estabiliza el proceso de multiplicación de los neutrones, es decir, se hace el factor de multiplicación de neutrones igual a la unidad ($k = 1$). En este caso la instalación va a funcionar con esta potencia todo el tiempo que se desee (hasta que se consiga la magnitud $k < 1$, es decir, hasta que se gaste todo el uranio excesivo). El proceso de multiplicación de neutrones se puede estabilizar introduciendo en la instalación substancias que absorben fuertemente los neutrones. Valiéndose de este mismo método se puede conseguir $k < 1$, es decir, forzar el proceso a que se apague.

El proceso descrito se llama *reacción de fisión en cadena.* El esquema de la reacción en cadena está representado en la Figura 34.

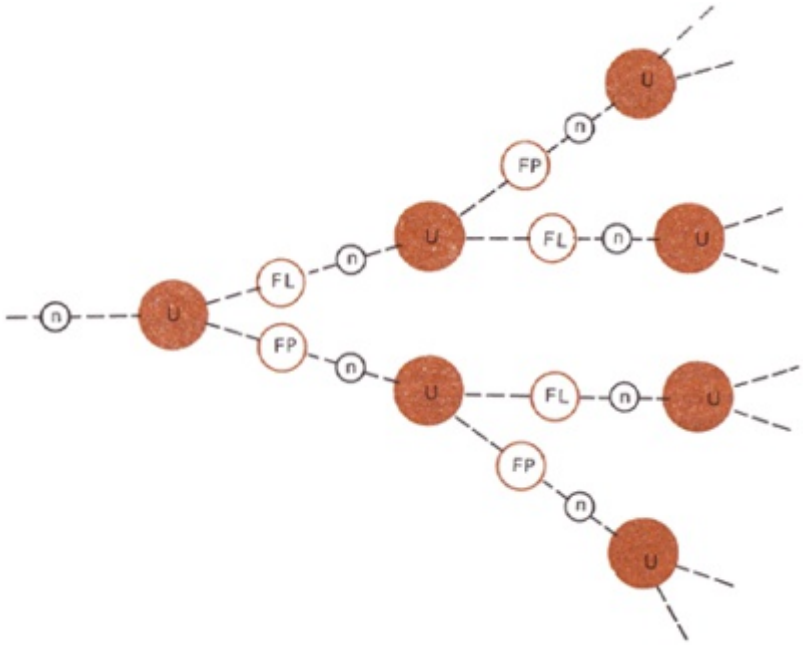


Figura 34

Desde luego que hemos presentado la reacción en cadena de una manera muy aproximada. En realidad el factor de multiplicación de un sistema real de tipo reactor sólo supera un poco la unidad. El valor típico del factor de multiplicación para los primeros reactores nucleares es $k = 1{,}005$. Esto significa que el número de neutrones que originaron la fisión, el número de núcleos que se dividieron y la energía que se desprende aumenta en cada generación nueva no dos veces, como hemos considerado en el esquema aproximado, sino tan sólo en 0,5%. En efecto, para el proceso controlado la pequeñez de *k* no es un defecto, puesto que la magnitud *k* define solamente el tiempo de obtención de la potencia dada y no su valor resultante. Además, es más fácil hacer controlable un sistema con *k* pequeño que con *k* grande. Sin embargo, del hecho de que *k* en un sistema óptimo supera sólo en 0,5% la unidad, no es difícil imaginarse las dificultades que hubo que superar para pasar el límite $k = 1$.

§28. Solución práctica del problema por el hombre y por la naturaleza

1. Cómo consiguió esto el hombre

Dificultades del problema — Sable que se hincha-Adversario peligroso — El lector cautivo — Hazaña del neutrón — Rejilla de uranio-grafito — Dimensiones críticas y masa crítica — Bomba atómica y reactor nuclear — El lector descansa.

Ya hemos señalado antes de que los neutrones secundarios que surgen a consecuencia de la fisión tienen destinos diferentes. Algunos de ellos experimentan dispersión inelástica o elástica, otros son capturados por los núcleos de uranio (o de otras substancias, por ejemplo, de mezclas) sin fisión, los terceros escapan fuera de la instalación sin haber interactuado, y sólo una parte pequeña (1,005 de 2,4, o sea, 1005 de 2400) da origen a la fisión del núcleo de uranio.

El papel de cada uno de los procesos enumerados fue examinado en la teoría de la reacción nuclear en cadena creada en 1939 por los físicos soviéticos Ya. Zeldóvich e Yu. Jaritón. El estudio teórico puso de manifiesto que la realización de un reactor de uranio para la cual será $k > 1$, *en principio, es posible.* Sin embargo, no se conseguía *construir* tal instalación largo tiempo. Demasiado desfavorable era la correlación entre los procesos nocivos y útiles enumerados anteriormente, en los cuales participan neutrones. Y sólo la lucha consecutiva y obstinada por cada neutrón, mejor dicho, por cada "fracción decimal y hasta centesimal" de neutrón del número total (2,4 por fisión) condujo al éxito. Aquí describiremos brevemente las etapas más importantes de esta lucha y las condiciones fundamentales y necesarias para el éxito.

Antes que nada, había que extraer el uranio y liberarlo de las impurezas, sobre todo de aquellas substancias, cuyos núcleos captan activamente los neutrones (boro, cadmio). Para ello hubo que elaborar métodos especiales de depuración y control, ya que para asegurar el éxito era necesaria una pureza especial de los materiales nunca antes conseguida.

El estudio de las propiedades del uranio demostró que él estaba formado, principalmente, por dos isótopos: ^{238}U (99,28%) y ^{235}U (0,72%), además, para la reacción en cadena sólo es utilizable el ^{235}U (el cual existe en muy pequeñas cantidades), mientras que el ^{238}U (cuya cantidad es 140 veces mayor) no sólo es inútil, sino incluso perjudicial. Esto se debe a que el isótopo ^{238}U, aunque fisiona, al ser bombardeado con neutrones, pero sólo con aquellos cuya energía es $T_n > 1$ MeV (el núcleo del ^{238}U se puede "cortar" solamente de un golpe rápido del "sable"), y aun así únicamente en 20% de los casos. En otras palabras, sólo un neutrón rápido de cada cinco fisiona el ^{238}U mientras que los demás son capturados por estos núcleos, sin fisionar o se dispersan por ellos con la disminución de la energía por debajo de 1 MeV. Por cuanto durante la fisión del uranio aparecen no 5, sino sólo 2,4 neutrones, la reacción en cadena basada en la utilización de este isótopo de uranio es imposible.

A diferencia del ^{238}U, el núcleo ^{235}U es bueno por el hecho de que fisiona por neutrones de cualesquiera energías, tan pequeñas como se desee (del sólo contacto con el "sable"), además la probabilidad de fisión incluso crece a medida que disminuye la energía de los neutrones (para cortar este número de núcleos hay que tener menos "sables" lentos que rápidos.[32] En relación con ello, ¡para el proceso en cadena que se desarrolla con núcleos ^{235}U, la dispersión de los neutrones no sólo no es temible, sino incluso es útil! Con el isótopo de uranio ^{235}U se puede realizar el proceso de fisión en cadena tanto por neutrones rápidos como por neutrones lentos (comprendidos los térmicos). Pero para esto es necesario extraer del uranio natural el isótopo puro ^{235}U, del cual, como ya hemos dicho, el uranio contiene sólo un 0,72%. El difícil problema de dividir los isótopos en el caso de grandes cantidades de uranio fue solucionado solamente en 1945. En aquel entonces precisamente fue fabricada la primera bomba atómica, es decir, se consiguió la reacción de fisión en cadena por neutrones rápidos. Mucho antes (a fines del año 1942) se logró llevar a efecto la fisión controlada en cadena por núcleos ^{235}U, *sin liberarlos* del uranio natural.

¿Cómo se logró neutralizar la influencia nociva de los isótopos de uranio ^{238}U? Pues durante las colisiones con los núcleos ^{238}U (el número de éstos es 140 veces mayor que el de los núcleos ^{235}U) el 80% de los neutrones rápidos se aniquila. El problema fue solucionado de manera muy ingeniosa.

Ya hemos señalado que el ^{235}U fisiona por neutrones térmicos con una probabilidad mayor que por neutrones rápidos. Por fortuna, esta superación es tan grande que para los neutrones de energía térmica la presencia de un gran número de núcleos ^{238}U no es temible. Por eso, si durante la fisión surgieran neutrones térmicos, sería comparativamente simple organizar la reacción en cadena controlada con uranio natural. Sin embargo, durante la fisión no se originan neutrones térmicos, sino rápidos, para el 80% de los cuales los núcleos ^{238}U son enemigos peligrosos[33]. Este adversario es tan cruel y tan fuerte que la única salvación de él, para los neutrones rápidos,

puede ser la retirada, o, hablando con más precaución, "la retirada temporal para reagrupar las fuerzas y recibir instrucción sobre la nueva táctica de combate". El lector, probablemente, se da cuenta de que estas reagrupaciones e instrucciones consisten en la transformación de los neutrones rápidos fuera del medio uránico en neutrones térmicos, para los cuales el encuentro con los núcleos ^{23B}U es relativamente inofensivo y con los núcleos ^{235}U, ventajoso.

De este modo, para solucionar el problema es necesario:

a) *sacar los neutrones rápidos que se originan durante la fisión fuera del medio uránico;*
b) *transformarlos en térmicos;*
c) *introducirlos de nuevo en el medio uránico.*

¿Cómo fueron solucionados estos problemas? Imagínese que, participando en unas maniobras o en un juego militar, usted fue hecho preso por el "enemigo" y está preparando su fuga. En este caso, entre otras preguntas, usted trata de poner en claro cuán grande es el terreno que ocupa el "enemigo". Está claro que cuanto menor es este terreno, tanto más cerca se encuentra usted de los suyos, tanto mayor es la probabilidad de escapar sin ser advertido por el "enemigo". De esta comparación se deduce que, para que los neutrones originados en el campamento "enemigo" (entre núcleos de uranio) puedan escapar rápidamente de este lugar y sin grandes pérdidas es necesario seleccionar el uranio no en forma de un monolito sólido, sino de pedazos separados, bloques de dimensiones relativamente pequeñas.

A los neutrones que escaparon del "enemigo" se les "enseña" la nueva táctica de combate en las "condiciones de campo" muy cerca del "enemigo". La "academia militar" es el moderador (véase el §3), o sea, una substancia, cuyos núcleos absorben los neutrones de manera muy débil, pero los dispersan intensivamente. [Semejantes propiedades poseen el grafito

bien purificado, el berilio y el agua pesada (en los reactores de uranio natural no se puede utilizar el agua común en calidad de moderador, pero sí se puede emplear en reactores de uranio enriquecido con isótopos ^{235}U)]. Durante las colisiones con los núcleos del moderador, los neutrones transmiten paulatinamente a los últimos su energía cinética, es decir, se retardan, convirtiéndose, al fin y al cabo, en neutrones térmicos. La energía media de los neutrones térmicos es igual a la del movimiento térmico de los átomos del moderador para una temperatura dada, por eso el choque de un neutrón térmico con un átomo del moderador no ocasiona la subsiguiente transmisión de energía. ¡La instrucción ha terminado! ¡El neutrón está listo para el combate! No teme más a los núcleos de uranio, al contrario, tiene deseos de enfrentarse a ellos. Y este enfrentamiento, al fin de cuentas, ha de tener lugar, ya que los neutrones térmicos, errando desde un núcleo del moderador a otro, van a variar todo el tiempo la dirección de su movimiento y, tarde o temprano, irán a parar nuevamente al campamento "enemigo" (a otros bloques de uranio). Sin duda, una vez allí, los neutrones se aniquilarán, pero esto no será un fin absurdo, sino una hazaña gloriosa. Su aniquilación está justificada por el hecho de que va acompañada de la fisión de nuevos núcleos ^{235}U y la formación de nuevos neutrones en cantidad mayor al número de neutrones aniquilados. Estos nuevos neutrones seguirán el ejemplo de sus predecesores y se aniquilan dividiendo un número aún mayor de núcleos.

Resumiendo nuestros razonamientos un poco "belicosos", llegamos a la conclusión de que para asegurar el proceso hay que ubicar el uranio en el interior del moderador en forma de bloques separados a cierta distancia unos de otros, de manera similar a la disposición de los átomos (iones) en la red cristalina. Debido a esta semejanza, la estructura correspondiente lleva el nombre: *red de uranio y grafito*. La red de uranio y grafito forma la *zona activa* del reactor nuclear. [Al

utilizar uranio enriquecido con isótopo ^{235}U no es obligatorio la estructura reticular de la zona activa. Tales reactores con distribución homogénea (regular) del combustible nuclear se denominan homogéneos. Los reactores con distribución heterogénea (reticular) del combustible se llaman heterogéneos]

La aplicación de la red de uranio y grafito con parámetros calculados teóricamente permite obtener $k > 1$ para el uranio natural, si (¡de nuevo, si?) se cumple otra importante condición.

Antes, al hablar sobre los reveses de la fortuna del neutrón secundario, entre otras posibilidades, hemos mencionado también la fuga del neutrón fuera de la instalación. Está claro que este neutrón se perderá para siempre. Por eso hay que procurar que la parte de neutrones que escapan sea la menor posible y tratar de volverlos atrás. ¿Cómo se solucionan estos problemas?

El número de neutrones que se originan es proporcional al volumen de la zona activa de la instalación y el número de neutrones que escapan es proporcional a la superficie de ésta. Cuanto mayor es la relación entre el volumen y la superficie, tanto menor es la parte de neutrones que se escapa de la instalación. De todos los cuerpos con un volumen dado, la superficie da la bola es la más pequeña. De aquí se deduce la primera condición: la forma de la zona activa de la instalación debe aproximarse, dentro de lo posible, a la esférica. La segunda condición se infiere de que para un cuerpo esférico la relación entre el volumen y el área de la superficie crece proporcionalmente al radio, por eso la parte de neutrones que escapan se puede disminuir, haciendo la zona activa de la instalación de tamaño bastante grande.

Para algunas dimensiones de la zona activa la pérdida de neutrones puede resultar tan pequeña que se alcance el valor $k \geq l$, es decir, se haga posible el proceso en cadena. Las dimensiones mínimas de la zona activa a partir de las cuales empieza la reacción de fisión en cadena se denominan *dimensiones críticas.* La masa mínima de uranio (o de otro combustible nuclear) necesaria para alcanzar las dimensiones críticas, se llama *masa crítica*.[34]

La masa crítica de la bomba atómica es de unas decenas de kilogramos; la masa crítica del reactor controlable que funciona con uranio natural y grafito es igual a varias decenas de toneladas. Respectivamente las dimensiones críticas de la bomba atómica son muy pequeñas (cerca de 10 cm) y las del reactor son mucho mayores (de varios metros).

Las dimensiones críticas de la instalación nuclear se pueden disminuir un poco, si una parte de los neutrones emitidos vuelve a la zona activa. Esto se consigue aplicando un *reflector,* o sea, un material con buenas propiedades dispersivas, con el cual rodean la zona activa. Los neutrones que van a parar al reflector se dispersan por los núcleos de éste, con la particularidad de que algunos de ellos después de la dispersión vuelven atrás a la zona activa.

La diferencia en la utilización de la bomba y del reactor determina también distinto método de obtención de las dimensiones críticas. Para que la explosión sea más efectiva, el combustible nuclear de la bomba atómica debe alcanzar las dimensiones críticas inmediatamente antes de la explosión y además en un tiempo muy corto. Para cumplir dichas condiciones, la bomba se hace compuesta, es decir, de varias partes en cada una de las cuales las dimensiones del combustible nuclear son menores que las criticas. En el momento necesario estas partes se acercan instantáneamente entre sí (la unión de las partes se logra haciendo estallar un explosivo convencional) y forman la masa crítica. Para que el proceso en cadena abarque lo más rápidamente posible todo el combustible, al diseñar la bomba tratan de conseguir el tiempo de vida más corto (10^{-9} - 10^{-8} s) para cada generación de neutrones.

En los reactores nucleares se utiliza otro principio de funcionamiento. La masa y el volumen del reactor nuclear desde el principio (en el momento de su montaje) se hacen mayores que los valores críticos. Sin embargo, la reacción en cadena dentro del reactor puede ser moderada a voluntad del hombre introduciendo barras especiales, fabricadas de material que absorbe fuertemente los neutrones. El reactor se pone en marcha por medio de la extracción de las barras de la zona activa. Para

detener el reactor las barras se introducen de nuevo. El exceso sobre la masa crítica se hace bastante grande, para que el reactor pueda funcionar largo tiempo sin añadir combustible. Para facilitar el mando del reactor en su estructura se garantiza la posibilidad de existencia durante mucho tiempo de cada una de las generaciones de neutrones (hasta 0,1 s a cuenta de los *neutrones retardados*).

El primer reactor nuclear de este diseño fue puesto en marcha en los EEUU por un grupo de científicos dirigido por el físico italiano E. Fermi el 2 de diciembre de 1942. Cuatro años después en la URSS, bajo la dirección del académico I. Kurchátov, independientemente de aquellos, fue resuelta una tarea análoga, poniendo en marcha el 25 de diciembre de 1946 en Moscú el primer reactor nuclear del continente euroasiático.

El descubrimiento de la reacción de fisión en cadena dejó una huella tan grande en la etapa posterior del desarrollo de la física nuclear, que los años 1942 y 1946 pueden considerarse como fechas del nuevo nacimiento de la física nuclear. Sobre los logros alcanzados por la física nuclear en los 40 años pasados de su segunda vida, sobre cómo se entrelazan sus logros con los de otras ciencias y qué problemas tiene por resolver, el lector se puede enterar en los próximos capítulos de este libro. En estos capítulos contaremos sobre la aplicación de los métodos físico-nucleares en la química, geología, arqueología, astrofísica y otras ciencias, sobre los éxitos en la industria (potentes estaciones eléctricas atómicas, estaciones térmicas atómicas y estaciones termoeléctricas atómicas), el transporte (buques con motores atómicos), la medicina y las otras esferas de la actividad humana.

2. ¿Es posible la reacción de fisión en cadena en la naturaleza?

¿Qué puede y qué no puede hacer la naturaleza? — Hacemos un viaje al pasado — ¿Cómo será el uranio dentro de 2 mil millones de años y qué representaba de sí hace 2 mil millones años? — Reactor que funcionó 600 mil años. — Automatismo del reactor natural — ¿Cómo se enteraron de esto?

Si ha leído atentamente el p. 1, lo más probable es que a la pregunta planteada en el título, conteste negativamente. Deben cumplirse combinaciones de condiciones demasiado especiales para que esta reacción se haga posible. Entre ellas figuran que tanto el uranio como el moderador deben ser superpuros, la concentración de éstos debe tener determinada relación, el uranio en el interior del moderador debe encontrarse en bloques, la zona activa debe ser grande y ha de disponerse de barras reguladoras. Además, como ya hemos visto, como moderador se puede utilizar grafito superpuro, berilio o agua pesada, los cuales no se encuentran en la naturaleza y el agua común puede ser utilizada sólo en combinación con el uranio enriquecido, que tampoco existe en la naturaleza. Y menor aún podemos imaginarnos que en la naturaleza puedan existir barras de regulación.

Todo esto, por supuesto, es correcto, pero no por completo. En la actualidad un reactor natural, realmente, no puede existir, sin embargo, en tiempos antiguos, tal reactor funcionó con bastante éxito y por mucho tiempo. Para cerciorarnos de esto, vamos a realizar el siguiente experimento imaginario. Subamos a la máquina del tiempo[35] y viajemos a la lejana antigüedad, a 2 mil millones de años. Al llegar allí, descubriremos inesperadamente que una de las condiciones, cuyo cumplimiento se necesita para que funcione el reactor natural, antes tenía un aspecto con una diferencia esencial respecto al de hoy. Resulta que el uranio antiguo tenía no un 0,72% del isótopo ^{235}U, sino cerca de un 3%.

Este hecho, a primera vista extraño, se debe a que ambos isótopos del uranio son alfa-radiactivos y tienen distintos períodos de semidesintegración, con la particularidad de que $T_{1/2}$ (^{238}U) ≈ 6,5 $T_{1/2}$ (^{235}U), o sea, ^{235}U se desintegra notablemente más rápido que ^{238}U, Esto significa que, por ejemplo, dentro de 2 mil millones de años el uranio natural no va a contener el 0,72% de ^{235}U de hoy, sino cerca de un 0,2% y, al revés, hace 2 mil millones de años el uranio natural contenía del isótopo ^{235}U cerca de un 3%, es decir, el uranio natural de aquel tiempo lejano debía poseer propiedades del uranio enriquecido de hoy.

De este modo, hace 2 mil millones de años como moderador era utilizable el agua común. De esto precisamente se aprovechó la naturaleza para crear el reactor nuclear natural. En aquellos tiempos lejanos uno de los yacimientos de mineral de uranio en África Occidental representaba un filón largo, ancho (hasta 0,9 km) y grueso (hasta 10 m) atravesado por aguas subterráneas. En distintos lugares del filón se encontraban una especie de lentejones arcillosos de hasta 20 × 1 m con gran contenido de uranio (hasta un 40%). Precisamente estos lentejones eran las zonas activas del reactor natural, en los cuales se podía desarrollar la reacción de fisión en cadena.

El lector puede preguntar: y ¿cómo se las arreglaban con las barras de regulación? es decir ¿cómo aseguraba la naturaleza el automatismo en el funcionamiento de su reactor? ¿Por qué no estalló el reactor? Resulta que esta automática, que funciona sin la intervención del hombre, existe realmente.

Se sabe que la reacción de fisión en cadena posee la propiedad de autorregulación térmica, cuya esencia consiste en disminuir el factor de multiplicación *k* (véase el § 27) a medida que crece la temperatura. Si el valor *k* es bastante grande, la potencia y la temperatura del reactor empiezan a crecer, lo cual conlleva al decrecimiento de *k* y la disminución siguiente de la potencia y de la temperatura. Debido a esto, *k* crece nuevamente y junto con él aumentan la potencia y la temperatura, etc. Como resultado, la potencia del reactor, por mucho tiempo, se conserva más o menos a un mismo nivel. Aproximadamente este mismo mecanismo de autorregulación de la potencia debe tener el reactor natural. Así, que con este asunto también todo está bien.

Por fin, al lector quizás le interese saber: ¿cómo se logró tener conocimiento de todo esto? ¿Quién lo relató? La propia naturaleza lo ha narrado. Se sabe desde hace tiempo que el porcentaje antes mencionado de ^{235}U en el uranio natural es, en cierto modo, una constante universal, la cual depende sólo del tiempo. Si el momento de tiempo está fijado (momento actual), entonces cualquiera que sea el lugar de la esfera terrestre del que se extrae el mineral de uranio su uranio siempre contendrá

un 0,72% de isótopo ^{235}U. Por si esto fuese poco, el uranio del suelo lunar y el uranio de los meteoritos contienen esta misma parte de este isótopo. Por eso, cuando, al hacer un análisis ordinario del mineral de uranio extraído en África Occidental, en lugar de un 0,72% obtuvieron un 0,64%, esto de repente puso en alerta a los físicos. Se podía suponer que esta disminución de la concentración del isótopo de uranio ^{235}U ocurrió como resultado de su agotamiento durante el trabajo del reactor natural. Esta versión se confirmó al descubrir en el mineral un exceso de plutonio y de elementos raros que se originan durante la reacción en cadena. El tratamiento cuantitativo de los resultados de las mediciones minuciosas de las concentraciones de todos estos productos de la reacción permitió valorar la potencia del reactor (cerca de 25 kW) y el tiempo que trabaja (600 mil años, más o menos).

El descubrimiento de las huellas de trabajo del reactor natural fue uno de los ejemplos más impresionantes de las posibilidades inesperadas de la naturaleza.

Capítulo 7
En la frontera con otras ciencias

La ciencia alcanza su perfección sólo en el caso cuando ésta logra usar la matemática.
C. Marx

§ 29. La física nuclear y las matemáticas

Relación mutua entre la física y las matemáticas — Tres tipos de problemas — Problema sobre las trayectorias aleatorias y solución del mismo por medio de un robot — Juguemos a la ruleta — Hombre de papel-Método de Montecarlo — Al billar a ciegas-Juego complejo de las microparticulas. — Cálculo del factor de multiplicación.

Pienso que en el siglo de la energía atómica, la cosmonáutica y los ordenadores no hay necesidad de demostrar la ligazón indisoluble de la física con las matemáticas. Después de aprender el "tiro de precisión" a la Luna, Venus y Marte, el papel de las matemáticas en la física quedó claro, incluso para los más inexpertos en la ciencia.
Es evidente que la física nuclear y la física de las partículas elementales no son una excepción dentro de la regla general y su desarrollo también se entrelazó muy estrechamente con el de las matemáticas. El extraordinario papel de las matemáticas en la física nuclear ya lo hemos subrayado reiteradas veces en este libro y en los ejemplos de creación de tales concepciones teóricas universales como la teoría de la relatividad (véase el capítulo 2) o la mecánica cuántica (véase el capítulo 3), en el ejemplo del descubrimiento "en la punta de la pluma" de la segunda parte del mundo (ecuación de Dirac, véanse los §§ 18 y 40), en los numerosos ejemplos de explicación de los fenómenos conocidos o de la predicción de los desconocidos de menor escala, por ejemplo, la explicación de la

desintegración a (véase el § 18, p. 2), el pronóstico del hiperón Í2" (véase el § 41), la creación de la teoría de la reacción en cadena (véanse los §§ 26 y 27).

Se puede enunciar el siguiente axioma sobre la relación mutua entre la física y las matemáticas en el curso del conocimiento de la naturaleza por el hombre. Todo fenómeno físico puede ser comprendido sólo después de examinado cuantitativamente, o sea, matemáticamente. Como estudio cuantitativo debe comprenderse no sólo el establecimiento de correlaciones numéricas y geométricas, sino también la reglamentación abstracta del fenómeno examinado (véase, por ejemplo, el § 41). Las relaciones cuantitativas permiten crear la teoría de este fenómeno (para lo cual, de nuevo, se necesitan las matemáticas), que en caso de su justeza, pueden no sólo explicar el mismo fenómeno examinado, sino también predecir algo antes desconocido. El descubrimiento de lo predicho confirma la justeza de la teoría y conduce al triunfo. Pero ni la teoría justa es eterna. Esta seguirá siendo justa sólo hasta el descubrimiento de un fenómeno nuevo, que no quepa en la teoría. El estudio cuantitativo de este fenómeno permite perfeccionar la teoría (o sustituirla por otra), etc.

En una palabra, pueden gustar más o menos las matemáticas (esperamos que entre los lectores de este libro no hay de estos últimos), considerarla “reina de la ciencia” (Gauss) o, en general, no considerarla como ciencia (existe también este punto de vista)[36], pero en todo caso no se puede dejar de reconocer su papel en el desarrollo de la ciencia. Considerando esta tesis, como ya hemos dicho, un axioma de común saber, queremos detenernos en una de las partes de la correlación entre la física y las matemáticas poco conocida para el lector corriente, a saber, en la descripción del método matemático, que permite solucionar simple y naturalmente, al parecer, problemas físicos sin solución posible.

Los problemas, con los cuales nos hemos encontrado hasta ahora, se pueden, condicionalmente, dividir en dos tipos.

1. Problemas sobre el movimiento de cuerpos macroscópicos, por ejemplo, la caída de una piedra, el vuelo de un avión, de una bala o de un cohete (incluyendo movimientos, a velocidades subrelativistas aún inaccesibles).
2. Problemas sobre el movimiento de microobjetos (por ejemplo, el de un electrón o de una partícula α).

Los problemas del primer tipo (mecánica clásica y mecánica relativista) tienen sus dificultades, pero, en principio, se caracterizan por la total univocidad de la respuesta. Si se calculan correctamente las condiciones de la caída de una piedra o del vuelo de un cohete, se puede pronosticar también la variación de la velocidad, el tiempo de vuelo, y el lugar de caída.

Los problemas del segundo tipo (movimiento de las microparticulas) desde el punto de vista de la mecánica cuántica también tienen soluciones unívocas por cuanto como solución se obtienen funciones de ondas con parámetros conocidos. Sin embargo, al “pasar” las soluciones cuántico-mecánicas al lenguaje de la mecánica general, nosotros nos vemos sometidos a limitaciones provenientes de las relaciones de indeterminaciones. Resulta (en el §16 se habló de eso más concretamente) que para una micropartícula es imposible conocer simultáneamente los valores precisos de sus coordenadas y de su velocidad. Cuanto más exactamente se conoce su velocidad, tanto mayor es la dispersión de los valores posibles de las coordenadas y viceversa. La posición de la partícula con la velocidad dada se puede determinar solamente con cierta probabilidad.

Recalquemos una vez más que las soluciones de los problemas cuántico-mecánicos son tan buenas como tas soluciones de los problemas del primer tipo. Ellas son lo suficientemente determinadas. Su indeterminación tiene carácter aparente: ella refleja la naturaleza original de las micropartículas, que en principio, no se puede considerar como piedrecitas pequeñas que vuelan por una trayectoria dada.

No obstante, hay otros tipos de problemas, en los cuales la indeterminación de la solución se manifiesta en esencia. Ella surge debido a la imposibilidad de tener en

cuenta todas las *casualidades* del movimiento caótico. A esta clase de problemas se les puede dar el nombre de (una vez más condicionalmente):

3. Problemas sobre el movimiento casual.

Un ejemplo clásico de problema de este tipo es el movimiento browniano de partículas pequeñas suspendidas en un líquido. Este fenómeno fue descubierto en 1827 por el botánico inglés R. Brown el cual observó a través del microscopio el movimiento desordenado de las partículas del polen floral de dimensiones cerca de 1 pm suspendido en agua. El movimiento de estas partículas se produce a consecuencia del choque de las moléculas del líquido que se hallan en movimiento térmico caótico. La superioridad casual de choques de un lado determina la dirección y la velocidad de movimiento de la partícula.

Los problemas sobre el movimiento casual se solucionan habitualmente valiéndose de los métodos de la teoría de las probabilidades. Pero, en primer lugar, no conocemos dicha teoría. En segundo lugar, la teoría de las probabilidades no puede resolver todos los problemas del movimiento casual (pronto examinaremos uno de estos problemas), en tercer lugar, el método sobre el que quisiéramos hablar sirve no sólo para problemas del movimiento casual. Se trata del *método de pruebas estadísticas* (*casuales*), *o,* como se llama de otra manera, del *método de Montecarlo.* Este método es notable por el hecho de que con su ayuda se resuelven muchos problemas como “por sí solos”, sin la participación, en principio, de un matemático, el papel del cual se reduce sólo a observar la marcha natural de los acontecimientos y fijar los resultados.

> *Para ilustrar lo más claramente posible las particularidades y las posibilidades del método de Montecarlo, veamos uno de los problemas más simples y más conocidos sobre el movimiento casual, el cual se resuelve fácilmente valiéndose de los métodos de la teoría de las probabilidades: el problema sobre las trayectorias aleatorias.*

Figúrese un hombre que se perdió en el bosque o que vaga en campo abierto durante una ventisca, etc. Generalmente un hombre que se perdió, después de recorrer cierta distancia se detiene, cambia la dirección de su movimiento, después de nuevo se para y otra vez cambia la dirección, etc. Se pregunta, ¿dónde se encontrará nuestro caminante después de n paradas?

Resulta que en esta forma el problema sobre las trayectorias aleatorias no es cómodo de analizar, porque las trayectorias no son del todo casuales. En primer término, nuestro caminante conscientemente puede recorrer en cada dirección una distancia diferente, en segundo lugar, él elige la dirección de movimiento también conscientemente. Por eso, antes de solucionar el problema, éste se idealiza (simplifica), a saber, se priva al hombre vagante de la posibilidad de reflexionar e incluso de andar normalmente.

En el planteamiento idealizado del problema sobre las trayectorias casuales se supone que el hombre puede hacer en cada dirección sólo un paso y que la elección de *la* dirección cada vez ocurre según *la* ley de la casualidad. Esto significa que nuestro caminante con igual probabilidad puede andar hacia adelante y hacia atrás, a izquierda y a derecha, y en cualquier otra dirección. Claro está que un hombre normal no anda así. Por eso, a veces, al examinar este problema, asocian a este viajero que no piensa hacia dónde va con un hombre borracho, a causa de lo cual el problema examinado frecuentemente se llama problema sobre el vagabundeo de un hombre borracho. Así procede, por ejemplo, *R. Feynman*, del que hablamos antes, el cual hace participar en la solución de este problema a un marino borracho que sale de un bar.

Nosotros procederemos de otro modo: vamos a sustituir a nuestro viajero no por un borracho, sino por un robot elemental que actúa de acuerdo con un programa: un paso adelante, giro en el sitio a un ángulo arbitrario (casual), de nuevo un paso adelante, otra vez un giro, etc. No hacemos otra vez la pregunta: ¿dónde se encontrará el robot dentro de *n* pasos? Es evidente que en esta variante simplificada

el resultado del experimento también será un unívoco. Sin duda, el robot llegará a un punto determinado que se encuentra a la distancia r_l del lugar original (Figura 35).

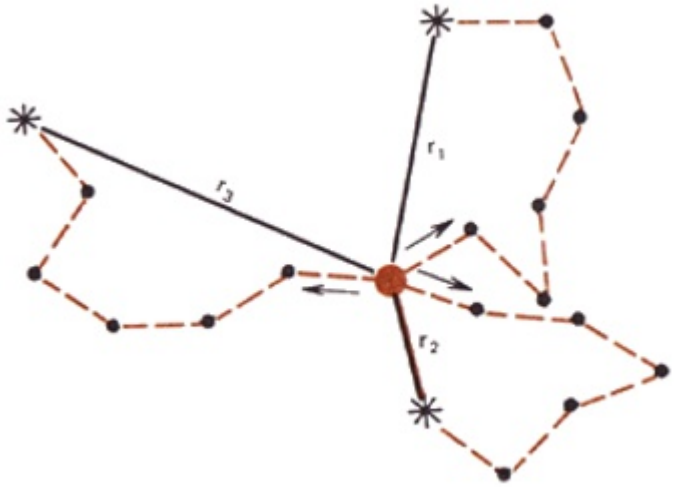


Figura 35

No obstante, si después de este viaje trasladamos el robot al punto inicial y de nuevo le obligamos a caminar, dentro de los mismos *n* pasos él se encontrará en otro punto, el r_2, en una nueva prueba, en el punto r_3, etc.

Todos estos puntos se diferenciarán no sólo por su alejamiento del punto inicial, sino también por la disposición respecto a éste (más al norte, más al sur, etc.), es decir, entre las diferentes respuestas, al parecer, no hay nada en común. Sin embargo, esta conclusión es prematura.

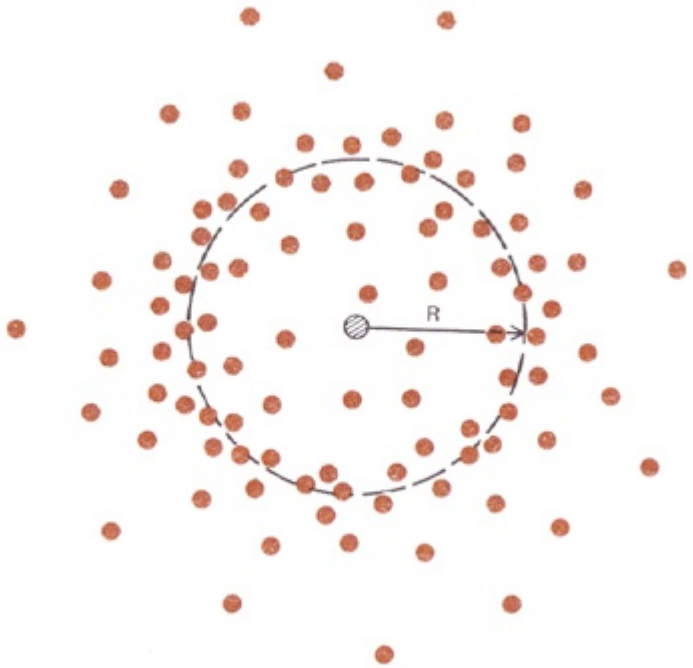


Figura 36

Resulta que si repetimos el procedimiento con el robot dos-tres mil veces, en lugar de tres, marcando cada vez el punto final de la caminata (pequeños círculos en la Figura 36), se manifiesta una regularidad en la disposición de estos puntos. El número más grande de círculos estará en el interior del anillo ancho con un radio medio $R = \sqrt{n}$ pasos. Esto es precisamente la solución del problema sobre el vagabundeo del hombre borracho, obtenida con ayuda del robot sobrio.

Pero ¿podemos pasar sin el robot? (Es voluminoso, embarazoso y muy caro). Resulta que se puede pasar también sin el robot, y el método de solución de todos modos sigue siendo natural. Es precisamente aquí donde viene en ayuda el método de las pruebas estadísticas (casuales) que permite *simular* sobre el papel el movimiento del hombre borracho, es decir, hacer una especie de sustitución del hombre vivo por otro de “papel”.

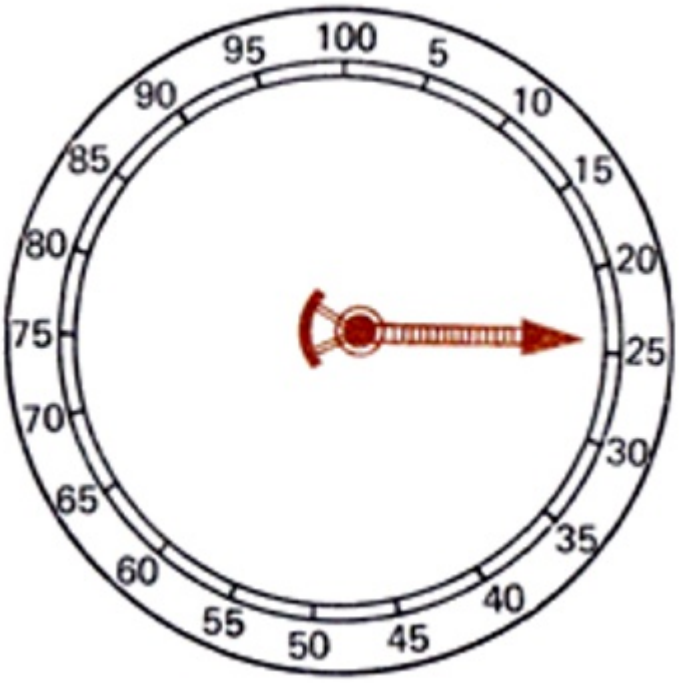


Figura 37

Figúrese usted este procedimiento. A nuestra disposición tenemos un círculo dividido, por ejemplo, en 100 sectores. El sector 0 (el mismo es el 100) corresponde a la dirección norte; el sector 25, a la dirección este, el sector 50, a la dirección sur, etc. En el centro del círculo se halla un eje con una aguja (Figura 37). Esto es una “ruleta”. “El juego” consiste en que usted hace girar la aguja y observa en que sector ella se detiene. Si, por ejemplo, ésta se para en el sector 25, esto significa que nuestro hombre de papel hace su primer paso hacia el este. Tomamos el dibujo y marcamos en él el punto correspondiente 1 (Figura 38). Luego nuevamente hacemos girar la aguja. Supongamos que ella se parará en el sector 10.

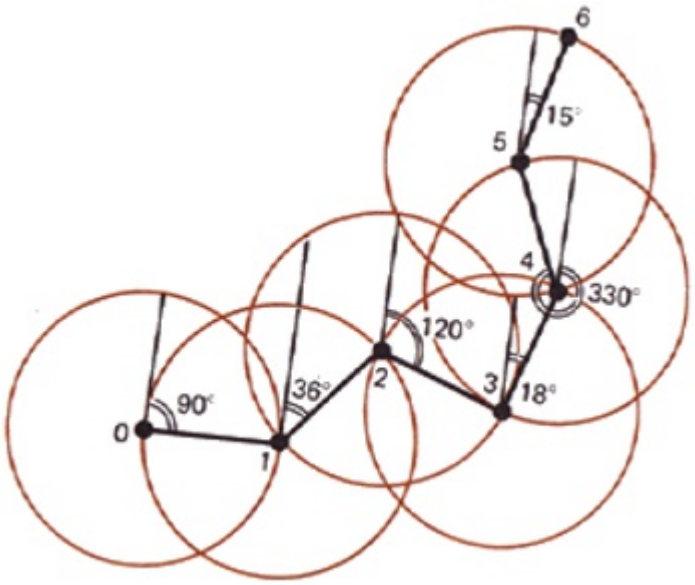


Figura 38

Esto significa que su segundo paso el hombre de papel lo hace hacia el norte-nordeste (azimut 36°). Para determinar su posición en el dibujo es necesario colocar el pie del compás en el punto 1, describir una circunferencia de radio igual a "1 paso" y trazar una línea recta formando un ángulo de 36° con la vertical. La intersección de la línea recta con la circunferencia dará precisamente el punto buscado 2. Después de obligar a nuestro hombre a hacer de este modo los *n* pasos, marcamos el punto al que llegó. Así se obtiene el primer resultado. Luego del mismo modo hacemos caminar al segundo hombre de papel, después al tercero... y así dos-tres mil veces. Es evidente que, si nuestra ruleta está hecha correctamente, es decir, su aguja, con *probabilidades iguales*, se detiene en cualquier sector, obtenemos una solución bastante buena que no se diferencia en nada de la solución obtenida con ayuda del hombre vivo o del robot. Y además no muy despacio, barato y sin descomposición moral.

Este método, cuya idea hemos relatado en el ejemplo del problema sobre las trayectorias aleatorias, precisamente se denomina *método de Montecarlo* (por el nombre de la ciudad en la cual la ruleta es la curiosidad principal y una de las

esenciales fuentes de beneficios del país). Este método de idea admirablemente simple y extraordinariamente ingeniosa se utiliza ampliamente. Es verdad que, por la descripción dada, el lector puede dudar en cuanto a la rapidez de obtención de los resultados por el método de Montecarlo. Pero, en realidad, hoy día ningún físico usa “la ruleta”. Hemos dado el relato de este método solamente para conseguir una mayor claridad y para explicar cómo se originó el nombre de este método. Incluso en las condiciones “rudimentarias” de su casa, el lector puede hacer lo mismo sin usar la ruleta y de este modo aumentar bruscamente la rapidez de obtención de los resultados. Para eso es suficiente en lugar de la ruleta usar una guía telefónica o una lista de la lotería, en los cuales una parte de números tiene carácter casual. Tomando, por ejemplo, cada vez las dos últimas cifras de la serie de los billetes de lotería premiados, usted va a obtener con igual probabilidad y completamente casual todos los números desde 00 (es decir, 0) hasta 99 (es decir, 0,99), o sea, la lista de la lotería resultará equivalente a nuestra “ruleta”.

En las condiciones de un laboratorio físico el cálculo por el método de Montecarlo, en general, se realiza prácticamente al instante, ya que todas las operaciones las hace el ordenador. De acuerdo con un programa especial el ordenador proporciona números casuales desde 0 hasta 1 (con dos, tres o más cifras significativas). A cada uno de estos números se le confronta una dirección determinada del movimiento del hombre de papel. Después de determinar la dirección del primer paso, la máquina “da” este paso, es decir, calcula las coordenadas del hombre en el plano *xy* y las memoriza. Luego la máquina ofrece otro número casual que determina la dirección del segundo paso, etc. Después de *n* pasos la máquina no sólo memoriza las coordenadas, sino también las exterioriza, es decir, las imprime en una cinta o las proyecta en el visualizador. Después todo se repite para el segundo, tercero *y* sucesivos hombres, además la máquina hace todo esto tan rápido que el tiempo de obtención de los resultados se determina sólo por la velocidad de impresión en su cinta o por las posibilidades de lectura en el visualizador. Por si esto fuese poco, el programa puede ser elaborado de tal modo que la máquina no dará en la salida las

coordenadas de los distintos hombres, sino que presentará el histograma de distribución de las coordenadas en forma de anillos concéntricos con radios diferentes, o sea, la expresión numérica Figura 39 que hemos obtenido por medio del robot. Con este planteamiento del problema la máquina, para obtener el resultado, necesita mucho menos tiempo que al lector para leer este párrafo.

Se sobreentiende que el método de Montecarlo se utiliza no para resolver problemas tan simples como el que hemos examinado hace poco. Como ya se dijo, semejantes problemas se pueden resolver también con ayuda de los métodos de la teoría de las probabilidades. Pero, he aquí un problema más complicado.

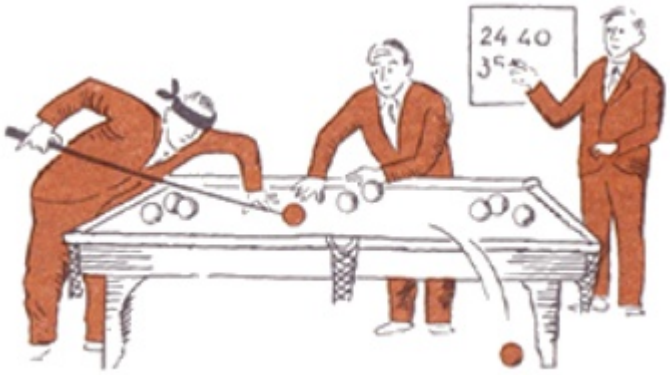


Figura 39

Figúrese que usted está jugando al billar. Si usted es un buen jugador, ningún impulso de las bolas le causará sorpresa: usted de antemano sabe qué bola golpeará, a dónde irán a parar las bolas después de chocar, cual de ellas caerá en la tronera.

En tal caso, convencidos de su maestría, le proponen jugar al billar a ciegas. Las condiciones del juego son las siguientes. Todo el tiempo usted juega con una misma bola (después de cada impulso a usted le ponen la bola en el mismo lugar) su compañero sigue el destino de dicha bola y anota el resultado obtenido (Figura 39). En estas condiciones de juego, el movimiento de las bolas estará sometido a las mismas leyes de la mecánica que antes, pero los resultados serán completamente distintos. En el movimiento de bolas aparecerá el elemento *casual*.

En un caso, la bola que usted golpeó con el taco puede no chocar con ninguna de las bolas y, al llegar a la banda, ya sea ir a parar a la tornera, o bien pasar por encima de la banda, o bien rebotar de la misma (bajo un ángulo *desconocido*), tomar otra dirección (*desconocida*), etc. En otro caso la bola puede (después de rodar una distancia *desconocida*) chocar con cierta bola (*no se conoce cual de ellas*) y después desviarse a un ángulo y con una velocidad desconocidos. El destino posterior de esta bola también es *desconocido*. Ella puede caer en la tornera, puede rebotar de la banda y puede pasar por encima de ésta. La pregunta es: ¿se puede predecir hasta cierto grado la conducta de esta bola de billar? Es evidente que con ayuda de la teoría de las probabilidades es imposible hacerlo. La diversidad de posibilidades es demasiado grande como para que se puedan describir por el método analítico. Pero, por el método Montecarlo este problema puede ser resuelto, ya que este método permite *simular* su juego y seguir sobre el papel, en todos los detalles, el destino de la "bola" de papel para varios miles de golpes con el "taco" de papel.

Usted puede objetar de que este problema está inventado, de que no tiene sentido, etc. ¡Ahí está la cosa, que no es así! ¡Todo lo contrario! Esto es un problema típico de la física de las partículas elementales con la única diferencia que los átomos del medio, a través del cual vuela la partícula, no están en reposo (como las bolas de billar), sino se hallan en estado de movimiento *caótico* (según la dirección) con velocidades diferentes, que la misma partícula en cualquier lugar de su trayectoria puede desintegrarse en otras partículas, que durante el choque ella puede no sólo dispersarse, sino también ser absorbida, que los nucleones en el interior del núcleo atómico, con el cual choca la partícula, se hallan en movimiento caótico con una energía cinética media de 20-25 MeV, etc. De esta manera, el billar a ciegas es una nadería en comparación con el juego que llevan a cabo entre sí las partículas del micromundo. ¡Y, sin embargo, este juego tan complicado también se puede simular por el método de Montecarlo! Claro que esto ya no es un problema tan simple como la simulación de los movimientos casuales de un hombre borracho, pero los

principios de su resolución siguen tan simples y naturales: con ayuda de los números casuales se desarrollan diferentes variantes del complejísimo destino de la micropartícula. (Se sobreentiende que el hombre que prepara el programa para el ordenador, además de la misma máquina, debe saber bien las matemáticas y sobre todo la física de los procesos examinados. Sólo en estas condiciones el complejo destino de la partícula conduce a dificultades de carácter no de principio, sino más bien técnico).

Como ejemplo examinemos ahora el problema de determinación del factor de multiplicación de un reactor nuclear. Recordemos que se llama factor de multiplicación *k* la relación entre los números de neutrones en dos generaciones consecutivas N_i/N_{i-1} (véanse los §§27 y 28). La magnitud *k* depende tanto de los parámetros internos (características de los núcleos de las sustancias de las que está construido el reactor) como de los externos (dimensiones, forma, particularidades constructivas, etc.). La variación de cualquiera de estos parámetros ocasiona el aumento o la disminución de *k.* Calcular teóricamente la correlación óptima de los parámetros es muy difícil, en particular, si el reactor tiene una construcción asimétrica. Al mismo tiempo este problema se resuelve "automáticamente" mediante el método de Montecarlo. He aquí, el esquema aproximado del cálculo correspondiente del reactor que trabaja con uranio natural.

Supongamos que en el instante inicial i_0 en el reactor se originó cierto número IV, de neutrones de la primera generación. Sigamos el destino de cada uno de estos neutrones, tomando en cuenta toda la diversidad de posibilidades de su conducta: la dispersión inelástica de los neutrones rápidos en el uranio y en los materiales de construcción, la fisión de los núcleos ^{238}U y ^{235}U por neutrones rápidos con la formación de neutrones de la segunda generación, la retardación de los neutrones rápidos en una serie de colisiones elásticas con los núcleos del moderador, la captura por resonancia de neutrones lentos por los núcleos de ^{238}U, la difusión de los neutrones térmicos en el moderador, la captura de neutrones térmicos por los núcleos de uranio, de moderador, etc., la fuga de neutrones fuera del reactor, la

fisión de los núcleos de ^{235}U por los neutrones térmicos con la formación de neutrones de la segunda generación. Si al seguir el destino de los neutrones no hemos olvidado nada, la relación entre el número de neutrones emitidos de la segunda generación N_2 y el número de neutrones de la generación anterior N_1

$$k_1 = N_2/N_1$$

da la primera muy breve aproximación al valor del factor de multiplicación *k.*

Decimos "de manera muy aproximada" porque sobre el factor k_2 pudieron influir las condiciones iniciales del problema, por ejemplo, la distribución escogida de los neutrones de la primera generación por la zona activa. Por eso hay que repetir todo el procedimiento (con los mismos parámetros del reactor) para los neutrones de las generaciones segunda, tercera y posteriores y hacer esto hasta que las condiciones originales no sean "olvidadas", es decir, hasta que todos los valores posteriores k_n, k_{n+1}, k_{n+2} no se hagan iguales (dentro del error estadístico)[37]. Este valor límite de *k* será precisamente el factor de multiplicación buscado para este sistema concreto.

Para percibir como influye sobre el valor *k* la variación de cualquiera de los parámetros interno o externo (o varios parámetros simultáneamente), hay que repetir lodo el cálculo con los parámetros modificados.

Unas palabras sobre la técnica del cálculo en sí. Los neutrones de la primera generación pudieron surgir en cualquier punto de la zona activa, donde hay núcleos de uranio. Suponiendo que la probabilidad del surgimiento de los neutrones en cada uno de estos puntos es igual, las coordenadas de los neutrones se pueden hallar por el método de ensayos estadísticos. Si, por ejemplo, la zona activa del reactor representa un paralelepípedo con los lados *a*, *b* y *c* (poco probable en los sistemas reales), la coordenada x_1 del primer neutrón se obtiene multiplicando un número casual, tomado en el intervalo 0-1, por *a*, la coordenada y_1, multiplicando otro número casual por *b,* la coordenada z_1, multiplicando un tercer número casual por *c*.

De manera análoga se determinan las coordenadas del 2^{do}, 3^{er},..., N_1-ésimo neutrones.

Cada uno de estos neutrones puede tener una energía cinética con un valor cualquiera entre 0-15 MeV (el límite superior es convencional). La probabilidad de que un neutrón dado tenga una energía cuyo valor concreto se encuentre dentro de esta gama se determina por la forma del espectro energético de los neutrones de fisión. El espectro de los neutrones de fisión es conocido[38], por lo que, utilizando el método de ensayos estadísticos, se puede "escoger" (sortear) un valor determinado de la energía para el neutrón. Si se conoce la energía del neutrón *T*, se puede calcular su velocidad, hablando con más rigor, el valor absoluto de su velocidad:

$$|v| = \sqrt{\frac{2t}{m}}$$

Para determinar la dirección de la velocidad hay que hacer el sucesivo sorteo a la manera como lo hicimos antes para determinar la dirección que tomaban los desplazamientos del hombre de papel. Sólo que en este caso hay que sortear las posibles direcciones no en el plano, sino en el espacio y tener en cuenta que no todas las direcciones son equiprobables (por ejemplo, al chocar con un protón inmóvil, el neutrón no puede dispersarse hacia atrás). Sin embargo, estas particularidades no nos producen dificultades serias.

Así pues, vamos a considerar que ya conocemos de qué punto, hacia dónde y con qué velocidad (con qué energía) pasa volando cada uno de los N_1, neutrones de la primera generación. Se pregunta: ¿cómo seguir su destino posterior?

Un neutrón, cuya energía dada es *T*, puede recorrer en un medio (en nuestro caso en el uranio) hasta el primer choque con un núcleo un camino l_1 El surtido de los valores posibles de l_1 y la probabilidad relativa de su realización depende de la energía del neutrón y las propiedades del medio. El valor concreto de l_1 se

determina por el método de los ensayos estadísticos que, una vez más, lo hace la máquina, Después hay que comparar el valor determinado l_1 con el espesor de la capa de uranio δ en la dirección por la que se mueve el neutrón (esta comparación también la hace la máquina). Cuando $\delta < l_1$ el neutrón sale fuera de los límites del uranio y para éste es necesario un examen aparte (véase más adelante). Cuando $\delta > l_1$, el neutrón, recorrido el camino l_1 chocará con uno de los núcleos de uranio. En este caso para el neutrón hay que sortear (tomando en cuenta las probabilidades conocidas) diferentes métodos de interacción (dispersión inelástica, captura, fisión). Si como resultado del sorteo resulta que el neutrón es capturado por un núcleo de uranio, él se aniquila y no es necesario por eso seguir observándolo (sin embargo, es necesario tener en cuenta la posibilidad de surgimiento de un número pequeño de neutrones de la segunda generación a cuenta de la fisión de ^{238}U por neutrones rápidos). Si el neutrón experimenta dispersión, para éste es necesario sortear de nuevo la energía y la dirección de su movimiento, buscar el valor del camino l_2 hasta el segundo choque, etc.

Y a fin de cuentas, el neutrón “sobreviviente” abandonará los límites del bloque de uranio y su destino posterior hay que seguir observándolo en el otro medio con características nuevas y, por consiguiente, con otros recorridos hasta las interacciones e, incluso, con otros procesos (retardación de los neutrones rápidos y difusión de los neutrones térmicos). Pero el principio de “seguimiento” del neutrón se mantiene igual en este caso: hacemos moverse al neutrón en el moderador hasta escapar fuera de sus límites o (lo que ocurre muy raramente) hasta que sea capturado por uno de los núcleos del moderador. El neutrón puede escapar del moderador hacia distintos lugares: ya sea al bloque de uranio, o bien a los elementos de construcción del reactor (por ejemplo, a una de las varillas de regulación o al sistema del cambiador de calor), o bien, por último, fuera de los límites del reactor. (Antes de escapar del reactor los neutrones van a parar al reflector el cual vuelve una parte considerable de neutrones nuevamente a la zona activa. Este proceso también debe tenerse en cuenta, sin embargo, el movimiento

de los neutrones en el reflector es análogo a su movimiento en el moderador, por eso éste no requiere un examen especial).

Se puede no seguir más a los neutrones absorbidos por los núcleos del moderador, a las barras de regulación y otros materiales de construcción, así como a los neutrones que escaparon. En lo que se refiere a los neutrones que fueron a parar al bloque de uranio, para ellos es necesario de nuevo sortear los procesos posibles (captura sin fisión, dispersión, fisión de ^{235}U), pero ahora ya para otras energías (bajas y térmicas).

Durante los procesos de captura sin fisión los neutrones desaparecen, de manera que tampoco es necesario seguirlos. De esta manera de la primera generación al fin y al cabo, quedan solamente los neutrones que provocan la fisión de los núcleos ^{235}U con la formación de varios neutrones secundarios rápidos. El número de neutrones secundarios ν es una característica interna del combustible nuclear. Para el uranio este número varía desde 0 hasta 5. El valor medio es ν= 2,4. El valor concreto de ν para cada acto de la fisión puede ser obtenido mediante el método de sorteo.

Al calcular la suma de todos los números ν e introducir una corrección que contempla el efecto de la fisión de ^{238}U por neutrones rápidos, obtenemos el número sumario de neutrones N_2 que surgieron en la segunda generación. A continuación, hay que sortear la energía y la dirección del movimiento de los neutrones de la segunda generación, utilizando los métodos, que fueron ya descritos por los neutrones de la primera generación.

De este modo el círculo se cierra: el problema está resuelto hasta el final. De neutrones de la primera generación se obtienen N_2 neutrones de la segunda generación. Repitiendo este procedimiento, de estos N_2 neutrones se pueden obtener N_3 neutrones de la tercera generación, etc., y tomando una serie de relaciones consecutivas:

$$k_1 = N_2/N_1;\ k_2 = N_3/N_2;\ldots,\ k_n = N_{n+1}/N_n,$$

podemos acercarnos cada vez más al valor del factor de multiplicación *k.*

Es posible que al lector, después de leer este párrafo, a despecho de la aseveración del autor, le diera la impresión de que el método de Montecarlo es muy complejo. Pero esta impresión no es correcta: en primer término, el problema examinado pertenece a la categoría de muy difíciles, en segundo lugar, estas dificultadas se vencen sólo una vez, al elaborar el esquema y el programa de cálculo para un conjunto cualquiera de los valores de los parámetros. La variación de un parámetro se reduce al cambio en el programa de varios números y por eso no ofrece dificultades.

Para concluir remarquemos el valor especial del método de Montecarlo en la física nuclear, al proyectar nuevos y complicados experimentos físicos, teniendo en cuenta las posibilidades de los aceleradores y de los detectores a utilizar, así como durante la elaboración de los resultados de los experimentos (en particular, durante la valoración del fondo).

§30. La física nuclear y la química

Tres dificultades: muy poco, muy parecidos, se desintegran muy rápido. — Cómo se descubrió la radiactividad positrónica artificial — Método del portador — El lector realiza experimentos con guisantes — Radiactividad electrónica artificial — Método de Szilard - Chalmers — Propiedades de los fragmentos de fisión — Neptunio-primer elemento transuránico — Cromatografía por cambio de iones — Plutonio — Ultramicroquímica — 17 átomos de mendelevio — Sin los químicos se está mal — Descubrimiento del 104 — Elemento que vive una fracción de segundo — Química acelerada — Propiedades químicas por 11 átomos.

Muchos problemas de la física nuclear fueron resueltos (y siguen resolviéndose) por físicos en contacto intimo con los químicos y con su participación directa. Cabe recordar algunos de ellos: el descubrimiento y el estudio de la radiactividad artificial, el descubrimiento y el estudio de la isometría nuclear, el descubrimiento de la fisión, la obtención de elementos transuránicos.

Común para los trabajos enumerados es la necesidad de identificación, separación y estudio de una cantidad de sustancia relativamente muy pequeña, obtenida durante el experimento de una enorme cantidad de otras (iniciales) substancias. Este es un problema muy difícil.

Las dificultades para su resolución se deben, en primer lugar, al hecho de que en una serie de casos el concepto de pequeñez no sólo tiene sentido relativo, sino también absoluto. A menudo tenemos que examinar las propiedades físicas y químicas de cantidades de substancia *microscópicamente pequeñas*, las cuales por los procedimientos habituales no se puede pesar, ni disolver, ni filtrar. Más aún, a veces, nos vemos ante la necesidad de determinar las propiedades físicas y químicas de una substancia nueva, incluso, por *unos pocos átomos.*

La segunda dificultad, con la que también se tropieza frecuentemente al tratar de resolver este problema, se debe a la necesidad de separar la substancia nueva en condiciones de *identidad* práctica de sus propiedades químicas con las de las substancias iniciales. Así, en la actualidad está establecido que el torio ($_{90}$Th), el protactinio ($_{91}$Pa), el uranio ($_{92}$U) y todos los elementos transuránicos posteriores, incluyendo el laurencio ($_{l03}$Lr), forman el grupo de actínidos, cuyos átomos según la estructura de las capas electrónicas son análogos a los átomos del grupo de elementos raros, los lantánidos. Igual que en el caso de los lantánidos, todos los átomos del grupo de actínidos tienen un número igual de electrones de valencia, es decir, tienen propiedades químicas iguales. Es comprensible que los métodos habituales de separación química, basados en la utilización de la diferencia *brusca* en las propiedades químicas, en este caso son inútiles.

Finalmente, la tercera dificultad específica con la que tropezaron los físicos y los químicos, al resolver los problemas físico-nucleares, consiste en que el tiempo de vida de las substancias radiactivas que se liberan es pequeño. Por ejemplo, los períodos de semidesintegración de algunos elementos transuránicos constituyen solamente unas fracciones decimales de segundo. Claro que en estas condiciones los métodos clásicos de análisis químico, que se componen de procedimientos relativamente lentos (disolución, calentamiento, filtración, etc.), son absolutamente inaceptables; se necesitan métodos especiales de la química *acelerada*, que permitan examinar las propiedades químicas del elemento en el tiempo sumamente pequeño que éste existe.

Y por si fuera poco, las dificultades enumeradas raramente se manifiestan una a una; más a menudo sucede que tenemos que luchar con todas ellas al mismo tiempo. Sobre cómo los físicos y los químicos superaban estas dificultades, contaremos en este párrafo en el ejemplo del descubrimiento y estudio de la radiactividad artificial y de los elementos transuránicos.

Como todos saben, en 1932, estudiando las reacciones de interacción de las partículas a con los núcleos de berilio, fueron descubiertos los neutrones. Después del descubrimiento de los neutrones, no cesaron los experimentos relacionados con el bombardeo de los núcleos ligeros con partículas a y siguieron dando resultados importantes. De esta forma, en 1933 una serie de físicos mostraron que durante el bombardeo de núcleos ligeros con partículas a estos núcleos comenzaron a emitir positrones. En el año 1934, Irene y Federico Joliot-Curie descubrieron que el aluminio, el boro y el magnesio conservaban la capacidad de emitir positrones algún tiempo *después* de cesar el bombardeo con partículas a. El estudio de este fenómeno demostró que éste por sus propiedades es análogo a la radiactividad natural de los elementos pesados, a saber: la intensidad de la emisión de positrones disminuye de acuerdo con una ley exponencial, la velocidad de disminución de la intensidad para las distintas substancias es diferente y puede ser caracterizada por el periodo de semidesintegración, el cual para un elemento dado no depende de las

condiciones externas. El fenómeno descubierto fue denominado radiactividad p^+ *artificial.*

Irene y Federico Joliot-Curie propusieron la siguiente explicación de la radiactividad artificial. (La examinaremos en el ejemplo del aluminio, utilizando la terminología moderna). Supongamos que el proceso de interacción de las partículas a con los núcleos de aluminio se describe por medio de la reacción

$$^4_2\mathrm{He} + {}^{27}_{13}\mathrm{Al} \rightarrow {}^{30}_{15}\mathrm{P} + n,$$

como resultado de la cual se forma un neutrón y un isótopo radiactivo de fósforo (en aquel entonces lo llamaban radiofósforo). El núcleo consta de 15 protones y 15 neutrones. Pero esta relación no satisface la fórmula (2) para núcleos estables, cuando $A = 30$. De acuerdo con esta fórmula, un núcleo estable de 30 nucleones no debe tener 15 protones, sino 14. Este núcleo es $^{30}_{14}\mathrm{Si}$. Precisamente este núcleo, de todos los núcleos con el número de masa $A = 30$, tiene la masa $M_{núc}$ más pequeña (y, por consiguiente, la energía en reposo $E = M_{núc}\, c^2$ más pequeña). En particular, comparando las masas de los núcleos $^{30}_{15}\mathrm{P}$ y $^{30}_{14}\mathrm{Si}$, se deduce que el primero es más pesado que el segundo en ocho masas electrónicas:

$$\Delta M = M_{núc}\,(^{30}_{15}\mathrm{P}) - M_{núc}\,(^{30}_{14}\mathrm{Si}) \approx 8\, m_e \qquad (144)$$

Por eso, para el núcleo $^{30}_{15}\mathrm{P}$ *energéticamente es conveniente* el proceso de transformación espontánea en el núcleo $^{30}_{14}\mathrm{Si}$ debido a la emisión de un positrón durante la desintegración β^+.[39]

$$^{30}_{15}\mathrm{P} \xrightarrow{e^+} {}^{30}_{14}\mathrm{Si} \qquad (145)$$

(la desintegración β^- está prohibida por la ley de la conservación de la carga eléctrica). En el curso de la desintegración β^+ uno de los protones del núcleo $^{30}_{15}P$ se transforma en neutrón.

Para demostrar la justeza de la explicación propuesta, Irene y Federico Joliot-Curie debían convencerse experimentalmente de que al bombardear un blanco de aluminio con partículas α, *algunos de los núcleos de aluminio efectivamente se transforman en núcleos de fósforo*, que estos núcleos se pueden extraer del blanco de aluminio y que la radiactividad artificial *abandonará* el blanco junto con los núcleos $^{30}_{15}P$ extraídos. Esto fue hecho por dos métodos.

Para el primer método se utilizaba la diferencia entre las propiedades químicas del aluminio y el fósforo. Los científicos disolvieron el blanco de aluminio irradiado en ácido clorhídrico y descubrieron la liberación de un gas, el cual podía ser sólo PH_3 (precisamente estas combinaciones con el hidrógeno dan los elementos del quinto grupo de la tabla periódica: NH_3, AsH_3).

Recogieron este gas y examinaron sus propiedades. Resultó que es radiactivo y tiene el mismo periodo de semidesintegración que el blanco de aluminio irradiado. Por su parte la disolución perdió sus propiedades radiactivas.

Para el segundo método (lleva el nombre de coprecipitación por medio de un portador), al contrario, fue utilizada la igualdad de las propiedades químicas de todos los isótopos del elemento dado.

Figúrese que usted tiene que separar de una disolución cierto elemento radiactivo que en ella hay. Usted conoce (o supone que conoce) las propiedades químicas de esta substancia y conoce también los procesos químicos con ayuda de los cuales puede separar esta substancia de la disolución (por ejemplo, en forma de precipitado indisoluble). No obstante, la metodología que usted conoce exige que la disolución contenga una cantidad apreciable de este elemento (aunque sea para que este precipitado pueda verse y se pueda separar de la solución; además, si el contenido de substancia indisoluble es muy pequeño, no se formará precipitado). Por supuesto que esta metodología es inadmisible para resolver el problema

planteado, ya que, generalmente, como resultado de la irradiación surge una cantidad sumamente pequeña de substancia radiactiva. ¿Qué hacer? Pues así.

Adicionemos a la disolución que contiene una cantidad ínfima del isótopo radiactivo, una cantidad bastante grande de cierta substancia que contenga otro isótopo (no radiactivo) del mismo elemento (en nuestro caso, hay que añadir un compuesto químico del isótopo estable de fósforo $^{31}_{15}$P). Este es precisamente el *portador*, en calidad del cual se pueden utilizar elementos con propiedades químicas semejantes, por ejemplo, elementos del mismo grupo del sistema periódico de los elementos de Mendeléiev. Las propiedades químicas de ambos isótopos de fósforo son iguales, por eso, cumpliéndose ciertas condiciones, en la disolución se desarrollará un proceso de *intercambio isotópico,* el cual conllevará al hecho de que, prácticamente, todos los átomos del fósforo $^{30}_{15}$P radiactivo formarán parte de las moléculas del compuesto añadido[40].

Al separar este compuesto de la disolución, nosotros, de este modo, separaremos de ésta todos los átomos radiactivos $^{30}_{15}$P. La operación por la que de la disolución se libera el portador junto con los isótopos radiactivos lleva el nombre de *coprecipitación.* La coprecipitación es posible porque hay suficiente cantidad de portador y él posee propiedades químicas apropiadas (así fue elegido).

Poco tiempo después del descubrimiento de la radiactividad positrónica artificial, fue descubierta también la *radiactividad electrónica artificial.*

En el año 1934 E. Fermi con sus colaboradores demostró que al bombardear núcleos con neutrones, por regla general, transcurre la reacción (n, γ) que conlleva la formación del isótopo radiactivo del elemento de que está hecho el blanco. Por ejemplo, al bombardearlos con neutrones $^{127}_{53}$I se desarrollará la reacción

$$^{127}_{53}\mathrm{I} + n \rightarrow {}^{128}_{53}\mathrm{I}^{*} + \gamma \qquad (146)$$

donde con una estrellita está marcado el estado excitado del núcleo (éste estado surge a cuenta de la energía de enlace ε_n del neutrón capturado; $\varepsilon_n \approx 8$ MeV). El

isótopo radiactivo formado de yodo $^{128}_{53}I$ tiene un número excesivo de neutrones y pasa a un estado más estable como resultado de la emisión de un electrón según el esquema

$$^{128}_{53}I \rightarrow {}^{128}_{54}Xe \quad (147)$$

¿Cómo separar el ^{128}I? Está claro que el método del portador en la variante anterior no es utilizable debido a la igualdad de las propiedades químicas de ^{127}I y ^{128}I. En estos casos puede ser utilizado el método de Szilard — Chalmers que se basa en la *variación del estado químico* del átomo como resultado de su emisión por el núcleo del cuanto γ.

Si, por ejemplo, tomamos ^{127}I no en estado libre, sino en forma de yoduro de etilo C_2H_5I, el átomo formado ^{128}I recibe, después de emitir un cuanto γ, una energía cinética de rechazo tan grande que *escapa de la molécula* y adquiere estado libre. Así pues el ^{128}I pasa a otro estado químico en comparación con el ^{127}I (que forma parte de las moléculas C_2H_5I), a consecuencia de lo cual a éste puede ser aplicable el método habitual del portador. La combinación sabia del método de Szilard-Chalmers con el del portador permite aumentar la concentración del isótopo radiactivo de yodo millones de veces.

La utilización de la energía cinética de rechazo se emplea con amplitud en la física nuclear y en la radioquímica para desprender unos u otros núcleos. Citemos unos ejemplos.

Poco tiempo después de descubrir la fisión del uranio fue realizada una serie de experimentos a fin de revelar las propiedades pronosticadas de esta nueva reacción. Uno de los experimentos fue dedicado a demostrar la formación, durante la fisión, de fragmentos radiactivos β de gran energía cinética (véase el §24). Este experimento fue realizado en 1939 por Federico Joliot-Curie por el siguiente esquema (Figura 40). En el interior de un cilindro de baquelita *CB* fue introducido un cilindro de latón *CL*, de radio un poco menor, y con una capa fina de uranio por

fuera. En el centro del cilindro de latón se halla la fuente de neutrones *F*. Cuando, pasado un tiempo, en el interior del cilindro de baquelita fue puesto un contador de partículas β, este último registró radiactividad β. Al repetir este experimento sin el cilindro de latón, la radiactividad β del cilindro de baquelita no aparecía.

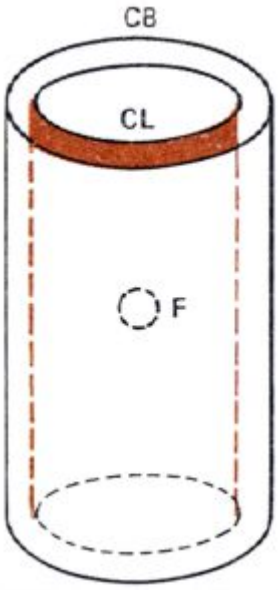


Figura 40

De aquí se deduce que podían ser fuente de la radiactividad β sólo los fragmentos radiactivos de uranio que escaparon de éste durante la fisión y que fueron a parar a la superficie interior del cilindro de baquelita.

En 1940, esta misma idea de la energía de rechazo fue utilizada por McMillan y Abelson para descubrir el primer elemento transuránico, el neptunio $_{93}$Np. Si bombardeamos el elemento más pesado del sistema periódico que se encuentra en la naturaleza, el uranio $_{92}$U, con neutrones, de manera similar al proceso (146), debe formarse un isótopo radiactivo β^- de uranio $^{239}_{92}$U más pesado:

$$n + {}^{238}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{239}_{92}\mathrm{U} + \gamma \qquad (148)$$

En el curso de la desintegración β^- del núcleo $^{239}_{92}U$ escapa un electrón que se lleva consigo una carga eléctrica unitaria. Por eso (de conformidad con la ley de la conservación de la carga eléctrica) la carga del núcleo que se origina a consecuencia de la desintegración β^- debe aumentar en una unidad, o sea, hacerse Z = 93:

$$^{239}_{92}U \xrightarrow{e^-} {}^{239}_{93}Np \quad (149)$$

El elemento 93 que se origina, el neptunio, también debe ser radiactivo β^- con un período de semidesintegración característico (sólo para él). Precisamente de esto podemos aprovecharnos para demostrar la formación del neptunio. Sin embargo, la cosa se complica por el hecho de que, al bombardear el uranio con neutrones, además de las reacciones (148) y (149), se produce la fisión del uranio formándose numerosos fragmentos radiactivos y productos de fisión (núcleos que se originaron como resultado de la desintegración β sucesiva de los fragmentos de fisión) que tienen los más diversos períodos de semidesintegración. En este caso, tanto los núcleos de neptunio como los núcleos de los fragmentos resultan concentrados en un mismo lugar (en el blanco de uranio irradiado).

Precisamente para separar la radiactividad del neptunio de la de los fragmentos fue utilizada la idea del experimento anterior. En realidad, después de bombardearla con neutrones, la superficie exterior del cilindro de latón va a contener, además de núcleos de uranio, también fragmentos de fisión y núcleos de neptunio. La superficie interior del cilindro de baquelita va a contener sólo fragmentos de fisión. Comparando las velocidades de disminución con el tiempo y los números de átomos radiactivos en ambos cilindros, se pueden descubrir para la radiactividad β del cilindro de latón dos períodos de semidesintegración "excedentes": $T_{1/2}$ = 23 min y $T_{1/2}$ = 2,33 días, los cuales no existen para la radiactividad del cilindro de baquelita. El primero de ellos pertenece al isótopo pesado de uranio $^{238}_{92}U$, y el segundo, al elemento transuránico neptunio $^{238}_{93}Np$. Utilizando la radiactividad con

el período de semidesintegración $T_{1/2}$ = 2,33 días como "marcación" del nuevo elemento, se puede separar también el mismo elemento.

Como ya se ha dicho, la operación de separación de un elemento transuránico concreto encuentra dificultades extraordinarias debido a la semejanza de las propiedades químicas de todos los actínidos. Se puede vencer esta dificultad, aplicando métodos especiales, por ejemplo, la *cromatografía por cambio de iones.* Resulta que algunos alquitranes poseen diferente poder de absorción respecto a los iones de dimensiones y cargas diferentes. Si hacemos pasar una disolución, con iones de diferentes actínidos a través de una columna cambiadora de iones, es decir, a través de un tubo largo lleno de alquitrán, ciertos iones se adsorberán ya en lo más alto de la columna, otros pasarán más adelante y los terceros bajarán casi hasta el mismo fondo. Estos iones separados por espacios es comparativamente fácil extraerlos de la columna separadamente por clases.

El mayor valor práctico pertenece al segundo elemento transuránico, al plutonio, que puede ser obtenido como resultado de la desintegración β^- del neptunio:

$$^{239}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow{e^-} {}^{239}_{94}\mathrm{Pu} \quad (150)$$

Por sus propiedades nucleares el $^{239}_{94}$Pu es semejante al $^{235}_{92}$U y se utiliza ampliamente como combustible nuclear. Igual que el $^{235}_{92}$U, el isótopo de plutonio $^{239}_{94}$Pu fisiona con gran efectividad por los neutrones térmicos, emitiendo en este caso cerca de tres neutrones secundarios (como promedio).

La obtención del $^{239}_{94}$Pu, a diferencia del $^{235}_{92}$U, no está relacionada con la separación de isótopos, lo cual, como se sabe, es un problema muy difícil. Para obtener el plutonio se utilizan los reactores nucleares en los cuales junto al proceso de fisión del uranio transcurren las reacciones (148) - (150). Por supuesto, obtener por primera vez plutonio en grandes cantidades también era muy difícil. Es suficiente advertir que las plantas para la obtención del plutonio en cantidades *del orden de varios kilogramos* fueron proyectadas sobre la base de los resultados

experimentales realizados con *microgramos* de plutonio. Esta cantidad microscópica de plutonio fue obtenida por un grupo de científicos norteamericanos encabezado por G.T. Seaborg en 1941, es decir, antes de la puesta en marcha del primer reactor nuclear. Para los experimentos con cantidades tan pequeñas del nuevo elemento fue elaborada la metodología de la *ultramicroquímica,* calculada para realizar investigaciones químicas a microescala. Esta metodología exige procedimientos y aparatos especiales. En el arsenal de la ultramicroquímica hay "probetas" fabricadas de tubos capilares de diámetro 0,1-1 mm, balanzas, cuyo error no supera los 10^{-8} gramos. Las operaciones se realizan sólo bajo el microscopio y no con las manos, sino mediante micromanipuladores. Es muy importante que la ultramicroquímica actúa con concentraciones normales. Precisamente esto permitió, relativamente fácil, pasar de la microescala a las escalas industriales.

La presencia de grandes cantidades de plutonio permitió organizar el trabajo relacionado con la síntesis de otros elementos transuránicos más pesados: americio ($_{95}$Am), curio ($_{96}$Cm), berkelio ($_{97}$Bk), californio ($_{98}$Cf), einstenio ($_{99}$Es), fermio ($_{100}$Fm), mendelevio ($_{10l}$Md), nobelio ($_{102}$Nb), lawrencio ($_{103}$Lr), kurchatovio ($_{104}$Ku) y, finalmente, los elementos 105-107.[41] Una gran aportación a la física y a la química de los lejanos elementos transuránicos hicieron los científicos norteamericanos dirigidos por G.T. Seaborg y Chiorso y los físicos soviéticos bajo la dirección de G. N. Flérov. El principio general de obtención de estos elementos se basa en el aumento de la carga eléctrica de los núcleos del blanco, ya sea a cuenta de los sucesivos actos de desintegración β^- después de la irradiación con neutrones, o bien, como resultado del bombardeo con partículas a o con núcleos más pesados. El mendelevio fue el último elemento al que se logró aplicar el método de separación cromatográfica, ya que el período de semidesintegración del $^{256}_{101}$Md es de sólo $T_{1/2}$ = 1,5 h. Esto no es mucho, si se tiene en cuenta la relativamente grande duración de los procedimientos químicos. Es interesante que

durante el estudio del mendelevio fue establecida una especie de record: se logró determinar las propiedades de este nuevo elemento solamente por 17 átomos.

Los elementos con Z > 101 tienen un tiempo de vida aún menor que el mendelevio. Para una serie de isótopos de los elementos 102 y 103 este tiempo no supera unas decenas de segundos, y para uno de los isótopos del elemento 104, incluso, fracciones decimales de segundo. Por eso, cuando se identificaban estos elementos, se hacía hincapié en el estudio de sus propiedades *físicas.* A decir verdad, los asuntos de los físicos, sin la participación de los químicos, no resultaban bien. Por ejemplo, el estudio del elemento número 102 durante muchos años conducía a resultados contradictorios.

Por este motivo, por supuesto, no sólo se disgustaban los físicos, sino también los químicos, que no deseaban, de ningún modo, resignarse con su incapacidad, al examinar las propiedades químicas de los elementos de corto tiempo de vida. Y por fin en primavera de 1966 los químicos lograron inscribir una página más en la historia del desarrollo de la física nuclear. Ellos crearon la metodología con la cual ayudaron a los físicos a estudiar las propiedades del último elemento (en aquel tiempo), el cual poseía el tiempo de vida más corto (de todos los conocidos entonces) del sistema periódico de Mendeléiev, el elemento 104. Sobre este nuevo y magnífico ejemplo de confraternidad de la física nuclear con la química hablaremos en la parte final de este párrafo.

En 1964, por primera vez, el elemento número 104 fue sintetizado por G. N. Flérov en el laboratorio de la ciudad de Dubna.

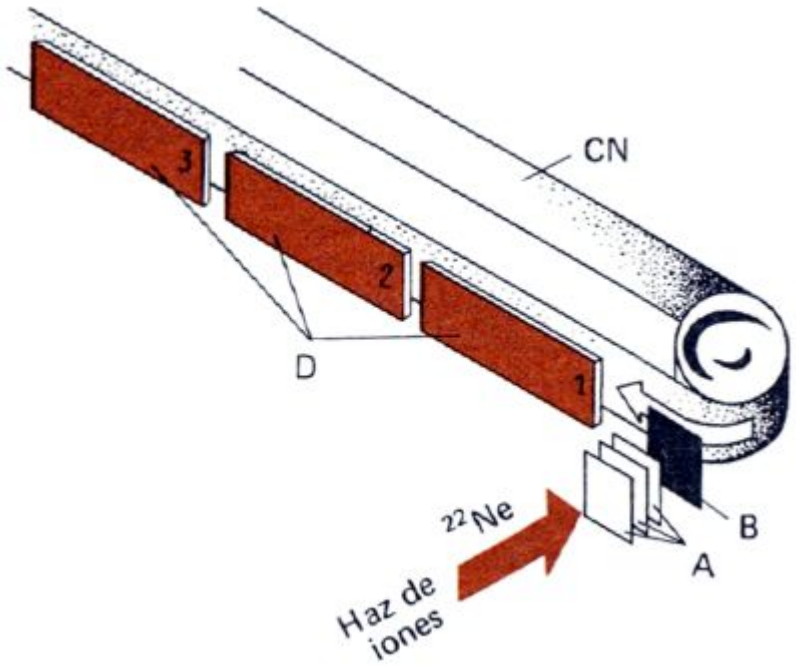


Figura 41

La Figura 41 muestra el esquema de la instalación por medio de la cual fue obtenido el elemento 104.

El blanco de plutonio *B* (97% de $^{242}_{94}$Pu, 1,5% de $^{240}_{94}$Pu y 1,5% de $^{238}_{94}$Pu) se bombardeaba con un flujo de iones $^{22}_{10}$Ne acelerados hasta una energía de 115 MeV en un ciclotrón de 310 cm de iones pesados con carga múltiple. Para medir la energía de los iones fueron construidos los absorbedores *A.* La suma de las cargas eléctricas del núcleo-blanco (94) y del núcleo que bombardea (10) es igual a 104, por eso, en principio, se puede esperar la obtención del elemento 104 en la reacción que viene acompañada de la fuga de varios neutrones (que no llevan consigo carga eléctrica), por ejemplo, en la reacción

$$^{22}_{10}\text{Ne} + {}^{242}_{94}\text{Pu} \rightarrow {}^{260}104 + 4n \qquad (151)^{42}$$

Si el elemento 104 se origina realmente, entonces a consecuencia de la energía de rechazo sus átomos escaparán del blanco en dirección a una cinta sin fin de níquel

CN que se encuentra cerca de aquél y que está en movimiento y, adsorbiéndose a ésta, se desplazarán junto con la cinta en dirección de los detectores *D.* La detección se realizaba mediante vidrios de silicato y de fosfato que son capaces de registrar fragmentos que se originan durante la fisión espontánea de los núcleos. (En la superficie del cristal los fragmentos dejan huellas invisibles, que se pueden distinguir bajo el microscopio después de tratar los cristales con ácido fluorhídrico).

A causa de la pequeñez del período de semidesintegración del elemento número 104, el número de actos de fisión espontánea debe decrecer rápidamente con el tiempo, es decir, a medida que se trasladan los átomos junto con la cinta. Por lo tanto, el detector 1, que se encuentra más cerca del blanco de plutonio, debe registrar mayor cantidad de fragmentos de fisión. El detector 2 registrará un número menor de fragmentos y el detector 3 registrará un número aún menor. Comparando estos números con la velocidad de la cinta se puede determinar el período de semidesintegración y compararlo con los ya conocidos en la actualidad. Como resultado del experimento fue descubierto un nuevo período de semidesintegración para la fisión espontánea, igual a $T_{1/2}$ = 0,3 s, cuyo origen es lógico relacionarlo con un nuevo núcleo antes desconocido. (Mediciones más precisas, realizadas con posterioridad, mostraron que para este núcleo $T_{1/2}$ = 0,1 + 0,05s). Sin embargo, afirmar con una seguridad absoluta que este nuevo núcleo es el del elemento 104, seria, con todo, prematuro. El hecho es que, además de la reacción (151) antes mencionada, la interacción de los núcleos de neón con los núcleos de plutonio puede dar lugar a la aparición de varios isótopos más (no del número 104) de elementos transuránicos con propiedades *no estudiadas* hasta ahora. Así, en las reacciones

$$^{22}_{10}\mathrm{Ne} + {}^{242}_{94}\mathrm{Pu} \rightarrow {}^{260}_{103}\mathrm{Lr} + p + 3n \quad (152)$$

$$^{22}_{10}\mathrm{Ne} + {}^{242}_{94}\mathrm{Pu} \rightarrow {}^{258}_{102}\mathrm{No} + \alpha + 2n \quad (153)$$

pueden surgir isótopos de los elementos 103 y 102, a los cuales, en principio, también puede pertenecer el período de semidesintegración $T_{1/2}$ = 0,1 s. Además, los núcleos de elementos transuránicos aún más ligeros (por ejemplo, el $_{95}$Am) pueden experimentar la fisión espontánea, encontrándose no en estado fundamental (que está bien estudiado), sino en estado excitado (isomérico). En este caso el periodo de semidesintegración disminuye bruscamente, de manera que el valor $T_{1/2}$ = 0,1 s se puede explicar también con este fenómeno.

Para obtener unos resultados más unívocos fue emprendida una serie de experimentos con el fin de examinar las particularidades de las diferentes reacciones nucleares que se desarrollan durante el proceso de interacción de los núcleos de neón y de plutonio. Estos experimentos mostraron con bastante claridad que el núcleo del elemento número 104 es el responsable de la magnitud $T_{1/2}$ = 0,1 s. Y a pesar de todo, los autores del descubrimiento, comprendiendo la complejidad exclusiva del fenómeno examinado, decidieron convencerse de la justeza de sus conclusiones por medio de los *métodos químicos.*

Esta era una decisión natural, pero audaz. Natural porque el elemento número 104 es el primero de los elementos transuránicos que no debe poseer las propiedades de los actínidos. Audaz porque las propiedades químicas del elemento número 104 tenían que ser estudiadas en un número contado de átomos, el tiempo de vida media de los cuales constituye una fracción de segundo.

Este carácter específico sin precedentes de las condiciones exigió elaborar un procedimiento *expreso* especial de separación química *continua* de los productos de la reacción nuclear cerca del lugar de sus apariciones. Este procedimiento fue elaborado por un grupo de colaboradores checoslovacos y soviéticos del Instituto Unificado de Investigaciones Nucleares de Dubná, bajo la dirección del químico checoslovaco Zwari.

La idea de este método consiste en la utilización de la diferente volatilidad de los compuestos *superiores*[43] del cloro con elementos de los grupos III, IV y V del

sistema periódico. Los cloruros superiores de los elementos del grupo III (éstos tienen la fórmula química $RC1_3$, por ejemplo $LaCl_3$ o $AcCl_3$) poseen una volatilidad muy pequeña hasta una temperatura aproximada de 1000 °C; los cloruros superiores de los elementos del grupo IV (su fórmula es $RC1_4$, por ejemplo $ZrCl_4$) y del grupo V (RCl_5, por ejemplo $NbCl_5$), al contrario, se subliman ya a temperaturas de 200-300 °C. Además, los cloruros de elementos de los grupos IV y V del sistema periódico se comportan de un modo distinto al interaccionar con cloruros de metales alcalinos (un filtro de KCl a una temperatura determinada absorbe los cloruros superiores de elementos del grupo V y deja pasar los cloruros superiores de elementos del grupo IV). Estas diferencias se pueden aprovechar, a) determinar las propiedades químicas del elemento número 104. Para eso, es necesario obtener el cloruro superior del elemento número 104 y ver cómo se comporta: ¿cómo RCl_3, RCl_4 o RCl_5? Si se comporta como RCl_3, el elemento número 104 es un actínido (y esto sería muy extraño); si se comporta como RCl_4, el elemento número 104 pertenece al grupo IV, es decir, es análogo al hafnio (y esto es completamente natural); y si se comporta como $RC1_5$, éste debe ser considerado como a un elemento del grupo V (esto sería, de nuevo, muy extraño)[44]

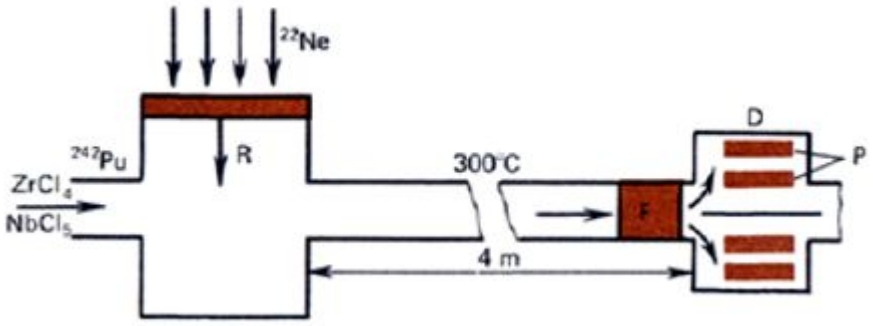


Figura 42

La Figura 42 muestra el esquema de principio de la instalación que fue utilizada para examinar las propiedades químicas del elemento número 104. Los átomos de los elementos transuránicos *R* que se originan durante las interacciones de tipo

(151) —(153) o en otras reacciones nucleares de ^{22}Ne con un blanco de ^{242}Pu, escapan del blanco (a causa del impulso recibido del ion Ne) y van a parar al chorro de vapor de $ZrCl_4$ y NbC_5 (portador). En el curso de interacción con $ZrCl_4$ y $NbCl_5$ el elemento transuránico R les quita los átomos de cloro y forma unos u otros cloruros superiores: ya sea $RC1_3$, si R es un elemento del grupo III; ya sea $RC1_4$, si R es un elemento del grupo IV; o bien $RC1_5$, si R pertenece al grupo V. El hecho de que durante la interacción del elemento R con $ZrCl_4$ (o $NbCl_5$) se originan precisamente cloruros superiores fue demostrado en los experimentos especiales preliminares.

Las moléculas originadas de los cloruros de elementos transuránicos junto con el chorro de vapores de $ZrCl_4$ y $NbCl_s$ van a parar a un tubo de 4 m de longitud, calentado hasta 300 °C. En vista de lo anteriormente indicado, los cloruros superiores del tipo $RC1_3$ condensarán en las paredes de dicho tubo y los de los tipos $RC1_4$ y RClj junto con los cloruros de circonio y niobio lo recorrerán e irán a parar al filtro *F* que en su interior está lleno de KC1. Los cloruros de elementos del grupo V ($NbCl_5$ y $RC1_5$, si él se origina) se absorberán por el filtro, y $ZrCl_4$ y $RC1_4$ alcanzarán el detector *D.*

El detector se compone de un conjunto de placas micáceas *P,* por entre las cuales pasa un gas que contiene moléculas RCl_4 del elemento radiactivo en estudio R. Los fragmentos que se originan durante la fisión espontánea del núcleo R se detectan por las huellas que ellos dejan en las placas micáceas. (La aplicación de la mica en vez del cristal está relacionada con la necesidad de trabajar en condiciones de temperaturas altas.)

Después de prolongados experimentos encaminados a seleccionar el régimen de trabajo (composición de la mezcla, temperatura, presión) Zwari y sus colaboradores lograron registrar en el detector 11 casos de fisión espontánea del elemento número 104. De este modo quedó demostrado que este elemento pertenece *al* grupo IV del sistema periódico de Mendeléiev. Este fue denominado *kurckatovio* Ku en honor al académico I. V. Kurchátov, fundador de la ciencia atómica soviética.

§31. La física nuclear y la medicina

Una radioemisora en el estómago — Reportaje desde el intestino delgado — La radioemisora más pequeña — Cómo se midió el volumen y la velocidad de la circulación sanguínea — Cuánta sangre tiene la persona — Órganos- coleccionistas — Viaje del yodo radiactivo — ¡Aló, aló, habla la glándula tiroidea! — Pintura maravillosa —Diagnosis del cáncer — Cómo localizar un tumor — Transmisión televisiva desde el hígado — Radioterapia — Con un cañón, contra las células — Etc., etc.

Es probable que usted haya oído de que los éxitos de la radiotecnia de microminiatura moderna permiten investigar el tracto gastrointestinal mediante radiopíldoras. En lugar de la sonda gástrica usted traga una tableta pequeña que representa de sí un radiotransmisor en miniatura. La frecuencia del transmisor depende de las propiedades del medio ambiente. La frecuencia de unas radiopíldoras varía, al variar la temperatura del medio y la de otras, al variar su acidez, etc. Va a parar esta radiopíldora al estómago y comienza su transmisión: "Soy la píldora, soy la píldora. Aquí todo marcha bien. La temperatura y la acidez son normales. Recepción[45] (Figura 43).

Figura 43

Pero, puede ser también y otra transmisión: “Soy la píldora, soy la píldora. No me gusta como marcha esto: ¡qué vida tan acida!”

¡Figúrese! Toda una radioemisora en el estómago. Y no sólo en el estómago. Después de permanecer el plazo establecido, la radiopíldora se pone en marcha junto con los alimentos, sin interrumpir su útil reportaje. En este caso, además de los datos sobre las propiedades del medio ambiente se presenta la posibilidad de obtener una información adicional sobre la velocidad con que se mueve la radiotableta (y, por consiguiente, los alimentos) y el tiempo de estancia en las diversas partes del tracto gastrointestinal. Para obtener estos datos es suficiente periódicamente “marcar” la disposición de la radiopíldora en el interior del organismo y fijar los instantes cuando varía la marcación. ¡Reconozca que los logros descritos de la radiotecnia y de la medicina parecen casi como un milagro!

Al mismo tiempo, estos éxitos podrían ser mucho mayores, si el tamaño de las radiopíldoras fueran mucho menor. No es difícil imaginarse, las posibilidades que tendrían las radiotabletas, si pudieran pasar no sólo por el tracto estrecho del esófago hacia el estómago, sino también, digamos, a través de las paredes del estómago a la sangre, y con la sangre a cualquier otro órgano ¿Fantástico? ¡No! Tales tabletas superminúsculas hace tiempo que se conocen y se utilizan ampliamente en la medicina. Sólo la primera parte de su dominación no está relacionada con la radiotecnia, sino con la radiactividad. Los *átomos radiactivos aislados* (radionúclidos) son estas microrradiotabletas.

En efecto, con toda la pequeñez de los micromódulos, éstos no pueden competir por su tamaño con los generadores físico-nucleares de radiación, los átomos radiactivos (mejor dicho, los núcleos atómicos). Es que los átomos radiactivos, si se introducen en la sangre, efectivamente pueden penetrar en cualquier parte del organismo, en sus rincones más inaccesibles, y de allí transmitir, emitiendo cuantos γ.

Claro que en este caso para transmitir la información no puede utilizarse el método descrito antes de modulación de la frecuencia, puesto que la frecuencia de "la radioemisora" nuclear permanece invariable, cualesquiera que sea la acción sobre ésta por parte del medio exterior. Pero, en cambio, en el medio hay tantas radioemisoras que como información puede servir, por ejemplo, la comunicación sobre su número, la concentración en un lugar dado, la velocidad de su variación, etc. Estas comunicaciones llegan automáticamente de los átomos radiactivos. De este modo los radionúclidos poseen todas las ventajas de las radiotabletas más la capacidad de penetrar a cualquier lugar del organismo. Por eso, utilizándolos en medicina, se pueden esperar un número mucho mayor de "milagros" que aquellos que dimos a conocer al principio de este párrafo. Esto es así en realidad. El método de isótopos radiactivos en la medicina permite resolver los problemas más inesperados y contestar a las preguntas más increíbles. Examinemos algunos ejemplos de los diversos ámbitos de su aplicación (diagnosis, investigación de la función de los diferentes órganos, tratamiento).

Durante la diagnosis de las enfermedades cardiovasculares, a veces, puede ser muy importante saber la cantidad total de sangre en el organismo, la velocidad de circulación de la sangre y el volumen de sangre que circula por unidad de tiempo. Es importante, porque estos parámetros son los indicadores sensibles de la enfermedad. Se pregunta, ¿cómo determinar estos índices en un organismo vivo (*in vivo*, como dicen los médicos)?

Si usted quiere medir la velocidad del agua en un río, tira al río un palo y mide la distancia que pasó dicho palo en un tiempo determinado. Por este método usted *marca* cierto volumen de agua que corre al lado (y junto) del palo, es decir, adquiere la posibilidad de seguir su movimiento, observando el movimiento del palo, físicamente esta posibilidad se asegura por el hecho de que el palo *se puede observar,* es decir, porque emite luz difusa. Así, pues, el palo hace las veces de *marca* de un volumen determinado de agua.

De igual manera hacen también los médicos. En la vena del brazo se inyecta 0.25 cm^3 de una disolución fisiológica que contiene un isótopo de sodio radiactivo (de unas decenas de microcurie) ^{24}Na (“se lanza el palo”). De este modo un volumen pequeño de sangre que circula por el organismo resulta señalado por una marca radiactiva. Esta marca se puede “ver” no peor que el palo en el rio, ya que la radiación γ, emitida por el isótopo radiactivo de sodio, atraviesa fácilmente los tejidos del organismo y puede ser registrada con detectores gamma especiales.

Como resultado surge la posibilidad de seguir el movimiento del volumen marcado de sangre durante cierto intervalo de tiempo (hasta que la disolución fisiológica se reparta uniformemente por todo volumen de sangre). Generalmente esto se hace por medio de un contador gamma, instalado junto a otra parte del organismo, bastante alejada del lugar donde se introduce el preparado radiactivo (por ejemplo, cerca de la otra mano o junto al pie). Unas decenas de segundos después de introducir el preparado radiactivo, el contador registrará la aparición de la radiactividad. Esto significa que la sangre ha llevado hasta aquí el preparado radiactivo inyectado en la vena.

Las mediciones mostraron que en los adultos la sangre circula desde una mano hasta la otra como promedio unos 15 s, desde la mano hasta el pie cerca de 20 s. Si el contador se instala sobre un vaso grande, se logra registrar la aparición de dos máximos de radiactividad (con un intervalo cerca de 40-45 s), los cuales corresponden a dos recorridos consecutivos de la onda radiactiva de la sangre. Este es el tiempo de circulación del total de sangre.

A cada paso por el corazón, la disolución fisiológica con la marca radiactiva se diluye en un volumen de sangre bastante grande que se halla en la región del corazón. Cuanto mayor es el volumen de la sangre que circula, tanto más rápida resulta la disolución. El grado de dilución se puede apreciar por la variación de la concentración de átomos radiactivos a la salida de éstos de la región del corazón, es decir, por la variación de la radiactividad. Por consiguiente, midiendo la radiactividad, se puede determinar el volumen de sangre en circulación de la

sangre. La elaboración matemática de los resultados de estas mediciones muestra que en un hombre adulto sano el volumen de sangre que circula por unidad de tiempo es de 5,5-6 l/min.

Finalmente, si esperamos bastante tiempo (unos 5 min) a causa del mezclado los átomos radiactivos se distribuyen uniformemente por todo el volumen de sangre. Si ahora hacemos un análisis de sangre y comparamos la concentración de átomos radiactivos obtenida con la inicial en la disolución fisiológica, entonces, conociendo el volumen de la disolución suministrada, se puede calcular el volumen total de sangre. En el hombre adulto este volumen puede ser de 4 a 8 l. De un modo análogo puede determinarse la cantidad de sangre en cualquier parte del cuerpo (en la pierna, en el brazo), si antes de introducir el preparado radiactivo, interrumpimos ésta por un tiempo de la circulación general (por ejemplo, con un aparato para medir la presión arterial).

Una serie grande de investigaciones encaminadas a diagnosticar diferentes enfermedades por el método radioisotópico se funda en una particularidad magnífica del organismo que consiste en la capacidad de coleccionar en sus tejidos ciertas substancias químicas. Se conoce, por ejemplo, que la glándula tiroidea elimina del organismo y acumula en su tejido el yodo, el tejido óseo acumula el fósforo, el calcio y el estroncio; el hígado acumula ciertos colorantes, etc. En este caso, si el órgano funciona normalmente, el proceso de acumulación se caracteriza por su velocidad y por la cantidad de substancia acumulada; al alterarse la función del órgano se observan desviaciones de este régimen. Por ejemplo, en el caso de la enfermedad de Basedow, la actividad de la glándula tiroidea aumenta bruscamente y esto va acompañado tanto de la aceleración como del aumento de la acumulación de yodo; en caso de otra enfermedad, la glándula tiroidea, al revés, funciona más débil de lo normal lo cual va acompañado de la retardación *y* la disminución de la acumulación del yodo.

Es cómodo seguir todas estas particularidades de la acumulación del yodo por medio de su isótopo radiactivo y. Si introducimos en el organismo (con una

glándula tiroidea normal) yodo radiactivo ^{131}I, a los pocos minutos éste empezará a depositarse en la glándula tiroidea, y dentro de un par de horas esta última "filtrará" de todo el yodo introducido en el organismo una decena entera de por ciento.

Una vez en la glándula tiroidea, los átomos de yodo radiactivo transmiten señales como diciendo: "estamos aquí, estamos aquí". Estas señales son la radiación γ emitida por ellos, la cual de manera similar a la radiación X atraviesa fácilmente el tejido del organismo y se registra por los contadores gamma. Si la glándula tiroidea está sana, pasado un tiempo determinado después de introducir en el organismo el yodo, la radiación γ va a tener cierta intensidad óptima. Y la señal sonará de la manera siguiente: "¡estamos aquí, estamos aquí, todos estamos reunidos, todo está en orden!". Pero, si la glándula tiroidea funciona mal, la intensidad de la radiación γ será anómalamente alta, o, al contrario, baja, y la señal sonará con inquietud: ¡"estamos aquí, estamos aquí, pero somos demasiados"! o ¡"estamos aquí, estamos aquí, pero somos pocos"!

Ese mismo yodo radiactivo ^{131}I puede ser utilizado para examinar el funcionamiento del hígado, si con éste se marca un colorante orgánico especial, la rosa de Bengala. La aplicación de este método se funda en el hecho de que el colorante, introducido en la sangre, se elimina del organismo sólo después de pasar por el hígado. La velocidad con que transita el colorante de la sangre al hígado, el tiempo de permanencia en éste y la velocidad de su eliminación del hígado son resultado del estado del hígado. Cuando el hígado está enfermo disminuye tanto la velocidad de transición del colorante de la sangre al hígado como la velocidad de su eliminación de éste. Se puede seguir, una vez más, todas estas particularidades del funcionamiento de hígado por medio del contador gamma situado por encima de la superficie del hígado. Este procedimiento, sin duda, es más cómodo para los médicos y también menos desagradable para el enfermo que el método anterior (sin la aplicación del yodo radiactivo), el cual se reducía a la realización de una serie de análisis consecutivos de la sangre para comparar la cantidad de colorante presente en ella.

Un método semejante es aplicable para examinar el funcionamiento de los riñones, si en la sangre se introduce otro preparado. En este caso las ventajas del método físico-nuclear son notables literalmente, ya que los métodos habituales de examinar son bastante desagradables (son fatigosos para el enfermo, como dicen delicadamente los médicos).

Los radionúclidos (yodo ^{131}I, fósforo ^{32}P, oro coloideo ^{198}Au, etc.) se utilizan para revelar los tumores malignos en los diferentes órganos. La diagnosis de los tumores malignos se basa en que las células del tumor acumulan *de otra manera* el preparado radiactivo en comparación con las células del tejido sano. Se sabe, por ejemplo, que el tumor se caracteriza por una acumulación más elevada del fósforo radiactivo en comparación con el tejido normal. Por lo visto esto se debe a que los compuestos de fósforo son las fuentes ricas en energía química, cuyo exceso es necesario para la biosíntesis de las proteínas del tejido del tumor en crecimiento rápido.

El fósforo radiactivo emite partículas (3 con un recorrido promedio, en el tejido, cerca de 3 mm (el recorrido máximo es de 8 mm). Por eso se utiliza para la diagnosis de tumores que se hallan cerca de la superficie del cuerpo (piel, tejidos blandos del hombro y de la cadera), o en las cavidades con acceso relativamente fácil (laringe, esófago, etc.). En estos casos el contador beta (para las cavidades se utilizan sondas beta especiales) se puede instalar tan cerca del tumor que se logre registrar la radiación β emitida por el ^{32}P.

Los isótopos radiactivos de yodo (^{131}I) y de oro (^{198}Au) emiten radiación γ que atraviesa fácilmente los tejidos del cuerpo humano. Por eso se utilizan para la diagnosis de tumores en los órganos interiores (glándula tiroidea, cerebro, hígado, etc.). El radionúclido se inyecta en la vena junto con una disolución fisiológica (^{198}Au) o como parte de substancias especiales (^{131}I). Para el hígado esta substancia es el colorante orgánico rosa de Bengala que ya hemos citado, para el celebro es la diyo-fluoresceina y la albúmina. (Estas substancias se adsorben mucho mejor por el tejido del tumor del cerebro que por el tejido normal.)

La radiación γ, emitida por el ^{131}I, es registrada por el contador gamma protegido por un colimador de plomo con orificio de admisión pequeño. Este dispositivo permite registrar la radiación γ que pasa por el contador en una dirección determinada. Cambiando la posición del contador respecto al órgano que se quiere examinar, se puede obtener la topografía de como se distribuye en él la substancia radiactiva y cuando su carácter es irregular expresar la suposición sobre la presencia de un tumor. Para localizar con mayor precisión los tumores, la investigación se puede llevar a cabo con dos contadores gamma situados a cierta distancia y formando cierto ángulo entre éstos. Cada contador, por medio de un colimador de plomo, precisa su dirección por la cual pasa la radiación de mayor intensidad (o, al contrario, menor). Por el punto de intersección de estas dos direcciones se puede, con bastante exactitud, "localizar" el lugar del tumor en el interior del órgano que se examina.

Uno de los métodos más perfectos de investigación radioisotópica de los órganos internos es la utilización de aparatos especiales de acción automática, los *scanners.* La parte principal de este aparato, el contador gamma con el colimador, se mueve con una velocidad constante sobre la superficie del órgano que se examina, observando sucesivamente cada uno de sus sectores y fijando la radiación γ emitida por éste. Dicho aparato proporciona los resultados en forma de la scannografia, es decir, una película fotográfica, cuyo grado de ennegrecimiento en los diferentes lugares corresponde a la intensidad de la radiación γ registrada (compárese con el roentgenograma). En algunos tipos de scanner la intensidad de la radiación γ se registra en papel común mediante el número de rayas o puntos por unidad de camino, recorrido por el contador. La scannografia presenta una imagen sobre la distribución del radionúclido por el organismo. En particular, con su ayuda se puede precisar la posición del órgano, sus dimensiones y la forma, así como revelar los lugares de posibles afecciones tumorales. De esta forma, los radionúclidos llevan a efecto no sólo "transmisión radiada", sino también "transmisión televisiva" desde los órganos interiores del cuerpo humano.

Además de la diagnosis, los radionúclidos se utilizan ampliamente para los tratamientos. El método de átomos marcados hizo una gran aportación en la lucha contra los envenenamientos. Este método permite observar las vías de acceso, dentro del organismo, de la substancia venenosa, las particularidades de su acción nociva y el método de evacuación del organismo. Naturalmente, como resultado de un estudio tan minucioso de la conducta de la substancia venenosa se logra elaborar la forma más correcta para eliminarla rápidamente del organismo. Problemas semejantes se resuelven al investigar las nuevas medicinas, pero con la diferencia de que en este caso se persiguen fines inversos, encontrar el medio para hacer llegar la medicina lo más rápido posible al órgano que la necesita y en cantidades suficientes.

Es especialmente amplia la utilización de los radionúclidos en la medicina, para la radioterapia. La esencia de la acción biológica de las substancias radiactivas en el organismo consiste en lo siguiente. La emisión radiactiva provoca la ionización de los átomos y las moléculas de las substancias orgánicas e inorgánicas que forman el organismo (incluyendo el agua). Los iones que se forman poseen una actividad química muy alta, gracias a lo cual reaccionan con las moléculas del tejido. Como resultado de esta acción, las funciones del tejido varían: se perturba el metabolismo, varía la intensidad de la multiplicación de células (hasta eliminarla por completo).

Se distinguen dos métodos de tratamiento por radiación: la acción sobre el sistema nervioso con el fin de restablecer las funciones de cierto órgano y la acción directa sobre el órgano enfermo, por ejemplo, la irradiación de los tumores malignos. La base teórica del tratamiento de los tumores por radiación es la radiosensibilidad elevada de las células del tumor en comparación con las normales.

La radiación ionizante se puede aplicar al órgano que la necesita tanto desde el exterior del organismo como desde el interior. En el primer caso se utilizan aparatos especiales cargados con radionúclidos y (las llamadas *bombas de cobalto*, etc.), vendas radiactivas (por ejemplo, para curar la piel), baños de radón, y en los

últimos años: haces de partículas, obtenidas en aceleradores. En el segundo caso, un radionúclido se inyecta en el tejido con ayuda de agujas huecas especiales o se utiliza la capacidad, descrita antes, de los órganos de acumular ciertas substancias. Por ejemplo, para curar la enfermedad de Basedow se emplea la propiedad de la glándula tiroidea de acumular el yodo. Introduciendo en el organismo una cantidad bastante grande de yodo radiactivo ^{131}I, se puede conseguir que la radiación emitida por él disminuya hasta la norma la función elevada de la glándula tiroidea.

En estos ejemplos se ven con especial claridad las posibilidades maravillosas de los radionúclidos en la medicina. Ellos no sólo penetran en los lugares más recónditos del organismo para diagnosticar la enfermedad y comunicar acerca de ésta por medio de un "reportage radiado" o una "transmisión televisiva", sino también hacen obrar activamente para curar el órgano enfermo.

Como conclusión señalemos que el papel de la física nuclear en la medicina de ningún modo se limita a la aplicación de sus métodos para examinar exclusivamente el organismo humano. Un valor no menos importante tienen los éxitos de la física nuclear en otras direcciones afines. En farmacología: es la preparación de medicinas marcadas, incluso de origen vegetal; en epidemiología: la obtención de microbios marcados; en la construcción de aparatos para la medicina: la creación de un aparato portátil que sustituye al aparato de rayos X; en antisepsia: la esterilización del instrumento médico por radiación γ, etc.

§32. La física nuclear y la arqueología

Cronología de las antigüedades — Ciencias exactas y cronología — Magnetismo "congelado" — Método del carbono radiactivo — El lector de nuevo vuela al pasado — Un tocón y una momia en lugar de un reloj — Edad póstuma — Sobre las "reglas de juego" en la ciencia — El lector se convierte en físico — Cálculo del experimento — Dificultades de medición — "Rejuvenecimiento" del carbón de piedra — El árbol como máquina del tiempo —

Secreto de la naturaleza sin adivinar — La física es una ciencia difícil.

¿No les asombra el título de este párrafo? La arqueología es una ciencia humanitaria. Ella estudia la historia de la sociedad humana por monumentos de la cultura material, por ejemplo, por las herramientas de trabajo o por obras de arte. El método principal de investigación es la realización de excavaciones. Se pregunta: ¿qué relación puede haber entre la física nuclear y una ciencia humanitaria? Pues resulta que la más directa: en la física nuclear se ha elaborado uno de los mejores métodos de cronología de las antigüedades.

Al estudiar el pasado es muy importante determinar a qué periodo de desarrollo de la sociedad humana pertenece tal o cual hallazgo arqueológico. Los arqueólogos saben hacerlo por las fuentes escritas, por la sucesión de capas de tierra en los restos de la cultura primitiva, por el dibujo de los anillos anuales en los árboles utilizados en las construcciones antiguas[46] por la alternación del mundo animal y vegetal, etc. Sin embargo, los métodos enumerados a veces no dan una respuesta unívoca cuantitativa en forma absoluta, es decir, una respuesta del tipo “el objeto descubierto pertenece a tal año antes de n.e. (o después de n.e.)”; más a menudo la respuesta no lleva un carácter absoluto, sino más bien relativo semicualitativo, por ejemplo, “el objeto N° 1 es mayor que el objeto N° 2, y el objeto N° 2 es mayor que el objeto N° 3. Por eso, surge el deseo de comprobar las conclusiones, obtenidas por los métodos enumerados antes, por algún método totalmente distinto, cuantitativo, que se base en las ciencias exactas: la física, química, astronomía. Tales posibilidades existen.

Se sabe, por ejemplo, que los huesos de los animales a causa de su permanencia en la tierra varían regularmente sus propiedades físicas y químicas, gracias a lo cual, hablando metafóricamente, el cráneo de un hombre antiguo no se puede confundir con el de un mono de hoy; la investigación metalográfica de objetos metálicos fósiles permite relacionarlos con tal o cual período histórico a partir de las

particularidades de la constitución estructural de los metales o aleaciones y por la tecnología de fabricación del artículo hallado; en las fuentes escritas, a veces, hay referencia a eclipses, cuyo comienzo los astrónomos saben calcular, tanto hacia adelante como hacia atrás, con una precisión exclusiva. Sin embargo, el primero y el segundo métodos tienen, más bien, carácter relativo que absoluto y, además, su aplicación es limitada solamente a un tipo de hallazgo arqueológico (a los huesos, en el primer caso, y a los metales o sus aleaciones, en el segundo). Además de esto, el primer método no se distingue por una precisión alta. El tercer método es muy original en su precisión, pero su aplicación tiene un carácter episódico: es posible sólo en el caso cuando en el monumento escrito se indica algo sobre un "signo celeste" (recuerde el "Cantar de las huestes de Igor"). Hace quince años, más o menos, fue propuesto un método para determinar la edad de los hallazgos de cerámica por el campo magnético de la Tierra que existía en esta región en el momento de la cochura de este artículo y que quedó "fijado" en él. Este método es muy interesante, pero para su aplicación hay que hacer un trabajo muy difícil que consiste en la confección de los mapas magnéticos de la tierra de los siglos pasados.

En una palabra, en el momento actual ninguno de los métodos basados en las ciencias exactas, puede satisfacer a los arqueólogos. Y sólo por medio de la física nuclear se logró crear un método bastante preciso y seguro para la cronología absoluta.

En 1948 el físico norteamericano Libby propuso el llamado método del *carbono radiactivo* de marcado cronológico de los hallazgos fósiles de procedencia orgánica (por el invento y elaboración de este método obtuvo el premio Nobel de Física en 1960). La idea del método del carbono radiactivo consiste en la medición de la radiactividad remanente A del objeto descubierto y su comparación con un valor estandarizado A_0. Cuanto más sea la diferencia entre la radiactividad del objeto descubierto y la estandarizada, tanto mayor es la edad del objeto.

Expliquémonos por qué resulta así. Como se sabe en el curso del metabolismo una planta viva asimila del aire el ácido carbónico CO_2. La parte fundamental del carbono que entra en la composición del ácido carbónico está representada por los isótopos estables ^{12}C (99%) y ^{l3}C (cerca de un 1%). Sin embargo, además de ellos, el CO_2 consta también de cantidades muy pequeñas de mezcla (10^{-l0} %) del isótopo *radiactivo* del carbono ^{14}C [éste puede surgir como resultado de la reacción $^{14}{}_{7}N(n, p)$ $^{14}{}_{6}C$ que transcurre en el nitrógeno atmosférico; los neutrones necesarios para esta reacción aparecen en la atmósfera a cuenta de los procesos provocados por los protones cósmicos]. Este isótopo de carbono se absorbe por los organismos vivos junto con los isótopos fundamentales ^{12}C y ^{13}C. El contenido de ^{14}C en la atmósfera casi no varía con el tiempo (la intensidad promedia de la radiación cósmica cambia muy poco con el tiempo), por eso el porcentaje de ^{14}C en una planta viva también es prácticamente invariable (no depende de la época histórica). Un gramo de carbono de madera viva contiene actualmente la misma cantidad de ^{14}C que, digamos, hace 10 000 años. Precisamente esta circunstancia permite colocar en el tiempo los hallazgos arqueológicos. Para comprender mejor, cómo se hace esto, planteemos el siguiente experimento imaginario.

Figura 44

Hallemos en el globo terrestre un bosque viejo sobre el cual se puede, con seguridad, suponer que vive en este lugar ya más de un milenio. Tomemos en este bosque una región con árboles buenos de muchos años. Traslademos allí del §28 nuestra máquina del tiempo, montemos en ella y trasladémonos a 10 000 años atrás (Figura 44). Si el lugar fue elegido correctamente, nos encontraremos en el mismo bosque en el periodo de su juventud. Salimos de la máquina, cortamos un árbol de muchos años, extraemos de él el carbono, analizamos éste para determinar la existencia de radiactividad y calculamos el número de núcleos radiactivos[47] en el valor obtenido. Descubriremos que la madera del árbol *recién cortado,* contiene N_0 núcleos de ^{14}C por gramo de carbono. Memorizamos este resultado y después de marcar, por si acaso, el árbol cortado con el número (N° 1), tomemos de nuevo la máquina del tiempo y avanzamos en este caso 5000 años hacia adelante. Talamos un segundo árbol (N° 2) y, una vez analizado, nos convencemos de que dentro de 5000 años 1 gramo de carbono extraído de madera recién cortada también contiene los mismos N_0 núcleos del ^{14}C. Memorizando también este resultado, volamos 5000

años más adelante, es decir, regresamos a la actualidad y cortamos un tercer árbol (N° 3). Su análisis también da N_0 núcleos de ^{14}C por gramo de carbono. Interesados por esta coincidencia (¿es o no un error?), decidimos hacer una vez más las mediciones, pero ya sin la máquina del tiempo. (¡Para qué volar al pasado, si los tres árboles cortados y numerados están ante nosotros!). Sin embargo, al repetir las mediciones, nos asustamos, por cuanto sólo el árbol N° 3 dio el mismo resultado que obtuvimos antes (N_0) y ¡el primer y el segundo árboles dieron $N_0/4$ y $N_0/2$, respectivamente! ¿Qué pasa? ¿Dónde está el error?

¡No hay ningún error! En los tres casos hemos hecho las mediciones correctamente, pero en condiciones diferentes. Pues la segunda medición del árbol N° 1 (N° 2) fue hecha 10 000 (5000) años *después de* talado, es decir, después de que éste haya dejado de absorber el ^{14}C de la atmósfera. Empezando por este momento la cantidad de ^{14}C en la madera ya no puede quedar invariable: esta cantidad debe disminuir según la ley de desintegración radiactiva (véase el §5):

$$N(t) = \frac{N_0}{2^{\frac{t}{T_{1/2}}}}$$

El árbol cortado se comporta de manera similar a un reloj de arena, pero el papel de los granos de arena lo desempeñan los núcleos radiactivos de ^{14}C. Cuanto más tiempo t pase desde su tala, tanto menor será el número de núcleos radiactivos que en él queden. Pero a diferencia del reloj de arena, en el que ésta se vierte uniformemente y pasado el tiempo $t = t_0$ se verterá toda la arena, la disminución de la "arena" radiactiva en nuestro "reloj de madera" se produce de una manera totalmente distinta.

Pasado el tiempo t, que es igual al periodo de semidesintegración ($t = T_{1/2}$), en cada gramo de carbono del número original de núcleos radiactivos N_0 quedará sólo la mitad:

$$N\,(T_{1/2}) = N_0/2;$$

pasado $t = 2T_{1/2}$, la mitad del que había en el instante $t = T_{1/2}$, es decir, un cuarto de la cantidad inicial N_0:

$$N\,(2T_{1/2}) = (1/2)\,N\,(T_{1/2}) = N_0/4 \qquad (154)$$

pasado $t = 10T_{1/2}$, aproximadamente una milésima parte:

$$N\,(10T_{1/2}) = N_0/2^{10} = N0/1024 \qquad (155)$$

etc. (Figura 45). ¡La “arena” radiactiva nunca se vierte por completo de los relojes de “madera”!

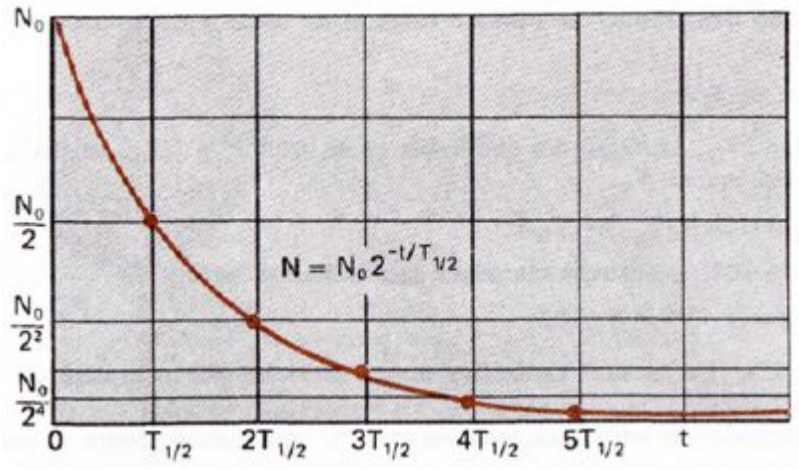


Figura 45

El periodo de semidesintegración de ^{14}C aproximadamente es igual a:

$$T_{1/2}(^{14}C) \approx 5000 \text{ años} \qquad (156)$$

[Un valor más exacto de $T_{1/;2}(^{14}C)$, obtenido como término medio de las cinco últimas mediciones, es $T_{1/2}(^{14}C)$ = (5730 + 20) años. El valor aproximado $T_{1/2} \approx$ 5000 años está seleccionado para mayor simplicidad.] Por eso la radiactividad remanente del árbol 5000 años después de cortado debe ser un 50%, y después de 10 000 años, un 25% de la original. Esto precisamente explica la diferencia entre las segundas mediciones y las primeras para los árboles N° 2 y N° 1. En lo que se refiere al árbol N° 3, en éste ambas mediciones fueron hechas prácticamente al mismo tiempo (se supone que el viaje en la máquina del tiempo pasa instantáneamente), por eso ellas no se diferencian entre sí. Por consiguiente, valiéndose solamente de los resultados de las mediciones *repetidas* se puede establecer cuándo fue cortado y qué árbol. Ni las primeras mediciones, ni la marcación en los árboles, ni la máquina del tiempo resultaron necesarias. Y si eso es así, podemos hacer el paso siguiente y pasar del experimento imaginario irrealizable a un experimento que en principio sea posible.

Figúrese que durante unas excavaciones arqueológicas usted descubrió un objeto antiguo de madera. En este caso, una vez examinada la radiactividad $A(t)$ y comparado el valor obtenido con la magnitud A_0, conocida para la madera viva, se puede determinar t, es decir, el tiempo que transcurrió desde el instante en que fue cortado el árbol, del cual fabricaron este objeto. De manera similar se puede determinar también la fecha del fallecimiento de un ser vivo, si se mide la radiactividad de sus restos. Esta posibilidad está relacionada con el hecho de que los animales (mientras viven), igual que las plantas, tienen un número constante de núcleos ^{14}C por gramo de carbono (los herbívoros reciben el ^{14}C a través de los productos vegetales que comen; los animales carnívoros a través de los herbívoros). De este modo, cada vegetal y cada ser vivo tiene dos tipos de relojes. Unos relojes son biológicos y marcan la edad. Ellos empiezan a funcionar cuando nace el organismo y cesan al morir éste. Los cambios de edad del organismo (por ejemplo, los anillos anuales del árbol, las arrugas del hombre, etc.) son las agujas de estos relojes. Los otros tipos de relojes son los de carbono radiactivo que marcan “la

edad" de la muerte. Mientras la planta crece y el animal vive estos relojes están parados. La muerte pone en marcha estos relojes y desde este instante ellos funcionan perpetuamente. La radiactividad remanente del carbono que forma parte de las plantas y los animales sustituye a las agujas de estos relojes.

La primera verificación de la seguridad del método del carbono radiactivo fue realizada sobre monumentos arqueológicos de edades *conocidas* (anillos anuales de árboles de muchos años, las partes de madera en las tumbas de faraones que de los papiros se sabe cuando murieron, etc.). Esta prueba dio buena coincidencia con fechas ya conocidas (Figura 46), después de lo cual se confió en el método nuevo y lo empezaron a utilizar ampliamente.

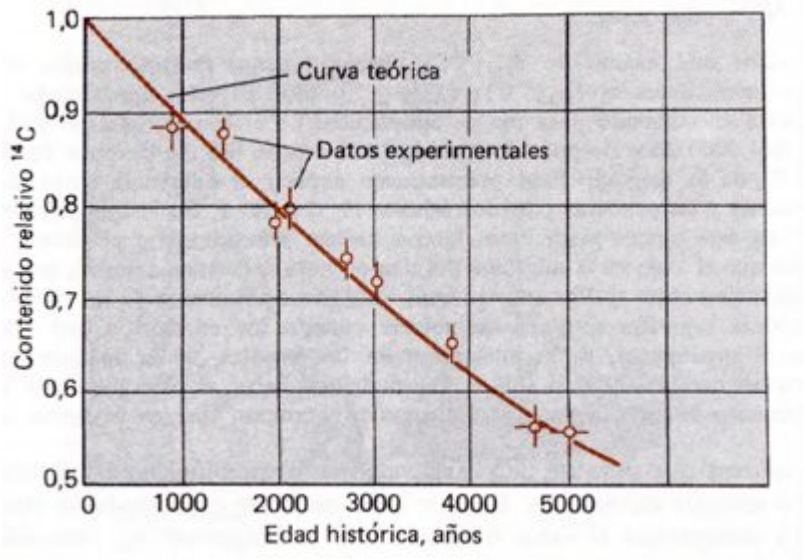


Figura 46

Esto permitió desenredar gran cantidad de enigmas cronológicos, cuya resolución no se podía conseguir con ayuda de la arqueología "pura". Como resultado, el método del carbono radiactivo se considera uno de los más seguros para la edad de los objetos fósiles de procedencia orgánica.

Pero, por supuesto, la afirmación enunciada es justa solamente en el caso si este método se usa correctamente. Todo método científico tiene una región determinada

de posible aplicación en cuyos límites da resultados exactos. La salida fuera de los límites de esta región es inadmisible, ya que esto de modo inevitable conllevará a la equivocación y, por consiguiente, a una desilusión inútil en las posibilidades de este método. El método del carbono radiactivo tiene también sus “reglas de juego”. Su incumplimiento puede ocasionar (y más de una vez ocasionó) un desplazamiento incontrolable en las fechas a determinar, además, alguna que otra vez, se llega a conclusiones anecdóticas. De acuerdo con la radiactividad medida puede resultar que ciertos organismos que actualmente viven deberían morir ya hace tiempo (varios siglos atrás), mientras que otros organismos de los que hoy viven, a juzgar por su radiactividad, todavía no han nacido, que las capas de tierra que se encuentran más arriba del objeto se originaron antes que las de abajo, que un objeto antiguo fue fabricado de la madera de un árbol que en aquel momento todavía no podía haber nacido, etc.

He aquí sobre el porqué semejantes absurdos a veces ocurren, cómo hacer para que no tengan lugar, de qué depende la precisión en las mediciones y cómo apreciarla, quisiéramos hablar ahora.

Vamos a hacer un paso más y paremos del examen de la idea de un experimento que en principio es posible al cálculo de un experimento real. Para ello, el lector tiene que convertirse temporalmente en un físico— experimentador y sumergirse en sus preocupaciones.

Supongamos que nosotros tenemos que resolver un problema relacionado con la determinación de la edad de un hallazgo arqueológico con un error de +100 años. Parecería que la exigencia es muy sencilla, ¿no es así? Sin embargo, vamos a ver a qué nos conduce en la práctica.

El período de semidesintegración del ^{14}C supera los 5000 años. Por lo que la actividad de la muestra disminuye muy lentamente. Es fácil calcular que en 100 años (hablando más exactamente, en 80 años) ella disminuye sólo en un 1 %. De aquí se deduce que para determinar las fechas con un error de ± (80-100) años hay

que estar seguro en la corrección con que se mide la radiactividad de la muestra con un error no mayor de +1%. Se pregunta ¿cómo conseguirlo?

Se sabe que los resultados de las mediciones, obtenidos con ayuda de los contadores, tienen un carácter estadístico, con la particularidad de que la desviación del valor medido n respecto del valor original n_0 alcanza $\pm \sqrt{n}$. Hablando más exactamente, la probabilidad de que el valor original n_0 se encuentre dentro de los límites $n - \sqrt{n} < n_0 < n + \sqrt{n}$ es igual a un 67%. Si tomamos unos límites más amplios $n - 2\sqrt{n} < n_0 < n + 2\sqrt{n}$, la probabilidad será igual a unos 90%. Para que el error de la medición sea no menos de un 1%, hay que garantizar el cumplimiento de la desigualdad

$$\sqrt{n}/n < 0{,}01, \text{ o sea } n > 10000 \quad (157)$$

En estos casos, los físicos dicen: hay que conformar la estadística a partir de 10000 casos de desintegración. ¿Esto es difícil o fácil? La respuesta a esta pregunta depende del valor del efecto medio, es decir, de la radiactividad de la muestra examinada que se expresa mediante el número de desintegraciones por unidad de tiempo.[48]

Según la ley de desintegración radiactiva, el número de desintegraciones ΔN que se produce en un intervalo de tiempo Δt (se supone que $\Delta t << T_{1/2}$) es proporcional a este intervalo de tiempo y at número de núcleos radiactivos N:

$$\Delta N = -\lambda N \, \Delta t \quad (158)$$

La *constante de la desintegración radiactiva* hace las veces de coeficiente de proporcionalidad

$$\lambda = 0{,}69/T_{1/2} \text{ s}^{-1} \quad (159)$$

[El signo menos en (158) señala el hecho de disminución del número de núcleos radiactivos durante su desintegración.] La magnitud

$$\frac{dN}{dt} = \lim_{\Delta t \to \infty} \left(\frac{\Delta N}{\Delta t} \right) \qquad (160)$$

que caracteriza la velocidad instantánea de decrecimiento del número de núcleos radiactivos y determina la radiactividad de la muestra investigada:

$$dN/dt = -\lambda N\,(t) \qquad (161)$$

La magnitud *dN*/*dt* se denominan *derivada* de la función *N*(*t).*

En las matemáticas superiores hay procedimientos para calcular derivadas de funciones de diferente tipo. La ecuación (161) se denomina ecuación diferencial. Su solución conduce a la ley exponencial de desintegración radiactiva

$$N(t) = \frac{N_0}{2^{\frac{t}{T_{1/2}}}} \qquad (162)$$

Los valores numéricos de λ y *N* son:

$$\lambda = \frac{0{,}69}{5730}\,años^{-1} = \frac{0{,}69}{5730 \times 365 \times 86400} \approx 4 \times 10^{-12} s^{-1} \qquad (163)$$

$$N\left({}_6C\right) = \frac{N_A}{A} = \frac{6{,}022 \times 10^{23}}{12} \approx 0{,}5 \times 10^{23} \qquad (164)$$

donde N_A es la constante de Avogadro; *A*, la masa atómica del carbono. Tomando en cuenta la concentración de ^{14}C en el carbono (del orden de 10^{-12})

$$N(^{14}_{6}\mathrm{C}) \approx 10^{-12} N(_{6}C) \approx 0{,}5\times10^{11}\ \mathrm{g}^{-1} \quad (165)$$

Sustituyendo los valores numéricos de λ y N en la fórmula (161), obtenemos

$$dN/dt \approx 2\times10^{-1}\mathrm{s}^{-1} \quad (166)$$

o cerca de 12 desintegraciones por minuto para 1 g (un cálculo más exacto da 14-15 desint./min).

Se puede ver que, incluso, la radiactividad *inicial* de 1 g de carbono no es tan grande: para medirla con un error de un 1% se necesita

$$10\ 000/12\times60 \approx 14\ \mathrm{h} \quad (167)$$

Y si el objeto analizado estuvo en la tierra, por ejemplo, 50000 años (cerca de diez períodos de semidesintegración), resulta que de la actividad inicial queda solamente- 1/1000 parte, es decir, el efecto será en total 17 desint./24h. Para acumular una estadística de 10 000 desintegraciones se necesitará más de un año y medio.

He aquí la primera dificultad que encontramos durante el cálculo y la realización del experimento real, además, en realidad, todo es mucho más complicado que en nuestra exposición simplificada. Nosotros no tomamos en consideración ni la efectividad del detector que puede distinguirse notablemente del 100%, ni el fondo propio de la instalación que es necesario obligatoriamente medir y restar del efecto medido. Los resultados de la medición del fondo (n_f) tienen una dispersión estadística $\pm\sqrt{n_f}$ que también es necesario tener en cuenta, al calcular la exactitud de las mediciones. Esto nos lleva a la necesidad de aumentar la estadística para conseguir la misma exactitud; un aumento especialmente grande de la estadística se

necesita cuando los efectos son pequeños y el fondo es comparable con el mismo efecto.

Sin duda, las mediciones se pueden realizar más rápido, si aumentamos la masa de la muestra. Pero esto no siempre es posible y no sólo debido a que las muestras son únicas (las cuales se pierden al transformarlas en carbono), sino también a causa de las particularidades de la metodología aplicada de registro. Así el trabajo con el carbono sólido exige la aplicación de una capa muy fina de éste en la superficie interior del detector en la cual es difícil utilizar gran cantidad de carbono. El trabajo con una gran cantidad de gas carbónico se dificulta por el hecho de que éste exige detectores de gran volumen. (El volumen de ácido carbónico que contiene 1 g de carbono constituye cerca de 6 litros a la presión atmosférica.) Prácticamente, el físico siempre tiene que buscar una solución de compromiso, que sea aceptable tanto por su exactitud, como por el tiempo de medición (en casos importantes se puede enriquecer el carbono extraído de la muestra por medio de su isótopo radiactivo ^{14}C, o sea, aumentar la concentración de ^{14}C).

Por fin las mediciones están hechas, está acumulada la estadística necesaria, de la cual se desprende la exactitud prevista para la determinación de la fecha. Y entonces qué, ¿todo está en orden? ¿Se puede comunicar las fechas a los arqueólogos? ¡Resulta que no!

Existe una segunda dificultad que es muy seria y está relacionada con el peligro de ensuciar la muestra con carbono más joven. Ya hemos señalado antes que el carbono de la muestra de 50 000 años de edad tiene aproximadamente una radiactividad 1000 veces menor que la del carbono actual. Por consiguiente, es suficiente adicionar a este carbono antiguo un 0,1% de carbono joven para que la radiactividad de la muestra aumente dos veces y entonces la edad calculada de la muestra resultará menor que la real en un período entero de semidesintegración del ^{14}C, es decir, en más de 5000 años. Y si usted examina una muestra muy vieja, cuya edad se calcula en millones de años y la radiactividad remanente prácticamente es igual a cero ($N_0/2^{200}$), el ensuciamiento en sólo un 0,1% con carbono joven

ocasiona una aparente disminución de la edad hasta 50 000 años, es decir, ¡20 veces! A su vez un ensuciamiento del orden de un 0,1% y hasta más el objeto fósil lo adquiere en su existencia póstuma milenaria, de una manera comparativamente simple (como resultado del contacto con el aire y el agua subterráneos, etc.).

Con el fin de superar esta dificultad están elaborados medios especiales que permiten limpiar las muestras del ensuciamiento con carbono joven, sin embargo, con todo esto, los medios modernos de limpieza dejan en las muestras viejas carbono joven en cantidades equivalentes a la edad de 70 000 años. Esto significa que cualquier roca extraordinariamente antigua, por ejemplo el carbón de piedra, de acuerdo con el método del carbono radiactivo tiene una edad no mayor de 70000 años. De este modo, el ensuciamiento restante (después de la limpieza) con carbono joven determina el límite superior de aplicación del método del carbono radiactivo. Los relojes del carbono radiactivo hacen el recuento del tiempo pasado no más allá de 70 milenios. Y cuanto más cerca de este límite, tanto más inexactamente ellos determinan la edad. Pero, sin embargo, cuanto más lejos de este límite se encuentre la edad del fósil, el ensuciamiento restante ofrecerá menos peligro para determinar la edad. Para una muestra de 5000 años de antigüedad, por ejemplo, el ensuciamiento de un 0,1% con carbono joven conllevará a su “rejuvenecimiento”, aproximadamente, en 15 años, lo que da un error en la determinación de la edad de sólo un 0,3%.

Así pues, sabemos salvar también esta dificultad (o, en todo caso, sabemos dónde hay que cuidarse de ella). ¿Ahora es todo? ¡No, de nuevo no es todo! Existe también una tercera dificultad, quizá la más grande y más desagradable.

Ya hemos señalado antes que la actividad inicial de 1 g de carbono extraído, por ejemplo, de un árbol recién cortado (o de un animal recién muerto) *casi* no depende del tiempo (recuerde nuestros árboles N° 1, 2 y 3), ni del lugar (los árboles se pueden cortar tanto en Europa como en América o en Australia). En una primera aproximación esto es justo, pero, aquello que está marcado con la palabra “casi” puede constituir unos cuantos por ciento. Esto resulta porque la atmósfera en

distinto tiempo y en diferentes lugares del globo terrestre puede ser ensuciada de un modo distinto con carbono no radiactivo o, al contrario, radiactivo. El exceso de carbono no radiactivo se forma en las regiones industriales durante la quema de grandes cantidades de combustible *antiguo* (es decir, prácticamente no radiactivo) tal como el petróleo, el carbón de piedra (efecto de Suess). El exceso de carbono radiactivo se produce, por ejemplo, durante las pruebas de las bombas de hidrógeno. La concentración de ^{14}C en el gas carbónico puede variar también a causa del cambio de intensidad de la radiación cósmica que se observa durante la variación de la actividad solar, debido a la mezcla intensiva del gas carbónico "joven" y "viejo" en los lugares donde están presentes tanto el uno, como el otro (en la superficie de los océanos), además los dos últimos efectos existían también en los milenios pasados.

El procedimiento de verificación experimental de la existencia de los efectos descritos es muy interesante. Es relativamente simple convencerse de la existencia de una dependencia entre N_0 y el lugar en el globo terrestre: hay que analizar a la existencia de radiactividad los árboles que crecen en los diferentes continentes. ¿Y qué hacer con la verificación de la dependencia entre N_0 y el tiempo? ¡Por cuanto, a pesar de todo, no tenemos máquina del tiempo! ¡Sí tenemos máquina del tiempo! Es el mismo árbol, si éste es bastante viejo.

Ya hemos señalado que el dibujo de Los anillos anuales de un árbol de muchos años permite estimar sobre la variación de las condiciones meteorológicas durante la vida de este árbol. Cuanto más grueso sea el anillo, tanto más calor y humedad recibió este árbol en el año correspondiente. Cuanto más fino es el anillo, tanto peores fueron las condiciones para el crecimiento del árbol. Y lo que es más importante, las condiciones meteorológicas de un año dado ya no pueden variar el espesor de los anillos que se formaron en años anteriores. De este modo, el árbol escribe automáticamente en su mismo cuerpo, como en un papiro, la cronología del clima.

Exactamente igual ocurre con el contenido de ^{14}C. Si en cierto año el gas carbónico de la atmósfera contenía un exceso anómalo (o, al contrario, una escasez anómala) de ^{14}C, el anillo de árbol que corresponde a dicho año tendrá una radiactividad mayor (menor) que los anillos vecinos (claro que, al comparar dos anillos hay que tener en cuenta obligatoriamente la pequeña disminución de la radiactividad debida a la desintegración durante los años en que un anillo es mayor que el otro).

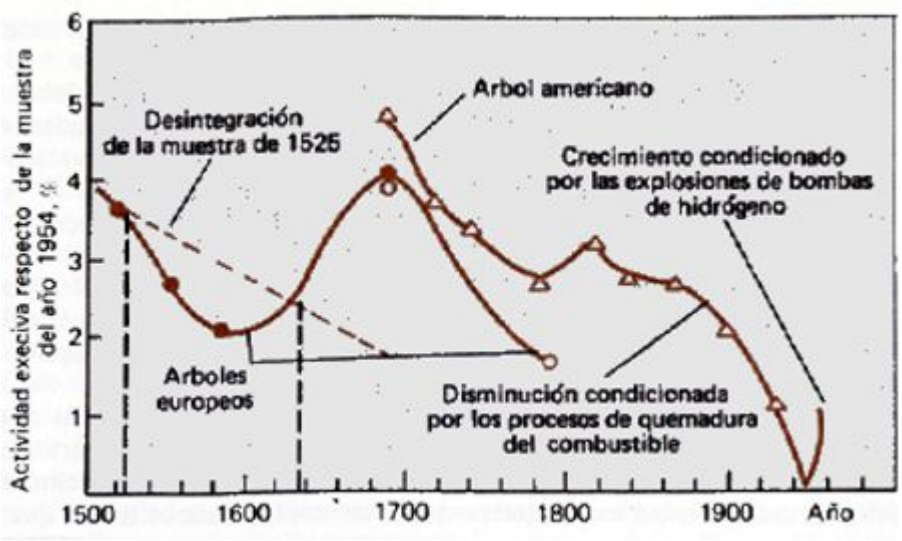


Figura 47

La experiencia realizada con árboles de mucha edad confirmó esta esperanza. La radiactividad inicial N_0 de los anillos del árbol, en efecto, muestra tanto la disminución (incremento) regular determinada por la quema de la madera (por las pruebas de bombas de hidrógeno, Figura 47) como también las pequeñas oscilaciones irregulares (cerca de un 1%), provocadas por las variaciones de intensidad de la radiación cósmica o por otros fenómenos incontrolables. (Sobre una aplicación interesante de este efecto se relata en el §34, p. 1.) Para que las determinaciones cronológicas sean justas hay que tener en cuenta las variaciones enumeradas de la radiactividad inicial. Esto se puede hacer cuando se conoce el carácter de variación de N_0 respecto al tiempo (y con todo eso no siempre: la línea

de puntos en la Figura 51 tiene dos puntos de intersección que corresponden a los años 1525 y 1635, respectivamente), y es imposible si este carácter se desconoce.

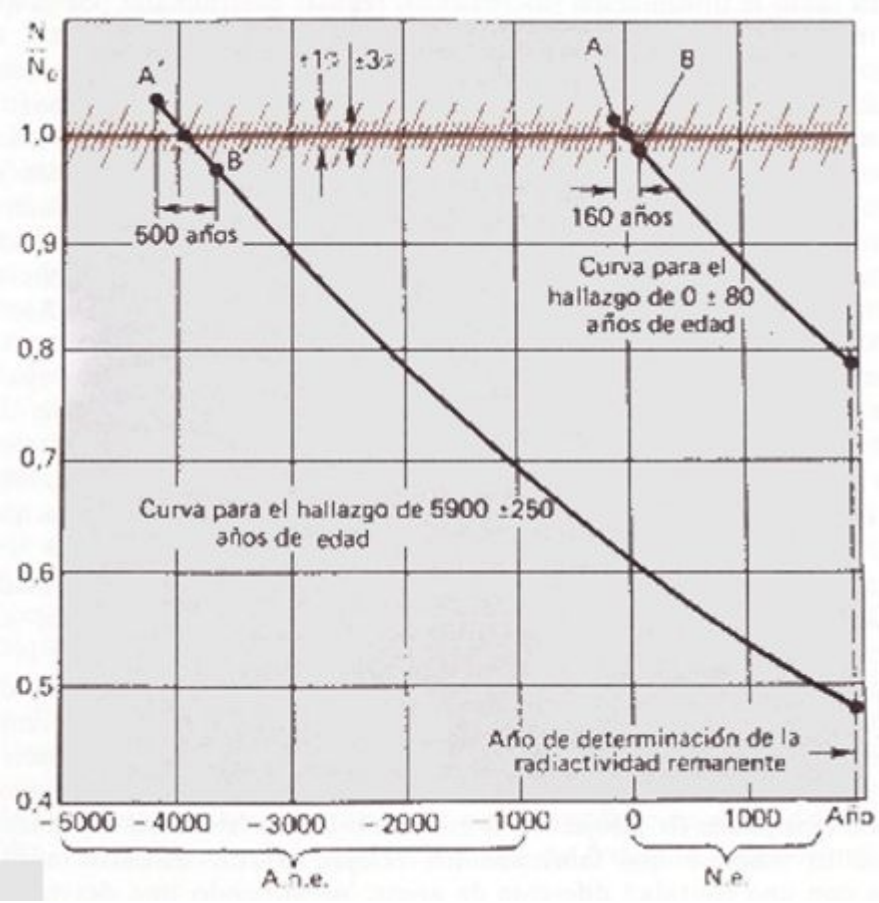


Figura 48

Por desgracia, precisamente así ocurre con los descubrimientos fósiles, cuya edad supera varios milenios. En este caso, en vez de la curva de variación de N_0 con el tiempo tenemos que dibujar una franja, cuya anchura se determina por la supuesta amplitud de oscilaciones de N_0 en el pasado (Figura 48). La curva de la desintegración radiactiva se cruza con esta franja en los puntos *A* y *B*, los cuales precisamente determinan el error no controlado de la edad medida. Si suponemos que las oscilaciones en el valor de N_0 en el pasado no superaban el 1 %, el error no controlado será de + 80 años, si las oscilaciones alcanzaban el + 3%, el error en la

determinación de la edad alcanzará los + 250 años (A' y B'). El valor de este error no se puede disminuir por ningún aumento de la estadística y con ninguna limpieza. Continuando la analogía con el reloj de arena, se puede decir que nosotros no sabemos cuántos granos de arena precisamente contenían los distintos ejemplares de relojes en el momento de su fabricación y puesta en marcha. El maestro que fabricaba los relojes, en los distintos años, los llenaba con una cantidad diferente de arena, permitiendo una desviación de un ±3% respecto al valor medio. Siguiendo qué ley, él hacía esto (qué ejemplares llenaba más y cuáles menos) todavía no se ha sabido. Está claro que cualquiera que sea la exactitud con que midamos la cantidad de arena que contienen hoy estos relojes, no podremos determinar el año de su fabricación y puesta en marcha con un error menor de un + 3%, mientras no se adivine el secreto del maestro. Tengamos esperanza en que, a fin de cuentas, el secreto del maestro (la Naturaleza) será adivinado y conoceremos la ley por la que varió la magnitud de N_0 el milenio pasado. Entonces se podrá determinar con mayor exactitud la edad de los hallazgos por el método del carbono radiactivo. Y por ahora de este método no se debe exigir más de lo que él puede dar y entonces no ocurrirá ningún absurdo durante la determinación de la edad.

Usted ve, qué vida tan difícil tiene el físico, qué difícil es pasar del experimento imaginario de idea transparente al experimento real, cuantos obstáculos hay en el camino hacia la obtención del resultado y cuán fácil es equivocarse al interpretarlo. Más no hemos dicho ni una sola palabra sobre las dificultades de fabricación y ajuste de los aparatos que permiten registrar radiactividades sumamente pequeñas. Estos aparatos deben ser muy sensibles, deben tener, prácticamente, un 100% de efectividad, un fondo insignificante, una alta estabilidad y otras propiedades únicas. Por lo común, el físico construye y ajusta semejantes aparatos con sus propias manos y, con frecuencia, en esto gasta mucho más tiempo que en el mismo experimento. Es muy difícil sobre todo conseguir un fondo bajo.

El fondo puede ser interno (una pequeña radiactividad propia de los materiales de los cuales está fabricado el aparato, la inestabilidad de alimentación eléctrica, los

ruidos de los aparatos electrónicos, etc.) y exterior (las interferencias de alta frecuencia, los neutrones y cuantos γ del reactor o el acelerador próximos al lugar, los muones que llegan del espacio cósmico, etc.).

Para protegerse contra los neutrones se utilizan el polietileno y el cadmio boratados y contra la radiación γ, el plomo. Esta es la llamada *protección pasiva.* Ella no salva contra los muones cósmicos de penetración fuerte, para la lucha contra los cuales se recurre a la *protección activa.* La idea de la protección activa consiste en rodear el aparato con placas de material plástico centelleante, en el cual los muones en su carrera hacia el aparato crean impulsos. Estos impulsos, con ayuda de un *esquema de anticoincidencia* especial electrónico, prohíben el registro de los muones por el aparato. En casos de exigencias especiales respecto al fondo se recurre a la instalación de los instrumentos bajo tierra a gran profundidad.

¡Sí, la vida del físico es difícil, pero al mismo tiempo muy interesante!

Capítulo 8
Colección recreativa

¡Mirando al mundo, es imposible no asombrarse!
K. Prutkov

§33. Qué es lo que sabe y en qué sueña la física nuclear

Logros de la economía nacional — Exitos en el desarrollo de las ciencias — Problemas del autoperfeccionamiento — Colección recreativa.

La física nuclear-es una ciencia comparativamente joven. El núcleo atómico fue descubierto en 1911, el primer reactor se puso en marcha en 1942, y la primera central eléctrica atómica empezó a funcionar en 1954. No obstante, a pesar de lo joven que es la física nuclear sus aplicaciones son tan diversas y numerosas que relatar de todas ellas en este capítulo es absolutamente imposible. ¡Y qué decir relatarlas, es difícil, incluso, enumerarlas! Vean ustedes.

En la industria son: los gigantescos reactores para las centrales eléctricas atómicas, para desalar el agua salada y de mar, para obtener elementos transuránicos; los reactores transportables para la dotación con energía eléctrica de las regiones poco accesibles (por ejemplo, las polares), las potentes fuentes de radiación γ para la defectoscopia; los análisis por activación para determinar rápidamente las impurezas en las aleaciones, los metales en los minerales, la calidad del carbón, etc.; las fuentes isotópicas de corriente para las estaciones meteorológicas automáticas, radiofaros, satélites artificiales de la Tierra; las fuentes isotópicas de calor para calentar los aparatos automáticos que funcionan a temperaturas especialmente bajas[49]; las aplicaciones numerosas de las fuentes de radiación γ para automatizar las operaciones diferentes (medición del nivel de líquido, de la

densidad y humedad del medio, del espesor de una capa, por ejemplo, de un estrato de carbón de piedra); el método de átomos marcados para determinar con seguridad los lugares de fuga del gas en las cañerías o, al contrario, los lugares de obstrucción en los conductos de agua, oleoductos, etc.

En el transporte son: los potentes reactores para submarinos y buques (y en el futuro para aviones y naves espaciales).

En la agricultura son: las instalaciones para la irradiación en masa de la patata, a fin de protegerla contra la germinación, de las hortalizas y frutas para conservarlas contra el moho, de la carne, para evitar que se estropee; el cultivo de nuevas variedades de plantas mediante transmutaciones genéticas.

En la geología son: el perfilaje neutrónico en la prospección de petróleo, en análisis por activación para la prospección y la selección de minerales metálicos y otros minerales útiles, para determinar las impurezas en los diamantes naturales, etc.

En medicina son: el estudio de las intoxicaciones en la producción por el método de los átomos marcados; la diagnosis de enfermedades mediante el análisis por activación, el método de átomos marcados y la radiografía; el tratamiento de tumores por radiación γ y β; la esterilización de los preparados farmacéuticos, la ropa, los instrumentos e instalaciones médicos por radiación γ, etc.

Y así, prácticamente, en cualquier esfera de la actividad humana, incluso hasta tales, donde la aplicación de la física nuclear, a primera vista, parece absolutamente inesperada. En el capítulo anterior hemos visto que la física nuclear penetró también en una ciencia humanitaria, en la arqueología.

De este capítulo el lector conocerá que los métodos físico-nucleares se utilizan, incluso, en tal ciencia como la criminalística. ¡Y cuántas ciencias hay en las cuales la física nuclear desempeña un papel principal! He aquí algunas de ellas: la geofísica nuclear, la química nuclear, la astrofísica nuclear, la química radiactiva, la radioquímica. ¡Y cuántos logros excelentes alcanzó la física nuclear en sus propias entrañas! Entre éstos figuran precisiones record en la medición de diferentes

magnitudes, métodos muy ingeniosos de registro y estudio de las partículas elementales, nuevos efectos y fenómenos físicos y otros muchos más.

Se puede observar que incluso con la simple enumeración de los logros en la física nuclear tuvimos que, al fin y al cabo, pasar de ejemplos concretos a amplios conceptos y generalizaciones. Y ya es muy difícil elegir algo de esta enumeración (que no es lo suficientemente completa) para el relato. ¿Por qué criterio elegir? Se puede, por supuesto, seguir la línea fijada en el capítulo anterior y escribir nuevos capítulos como “La física nuclear en la industria”, “La física nuclear en la agricultura”, etc., pero este camino conduciría a un aumento excesivo e inútil del volumen del libro.

Entonces se decidió reunir una “colección” de efectos, resultados, proyectos, etc., físico-nucleares, que en algo atraen una atención especial. En unos casos, esto puede ser una aplicación inesperada, en otros, la grandiosidad del proyecto, una precisión increíble, la singularidad del efecto, etc.

Una colección de semejantes resultados, precisamente, está expuesta en este capítulo. Claro que la elección del material para esta colección, en gran medida, es casual y es muy limitada, pero, a pesar de todo, tenemos la esperanza de que dará cierta idea de la amplitud y profundidad con que la física nuclear logró penetrar en todas las esferas de la actividad humana.

§34. Aplicaciones inesperadas

1. Adivinanza del meteorito de Tunguska

Cómo ocurrió — Cinco preguntas perplejas — Hipótesis nuclear — Experimento a distancia — Nuevamente los anillos de la madera — Efecto del año 1909.

En la mañana temprana del 30 de junio de 1908 en la región del río Tunguska Podkámennaya (800 km al noroeste del lago Baikal) cayó un gran meteorito. La caída del meteorito fue vista a una distancia hasta 700 km. Durante dos meses

después de caer el meteorito en Siberia Occidental y en Europa se observaban noches blancas. El observatorio de Irkutsk y de otros lugares registraron ondas barométrica y sísmica, así como la perturbación del campo magnético terrestre semejante a las que se observaron más tarde durante las pruebas del armamento nuclear en la atmósfera.

Al explorar el terreno donde cayó el meteorito fue descubierta la caída de árboles en un área con un radio medio de varias decenas de kilómetros y quemaduras en árboles que se encontraban a una distancia hasta 20 km del epicentro de la explosión. El estudio detallado de la caída de árboles y de las quemaduras demostró que el meteorito, al parecer, no cayó, sino estalló en el aire a una altura de 5-10 km; la explosión se caracterizó por una energía del orden de los 10^{16}-10^{17} J[50] una parte considerable de la cual (según algunas estimaciones, hasta un 30%) se liberó en forma de radiación. La masa del meteorito, calculada por su energía y la velocidad *v* (por *v* es razonable tomar la velocidad orbital de la Tierra), resultó del orden de cientos de miles de toneladas.

Al comparar todos los datos conocidos sobre el meteorito de Tunguska surgen varias preguntas perplejas a las cuales debe dar respuesta toda hipótesis que pretende explicar su naturaleza.

- ¿Por qué el meteorito no alcanzó la Tierra y estalló en el aire?
- ¿Por qué teniendo el meteorito una masa tan grande, de él no quedaron fragmentos?
- ¿Cómo explicar la caída de los árboles en forma específica de roseta (que testimonia la ausencia de una onda balística)?
- ¿Por qué es tan grande la parte relativa de la energía de radiación (durante una explosión habitual la parte relativa de la energía de radiación no supera el 1%)?
- ¿Cómo explicar la modificación específica del campo geomagnético durante el vuelo del meteorito?

Existen varias hipótesis sobre el origen del meteorito de Tunguska, cada una de las cuales a su manera responde a todas estas preguntas. No vamos a examinarlas, pero nos detendremos sólo en una hipótesis (de ningún modo la más verosímil) que tiene relación con la física nuclear.

Ya hace tiempo que se prestó atención a que las respuestas coordinadas a las preguntas enumeradas antes puede obtenerse suponiendo que el estallido en la Tunguska era de naturaleza nuclear. En la URSS, este punto de vista lo mantenían el geofísico A. V. Zólotov y otros. En el año 1965 tres científicos norteamericanos Libby, Cowan (ambos galardonados con el premio Nobel) y Atlury restablecieron la hipótesis nuclear de la explosión de Tunguska e intentaron demostrarla experimentalmente. En opinión de estos científicos, la explosión de Tunguska fue provocada por la aniquilación de un pedazo comparativamente pequeño de *antisubstancia* que llegó del espacio cósmico. Admitiendo esta suposición (a decir verdad, no muy verosímil) todas las particularidades de la explosión de Tunguska (explosión en la atmósfera, la ausencia de fragmentos, la fuerte radiación, las perturbaciones magnéticas, la débil onda balística) adquieren una explicación bastante natural.

Para comprobar su hipótesis los autores realizaron un experimento, para la descripción del cual relatamos esta hipótesis. Una notable particularidad de este experimento es el hecho de que él fue realizado a una distancia cerca de 9000 km del lugar en que se produjo el fenómeno examinado y más de medio siglo *más tarde* de la fecha en que ocurrió.

La idea del experimento consiste en la utilización del método del carbono radiactivo (véase el §32).

Si la explosión de Tunguska en 1908 no fue provocada por la caída del meteorito, sino por la aniquilación de un pedazo de antisubstancia en la atmósfera, este proceso debería ir acompañado de la aparición de un gran número excesivo de neutrones. (Los neutrones deben surgir al interactuar los mesones π con los núcleos de los elementos que entran en la composición del aire. Los mesones π siempre se

forman durante la aniquilación de antinucleones y nucleones). Los neutrones deberían ser capturados por los núcleos de nitrógeno del aire y formar el carbono radiactivo ^{14}C. Los átomos de ^{14}C deberían oxidarse hasta formar el ácido carbónico, el cual se difundiría con relativa rapidez por las corrientes de aire por todo el globo terrestre y se absorbería por las plantas.

El cálculo demuestra que un estallido de aniquilación de la misma magnitud que el de Tunguska debe ocasionar un aumento del contenido de ^{14}C en la atmósfera de varios por ciento. En relación con ello, los anillos de la madera, que se formaron inmediatamente después de la explosión de Tunguska, deben mostrar una radiactividad elevada.

Como detector de la radiactividad del aire muchos años atrás fue utilizado un abeto de 300 años de edad talado en los EEUU en el año 1951. De las capas anuales de la madera de este abeto que se formaron durante el período 1870-1936 fue extraído el carbono que luego fue investigado para determinar la presencia en él del isótopo radiactivo ^{14}C. Durante el trabajo se tomaron todas las medidas necesarias para asegurar la precisión más elevada posible de las mediciones: en cada prueba se utilizaba una cantidad de madera bastante grande (cerca de 20 g); al medir la radiactividad formaron una estadística grande (hasta 90 000 impulsos); se introducían correcciones para tener en cuenta el contenido de ^{13}C y el efecto de Suess (véase el §32).

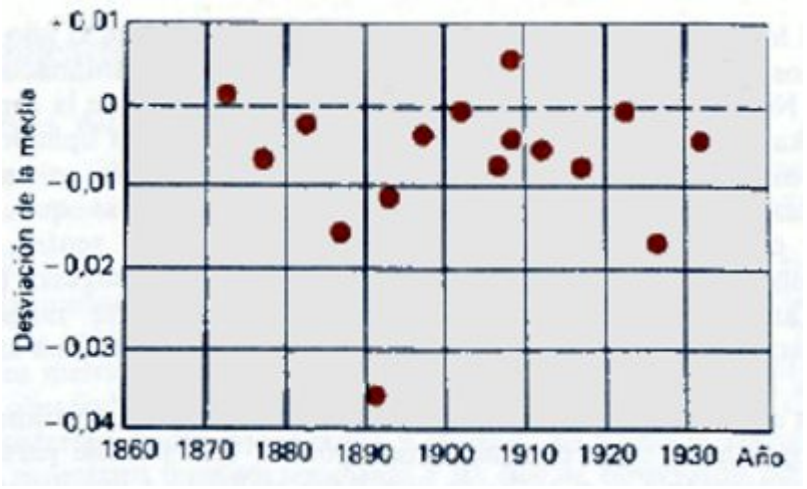


Figura 49

La Figura 49 presenta los resultados de las mediciones. Aquí la línea de puntos representa el valor medio mundial de la concentración de ^{14}C en la atmósfera en 1890 que fue tomada por el 100%. Los puntos caracterizan la variación de la concentración de ^{14}C (en el lugar donde crecía este abeto) con el tiempo (como regla, cada punto abarca un período de cinco años; a excepción de los años 1908, 1909 y 1910). En la figura se puede apreciar que sobre la línea de puntos se halla un solo punto, el cual fue obtenido al medir la radiactividad de la capa anual que creció inmediatamente después de la explosión de Tunguska (1909). Este resultado concuerda cualitativamente con la hipótesis nuclear de la procedencia del meteorito de Tunguska.

Desde luego que el efecto registrado es tan pequeño (y la misma hipótesis es tan increíble)[51] que los datos, obtenidos en el trabajo descrito, no se pueden considerar convincentes, pero la idea misma de utilizar el método del carbono radiactivo para examinar un fenómeno alejado no sólo en el tiempo, sino también en el espacio, es muy linda.

2. La física nuclear y ... la criminalística

> *El ordenador "detiene" al bandido — Siempre quedan huellas — Qué es el análisis por activación — ¿Se puede hallar un hombre sólo por un pelo? — Cómo revelaron un crimen cometido hace ciento cincuenta años. — ¡No habrá explosión!*

Una de las pruebas más convincente contra un delincuente siempre se consideraron sus huellas dactilares. En la actualidad la técnica de estudio de las huellas dactilares se ha perfeccionado tanto que permite analizar huellas prácticamente invisibles o semiborradas, así como las huellas que se dejan en superficies bastas. En la Figura 50, como ilustración, se muestra el aspecto, después de la revelación y ampliación,

de la huella dactilar de uno de los censores de este libro que fue encontrada al margen del manuscrito.

El viejo método de Sherlock Holmes, el descubrimiento del delincuente por su "forma de trabajar", también ha obtenido su desarrollo posterior. En la actualidad, los centros de criminología más grandes tienen a su disposición ordenadores, cuyas memorias guardan las "formas de trabajo" de los delincuentes conocidos en la región dada.

Figura 50

Si con ayuda de un programa especial introducimos en la máquina las pruebas recogidas en el lugar del crimen, entonces, después de compararlas con los datos que se encuentran en su memoria, la máquina selecciona rápidamente y da una lista de personas que podrían haber cometido este crimen (Figura 51).

Sin embargo, tanto el método que se funda en el estudio de las huellas dactilares como también el método que se basa en la investigación de la "forma de trabajo"

del delincuente, adolecen de serios defectos: un delincuente experto raramente deja pruebas de esta especie.

Y con todo eso, ¡las huellas de un delincuente siempre quedan! Sólo que ellas tienen un carácter tan impreciso, que hasta el agente secreto más experimentado no puede utilizarlas, incluso, si está dotado de la erudición y la intuición de Sherlock Holmes y domina a la perfección su método de deducción.

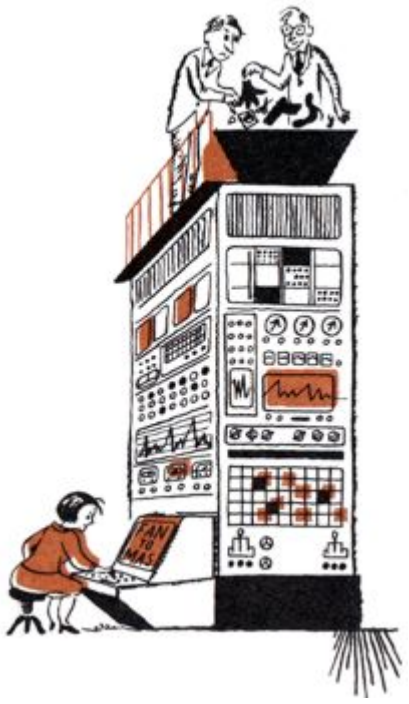


Figura 51

Se trata de cantidades pequeñas de substancia o sobre un objeto muy pequeño que el delincuente deja involuntariamente en el lugar del crimen, o que, al contrario, por casualidad se lleva consigo de allí. Estos objetos y substancias pueden ser: polvo en el vestido o en el calzado, huellas de pintura, pólvora, cabellos, un hilo de la ropa, limaduras, etc. Además, para el análisis, a veces, es suficiente una ínfima partícula de polvo de una substancia con una masa de 10^{-10} g, es decir, una diezmilésima de microgramo. ¡Esto es diez millones de veces menor que la masa

de un pelo corto! Es difícil imaginarse un delincuente tan cuidadoso capaz de no dejar pruebas materiales a una escala tan insignificante.

¿Qué método tan maravilloso es este y en qué se basa? El método se denomina análisis por activación y se basa en un conocido fenómeno físico-nuclear. Es decir, ¡aquí también está presente la física nuclear!

La esencia del análisis por activación consiste en el examen de la emisión radiactiva procedente de la muestra examinada después de bombardearla con partículas cargadas o neutras, por ejemplo, con un haz intenso de neutrones. En el §30 hemos señalado que como resultado de la captura de un neutrón por algún núcleo (A, Z) se origina el núcleo radiactivo β^- ($A + 1$, Z) el cual después de la desintegración β^- se transforma en núcleo ($A + 1$, $Z + 1$). El núcleo ($A + 1$, $Z + 1$) habitualmente se forma en estado excitado y luego transita al estado fundamental, emitiendo un cuanto γ. La energía de los cuantos γ emitidos E_γ y el período de semidesintegración $T_{1/2}$ (que ordinariamente coincide con el período de la desintegración β anterior) de los distintos núcleos son diferentes. Así, el ^{24}Na, que se origina después de bombardear con neutrones el ^{23}Na, con un período de semidesintegración $T_{1/2} = 15$ horas, emite cuantos γ con una energía $E_\gamma = 1{,}4$ MeV, el ^{64}Cu emite cuantos γ con una energía de 0,5 MeV ($T_{1/2} = 13$ horas), el ^{82}Br emite cuantos γ con una energía de 0,8 MeV ($T_{1/2} \approx 36$ horas), el ^{198}Au emite cuantos γ con una energía de 0,4 MeV ($T_{1/2} \approx 2{,}7$ días), etc.[52]

Si la substancia a examinar tiene una composición compleja (de este tipo es la inmensa mayoría), el espectro energético de su radiación γ constará de varios componentes, a cada uno de los cuales en el espectro le corresponderán máximos (picos) a ciertas energías. La relación entre las alturas se determina por la composición de la substancia, es decir, por el porcentaje, en ésta, de diferentes núcleos. Además la alta sensibilidad del método garantiza una diferencia apreciable entre los espectros a variaciones sumamente pequeñas del porcentaje.

Todo lo expuesto conduce a que el espectro γ de los restos de cualquier substancia, hallada en el lugar del crimen, es tan específico que coincide *solamente* con el

espectro de esta misma substancia (que puede ser sustraída al presunto delincuente). Está establecido, por ejemplo, que pese a que la composición *cualitativa* del pelo de las diferentes personas es prácticamente igual (los mismos componentes), se diferencian por el contenido *cuantitativo* de los diversos componentes. Una verificación especial de 1000 pelos tomados a distintas personas demostró una diferencia convincente de los correspondientes espectros γ.

De este modo, resulta que el pelo de la persona es una característica tan individual como la huella dactilar. Además, es notable que el espectro y del pelo de una persona dada, igual que la huella dactiloscópica, no depende de su edad (si, por supuesto, el organismo es sano y durante todo el período se encontraba en condiciones normales).

Esta misma conclusión es justa también respecto a cualesquiera otros objetos y substancias. Por ejemplo, el espectro y de la pintura depende del tipo y de la cantidad de componentes, los cuales se determinan no sólo por el color ideado, sino también por el tiempo pasado desde la producción de la pintura, el lugar de extracción de la materia prima, la tecnología de su purificación y elaboración, la desviación admisible en porcentaje de su composición, etc. Como resultado, unas huellas insignificantes de pintura en la manga o en el calzado del delincuente tienen exactamente el mismo espectro y que la pintura en el lugar del crimen, y, al contrario, la persona que trate de crear una copia exacta de la pintura (por ejemplo, un pintor que se dedica a la falsificación de cuadros) nunca logrará hacerlo. De la misma manera, el espectro y de un hilo de la ropa se debe a la calidad de la materia prima, a la tecnología de tratamiento del hilado y de la tela en la fábrica, a lo específico en la confección del traje (por ejemplo, el decatizaje), a las particularidades del uso (por ejemplo, manchas específicas o, al contrario, una limpieza en la tintorería con determinados detergentes), etc. No vamos presentar más ejemplos, ya que el lector por sí mismo puede inventar todos los que quiera.

La aplicación de los métodos de la física nuclear en la criminalística no se limita sólo al estudio de los crímenes recién cometidos. Con bastante frecuencia, ésta

permite descubrir un crimen cometido mucho tiempo atrás, a veces, incluso, permite prevenir lo pensado. Un hecho muy conocido, que ilustra la primera afirmación, es, por ejemplo, el descubrimiento de una cantidad muy grande (aproximadamente, 10 veces mayor que la norma media) de arsénico en los pelos de Napoleón. Basándose en este análisis, se puede suponer que en últimos meses de vida a Napoleón le echaban regularmente arsénico en la comida[53].

Como ejemplo de la posibilidad de utilizar los métodos físico-nucleares para prevenir crímenes, vamos a exponer un método de detección de explosivos en el equipaje de los aviapasajeros, patentado en los EEUU. El método se basa en que el explosivo generalmente contiene nitrógeno ($^{14}N + {}^{15}N$) el cual, irradiado con neutrones, se transforma en ^{15}N e isótopo radiactivo de nitrógeno ^{16}N que emite cuantos γ de una energía $E_\gamma \approx 6$ MeV ($T_{1/2} = 7$ s). La aparición de cuantos γ con estos valores de E_γ y $T_{1/2}$, al irradiar cualquier maleta, es una señal que indica la presencia en dicha maleta de substancias que contienen nitrógeno, es decir, puede ser un explosivo. El método es bueno por el hecho de que en relación con pequeñez de $T_{1/2}$ su aplicación no exige una irradiación prolongada, de manera que la comprobación de las maletas se puede realizar, haciéndolas pasar sobre una cinta transportadora junto a la fuente de neutrones y al detector de cuantos γ.

3. Búsqueda de tesoros

Siguiendo los pasos de Ostap Bénder — ¿Confiaban en nosotros nuestros antepasados — Mirada a través de la pirámide.

Las posibilidades de la física nuclear son realmente ilimitadas y variadas. Hace un momento hemos examinado ejemplos, en los cuales la física nuclear desempeñaba el papel de detective. He aquí un ejemplo en que desempeña el papel de buscador de tesoros.

Suponga que usted tiene que resolver el problema de O. Bénder y K. Vorobiáninov, es decir, encontrar unas joyas escondidas dentro de ciertos objetos. ¿Cómo hacerlo? El método bárbaro de los héroes de I. Ilf y E. Petrov a usted le parece inadmisible,

ya que los objetos no deben sufrir daños. Y entonces, después de pensar un poco, usted encuentra la salida: hay que someterlos a la radiación Roentgen (o γ). La montura metálica de las joyas produce una sombra (los brillantes son transparentes para los rayos X) y el problema será resuelto.

En lo que concierne a las sillas de un juego de sala este método es bastante bueno. Y ¿qué hacer si los objetos no son de madera, sino de piedra y sus dimensiones superan una buena centena de metros? Hace quince años, los científicos se plantearon precisamente este problema.

Se sabe que las pirámides egipcias fueron ideadas y construidas como grandiosas sepulturas para los faraones y que en las cámaras funerales, junto con los restos de los faraones, se colocaban también sus prendas personales, las armas, el oro y las joyas. El estudio de estas reliquias de la antigüedad aportaría una utilidad inapreciable a la ciencia histórica, sin embargo, hasta ahora esto no se ha conseguido y por una causa muy simple.

Hoy en día las pirámides se hallan bajo la defensa de la ley, como monumentos de la cultura antigua, pero mucho tiempo antes de que estas leyes entraran en vigor, las pirámides ya habían sido saqueadas. Sin querer surge la pregunta: ¿acaso nuestros antepasados eran tan crédulos e imprudentes que no previeron esta posibilidad? No, esto no es así. Una de las pruebas de su previsión es, por ejemplo, el hallazgo en Tailandia de la antigua estatua de Buda echa de oro, cuyo peso es de cinco toneladas. Su aspecto exterior muestra que fue cubierta especialmente con una capa gruesa de arcilla y cal para no llamar la atención de sus ávidos descendientes. Por eso, nos parece completamente verosímil la hipótesis de que las pirámides de Egipto, además de las cámaras funerales conocidas, tienen también locales ocultos, cuya ubicación por ahora nadie conoce. Se pregunta, ¿cómo encontrarlas sin destruir las pirámides? Las enormes dimensiones de las pirámides excluyen la aplicación no sólo de los rayos X, sino también de la radiación γ que es más penetrante. Las radiaciones no podrán “radiografiar” el gran espesor de la substancia de que están hechas las pirámides.

Para solucionar este problema fue propuesto utilizar la radiación cósmica, en cuya composición entran partículas de penetración fuerte. El registro de las partículas cósmicas puede efectuarse con ayuda de detectores especiales: contadores y cámaras (de chispas o bien de burbujas) instalados en los locales conocidos de abajo de la pirámide. Si en el interior de la pirámide en el camino de las partículas cósmicas se encuentra un vacío, el detector permite determinar la dirección en que éste se halla (en esta dirección el detector registrará más partículas que en otras). Trasladando el detector a otro lugar (o utilizando simultáneamente varios detectores) se pueden detectar otras direcciones semejantes. La intersección de estas direcciones indicará el lugar de estos locales secretos en el interior de la pirámide con una precisión suficiente para llegar a ellos sin hacer grandes destrucciones. Señalaremos que, desde el punto de vista de las posibilidades modernas de la física nuclear, el problema planteado es realizable. Si este problema se soluciona, esto será otra aportación importante de la física nuclear a la arqueología.

4. Exploración de los depósitos naturales

Tesoros de la naturaleza — Reconocimiento aéreo — El neutrón buscador. Perfilaje radiactivo — Acelerador en un pozo de sondeo — Explorador subterráneo— Cómo diferenciar el petróleo del agua — Prospección a través de un muro de acero — Petróleo de los pozos antiguos — Explorador submarino — Oro del fondo del océano — Radiografía de la Tierra.

Ahora mismo hemos examinado los métodos físico-nucleares de búsqueda de tesoros, escondidos por el hombre. Mucho mejor los puede esconder la naturaleza. A su servicio tiene el subsuelo y el fondo de los océanos. ¡Y hay mucho que ocultar!

El valor material de los tesoros naturales no va en ninguna comparación ni con los brillantes de la señora Petujova, ni con los tesoros antiguos, ni con los barcos con oro hundidos. Se trata de riquezas incalculables escondidas en yacimientos de minerales útiles. La física nuclear también ayuda a descubrir estas riquezas. Ella tiene para eso varios métodos.

Si los minerales buscados poseen radiactividad natural (como, por ejemplo, el uranio, el torio, etc.), el método de búsqueda se basa en el registro de esta radiactividad con ayuda de instrumentos sensibles. Los instrumentos pueden ser portátiles y estacionarios. El reconocimiento previo se puede ejecutar desde un avión.

Si es necesario encontrar minerales que no poseen radiactividad natural, en este caso a la disposición de la física nuclear hay, incluso, varios métodos. Lo común para todos ellos es la utilización de las emisiones nucleares, las cuales cumplen las funciones de los exploradores de la substancia.

En calidad de exploradores nucleares más a menudo se utilizan los cuantos γ y los neutrones (raramente los electrones).

Al bombardear las rocas con cuantos γ se observa su dispersión y absorción por la roca, así como la reacción (γ, *n*) con la formación de neutrones. Registrando la intensidad de los cuantos γ dispersados, el grado de su absorción y la intensidad en la formación de los neutrones, se pueden obtener diferentes datos sobre la roca. Por ejemplo, por la dispersión y la absorción de los cuantos γ se puede juzgar sobre la densidad y la humedad de la roca, así como sobre el contenido en ésta de ciertos componentes pesados; por el número de neutrones formados se puede juzgar sobre el contenido de berilio en la roca y sobre la concentración del deuterio en el agua [la reacción (γ, *n*) transcurre en el berilio y deuterio a energías muy bajas de los cuantos γ].

Aún mayores posibilidades surgen al bombardear la roca con neutrones. En este libro se habló bastante sobre la interacción de los neutrones con la substancia

(véanse los §§3, 6, 24-28 y otros) y usted, probablemente, ha podido convencerse cuán variada es ésta.

Los neutrones rápidos, una vez en la roca, experimentan colisiones elásticas e inelásticas sucesivas con los núcleos atómicos.

Las colisiones inelásticas ocasionan interacciones nucleares de diferente tipo: (*n*, *p*); (*n*, α); (*n*, *n'*), etc., como resultado de las cuales surgen nuevos núcleos y partículas, por lo común, radiactivos. El mismo neutrón, en este caso, ya sea pierde una parte considerable de su energía (dispersión inelástica (*n*, *n'*), *o* bien, "desaparece" completamente (pasa a formar parte del núcleo formado).

Durante las colisiones inelásticas (dispersión inelástica) el neutrón pierde paulatinamente su energía (se retarda), transitando (difundiendo) por la roca hasta su absorción por el núcleo atómico o su transformación en neutrón térmico (véase el §3). La intensidad de los neutrones dispersados, el tiempo de retardación del neutrón rápido hasta la energía térmica y la distancia recorrida por él en este tiempo dependen de las propiedades del medio, en particular, del contenido en éste del hidrógeno.

El neutrón térmico sigue dispersando y difundiendo hasta su absorción por el núcleo atómico. La intensidad de los neutrones térmicos en el medio, el tiempo de vida del neutrón térmico y el camino recorrido por él hasta la absorción también dependen de las propiedades del medio, en particular, del contenido en éste de hidrógeno (agua, petróleo) y de sales.

El proceso de absorción de los neutrones lentos y térmicos por un núcleo, por lo común, conduce a la reacción (*n*, γ) que va acompañada de la emisión de cuantos γ (en el momento de la reacción) y la formación de núcleos radiactivos-artificiales. El carácter de esta radiactividad (β, γ), el período de semidesintegración, la intensidad de las partículas emitidas y su energía una vez más dependen de las propiedades del medio, puesto que ellas son diferentes para los diferentes núcleos atómicos (véase el p. 2).

Usted ha podido ver cuántas posibilidades tiene la física nuclear para la identificación de los núcleos atómicos. En principio, todas ellas pueden ser utilizadas para la prospección de riquezas naturales. La combinación acertada de estos métodos permite determinar las propiedades de las rocas de montaña, con una exactitud bastante buena.

De la descripción de la metodología de empleo de las radiaciones nucleares se infiere que la condición para asegurar el éxito es la vecindad bastante cercana (unas decenas de centímetros) entre la fuente de radiación y el detector con la roca a examinar. Por eso, la aplicación más extendida de esta metodología es la exploración de los pozos de sondeo petrolíferos, de gas, de minerales, de carbón, el llamado perfilaje radiactivo de los pozos.[54]

Para este fin en el agujero se introduce un aparato especial para profundidades que se compone de una fuente y un detector de radiación, separados por una pantalla. Para diferentes combinaciones de fuentes (γ y n) y detectores (γ o n) se puede examinar cualquiera de los procesos enumerados anteriormente de interacción de los cuantos γ y los neutrones con los núcleos (perfilaje γ-γ, perfilaje *n*-*n*, perfilaje n-γ, etc.). Se puede también determinar la radiactividad γ de fondo natural de las rocas (perfilaje γ).

En calidad de fuentes de cuantos γ se utilizan los isótopos radiactivos artificiales de cobalto, de cesio, etc.; como fuentes de neutrones las fuentes Po-Be o Pu-Be y los generadores de neutrones por impulsos.

En las fuentes Po - Be y Pu - Be los neutrones se originan como resultado de la radiación de partículas a emitidas por el polonio (o el plutonio), con los núcleos de berilio:

$$^{4}_{2}\mathrm{H} + {}^{9}_{4}\mathrm{Be} \rightarrow n + {}^{12}_{6}\mathrm{C} \qquad Q = 5{,}5\ \mathrm{MeV} \qquad (168)$$

El generador de neutrones por impulsos representa un tubo de aceleración al vacío soldado en el que se realiza la reacción nuclear

$$^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow n + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \qquad Q = 17{,}6\ \mathrm{MeV} \qquad (168a)$$

Por este método se pueden obtener haces de neutrones con impulsos particularmente intensos con una energía de 14 MeV. El carácter impulsivo de los haces neumónicos permite realizar un análisis transitorio de la intensidad de los neutrones térmicos en la roca, lo cual aumenta esencialmente la seguridad de los datos obtenidos.

La alimentación del aparato de profundidad y la transmisión de la información registrada por él al laboratorio móvil se realiza con ayuda de un cable, cuya longitud puede alcanzar varios kilómetros.

El perfilaje radiactivo de los pozos de sondeo con ayuda de los “exploradores subterráneos” descritos da una información muy valiosa. Por ejemplo, el perfilaje γ-γ permite detectar con seguridad las capas de carbón (los cuales se distinguen por su densidad baja; el perfilaje *n*-*n* y *n*-γ permiten detectar las capas que contienen hidrógeno, es decir, las rocas saturadas de agua o de petróleo, así como las rocas que se caracterizan por su elevada absorción de neutrones (boro, cloro, etc.). La aplicación conjunta de los dos últimos métodos permite distinguir el agua del petróleo (el agua subterránea, a diferencia del petróleo, por lo común, es fuertemente salífera a causa de la concentración elevada de NaCl).

Resultados especialmente exactos en la distinción del agua y el petróleo se obtienen, al utilizar los generadores de neutrones por impulsos. Un problema semejante puede ser resuelto también valiéndose del método de análisis por activación (los geólogos lo denominan método de la actividad inducida). Si una capa que contiene hidrógeno es irradiada durante algún tiempo con neutrones y después analizada su radiactividad inducida, el agua se puede distinguir del petróleo por la actividad específica, que se caracteriza por el valor determinado de los espectros energéticos de los cuantos γ y los conocidos períodos de semidesintegración.

La aplicación del perfilaje radiactivo de los pozos simplifica y acelera la exploración de los depósitos subterráneos de la naturaleza. Antes esta exploración se realizaba con ayuda del método de investigación en la superficie de muestras de roca (testigos), extraídas de diferentes profundidades del pozo y valiéndose de los perfilajes eléctrico, acústico, etc. Estos métodos no daban la información suficiente. Además, todos estos métodos se pueden utilizar solamente antes de entubar el pozo y cementar tras éstos. Si el pozo está en explotación, entonces con ayuda de los métodos enumerados anteriormente no se puede observar su estado durante el funcionamiento (por ejemplo, observar el nivel del petróleo). Para los neutrones y los cuantos el tubo de acero y la "camisa" de cemento no son obstáculos, por eso el perfilaje radiactivo permite controlar el funcionamiento de los pozos en explotación.

Y una posibilidad más. Figúrense que los geólogos, perforando un pozo, por alguna causa atravesaron la capa de petróleo, sin registrarla. Siguen profundizando el pozo y reforzando simultáneamente su parte superior con tubos de acero y cemento. Si a grandes profundidades no se encontrarán otras capas de petróleo, dejan de perforar y el pozo se tapona como inútil, y, sin embargo, en él a cierta profundidad, tras el tubo de acero y la "camisa" de cemento, se encuentra una capa de petróleo. Estas capas de petróleo no detectadas y, si podemos decirlo así, emparedadas también se pueden encontrar con ayuda del perfilaje radiactivo. Y a continuación sólo queda bajar a la profundidad determinada una carga que con su explosión atraviesa (perfora) el tubo y la "camisa" de cemento y abre el camino hacia el pozo para el petróleo.

La naturaleza oculta sus riquezas no sólo bajo tierra, sino también en el fondo de los mares y de los océanos y puesto que la superficie de éstos constituye el 80% de la superficie del globo terrestre, los depósitos principales de la naturaleza se hallan bajo el agua. Por eso es muy importante hallar las llaves no sólo para los depósitos subterráneos, sino también para los depósitos submarinos de la naturaleza. La física nuclear también se encarga de resolver este problema tan difícil. Para este fin ella

utiliza el método de análisis por activación sobre el cual hemos hablado aquí y en el p. 2.

Si irradiamos durante unos minutos una pequeña parcela del fondo del océano con neutrones, los núcleos atómicos que forman la estructura del suelo adquieren radiactividad inducida. Esta se puede revelar con ayuda de un detector gamma sensible. La energía de los cuantos γ emitidos por los diferentes núcleos, y los períodos de semidesintegración de estos núcleos son distintos, por eso, midiéndolos, se puede determinar la composición nuclear de la roca.

Técnicamente esto se puede realizar por medio de una sonda nuclear, cuya estructura es semejante a la del "explorador subterráneo" descrito anteriormente. El modelo de este "explorador submarino" de minerales útiles ya hace mucho que fue probado exitosamente en los EEUU.

Los experimentos se realizaron en yacimientos submarinos de minerales creados artificialmente que contenían metales valiosos (oro, plata, etc.). Como resultado de los experimentos fue establecido que la sonda nuclear permite detectar el metal si su contenido en la roca es cerca de un 0,003%. Como resultado de estos experimentos fue elaborada una sonda nuclear para la prospección a profundidades del orden de los 300 m. Es interesante que como fuente de neutrones en la sonda se utiliza una cápsula con 0,2 mg del ^{252}Cf el cual es un potente emisor de neutrones de fisión espontánea (10^{12} neutrones/g).

Como conclusión unas palabras sobre una suposición de búsqueda global de tesoros de la naturaleza que parece como semifantástica. En la actualidad se está discutiendo un proyecto de irradiación a través de *todo* el globo terrestre con un haz de neutrino de alta energía que se puede obtener por medio de un acelerador grande especialmente construido.

Como se sabe, (véanse el §19, p. 4 y el §20, p. 1) el neutrino participa solamente en la interacción débil, debido a lo cual pueden atravesar enormes masas de substancia sin ser absorbido. Gracias a esta propiedad, los neutrinos son capaces de suministrar información sobre la estructura interna de los objetos espaciales y los

procesos que en ellos tienen lugar. Por ejemplo, los neutrinos que surgen en el centro del Sol, llegan libremente hasta su superficie, la atraviesan y al llegar a la Tierra nos suministran información sobre la estructura interna de nuestro astro y de las reacciones nucleares que tienen lugar allí. Es natural que para estos neutrinos de penetración fuerte, nuestro globo terrestre es absolutamente transparente y, por consiguiente, ellos no pueden notar en él ninguna irregularidad. Sin embargo, la probabilidad de la interacción débil crece rápidamente junto con la energía y para una energía del neutrino próxima a 10 TeV = 10^7 MeV (los neutrinos del Sol tienen una energía del orden de 1 MeV) la Tierra deja de ser para ellos absolutamente transparente, es decir, cierta parte de los neutrinos será absorbida. Analizando la variación del flujo de neutrinos, que atraviesa (por la cuerda) el globo terrestre, por la variación de su energía y dirección se puede juzgar sobre la distribución de la densidad de la Tierra, o sea, sobre la disposición de los yacimientos de petróleo, gas y minerales.

Para realizar este proyecto se supone construir el llamado geotrón, el sincrotrón de protones (véase el §35, p. 3) con un diámetro de 30 km. Durante la interacción de los protones acelerados con el blanco surgirán mesones $\pi^{\pm}$, cuya desintegración según el esquema

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{y} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \nu'_\mu$$

conducirá a la formación de neutrinos muónicos y un antineutrino de alta energía. El haz de mesones $\pi\pm$ se supone formarlo en el interior de un tubo a vacío de una longitud de varios kilómetros, dentro del cual surgirán los haces colimados ν_μ y ν'_μ. Se propone construir el acelerador en una pequeña isla de coral en una región del mar de gran profundidad. Esto permite girar el tubo y, por consiguiente, el haz de neutrones. La gran longitud del tubo se necesita a consecuencia de la retardación de la marcha del tiempo (véase el §10) que conduce a que los mesones $\pi^{\pm}$ deben recorrer grandes distancias antes de su desintegración.

5. Persecución del limo

El lector vigila el canal de paso — Trabajo en vano — ¿A dónde tirar el limo para que no vuelva? — Tierra marcada.

Figúrese que usted trabaja en un río navegable, y precisamente es responsable del canal de paso en uno de sus tramos. El tramo que le tocó es horrible: el canal todo el tiempo se llena de limo, que periódicamente hay que dragar, transportar en una barcaza y arrojarlo en otro lugar del río. Además, usted no tiene la seguridad de transportar el limo en una dirección correcta. No se descarta la posibilidad de que la corriente del fondo traslade el limo arrojado en una dirección no deseada, por ejemplo, al tramo de vuestro vecino, o incluso al suyo. En una palabra, es un trabajo inútil.

Dificultades semejantes surgen durante la construcción de diques, astilleros, puertos fluviales y de mar y otras grandes obras hidráulicas en ríos y en golfos, cuando tenemos que extraer del fondo mucha tierra. En estos casos, es muy importante hallar un lugar acertado para arrojar la tierra extraída, ya que su vuelta al mismo lugar puede retardar el término de la construcción.

Para eludir el trabajo inútil, hay que saber cómo (de dónde, hacia dónde y con qué velocidad) se desplaza el limo (o la tierra). La física nuclear permite contestar a estas preguntas.

Para este fin se utiliza una substancia radiactiva y, cuyas propiedades físicas (la densidad, el tamaño medio de las distintas partículas, la humectación, etc.) son próximas a las propiedades del limo o de la tierra. Si antes de arrojar el limo extraído del agua le añadimos una cantidad pequeña de substancia radiactiva, el limo quedará marcado. Ahora es fácil seguir sus desplazamientos, ya que junto con el limo se trasladará también la mezcla radiactiva a la cual se puede detectar por medio de contadores gamma especiales. Instalando los contadores gamma en diferentes puntos, se puede, después de hacer una serie de mediciones, poner en

claro a dónde va a parar el limo arrojado en uno u otro lugar del río o del golfo. Si se obtienen resultados insatisfactorios, la región del vertido del limo se cambia y otra vez se hacen mediciones hasta conseguir buenos resultados. De esta forma la física nuclear ayuda al hombre a engañar a la naturaleza.

6. Calor nuclear

Cuando el abrigo calienta — Preparados de calentamiento automático — Escafandro nuclear del buzo — Estufa nuclear de Lunojod — ETA.

Cuando usted siente frío, dice: “Voy a ponerme el abrigo de invierno” o “voy a cubrirme con un edredón”, aunque comprende bien que ni el abrigo, ni la manta calientan por sí mismos, sino que conservan el calor del cuerpo humano. Habitualmente, estas propiedades termoaislantes de la ropa suelen ser suficientes para “calentarse” (hablando más exactamente, para no helarse). Sin embargo, en algunos casos es necesario verdaderamente un traje que abrigue, es decir, que funcione no sólo como un aislador del calor, sino también como un calentador. Este traje puede hacerse de tela con alambres finos incorporados, los cuales se calientan por medio de la corriente eléctrica. Otra posibilidad, y además más cómoda, ofrece la física nuclear.

Usted sabe que en el reactor nuclear se pueden hacer preparados radiactivos artificiales de gran actividad. Si el tipo fundamental de desintegración radiactiva del preparado es la desintegración β, en este caso, debido al recorrido pequeño de las partículas p en la substancia del preparado y a la interacción débil de las partículas β, una parte considerable de la energía obtenida durante la desintegración radiactiva se transforma en calor. Como resultado este preparado se calienta por sí mismo hasta una alta temperatura y permanece caliente durante un tiempo, cuya duración se determina por el período de semidesintegración. Tal preparado se puede utilizar como calentador cómodo, portable y de larga duración. Por ejemplo,

en este principio se basa la construcción del aparato para calentar el traje de un submarinista. En calidad de preparado radiactivo se utilizan los isótopos de tulio ^{170}Tm (el período de semidesintegración es de 129 días y la energía de la desintegración β es de 0,97 y 0,88 MeV) y de tulio ^{171}Tm (el período de semidesintegración es de 680 días y la energía de la desintegración β es de 0,1 MeV). El agua calentada hasta una temperatura un poco más alta que la del cuerpo humano, se bombea por el traje y calienta al submarinista. A consecuencia de que el tulio tiene un período de semidesintegración grande el aparato puede funcionar hasta dos años sin recargar la substancia radiactiva.

Pero la utilización más maravillosa del calor nuclear es, por supuesto, el calentador radionúclido del “Lunojod-1”. Se puede decir con seguridad que el funcionamiento exitoso durante muchos meses del primer electromóvil lunar del mundo sería imposible sin su calentamiento interior. Pues durante la noche la temperatura en la superficie de la Luna alcanza los -130°C. A esta temperatura tan baja muchos materiales pierden su resistencia y los aparatos dejan de funcionar.

Para que esto no se produzca en el Lunojod fue instalado un bloque térmico compuesto de ampollas herméticas con substancias radiactivas y los termopermutadores con un gas portador de calor. A bajas temperaturas el gas portador de calor empieza a circular por el interior del Lunojod, transmitiéndole el calor de las ampollas calientes con substancias radiactivas. Pero cuando en la Luna sale el Sol la circulación del portador de calor cesa y el exceso de combustible nuclear se emite al espacio circundante.

No vamos hablar aquí sobre ramas más prosaicas (pero, desde luego, muy importantes) en la utilización del calor nuclear en la vida cotidiana (estaciones térmicas atómicas, ETA) y en la industria (combinados metalúrgicos nucleares).

7. Pararrayos radiactivos

Cómo funcionan los pararrayos ordinarios — Radio de acción del pararrayos — Los cuantos γ hacen las veces de la punta del pararrayos.

Se sabe que para defender cualquier objeto (edificios, chimeneas, postes de líneas eléctricas de alta tensión) contra el rayo se construyen los pararrayos.

En el punto más alto del objeto, a defender contra el rayo, se instala una vara metálica puesta a tierra con una punta en su extremo. Durante la tormenta alrededor de la punta surge una ionización elevada del aire ("las cargas bajan de la punta") gracias a lo cual la resistencia del aire en esta región disminuye. Esto a su vez, conduce a la disminución de la intensidad del campo eléctrico y, como consecuencia, a la disminución de la probabilidad de aparición de la descarga del rayo. Si, a pesar de todo, el rayo va a dar en el pararrayos, no se producen destrucciones porque el pararrayos está conectado mediante un buen conductor a tierra.

Un defecto del pararrayos es su pequeño radio de acción (él es aproximadamente igual a dos veces la altura del pararrayos). El radio de acción del pararrayos se puede aumentar ionizando artificialmente el aire en su alrededor. Esto se logra por medio de una fuente de cuantos γ fijada en la punta del pararrayos. Si disponemos de una fuente potente, el radio de acción del pararrayos se puede aumentar hasta varios cientos de metros. Por lo general, como fuente de cuantos γ se utiliza el cobalto radiactivo ^{60}Co con una actividad de 100 - 200 pCi, es decir, (4-8)×10^9 Bq (desintegraciones/s). Pararrayos de este tipo están instalados, por ejemplo, en Yugoslavia. Estos resultaron más baratos que otros.

De esta forma la física nuclear nos defiende contra los rayos.

8. En ayuda del corazón enfermo

Enemigo Nº1 — Operaciones en el corazón seco — El hombre con un corazón ajeno — El sueño sobre el corazón artificial — La

lucha con la arritmia — Estimulador nuclear del corazón — Central eléctrica atómica en el interior del organismo — El corazón en el vientre.

En el capítulo anterior hemos hablado sobre una de las más espantosas enfermedades del organismo humano, el tumor maligno, y sobre el papel que desempeña la física nuclear en la diagnosis y en el tratamiento de esta enfermedad. El cáncer es realmente una enfermedad temible. Sin embargo, los médicos consideran que el enemigo Nº1 son las enfermedades cardiovasculares. Precisamente estas enfermedades son la causa de la mayor parte de los casos mortales. Y aquí, por supuesto, el problema fundamental son las enfermedades del mismo corazón.

Los éxitos de la medicina en la cirugía al corazón son muy grandes. Se conocen ampliamente las operaciones en el corazón seco que se realizan valiéndose del aparato “corazón artificial”, el cual suministra la circulación de la sangre durante la operación. A finales del año 1967, el cirujano Barnard hizo el primer experimento de trasplante del corazón de una joven mujer recién muerta a un enfermo de 56 años de edad a punto de morir a consecuencia de dos infartos. La parte quirúrgica del experimento se realizó brillantemente: ¡el hombre con el corazón trasplantado vivió 18 días!

Un éxito aún mayor se alcanzó en la operación de trasplante del corazón al segundo paciente del profesor Barnard. Este hombre valiente, después de permanecer en el hospital tres meses, salió de éste y regresó a su casa con un corazón ajeno en su pecho. El vivió con este corazón año y medio.

Por fin, en noviembre de 1968, en EE UU fue hecha una operación repetida de trasplante de corazón a un hombre al cual (hace medio año) antes ya se le había hecho una operación similar. Como resultado, este hombre recibió un nuevo corazón, digamos, ¡un tercer corazón!

Las operaciones de trasplante de corazón se hacen cada vez con mayor éxito. Uno de los pacientes del profesor Barnard falleció (de un cáncer de estómago) al año y nueve meses, aproximadamente, después del trasplante de corazón. La duración de la segunda vida del corazón en cuerpo ajeno sigue aumentando, además las personas con corazón ajeno prácticamente no experimentan limitaciones en el modo de vida. Así pues, hace poco los periódicos comunicaron sobre una joven mujer que cuatro años después del trasplante de corazón dio a luz felizmente a un niño (“Izvestia” N° 263 del 19 de septiembre de 1984) y sobre un hombre que un año después de trasplantarle el corazón de un muchacho de 16 años corrió un maratón (“Sovetski sport” Nº 89 del 18 de abril de 1985).

Es muy probable que con el tiempo, cuando sea resuelto enteramente el problema de la lucha contra las dificultades del período posoperatorio, las operaciones de trasplante de corazón se harán accesibles a todos los cirujanos y permitirán prolongar la vida a enfermos incurables en muchos, muchos años. Pero en caso de introducir ampliamente en la práctica médica este tipo de operaciones surge, de modo inevitable, otro problema serio: la necesidad de tener una cantidad suficiente de corazones jóvenes y sanos, extraídos a personas que fallecieron recientemente.

No tiene tal problema otro método igual radical de librar a la persona de esta enfermedad mortal. Este es el método que consiste en el reemplazo del corazón enfermo por otro artificial.

Ya hemos señalado que el aparato “Corazón artificial” se utiliza ampliamente en la práctica médica durante las operaciones al corazón. Sin embargo, los médicos sueñan con un corazón artificial que pueda sustituir el corazón enfermo no sólo durante la operación, sino también para toda la vida.

El problema relacionado con la creación de una prótesis del corazón es inmensamente complejo. Aquí la naturaleza también impone muchísimos obstáculos que han de superarse para solucionar este problema (la mala adaptación de la prótesis, la coagulación de la sangre y la formación de trombos durante su contacto con el material de la prótesis, etc.), pero éstos se están superando

exitosamente. Ya están creadas y se utilizan válvulas cardíacas y vasos sanguíneos artificiales. Se llevan a cabo trabajos para crear y comprobar en los animales y en el hombre prótesis del corazón (“Literatúrnaya gazeta” Nº 29 del 17 de julio de 1985). Uno de los problemas más serios en la solución de este problema es la adaptación del corazón artificial y el mantenimiento de su ritmo. Hay que hacer “latir” el corazón artificial. Para eso se necesita una fuente de energía, un motor (por ejemplo, eléctrico) y un dispositivo electrónico que controle la frecuencia de las “pulsaciones cardíacas” en las diferentes condiciones. Por ahora el experimento no sale fuera de los límites de la sala de operaciones, aunque todo esto no es un problema especialmente complejo. Pero en el caso ideal, todos los dispositivos enumerados hay que ubicarlos *dentro del organismo.* Mas esto significa que dichos dispositivos deben satisfacer una serie de exigencias específicas: seguridad y durabilidad, pequeñas dimensiones y masa, estabilidad química, alta resistencia y la termorresistencia. En particular, para la prótesis del corazón es necesario tener una fuente de energía muy segura, de pequeñas dimensiones, ligera y de larga duración. Precisamente en esto puede prestar una ayuda considerable la física nuclear.

Es que todas las cualidades enumeradas son propias de las fuentes de corriente radionucleídicas que funcionan según el principio de transformación del calor de la desintegración radiactiva en termoelectricidad. Por eso, en perspectiva se puede esperar que precisamente ellos desempeñen el papel de las fuentes de energía para el corazón artificial. Cuán próximo es este futuro se puede ver de lo siguiente.

Se sabe que entre las enfermedades del corazón más desagradables se encuentra la llamada arritmia, la alteración en la regularidad del ritmo del corazón. Un procedimiento radical de la lucha contra la arritmia es la adaptación en el organismo del enfermo de un estimulador eléctrico que funciona con pilas. El estimulador produce impulsos eléctricos periódicos, cuya frecuencia corresponde al ritmo normal de un corazón sano. Estos impulsos a través de electrodos especiales llegan al miocardio y obligan a éste contraerse con una frecuencia correcta.

Hoy en día los estimuladores eléctricos se utilizan muy ampliamente para curar la arritmia. Ellos salvaron la vida a muchos millares de enfermos. Sin embargo, un defecto esencial de estos dispositivos es la necesidad periódica (aproximadamente, una vez en dos años) de una intervención quirúrgica (para cambiar las pilas). En relación con ello, en la actualidad, en diferentes países se está trabajando sobre una fuente de corriente radionucleídica especial, calculada para un funcionamiento *en el interior del organismo humano* durante 10 años.

Además de las exigencias, sobre las cuales ya hemos hablado, los estimuladores nucleares del corazón y los bloques de alimentación para las prótesis empezaron los experimentos para adaptar los estimuladores nucleares del corazón en el organismo de perros, en 1970, fue realizado el primer experimento feliz en el hombre. Desde entonces este método se aplica exitosamente. Como fuente de calor necesaria para obtener la termoelectricidad en el estimulador nuclear del corazón se utiliza el isótopo radiactivo a de plutonio ^{238}Pu especialmente puro con un período de semidesintegración de 87,4 años. Esto significa que la radiactividad del ^{238}Pu (y, por consiguiente, la potencia térmica de la fuente) disminuye a la mitad sólo en 87,4 años, es decir, en 10 años ésta varía muy poco. Fuentes análogas de corrientes radionucleídicas para los estimuladores del corazón se fabrican en Gran Bretaña y en los EEUU para los estimuladores nucleares del corazón, además del ^{238}Pu, se utiliza el prometió radiactivo.

Además de las exigencias, sobre las cuales ya hemos hablado, los estimuladores nucleares del corazón y los bloques de alimentación para las prótesis del corazón deben satisfacer a otra condición muy importante: sus emisiones radiactivas de ninguna manera deben penetrar en el organismo. La última condición exige no sólo una hermetización absoluta de la cápsula con el plutonio, sino también una pureza excepcional del mismo ^{238}Pu. La más pequeña mezcla de elementos ligeros conllevará a que de sus núcleos, bajo la acción de las partículas de plutonio, se emitirán neutrones [reacción (a, *n*)¯\. Estos neutrones pasarán libremente a través de las paredes de la cápsula y penetrarán en el organismo. Igual de peligrosa es

también la mezcla de ^{236}Pu, cuyos productos hijos emiten radiación radiactiva penetrante (partículas β y cuantos γ).

Como conclusión enumeremos los parámetros típicos de los estimuladores nucleares del corazón. El estimulador inglés tiene una longitud de 5 cm, un diámetro de 1 cm, una masa del ^{238}Pu de 0,4 g, el material de la cápsula es acero inoxidable. El estimulador fue probado a una compresión de 2×10^4 N, al calentamiento hasta una temperatura de 580 °C y a la presión interna hasta 700 atm $\approx 7\times10^{-7}$ Pa.

El estimulador francés es aún más pequeño. Su longitud no supera los 2 cm, la masa del ^{238}Pu es de 0,15 g. La cápsula está hecha de tantalio y platino. Ella soporta temperaturas hasta 3000 °C, resistente a la corrosión y no teme a los impactos.

No hay duda de que la experiencia acumulada en el proceso de elaboración y utilización de los estimuladores nucleares del corazón será empleada en la creación del corazón artificial. Sin embargo, éste es un problema mucho más difícil. Pues el estimulador con sus impulsos eléctricos sólo ayuda al corazón vivo a corregir el ritmo de su funcionamiento. Para eso no es necesaria una potencia grande. Y el corazón artificial por su parte es una bomba que debe bombear como promedio 5 litros de sangre por minuto. Para poner en marcha esta bomba se necesita una fuente de energía bastante potente. Más con el crecimiento de la potencia aumenta el tamaño de la fuente, su masa, generación de calor y radiactividad. (La masa de uno de los modelos experimentales de generador radionucleídico, elaborado en los EEUU, para el corazón artificial es de cerca de 3 kg). Naturalmente, que todo esto crea serias dificultades para la ubicación del corazón artificial en el interior del organismo humano. Y, a pesar de todo, se puede tener esperanza de que dentro de cierto tiempo nosotros recibiremos la noticia sobre el primer hombre con un "corazón nuclear". Pero, lo más probable, es que este corazón no se ubique en el pecho, sino en... su vientre. Y mientras tanto las personas con corazón artificial están obligadas a llevar permanentemente para este corazón la fuente de energía en una carretilla.

§35. Proyectos y decisiones interesantes

1. Motores nucleares aéreos y cósmicos

¿Por qué es difícil construir un avión atómico? — Un avión está bien, un dirigible, mejor. — Hotel volante — Aeronave espacial atómica — Vuelo hacia Marte.

Con la creación de los buques atómicos de superficie y submarinos fue resuelto el problema de la navegación a distancias ilimitadas sin reabastecerse de combustible. Semejante problema aún no está resuelto para los aparatos volantes, si bien se está trabajando en esta dirección desde hace muchos años. Existen dos dificultades serias que impiden crear el avión atómico.

El primer obstáculo consiste en la imposibilidad de asegurar por medio del reactor nuclear la potencia específica necesaria del motor (cerca de 0,3 CV, o sea, 220 W por 1 kg de masa de despegue) para un avión de dimensiones normales. Esto se debe al hecho de que para proteger a la tripulación y a los pasajeros de la radiación radiactiva es necesario aplicarle al reactor una protección muy pesada, tan pesada que el avión no podrá despegar.

El cálculo demuestra, por ejemplo, que cuando la potencia del motor es 6000 CV (4,4 MW), la masa del reactor junto con la protección debe constituir cerca de 60 t, es decir, 3 veces más de lo que puede levantar este motor. En efecto, al aumentar las dimensiones del reactor su potencia crece más rápido que la masa de su protección, de manera que con una potencia bastante grande el avión, en principio, puede despegar. Sin embargo, como muestran las apreciaciones previas, este avión debe tener un motor con una potencia de 40 000 CV (30 MW) y una masa de 150 t.

La segunda dificultad que obstaculiza la creación del avión atómico consiste en el riesgo de contaminación radiactiva del ambiente en el caso de accidente. Para eliminar este obstáculo, el reactor debe ser colocado dentro de una protección especial antichoque, lo cual requiere un aumento adicional de la masa y la potencia

del avión, Al fin y al cabo, como resultado de cálculos realizados en los EEUU hace unos 25 años resultó que el avión atómico en proyecto debe tener una masa de vuelo superior a la del avión militar norteamericano más grande de aquel tiempo. A consecuencia de ello, los EEUU interrumpieron los trabajos encaminados a la creación del avión atómico. No obstante, en el momento actual existen aviones con masas superiores a las 200 t. Por eso las dimensiones y la masa dejaron de ser obstáculos para la creación del avión atómico.

En 1967 en la prensa extranjera aparecieron noticias sobre la reanudación en los EEUU de los trabajos sobre el avión nuclear. En la actualidad existen varios proyectos de motores atómicos para aviones. En el más real de ellos se supone utilizar un motor combinado atómico reactor. Este motor va a funcionar como el turborreactor ordinario (con combustible químico) sólo durante el despegue y el aterrizaje. En el tiempo restante va a funcionar como un motor turborreactor de compresión con calentamiento atómico del chorro de gas. Este motor permitirá al avión superar distancias prácticamente ilimitadas.

El proyecto descrito, al parecer, se puede considerar técnicamente realizable, pero, debido a las dificultades mencionadas anteriormente, la masa del avión será enorme (según algunas estimaciones, la masa puede alcanzar 700 t).

Entretanto ambas dificultades, prácticamente, desaparecerán, si se sustituye el avión por un dirigible. En tal caso será suficiente una potencia específica del motor próxima a los 0,02 CV (14,7 W) por 1 kg de masa de vuelvo y bajará bruscamente el riesgo de deshermetización del reactor en el caso de accidente.

En 1965 en los EEUU fue elaborado el proyecto de un enorme dirigible de 300 m de longitud y de 50 m de altura. La fuente de energía del dirigible será un reactor nuclear con una potencia térmica de 200 MW. La potencia total de los motores es de 6000 CV (4,4, MW). La fuerza de despegue del dirigible es de $38\text{-}10^5$ N, la velocidad, cerca de 150 km/h. Se supone equipar el dirigible con camarotes para 400 pasajeros, una bodega de carga para transportar 100 coches, tres cubiertas, sala de baile, etc. En unas palabras, esto es un hotel enorme y muy confortable que

podrá viajar alrededor del mundo junto con todos sus inquilinos y los coches de éstos.

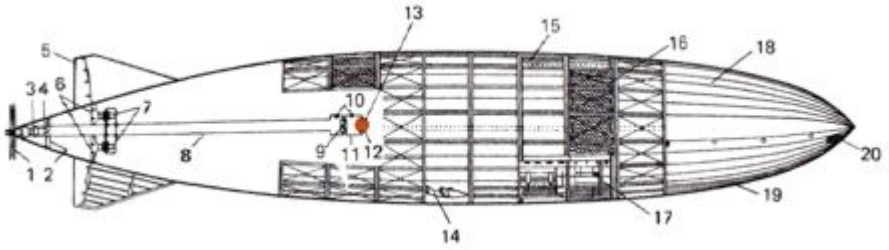


Figura 52

La Figura 52 muestra el esquema del dirigible de propulsión nuclear propuesto en el proyecto de Boston: 1. hélices contrarrotantes; 2. entrada de aire; 3. radiador; 4. turbina de gas y reductor con una potencia de 4000 CV (3 MW); 5. planos de dirección; 6. orificios de escape; 7. turboventiladores con una potencia de 1000 CV (735 kW); 8. circuito secundario de refrigerante líquido-metálico; 9. termopermutador intermedio; 10. turbobombas; 11. circuito primario de litio; 12. reactor; 13. protección; 14. hangar para un avión para 18 pasajeros; 15. sala de baile; 16. armadura alambrada que sostiene las cámaras de helio; 17. cubierta para pasajeros; 18. envoltura de nilón; 19. escotilla delantera de carga; 20. puente de mando. En 1969 apareció una información acerca de que en la RFÁ se está trabajando sobre el proyecto de un dirigible de propulsión nuclear capaz de desarrollar una velocidad de 350 km/h.

Se supone también utilizar el motor atómico en el espacio cósmico. En 1969 la maqueta de este motor fue probada con éxito en los EEUU en un polígono especial. El principio de funcionamiento de este motor consiste en la expulsión por la tobera de escape de hidrógeno caliente expandido que se calienta (por medio del termointercambiador) del reactor nuclear. Semejante motor no necesita oxidante, gracias a lo cual tiene un rendimiento más alto en comparación con el motor a chorro ordinario. En los primeros tiempos se supone utilizar el motor nuclear para

vuelos de larga duración de estaciones automáticas hacia los planetas lejanos del sistema solar y más tarde para una misión tripulada hacia Marte.

2. Explosiones nucleares subterráneas

Barato y al pelo — Tubo nuclear — Cómo aumentar el rendimiento de un pozo de gas o petróleo — Depósitos subterráneos — Acumulador de aire — Central eléctrica geotérmica — Segundo canal de Panamá — Problemas de seguridad.

Es conocido de todos la alta efectividad de la explosión nuclear utilizada para fines pacíficos. Un proyectil nuclear con un diámetro menor de medio metro es equivalente, en liberación de energía, a 100 000 t de trinitrotolueno. Menos conocida es la baratura relativa de la explosión nuclear. Una explosión termonuclear de gran potencia es miles de veces más barata que la química. Vaya una revelación: barato y al pelo.

La alta efectividad y el bajo precio hacen sumamente atrayente la aplicación de las explosiones nucleares para la realización de grandes movimientos de tierra. He aquí algunos proyectos de este tipo.

Elevación del rendimiento de los yacimientos de gas y de petróleo. Si en la región del yacimiento de gas (petróleo) a una gran profundidad realizamos una explosión nuclear, sobre el lugar, donde fue colocada la carga, se forma el llamado tubo nuclear, es decir, una cavidad cilíndrica vertical de varias decenas de metros de diámetro, llena de fragmentos de roca. La densidad volumétrica de fragmentos de roca dentro del tubo nuclear es menor que la densidad de la roca antes de la explosión. Por eso, el tubo nuclear posee una penetrabilidad elevada para el gas (o el petróleo). El gas se dirigirá hacia el tubo desde las capas gasíferas que le rodean y subirá por éste hacia el pozo. De esta forma el tubo nuclear desempeñará el papel de pozo de diámetro muy grande. Como resultado el rendimiento del yacimiento debe aumentar varias veces.

Almacenamiento del gas y del petróleo en los tubos nucleares. Si a la profundidad de 1 km hacemos estallar una carga nuclear equivalente a 100000 t de explosivo, se formará una cavidad de 3 -10^7 m^3. Esta es cómoda para utilizarla como depósito de gas. Este se puede llenar por las noches, cuando el consumo de gas disminuye. En cambio, durante las horas "punta" los consumidores recibirán una porción de gas adicional del depósito. Semejantes depósitos para el petróleo se pueden crear en las regiones de extracción de petróleo desde el fondo del mar, donde la explotación regular de los pozos petrolíferos es dificultosa por las condiciones específicas.

Acumulador de energía eléctrica. Las enormes cavidades formadas a consecuencia de las explosiones nucleares subterráneas se pueden utilizar también para el almacenamiento temporal de aire comprimido. El aire comprimido puede utilizarse para hacer girar generadores especiales que elaborarán energía eléctrica complementaria en las horas "punta". Para bombear el aire a los depósitos se puede usar la energía eléctrica de la red durante el tiempo de consumo mínimo.

Centrales eléctricas geotermales. Si creamos una cavidad a una profundidad del orden de los 3,5 km, donde la temperatura de las rocas se acerca a los 350 °C, y la llenamos de agua, en este caso el vapor formado se puede dirigir a unas turbinas para producir energía eléctrica bastante barata. El cálculo muestra que 4 km^3 de roca caliente pueden suministrar tanta energía cuanta se obtiene de quemar 10^8 t (es decir, cerca de 0,1 km^3) de petróleo.

Proyecto del segundo canal de Panamá. Existe un proyecto de construir, con ayuda de explosiones nucleares, un canal marítimo entre los océanos Pacífico y Atlántico. El cálculo económico mostró que la construcción del canal por este método va a costar, aproximadamente, 7 veces más barato que por los métodos tradicionales y 3 veces más barato que el reequipamiento del canal existente.

Desde luego que al redactar proyectos semejantes a los expuestos anteriormente, deben ser previstas medidas para prevenir riesgos sísmicos, de choque y radiactivos. El riesgo radiactivo se expresa en la formación de productos

radiactivos de fisión durante la explosión de la carga nuclear o de tritio radiactivo en el caso de explosión termonuclear.

Además, una explosión nuclear de cualquier tipo va acompañada de la emisión de neutrones que provocan radiactividad artificial en las rocas que rodean el lugar de la explosión. Es absolutamente natural que estos grandes trabajos como la construcción de un canal por medio de explosiones nucleares deben ser concordados a escala mundial.

3. Aceleradores gigantescos

Acelerador de Sérpujov — Electroimán de 1,5 km de longitud — 500 000 km en 3 s — ¿Se puede hallar el emblema soviético en la Luna? — Efecto de Sérpujov — ¡500 mil millones de electronvoltios! — El tavatrón y el complejo de acumulador-acelerador — Aceleradores de nuevo tipo — Núcleos relativistas — Complejo de aceleración de iones pesados.

A juzgar por el título de este párrafo, hemos prometido relatar a ustedes sobre proyectos interesantes. Sin embargo, durante el trabajo de muchos años sobre este libro, la realización de ciertos proyectos ha avanzado considerablemente. En particular, precisamente así están las cosas con una de las más grandes construcciones de la actualidad, el acelerador de protones de Sérpujov para una energía de 76 GeV. Una imagen de la magnitud de esta construcción y de sus posibilidades como una instalación físico-nuclear pueden dar los siguientes hechos y cifras. El acelerador está compuesto de varias partes principales: del preinyector (preacelerador), acelerador lineal, anillo electromagnético principal y bloques experimentales.

En el preinyector, de los átomos de hidrógeno se desprenden electrones y los protones obtenidos se aceleran en el campo eléctrico impulsivo hasta energías de 760 keV. La aceleración subsiguiente tiene lugar en el acelerador lineal. Aquí eilos

adquieren una energía de 100 MeV y por medio de un sistema óptico-iónico especial se introducen (se inyectan) en el anillo principal del acelerador. El camino total de inyección, recorrido por los protones del preinyector hasta el anillo, es aproximadamente de 160 m.

El diámetro del anillo principal del acelerador es igual a 470 m, su perímetro es de cerca de 1,5 km. Un recorrido a pie “alrededor del mundo” por el túnel del anillo a buen paso ocupa 20 minutos. En el interior del túnel están instalados 120 electroimanes que enfocan los protones en forma de haz anular estrecho. La masa total de electroimanes es de 22000 t. El haz se mueve en el interior de una cámara de vacío fabricada de acero inoxidable ondulado de 0,4 mm de espesor. La sección de la cámara representa una elipse de 19,5 × 11,5 cm. Y en este estrecho corredor, sin tocar sus paredes, los protones deben, en un tiempo corto de aceleración (2-3 s), recorrer un camino superior al medio millón de kilómetros. Es fácil observar que esto es equivalente al impacto en un lugar determinado de la Luna con una exactitud hasta las dimensiones del emblema llevado allí por la estación automática interplanetaria soviética “Luna-2”. Para que esto sea posible, en la cámara se mantiene un vacío del orden de 10^{-6} mm de Hg ($1{,}3\times10^{-4}$ Pa), los imanes se instalaron (con ayuda de geodestas) con un error no mayor de 0,1 mm; en el túnel se mantiene un régimen de temperatura constante. Bastante importante también es el lugar de disposición del acelerador, es una roca enorme no expuesta a oscilaciones sísmicas[55].

La aceleración de los protones en el anillo se realiza por 54 estaciones aceleradoras mediante un campo eléctrico de alta frecuencia. En una vuelta los protones obtienen energías cerca de 190 keV. Todos los protones durante su aceleración hasta energías de 76 GeV (un ciclo) hacen cerca de 400 mil vueltas, es decir, recorren 600 000 km. El acelerador funciona con una frecuencia de ocho ciclos por minuto.

Tengamos en cuenta que en el proceso de aceleración la masa del protón aumenta 75 veces.

El acelerador de Sérpujov permite realizar una serie de importantes investigaciones de física de las partículas elementales. Para estas investigaciones se dispone de dos enormes edificios experimentales, uno de los cuales representa una sala de 150 m de longitud y 90 m de anchura (sin columnas intermedias), el otro es un pabellón de 300 m de longitud. Hacia estos locales del acelerador se desvían protones de energía máxima y haces de otras partículas (mesones π y *K*, antiprotones) con energías de 40-60 GeV. Esto permite no sólo examinar las propiedades de las partículas enumeradas antes y otras en regiones de energías todavía sin examinar, sino también realizar experimentos de búsqueda.

El acelerador de Sérpujov fue puesto en marcha en 1967 y muy pronto en él fueron realizadas las primeras interesantes e importantes investigaciones: se estudió ¡a dispersión de protones por protones en las regiones de energías antes inalcanzables, se descubrió el núcleo ^{3}He (véase el §40), se realizó la búsqueda de los cuarques (véase el §41, p. 4) y del monopolo de Dirac (véase el §42), etc. En 1970 fue descubierta una conducta inesperada de la sección[56] eficaz de la dispersión de mesones K^{+} por protones (efecto de Sérpujov), en 1973 fue descubierto otro antinúcleo, el $^{3}_{1}$H (véase el §40), en 1975 se descubrió una nueva partícula, el mesón *h* que tiene un espín 4 y una masa de 2040 MeV, en 1983 se descubrió otra partícula, el mesón *R*, cuyo espín es igual a 6 y la masa es de 2150 MeV. Muchos datos nuevos se obtuvieron sobre las propiedades de partículas descubiertas anteriormente. Próximamente se puede esperar la obtención de resultados interesantes e importantes en los experimentos con el haz de neutrino recientemente creado.

Otro acelerador de protones se construyó y funciona exitosamente. Es un acelerador aún más grande, el diámetro de su anillo principal es de 2 km, se encuentra en Batavia (EEUU). El acelera los protones hasta energías de 500 GeV. La energía cercana (400 GeV) tiene otro acelerador gigante que funciona en el CERN (Centro Europeo de Investigación Nuclear, Suiza). En los últimos años, en estos aceleradores fueron obtenidos resultados muy importantes. En particular, con

ayuda de ellos fue examinada la dependencia de la sección eficaz de la dispersión *πp, Kp y pp* respecto de la energía y comprobado el efecto de Sérpujov descubierto anteriormente, fue descubierto el mesón Y superpesado, cuya masa supera 10 veces a la del protón y fue también descubierto el quinto cuarque (cuarque *b*), etc.

La ciencia nunca se detiene, por eso a los proyectos ya realizados los vienen a sustituir otros mucho más grandes. Dentro de poco en Batavia (EEUU) se pondrá en servicio el llamado Tevatrón, o sea, un acelerador de protones hasta energías de 1 TeV = 1000 GeV. En la URSS se está diseñando un complejo de acelerador-acumulador (CAA) para acelerar protones hasta energías aún mayores, hasta 3 TeV. Este complejo será levantado cerca del actual acelerador de Sérpujov. El perímetro del anillo de este acelerador será de cerca de 21 km. El campo magnético con una inducción de 5 Tl va a crearse por imanes de superconductividad, para el funcionamiento de los cuales es necesaria una temperatura de 4 K. Por fin, en el Comité Internacional de los Futuros Aceleradores se está discutiendo un acelerador de protones hasta energías de 20 TeV. El perímetro del anillo de este acelerador debe ser de unos 50 — 200 km (en función de la intensidad del campo de los imanes deflectores). Para estos aceleradores gigantes, además de los problemas puramente científicos se hallaron problemas prácticos sumamente atrayentes (véase el §34, p. 4).

Ahora digamos unas palabras sobre aceleradores que se diferencian esencialmente de los descritos antes. Es probable que usted se haya dado cuenta de que a medida que crece la energía, las dimensiones (y, por consiguiente, el precio) de los aceleradores de tipo corriente (con blanco fijo) aumentan rápidamente. Por eso, en la actualidad, se presta mucha atención a la creación de unos aceleradores de otro tipo, cuyo funcionamiento se basa en la utilización, en vez de un blanco inmóvil, de un haz de partículas aceleradas que se mueven al encuentro del haz principal (*choque de haces*). Tales aceleradores de haces electrón-electrón, electrón-positrón, protón-protón y protón-antiprotón ya están construidos y funcionan.

Los aceleradores de choque de haces permiten obtener, con las mismas dimensiones, energías efectivas de interacción de partículas más altas que los aceleradores con blanco fijo (más detalles véanse en el §37, p. 6).

Otro principio nuevo para acelerar las partículas cargadas consiste en la utilización de campos internos fuertes creados por las mismas partículas (*método colectivo de aceleración*). En el acelerador colectivo el campo exterior acelera un grupo denso de electrones, en cuyo volumen se halla un número relativamente pequeño de iones pesados, por ejemplo, protones. Los electrones se mueven en el campo exterior hacia el lado de acción del campo. Los protones (en ausencia de electrones) deben moverse en sentido opuesto. Sin embargo, la atracción colectiva interna por parte de un número grande de electrones resulta más fuerte que la acción del campo exterior. Como resultado los protones se ven arrastrados por los electrones y se mueven junto con ellos (es decir, en contra del campo exterior) con *la misma velocidad*. La circunstancia subrayada es sobre todo notable. Pues la energía cinética de las partículas, que tienen velocidades iguales, pero masas diferentes, es proporcional a su masa por eso los protones, arrastrados por los electrones, tienen una energía $m_p/m_e \approx 2000$ veces mayor que la de los electrones. Si acelera los electrones hasta una energía de 10 MeV, usted obtendrá protones con energías hasta 20 GeV. En este caso, las dimensiones del acelerador se determinarán por la energía hasta la cual se aceleran los electrones.

Otra particularidad notable del método colectivo es la posibilidad de acelerar por el método descrito no sólo los protones, sino también cualesquiera otros iones más pesados.

Por primera vez la idea del acelerador colectivo fue formulada por el académico V. I. Véksler en 1956, pero ésta no se lograba llevar a la práctica debido a las dificultades específicas de formar grupos densos estables de partículas cargadas (repulsión culombiana mutua de cargas homónimas). Sin embargo, a finales de los años 60 la solución de este difícil problema fue hallada por un grupo de físicos de Dubná a la cabeza del doctor en ciencias fisicomatemáticas V. P. Sarántsev. Este

junto con sus colaboradores formaron grupos densos estables en forma de anillos de rotación rápida ($v \approx c$), cuya estabilidad se consigue a consecuencia del efecto relativista. Utilizando este principio, los autores del nuevo método de aceleración construyeron un modelo del acelerador, en el cual los anillos rotatorios de electrones se aceleraban como un todo, arrastrando consigo los protones "diseminados" en ellos.

Como conclusión hablaremos sobre la posibilidad de hallar algo nuevo en las entrañas de lo viejo. A finales del año 1970 físicos del Laboratorio de altas energías del instituto IUIN (Instituto Unificado de Investigaciones Nucleares) encabezados por el profesor (hoy académico) A. M. Baldin obtuvieron un nuevo resultado relevante en un acelerador soviético, relativamente viejo, hasta energías de 10 GeV. Por primera vez en el mundo ellos lograron acelerar deuterones hasta energías relativistas de 11 GeV. Con posterioridad en este mismo acelerador fueron acelerados iones de helio, carbono y neón hasta energías de 20, 60 y 100 GeV, respectivamente. Sin ninguna duda, la segunda vida del acelerador veterano de Dubná conducirá a una serie de nuevos descubrimientos en el dominio de la nucleónica relativista y de la física de las partículas elementales. Garantía de ello son los resultados interesantes obtenidos ya aquí en la investigación del llamado efecto acumulativo, durante el cual la partícula formada se lleva una energía mucho más grande que la energía media que corresponde a un nucleón en el núcleo incidente. Por ejemplo, en la reacción de interacción de deuterones de 8 GeV de energía (o sea, de 4 GeV/nucleón) con núcleos fueron registrados mesones π con energías hasta 8 GeV. Esto puede significar que el mesón π obtuvo la energía no sólo de un nucleón del núcleo incidente, sino de varios, o sea, que los nucleones en el núcleo no se encuentran aislados, sino en forma de grupos estrechamente relacionados: de sistemas de múltiples cuarques.

Al mismo tiempo, hay que darse cuenta de que emplear un acelerador de protones viejo para acelerar núcleos hasta energías relativistas es muy difícil, además las dificultades crecen a medida que aumenta la carga de los núcleos acelerados. Por

eso en la Unión Soviética fue elaborado un proyecto de construcción de un CAIP, complejo acelerador de iones pesados, que permitirá de un modo más óptimo acelerar iones de cualesquiera núcleos hasta energías relativistas, incluyendo el uranio. El complejo será integrado por un acelerador de iones pesados hasta energías de 300 MeV/nucleón (sincrotrón de iones pesados). Los núcleos acelerados e ionizados totalmente del sincrotrón de iones pesados llegarán al sincrofasotrón, el cual permite acelerarlos adicionalmente hasta energías (en GeV/nucleón) de $T = 10Z/A$.

§36. Precisiones asombrosas

A la física nuclear le pertenecen varios records de precisión en la medición de magnitudes físicas fundamentales: masa, energía, tiempo, longitud, temperatura. Narraremos algunos de ellos.

1. El tiempo de vida más corto

Partículas "de larga vida'' y de corto tiempo de vida — Cómo se extrae la precisión de la indeterminación — Las partículas de más corto tiempo de vida.

En el §10 hemos aclarado que es comparativamente fácil medir el tiempo de vida de una partícula elemental, si éste es del orden de 10^{-10} s o más. En este caso, la partícula durante su existencia recorre un camino bastante grande, midiendo el cual se puede, por la velocidad conocida, calcular el tiempo de vida. Las dificultades aparecen cuando el tiempo de vida es del orden de 10^{-16} s, como tiene lugar para el mesón π^o. En este caso, incluso, la partícula con una velocidad próxima a la de la luz recorre un camino que representa solamente fracciones de micrón, el cual es muy difícil medir. Pues hay partículas que tienen un tiempo de vida mucho menor.

En el §2 hemos señalado que además de las partículas elementales ordinarias "de vida larga" existe un gran número de partículas inestables (las llamadas

resonancias), es decir, partículas que son inestables respecto de la interacción fuerte. El tiempo característico de la interacción fuerte es la magnitud $\tau_{núc} \approx 10^{-23}$ s por eso el tiempo de vida de las resonancias tiene justamente este mismo orden. Por ejemplo, se conoce que la resonancia Δ durante el tiempo $\tau \approx 0{,}5\times10^{-23}$ s se desintegra en un nucleón y un mesón π:

$$\Delta^{++} \to p + \pi^{+},$$

$$\Delta^{+} \begin{cases} \to p + \pi^{\circ} \\ \to n + \pi^{+} \end{cases}$$

$$\Delta^{\circ} \begin{cases} \to p + \pi^{-} \\ \to n + \pi^{\circ} \end{cases} \qquad (169)$$

$$\Delta^{-} \to n + \pi^{-}.$$

Se pregunta, ¿cómo medir un tiempo tan pequeño? La respuesta suena casi paradójicamente: resulta que la valoración más precisa del tiempo puede ser conseguida valiéndose de la relación de incertidumbres.

De acuerdo con una de las posiciones fundamentales de la mecánica cuántica (véase el §16), la indeterminación de la energía ΔE de cualquier sistema (por ejemplo, la de la partícula elemental o de la resonancia) y el tiempo de vida de este sistema están ligados por la relación

$$\Delta E \times \tau \approx \hbar \qquad (170)$$

De donde

$$\tau \approx \hbar/\Delta E$$

Pero, los físicos saben medir la magnitud ΔE para las resonancias. Ella se determina por la anchura de la curva de resonancia que describe la sección eficaz (la probabilidad de interacción) de las partículas que surgen de la desintegración de la resonancia. En nuestro ejemplo estas partículas son el nucleón y el mesón π.

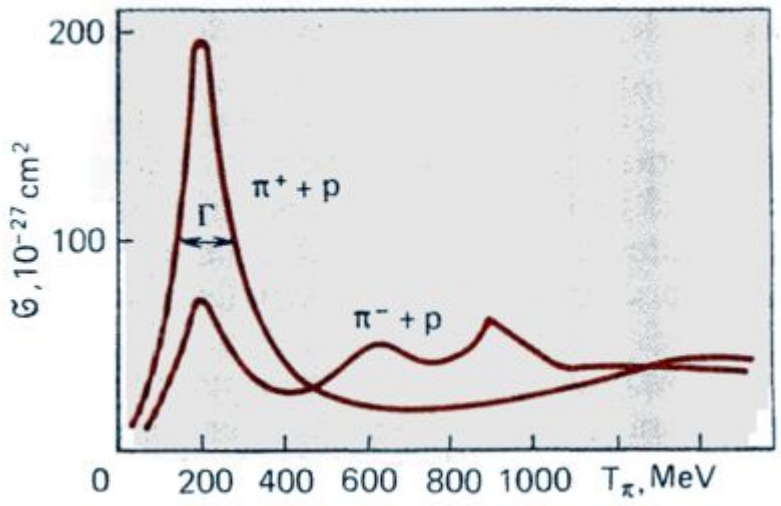


Figura 53

En la Figura 53 viene dada la parte de la curva de resonancia, obtenida durante el estudio de la interacción de los mesones π con los protones. El máximo para la energía cinética de los mesones π, T_π= 190 MeV corresponde al surgimiento de un sistema inestable de corto tiempo de vida, la resonancia Δ. El ancho del máximo $\Delta E = \Gamma$ (medido en la mitad de su altura) caracteriza el tiempo de existencia de este sistema. Las mediciones dan $\Delta E \approx 120$ MeV, de donde precisamente se obtiene

$$\tau \approx 6{,}6\times10^{-16}/1{,}20\times10^{8} \approx 0{,}5\times10^{-23} \text{ s.}$$

Llamamos su atención a que, pese a este tiempo de vida tan sumamente insignificante, la resonancia por las demás propiedades no se diferencia de otras

partículas con un tiempo de vida más largo. Igual que una partícula ordinaria (estable o metaestable), la resonancia puede ser caracterizada por la masa, la carga eléctrica, el espín y otros parámetros; igual que a la partícula a la resonancia se le puede asignar velocidad, energía e impulso.

2. La medición más precisa de la energía

Tiempo de vida de nivel nuclear — Ancho natural de una línea — Efecto Móssbauer — Cañón montado en la cureña — ¡No es tan fácil! — Cuando es posible el efecto Móssbauer — Cómo sirvió a la ciencia el tocadiscos.

La física nuclear ofreció el método más preciso para medir la energía. Este método se basa en la observación de la absorción por resonancia, de los cuantos γ emitidos por los núcleos.

Todos los estados energéticos de núcleo, además del fundamental (la energía del cual se toma igual a cero) se caracterizan por el tiempo de vida final $\tau \neq \infty$ (el estado fundamental del núcleo no radiactivo es estable, es decir, su tiempo de vida es infinitamente grande). De acuerdo con la relación (170) el tiempo de vida final del estado excitado del núcleo ocasiona una indeterminación ΔE en el valor de la energía E de este estado. De este modo, la energía del núcleo en estado de excitación no está fijada con exactitud, sino con un error ΔE, o sea, es igual a $E \pm \Delta E$, donde $\Delta E \approx \hbar/\tau$.

El valor τ para diferentes niveles puede variar desde fracciones milmillonésimas de nanosegundo (1 ns = 10^{-9} s), o sea, desde 10^{-18} s hasta muchos miles de años. Para valores bastante grandes de τ la indeterminación de la energía ΔE es muy pequeña, de manera que la precisión relativa de fijación de la energía de nivel resultará muy buena. Por ejemplo, para el estado excitado del núcleo de

$$^{191}\text{Ir}\ (E_{\text{excit}} = 129\ \text{keV}, \quad \tau \approx 10^{-10}\ \text{s})$$

$$\Delta E \approx 7 \times 10^{-6} \text{ eV} \quad (171)$$

y el error de fijación de la energía de nivel constituye

$$\Delta E/E = 7\times10^{-6}/1{,}29\times10^{5} = 5\times10^{-11} \quad (172)$$

es decir, cinco milmillonésimas fracciones de por ciento. Igual de pequeña es la no monocromaticidad de la línea discreta de los cuantos γ emitidos por el núcleo atómico durante la transición del estado de excitación al fundamental. Esta no monocromaticidad se denomina *ancho natural de la línea* Γ

Es fácil darse cuenta de que si existiera un método de separar del espectro continuo de emisión y la línea monocromática con un error del orden de su ancho natural, esto sería un método de medición de la energía con el mismo error. Este método de registro de los cuantos γ basado en la observación de la absorción por resonancia fue descubierto por Mössbauer en el año 1958.

Mössbauer mostró que, *en condiciones especiales,* los cuantos γ emitidos desde el nivel energético dado, pueden tener prácticamente la misma energía que el nivel mismo. Un fenómeno análogo (cumpliéndose las mismas condiciones especiales) se observa también para la absorción de los cuantos γ por núcleos en estado fundamental. Como resultado se obtiene que la energía del nivel *E,* la energía de los cuantos γ emitidos E_{γ}^{emit} y la energía de los cuantos γ absorbidos E_{γ}^{absorb} coinciden con una precisión hasta el ancho natural de la línea Γ (o, incluso, mejor):

$$E = E_{\gamma}^{emit} = E_{\gamma}^{absorb.} \quad (173)$$

Gracias a esto se hace posible el *efecto Mössbauer.*

No hay que creer que esto es un resultado trivial. Pues si el núcleo emite un cuanto γ, éste experimenta en sí mismo el rechazo (como el cañón durante el disparo en el

§20, p. 2). Por consiguiente, la energía de excitación del núcleo (la energía de "explosión") se divide en la energía del cuanto γ E_γ^{emit} (energía del "proyectil") y la energía de rechazo del núcleo:

$$T_{núc.} = p^2/2m_{núc} = E_\gamma^2/2m_{núc} \times c^2 \qquad (174)$$

(rechazo del "cañón"):

$$E = E_\gamma^{emit.} + T_{núc.}$$

además $T_{núc} >> \Gamma$. En nuestro ejemplo

$$\frac{E_\gamma^2}{2m_{nuc} \times c^2} = \frac{(1.29 \times 10^5)^2}{2 \times 191 \times 931 \times 10^6} \approx 0{,}05\ eV \approx 10.000\Gamma \qquad (175)$$

por lo tanto, en el caso general (cuando no están cumplidas las condiciones especiales)

$$E_\gamma^{emit.} < E + \Gamma \qquad (176)$$

De manera análoga en el caso general

$$E_\gamma^{absorb} > E + \Gamma \qquad (177)$$

y la absorción por resonancia de los cuantos γ es imposible (hablando más exactamente, es posible a causa del *ensanchamiento doppleriano de la línea*, véase más adelante).

Así pues, la igualdad

$$E = E_{\gamma}^{emit} = E_{\gamma}^{absorb}$$

se cumple solamente para condiciones especiales. ¿En qué consisten?

La primera de ellas está ligada con la elección de los objetos de investigación, la segunda, con sus temperaturas. Usted sabe bien que la energía de rechazo del cañón se puede disminuir bruscamente, si el cañón se monta en una cureña muy pesada. En este caso, de las leyes de la conservación de la energía y del impulso se deduce que prácticamente toda la energía de la explosión será transmitida al proyectil, y en el rechazo se gastará solamente la parte $m/(M + m)$ (m es la masa del proyectil; M, la masa del cañón y la cureña). De manera análoga, la energía de rechazo del núcleo puede prácticamente reducirse a cero, si utilizamos como emisores los núcleos ligados en la red cristalina. En efecto, la energía de enlace de los átomos en el cristal es cerca de 1 eV, por eso la energía de rechazo del núcleo ($T_{núc} \approx 0{,}1$ eV) resulta insuficiente para sacar un núcleo de la red, y el núcleo se puede considerar fijado fuertemente en el cristal pesado (similar al cañón en la cureña). Como resultado, el impulso de rechazo se comunica no sólo al núcleo radiante, sino a un gran número N de núcleos del cristal (mejor dicho, a todo el cristal).

Si $N \approx 10^8$ (un número bastante verosímil para nuestro ejemplo con el ^{191}Ir), la energía de rechazo del cristal T_{cr} es 100 millones de veces menor que la de rechazo de un núcleo aislado:

$$T_{cr} = E_{núc}/N = 10^{-8}\, T_{núc} \qquad (178)$$

y, por consiguiente, es 10 mil veces menor que el ancho natural del nivel Γ:

$$T_{cr} \approx T_{núc}/N = 10^{-8}\, T_{núc} \qquad (179)$$

Como resultado se obtiene que la igualdad $E = E_{\gamma}^{emit} = E_{\gamma}^{absorb}$ se cumple con una precisión hasta una diezmilésima de fracción Γ.

Es simple y comprensible, ¿verdad? Tanto que, incluso, surge asombro: ¿qué había que descubrir aquí? Estas son cosas ya conocidas. Sin embargo, esta simplicidad es imaginaria: ella se debe a la imperfección de nuestra analogía.

En efecto[57], los átomos de la red cristalina están ligados de manera no absolutamente rígida, sino que pueden realizar oscilaciones respecto de la posición de equilibrio. La amplitud y la energía de oscilaciones se determinan por medio de la temperatura del cristal (crecen con el aumento de la temperatura). En este caso, de acuerdo con la teoría cuántica, la energía del átomo en vibración (del oscilador) se cuantifica, es decir, varía de manera no continua, sino por porciones discretas $n\,\Delta E$, aquí n es un número entero. Cuanto más alta es la temperatura T, tanto mayor será el número n y la energía del oscilador $(n + {}^1/_2)\,\Delta E$. La porción más pequeña de energía que puede obtener o ceder el oscilador es igual a $\Delta E = \hbar\Omega$, donde $\hbar$ es la constante de Planck, Ω, la frecuencia propia del oscilador que se determina por la rigidez del cristal (por el valor de las fuerzas elásticas que devuelven átomos en la posición de equilibrio).

Si no se imponen limitaciones para la elección del cristal y la temperatura, entonces generalmente $\Delta E < T_{núc}$ y $n >> 1$. No es difícil ver que el efecto Mössbauer no se observará. Efectivamente, la condición $T_{núc} > \Delta E$ significa que la energía de rechazo del núcleo $T_{núc}$ puede consumirse en el reforzamiento del movimiento oscilatorio del átomo (y no en el rechazo del cristal en total). A consecuencia resulta que $E_\gamma^{emit} \neq E$.

La segunda condición ($n >>$ l) significa que los átomos del cristal se hallan en movimiento oscilatorio intenso, de manera que la emisión (y la absorción) de los cuantos γ se realiza por núcleos en rápido movimiento. En relación con ellos se produce la modificación Doppler de la frecuencia de los cuantos γ emitidos (semejante al cambio de la altura del sonido, al moverse la fuente del sonido). El cálculo demuestra que este fenómeno conduce al ensanchamiento Doppler de la línea de emisión hasta el valor $D >> \Gamma$. Así pues, en el caso general (cuando el cristal se selecciona arbitrariamente y su temperatura no está limitada) $E_\gamma^{emit} \neq E$ y

$D >> \Gamma$, es decir, el efecto Mössbauer es imposible. En este caso la emisión y absorción por resonancia de los cuantos γ se puede observar sólo a cuenta de un mayor ensanchamiento Doppler de las líneas de emisión y absorción que ocasiona su superposición parcial (Figura 54, a).

Sin embargo, si seleccionamos un cristal para el cual $T_{núc} < \Delta E$ (gran "rigidez" del cristal y energías de transición relativamente pequeñas $E \approx$ 10-1000 keV) y lo tomamos a una temperatura bastante baja, cuando $n = 0$ (los osciladores están "congelados"), en primer término, la energía de rechazo $T_{núc}$ del núcleo no alcanzará para excitar las vibraciones del oscilador ($T_{núc} < \Delta E$), en segundo lugar, no tendrá lugar el ensanchamiento Doppler de las líneas. Como resultado, la línea de emisión E_γ^{emis} no va a desplazarse respecto de E, ni ampliarse respecto de Γ. Esta misma conclusión puede ser hecha también respecto a la línea de absorción E_γ^{absor}. En este caso $E_\gamma^{\text{emis}} = E_\gamma^{absor} = E$ y el efecto Mössbauer es posible.

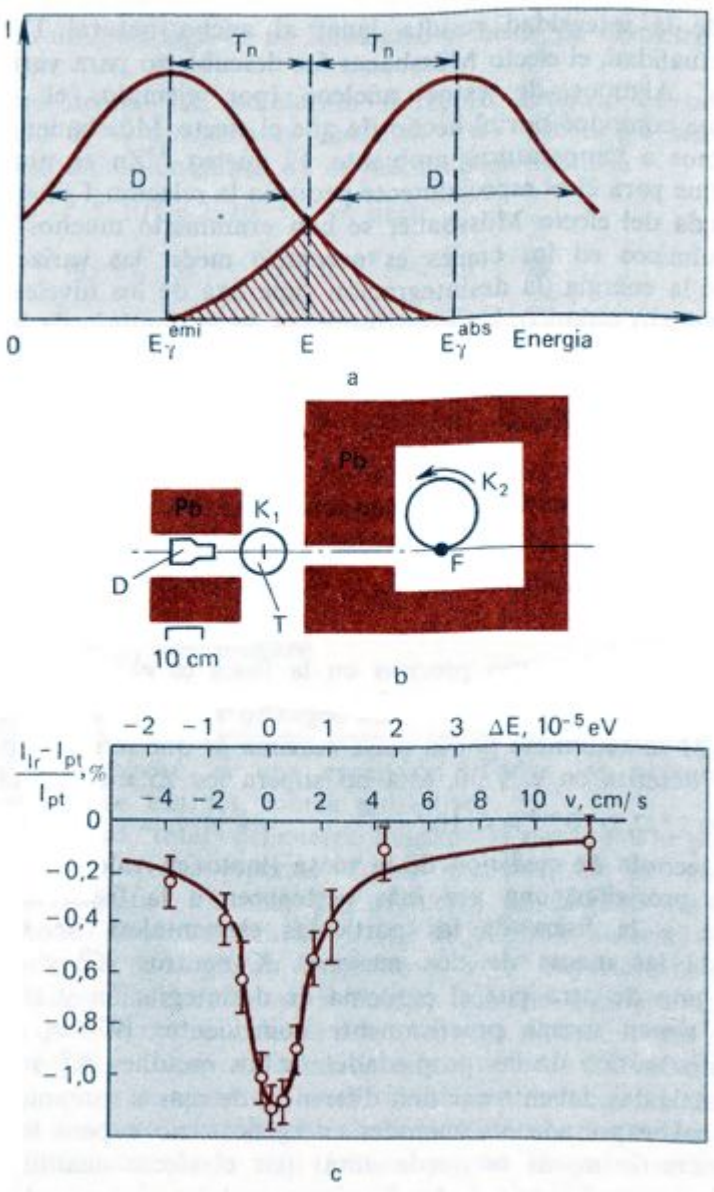


Figura 54

Mössbauer hizo su primer experimento con el ^{191}Ir cuyas características vienen dadas al principio de este párrafo. Estudiando la absorción por resonancia provocada por la superposición doppleriana de las líneas, Mössbauer enfrió la fuente y el absorbente, esperando la disminución del efecto. (Al enfriar la fuente y el absorbente disminuye el ancho doppleriano de la línea de emisión y de absorción y, por consiguiente, la región de su superposición). En lugar de la disminución

esperada, él descubrió una amplificación brusca. Este ejemplo muestra cuán sabiamente la naturaleza “oculta” del hombre sus secretos.

Habiendo explicado correctamente los resultados de su primer experimento como debidos al hecho de que E_γ^{emis} y E_γ^{absor}, coinciden con una precisión hasta el ancho natural de la línea, Mössbauer demostró esta conclusión con ayuda de un segundo experimento. La idea del segundo experimento de Mössbauer consiste en la infracción artificial del efecto por resonancia debido al movimiento de la fuente *F* de los cuantos γ (Figura 54, *b*). No es difícil mostrar que durante el movimiento de la fuente de iridio con una velocidad *v* de varios centímetros por segundo en dirección de la emisión de cuantos γ tendrá lugar la modificación Doppler de la energía de los cuantos γ emitidos en una magnitud superior que Γ. Como resultado, E_γ^{emis} y E_γ^{absor} dejan de coincidir entre si y el efecto por resonancia desaparecerá. Es curioso señalar que para obtener un movimiento tan lento de la fuente, Mössbauer utilizó un motor de tocadiscos. El experimento confirmó de modo brillante la esperanza: al variar la velocidad con que se mueve la fuente desde cero hasta 5 cm/s, la intensidad de absorción por resonancia de los cuantos γ disminuye 10 veces, y el ancho de la curva de variación de la intensidad resulta igual al ancho natural Γ (Figura 54, c).

En la actualidad, el efecto Mössbauer fue descubierto para varias decenas de núcleos. Algunos de estos núcleos (por ejemplo, el ^{57}Fe) son especialmente cómodos por el hecho de que el efecto Mössbauer se observa en los mismos a temperaturas ambiente. El núcleo ^{67}Zn es notable en el sentido de que para él es especialmente pequeña la relación $\Gamma/E = 5{,}2\text{-}10^{-16}$.

Con ayuda del efecto Mössbauer se han examinado muchos fenómenos físicos y químicos en los cuales es necesario medir las variaciones muy pequeñas de la energía (la desintegración superfina de los niveles nucleares, el desplazamiento químico, las investigaciones en el dominio de la teoría de la relatividad). Uno de los logros más efectivos es la medición del *desplazamiento gravitatorio de la frecuencia* de los cuantos γ en condiciones de laboratorio (véase el §20). Para esto

los físicos tuvieron que crear una instalación que asegurara el movimiento de la fuente con una velocidad de varios microones por segundo.

3. La diferencia de masas más pequeña

Una diezmilésima de microgramo— ¿Se puede notar una gota de agua excedente en un lago? — 100 mil millones de veces más pequeña que la masa de un electrón.

Una de las mediciones más precisas en la física es el pesaje. En el §30 hemos relatado de que trabajando sobre la obtención de elementos transuránicos fue construida una balanza con una sensibilidad de 10^{-8} g, o sea, una centésima de microgramo. Y a pesar de ello, esto no es un record. En primer término, un error de 10^{-8} g no es tan pequeño: en una masa así de substancia hay 10^{16} nucleones. En segundo lugar, el error relativo del pesaje $\Delta M/M$ se determina por la masa máxima M que se puede pesar. Para la balanza, descrita en el §30, ésta no supera los 25 miligramos, por eso

$$\Delta M/M = 10^{-8}/2{,}5\times10^{-2} = 4\times10^{-7} \qquad (180)$$

Ambos records de medición de la masa (tanto en valor absoluto como también en precisión) una vez más pertenecen a la física nuclear (más exactamente, a la física de las partículas elementales). Se trata de la diferencia de las masas de dos mesones K neutros $K_1°$ y $K_2°$ que se diferencian uno de otro por el esquema de desintegración y el tiempo de vida, pero tienen masas prácticamente coincidentes $10^{-5}/974\ m_e$ cada uno).

El análisis teórico de las propiedades de los mesones $K_1°$ y $K_2°$ mostró que estas partículas deben tener una diferencia de masas sumamente insignificante la cual, expresada en unidades energéticas, no supera los 10^{-5} eV. Esta diferencia de masas se puede notar por el efecto cuántico-mecánico específico de la interferencia de las

funciones ondulatorias que describen los mesones $K_1°$ y $K_2°$. Experimentos especiales realizados para comprobar este efecto confirmaron el cálculo. De este modo fue establecido el record de precisión en la medición de la masa:

$$10^{-5}/974\ m_e = 10^{-5}/974\times5\times10^5 = 2\times10^{-14} \quad (181)$$

Notar esta diferencia de masa es lo mismo que descubrir una gota de agua excedente en un gran lago de un kilómetro y medio de diámetro y 10 m de profundidad.

Al mismo tiempo fue establecido el record absoluto de pequeñez del valor medido de la masa: pues $\Delta m \approx. 10^{-5}$ eV constituye solamente dos fracciones cienmilmillonésimas de la masa de un electrón:

$$\Delta m_e/m_e = 10^{-5}/5\times10^5 = 2\times10^{-11}$$

es decir,

$$\Delta m = 2\times10^{-11}\ m_e = 2\times10^{-11}\times9{,}110^{-28} = 2\times10^{-38}\ \text{g} \quad (182)$$

esto representa la misma parte de un gramo, como el gramo representa de la masa de 25 000 sistemas solares.

§37. Efectos curiosos y soluciones ingeniosas

En este párrafo vamos a ver varios efectos curiosos físico-nucleares, empezando por los más simples y evidentes (la radiactividad del hombre) y finalizando por otros bastante inesperados (el electrón luminoso) y los de gran futuro (los choques de haces).

1. Radiactividad... del hombre

Lector radiactivo — Cómo se mide la radiactividad del hombre — ¿Hombre o mujer?

Del capítulo anterior hemos conocido que todas las composiciones orgánicas, las plantas, los animales contienen isótopos radiactivos de carbono ^{14}C y, por consiguiente, poseen radiactividad propia. El hombre, por supuesto, tampoco es una excepción. Todas las personas, incluso nosotros, estimados lectores, somos radiactivos.

La radiactividad "total" del cuerpo humano se puede medir por medio de un *contador de centelleo* especial. Como resultado de las mediciones se obtiene una magnitud bastante grande, cerca de 200.000 desint/min. Sin embargo, esto no debe asombrarle, ya que del capítulo anterior de este libro usted recuerda que cada gramo de carbono "vivo" experimenta cerca de 15 desint/min. Además del carbono, el cuerpo humano contiene uranio, radio y productos de la desintegración de éstos, isótopo radiactivo del potasio ^{40}K y otros elementos radiactivos. De modo que el número 200.000 no sólo no es grande, sino por el contrario, está visiblemente rebajado debido a la absorción de una parte considerable de la radiación en los tejidos del cuerpo humano (precisamente por esto hemos puesto la palabra "total" entre comillas).

La radiactividad del cuerpo humano puede oscilar. Si su valor numérico depende de la residencia de la persona (la altura sobre el nivel del mar, la radiactividad del suelo), de las condiciones de su trabajo y, por supuesto, de si hacen pruebas o no del armamento nuclear.

Figura 55

El “contador humano” permite no sólo medir la radiactividad integral (total), sino también acentúa los efectos que dependen de determinados núcleos radiactivos, por ejemplo, el ^{40}K. La aplicación del contador permite determinar rápidamente la radiactividad de la persona que ha permanecido en condiciones especiales (en el espacio cósmico, cerca de un reactor detenido por emergencia, en un laboratorio químico caliente[58], etc.) y sacar la conclusión acerca del grado de irradiación.

Como curiosidad señalemos un resultado interesante obtenido durante la medición en masa de la radiactividad a varios miles de visitantes de una exposición en la que se mostraba cierto aparato. Resultó que los organismos del hombre y de la mujer contienen diferente cantidad de ^{40}K (por lo visto, esto se debe a que el ^{40}K se acumula fundamentalmente en el tejido muscular). La Figura 55 muestra como se puede utilizar este facto en algunos casos embarazosos.

2. Queso radiactivo

Cuando los productos que permanecieron mucho tiempo antes de consumirlos son mejores que los frescos.

¿Se pueden utilizar en la comida víveres con contaminación radiactiva? Claro que no, dirá usted y tendrá razón. Tendrá razón, pero no del todo.

Figúrese usted que como resultado de un accidente en un reactor fueron expulsados a la atmósfera productos radiactivos, los cuales después son absorbidos por los vegetales y el mundo animal. En particular, se sabe, que el yodo radiactivo ^{131}I a través de la hierba y el organismo de la vaca penetra a la leche y aumenta bruscamente su radiactividad. Supongamos que ésta aumentó 1000 veces en comparación con el nivel normal de la radiactividad natural del producto orgánico. ¿Se puede tomar esta leche?

No hay duda que tomar esta leche inmediatamente después de ordeñar la vaca no es deseable. Sin embargo, existe una maniobra envolvente muy simple. El período de

semidesintegración del ^{131}I es relativamente pequeño ($T_{1/2} \approx 8$ días), por eso ya a los 80 días ($10T_{1/2}$) la actividad inicial de la leche bajará 2^{10}, es decir, aproximadamente 1000 veces, y ésta se hará inofensiva para tomarla. Claro que la leche se cortará antes, pero ésta se puede transformar previamente en otros productos lácteos, por ejemplo, en queso o leche en polvo. Y si estos productos se retienen durante bastante tiempo, ellos se harán totalmente inofensivos. He aquí un ejemplo cuando los productos retenidos durante mucho tiempo antes de consumirlos son mejores que los frescos.

3. Restitución de las fotografías

Imagen desaparecida — Autógrafos de cosas invisibles — Segunda vida de la fotografía.

Usted sabe bien que una fotografía con el tiempo pierde el color. Esto se nota, sobre todo, cuando hojeas un álbum familiar, en el cual hay fotografías hechas hace tiempo. A veces, la calidad de la fotografía es tan mala que ya ni una fotografía más contraste de la misma puede ayudar y es una lástima. En estos casos también nos ayuda la física nuclear. Ella permite reconstruir fotografías en las cuales ya no se ve nada.

El método se basa en que, incluso, una fotografía que ha perdido totalmente la imagen contiene una pequeña cantidad (invisible) de isótopos de plata ^{107}Ag y ^{109}Ag, cuyas concentraciones en los lugares de la fotografía que antes eran oscuros son mayores que en lugares que eran claros. Si bombardeamos la fotografía con neutrones, los núcleos estables de plata ^{107}Ag y ^{109}Ag los captarán y se transformarán en núcleos radiactivos ^{108}Ag y ^{110}Ag. Como resultado, la fotografía volverá a ser radiactiva, además el grado de radiactividad de los distintos lugares de la fotografía será proporcional a la cantidad de plata que quedó en dichos lugares. Si colocamos la fotografía sobre una película radiográfica, de ésta se puede obtener su “autógrafo”, el cual, después de revelado, adquirirá el aspecto que la fotografía

tenía antes de perder la imagen (porque a las zonas de mayor radiactividad les corresponderá un oscurecimiento mayor). De este modo, de una fotografía que perdió la imagen se puede obtener una fotocopia normal.

Claro que el método descrito tardará en aplicarse para restaurar fotografías familiares, pero para fotodocumentos valiosos se puede aplicar ya hoy.

4. Electrón luminoso

¿De qué color es el electrón? — Atomos de "distintos colores'' — Una vez más sobre la radiación de Vavilov-Cherenkov — Cómo vieron un electrón — Radiación sincrotrónica — Electrón "camaleón" — Noticias de las entrañas del Universo.

Con la pregunta, "¿de qué color es el electrón?" el autor, por primera vez, tropezó en 1936, cuando se convirtió en estudiante de la facultad de física de la Universidad M. V. Lomonósov de Moscú. La pregunta fue escrita por alguien en la pizarra. Sin embargo, es muy posible que ya en aquel entonces esta pregunta tenía barbas, ya que el electrón se había descubierto en 1895.

A primera vista puede parecer que la persona que plantea esta pregunta, en esencia, trata de sorprender al interlocutor por su carácter paradójico y semiabsurdo. No obstante, después de cierta reflexión usted llega a la conclusión de que en la pregunta hay algo. Porque el destino del electrón está vinculado muy estrechamente con todo lo que tiene relación con la energía, el fuego, la luz y, por supuesto, al color.

Durante las transiciones de los electrones entre átomos se observan reacciones químicas, incluyendo la combustión (el fuego); durante las transiciones de los electrones entre los niveles energéticos del átomo se emite radiación electromagnética. Usted sabe que a cada transición le corresponde una longitud de onda determinada. La radiación puede ser de rayos X, ultravioleta, visible, infrarroja, térmica... Si la longitud de onda se encuentra en la región del espectro

visible, la radiación del átomo se nos presenta de un color o de otro. El lector recuerda, con seguridad, de los experimentos escolares de química y física que los vapores de sodio implican a la llama color amarillo. De la misma manera, el neón en los anuncios tiene color rojo; el argón, azul, etc. Los culpables de esta coloración, al fin de cuentas, son los electrones, pero electrones que se hallan en condiciones especiales que son características para un átomo dado. Por eso, si tratamos de hablar del "color" de un microobjeto, en los ejemplos enumerados, podemos con cierta razón "pintar" los átomos de diferentes colores. Los átomos de sodio, de amarillo; los de argón, de azul; los de neón, de rojo, etc.

En el §13 nos hemos familiarizado con la luminiscencia de las partículas cargadas que se mueven con velocidades que superan la de la luz en este medio (la radiación de Vavílov-Cherenkov). Sin embargo, como fue demostrado, también en este caso el efecto de luminiscencia, más bien, está ligado a las propiedades del medio y no a las de la partícula, puesto que iluminan sólo los átomos excitados como resultado de la acción sobre ellos de una partícula cargada que pasó volando, por ejemplo, de un electrón, es decir, también en este caso el origen de la luminiscencia está ligado al electrón, pero es él el que ilumina.

Mas, ¿qué hacer con el propio electrón? ¿No será posible también para él, aunque sea de una manera igual de convencional, determinar el concepto del color? ¡Resulta que sí se puede! Pero, para ello hay que examinar el electrón en estado libre, fuera del átomo y del medio (en el vacío).

En el §3 hemos señalado que la partícula cargada que se mueve con aceleración emite radiación de frenado. La intensidad de la radiación de frenado es inversamente proporcional al cuadrado de la masa de la partícula y, por consiguiente, este proceso se manifiesta más claramente para las partículas cargadas más ligeras, es decir, precisamente para los electrones. El espectro de la radiación de frenado tiene carácter continuo, de manera que una parte del mismo toca a la región de luz visible. Así pues, en principio se puede observar la radiación del electrón libre, si se mueve con aceleración, por ejemplo, pasa junto al núcleo

atómico que lo frena. Claro que no veremos nada, si el experimento corresponde a nuestra descripción de principio: el efecto será demasiado pequeño. Pero, he aquí lo que se puede hacer para su refuerzo.

Vamos a crear en una cámara cilíndrica de vacío, cuyo radio es *R*, un campo magnético constante paralelo al eje del cilindro y dejemos entrar al interior de la cámara (a lo largo de la cuerda de sección circular) un electrón rápido. Si el impulso de electrón *p*, eV/s, satisface la condición

$$p/0{,}03\,B = \rho < R \quad (183)$$

donde *B* es la inducción del campo magnético en Tl; ρ, el radio en cm, el electrón girará por una órbita circular de radio ρ dentro de la cámara. Pero como se sabe el movimiento giratorio transcurre con aceleración. En este caso la aceleración (deceleración) del electrón se produce a consecuencia de su frenado por el campo magnético. La energía que pierde el electrón se consume en la radiación, y esta vez la radiación será muy fuerte, por cuanto el electrón que da vueltas rápidas ($v \approx c$) por una órbita de radio pequeño (R = 43 cm), pasa por un mismo punto del espacio decenas de millones de veces por segundo. El esfuerzo del efecto relacionado con esto es tan grande que se puede ver la radiación de *un solo* electrón. Desde luego, que la energía que pierde el electrón por radiación debe ser repuesta acelerándola simultáneamente mediante el campo de alta frecuencia.

Todas estas condiciones fueron garantizadas en la instalación (VEP-1) creada en el Instituto de la Física Nuclear de la sección siberiana de la Academia de Ciencias de la URSS para obtener choques de haces de electrones (véase el §37, p. 6). Precisamente aquí fue observada la radiación del electrón. He aquí como esto fue demostrado. Observando la luminiscencia de un haz electrónico muy débil, los físicos descubrieron que su intensidad disminuye en porciones rigurosamente iguales. Esto se debe a que algunos electrones abandonan sucesivamente el haz a causa de la dispersión de éstos en los restos de gas en la cámara. Al desaparecer un

electrón, la intensidad del haz disminuye en una porción. Al mínimo de luminiscencia (antes de su completa desaparición) corresponde la luminiscencia del último electrón que quedó “vivo”. Esta luminiscencia se observa a simple vista. El efecto descrito de la luminiscencia del electrón que gira rápidamente en un campo magnético, se denomina radiación *sincrotrónica.* La radiación sincrotrónica está dirigida por la tangente al haz en un ángulo estrecho. Su espectro tiene un carácter continuo y tiene el máximo cuando la frecuencia es

$$v = 4{,}6\times10^{-10}\, BT^2_e \qquad (184)$$

donde B es la inducción del campo magnético en Tl; T_e, la energía del electrón en eV.

Para B = 1 Tl y $T_e \approx 10^8$ eV = 100 MeV la frecuencia es igual a v = 4,6×1014 Hz, lo cual corresponde al color rojo. Cuando T_e > 100 MeV el electrón “se torna azul”. Así pues, en respuesta a la pregunta: de qué color es el electrón, con cierta razón podemos decir: el electrón es un camaleón.

Como conclusión señalemos que la radiación sincrotrónica encuentra aplicación práctica para el ajuste de haces electrónicos y positrónicos en los aceleradores. La utilización de los dispositivos estroboscópicos especiales de acción rápida permite *ver la sección transversal* del haz electrónico (positrónico) en la órbita. Un papel importante desempeña la radiación sincrotrónica en la astrofísica, radioastronomía y en la física de la radiación cósmica. Precisamente una naturaleza sincrónica tiene la radiación de los electrones relativistas que forman parte de la radiación cósmica. El estudio de las propiedades de la radiación cósmica permite obtener datos sobre los electrones de la procedencia cósmica y sobre la distribución de los campos magnéticos en el Universo.

Como direcciones modernas en la utilización de la radiación sincrotrónica señalemos su aplicación en la biología, para obtener la estructura volumétrica de las muestras y en la microelectrónica, para fabricar por el método litográfico

microesquemas con dimensiones de los elementos cerca de 0,1 pm (en los últimos años, utilizando una radiación de onda especialmente corta, incluso hasta 0,01 μm). En el dominio de longitudes de ondas tan cortas los métodos ópticos no son aplicables y los métodos radiológicos no poseen suficiente intensidad.

5. Catálisis μ

Pariente extraño del electrón — Atomo μ.— ¿Para qué necesita el muón una masa grande? — Un pariente más — ¿Por qué son tres? — Catalizador nuclear — La suerte era tan posible, estaba tan cerca — Efecto de temperatura — Reiteración céntupla — En el seno del núcleo — Agrimensor del micromundo.

Parece que ya hemos señalado que el electrón tiene un pariente muy extraño: el muón (μ) que prácticamente no se diferencia en nada del electrón, a excepción de la masa ($m_\mu \approx 207\ m_e$). Tiene las mismas cargas (eléctrica, bariónica y leptónica[59] y el espín; su momento magnético es $m\mu/m_e$ veces menor que el del electrón; igual que electrón, él interactúa con otras partículas (de modo electromagnético y débil); finalmente, incluso, puede sustituir a uno de los electrones en el átomo, transformando este último en el llamado átomo μ.

Las propiedades del átomo μ son muy parecidas con las del átomo ordinario. El tiene órbitas para el muón negativo, cuyo radio y energía se calculan por las fórmulas de Bohr, obtenidas para átomos ordinarios. El muón puede pasar de una órbita a otra, emitiendo o absorbiendo rayos X, etc. En una palabra, el muón incluso no es un simple pariente del electrón, sino su más próximo, por decirlo así, pariente de sangre.

Se podría creer que éste es su hermano mayor (pues es bastante pesado), pero esta suposición inmediatamente desaparece en cuanto comparamos sus edades. La vida del electrón es infinita mientras que el tiempo de vida del muón es del orden de 10^{-6} s. En general, la diferencia en la edad es de carácter secundario, es consecuencia

directa de la diferencia entre las masas. El electrón por ser el más ligero de las partículas cargadas *no tiene en qué* desintegrarse, mientras que el muón puede desintegrarse (y, en efecto, se desintegra) en el propio electrón, neutrino y antineutrino. De manera que, el electrón y el muón no son simplemente hermanos, sino hermanos gemelos. Tanto más incomprensible es la diferencia brusca de sus masas. ¿Para qué, se pregunta, la naturaleza ha tenido necesidad de crear dos gemelos de masas tan diferentes?

Incluso no a dos, sino, como se aclaró en 1975, a tres. Resulta que el electrón y el muón tienen otro pariente con propiedades análogas, pero mucho más pesado que el muón. Este es el leptón tau (τ). Su masa es aproximadamente igual a 1785 MeV, por eso se llama leptón pesado. El tiempo de vida del leptón (τ) 5×10^{-13} s es considerablemente menor que el tiempo de vida del muón, pero esta diferencia nuevamente es consecuencia de la diferencia entre sus masas. Con todo eso las demás propiedades del leptón τ son análogas a las del electrón y del muón. De manera que, también en lo que se refiere al leptón τ sigue en vigor la pregunta que planteamos anteriormente: ¿por qué existen tres leptones con propiedades tan próximas?

Por ahora no hay una respuesta completa a esta pregunta aunque hay ciertas consideraciones en favor de la existencia precisamente de tres leptones cargados (*e*, μ, τ) y tres neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) que les corresponden. De acuerdo con la teoría moderna de las interacciones electrodébiles, el número completo de leptones (cargados y neutros) debe coincidir con el número de cuarques (véanse los §§2 y 41, p. 3 y 4). La existencia de cinco cuarques se ha demostrado experimentalmente (cabe recordar que en estado libre los cuarques no han sido descubiertos), y las propiedades del sexto cuarque se infieren de manera bastante completa de la teoría y, por lo visto, éste pronto también será descubierto[60].

En relación con la gran semejanza entre el muón y el electrón ya hace tiempo que surgió una perspectiva bastante prometedora de utilizar esta semejanza para solucionar un problema muy importante.

Usted sabe que el átomo de hidrógeno está formado por un protón y un electrón que "gira" alrededor de éste a una distancia $R_e \approx 0{,}5\times10^{-8}$ cm. El radio de la K-ésima órbita de electrones se calcula, en la teoría de Bohr, por la fórmula

$$R_k^{(\mu)}=\hbar/Zm_e e^2 \qquad (185)$$

donde $\hbar$ es la constante de Planck; Z, la carga del núcleo expresada en e (para el átomo de hidrógeno $Z = 1$); m_e, la masa del electrón; e, su carga.

De la misma manera, un átomo μ de hidrógeno ($\mu^- p$) consta de un protón y un muón negativo, o de un deuterón y un muón ($\mu^- d$), o de un tritón y un muón ($\mu^- t$). El radio de la órbita del muón en el átomo μ se determina también por la fórmula (185), en la que en vez de la masa del electrón debe escribirse la masa del muón:

$$R_K^{(\mu)} = \frac{\hbar}{Zm_\mu e^2} = \frac{R_K^{(e)}}{m_\mu/m_e} = \frac{R_K^{(e)}}{207} \qquad (186)$$

De esta manera, el radio de la K-ésima órbita muónica en el átomo μ de hidrógeno es 207 veces menor que el radio de la K-ésima órbita electrónica en el átomo ordinario de hidrógeno. El átomo μ de hidrógeno es igual de veces menor que el átomo de hidrógeno ordinario:

$$R(\mu^- p) = \frac{R(H)}{207} \approx 2{,}5\times10^{-11}\text{cm} \qquad (187)$$

La carga eléctrica del muón negativo es igual y de signo contrario que la carga del protón, por eso a una distancia $r > 2{,}5\times10^{-11}$ cm del centro del átomo μ él se comporta como un sistema eléctricamente neutro. Y sólo a una distancia 10^{-31} cm debe manifestarse su estructura eléctrica. Esto significa que el átomo μ de hidrógeno puede aproximarse muy cerca al núcleo atómico eléctricamente cargado

y no lo podrá empujar. El cálculo muestra que si este núcleo es el deuterón *d*, entonces el átomo μ forma con él una molécula μ ($p\ \mu^-\ d$), en la cual la distancia entre el protón y el neutrón será del orden de 10^{-10} cm. Pero a una distancia tan pequeña es grande la posibilidad de transición túnel mutua entre el protón y el deuterón (compárese con el §18, p. 2) acompañada de la reacción nuclear del tipo

$$p\ \mu^-\ d \rightarrow {}^3\mathrm{He} + \mu^- \qquad (188)$$

En esta reacción el muón negativo se libera, obteniendo una energía considerable. En principio, él puede nuevamente formar el átomo μ con otro protón, etc. De este modo, surgió la esperanza de que el muón negativo puede desempeñar el papel de catalizador de la reacción termonuclear (catálisis μ)

La catálisis μ fue predicha por el académico Ya. B. Zeldóvich en 1954, y en el año 1957 la reacción del tipo (188) fue registrada realmente por el grupo de L. Alvarez en la cámara de burbujas de hidrógeno (en una mezcla natural del deuterio en hidrógeno). Sin embargo, casi siempre se observó solamente un eslabón de la cadena y sólo en un caso el muón negativo, antes de su desintegración, tuvo tiempo de reaccionar 2 veces de acuerdo con el esquema (188). Demasiado pequeña es la probabilidad de esta interacción y demasiado corto el tiempo de vida del muón como para que él pueda convertirse en catalizador de la reacción termonuclear.

Este fracaso condujo a que el interés hacia la catálisis μ desapareciera en todas partes y por mucho tiempo. Tal vez, el único lugar donde continuaron ocupándose de este problema era el Instituto Unificado de Investigaciones Nucleares (IUIN) en Dubná. Y esta fidelidad fue recompensada generosamente. Gracias a los esfuerzos de los físicos de Dubná se puso en claro que el problema de la catálisis μ no sólo no está falto de esperanza, sino, al contrario, es de gran perspectiva.

El primer resultado esperanzados pero muy extraño, lo obtuvieron los experimentadores dirigidos por el miembro correspondiente de la Academia de Ciencias de la URSS V. P. Dzhelépov, los cuales mostraron que la probabilidad de

la interacción aumenta bruscamente (10 veces), al aumentar la temperatura desde 20 hasta 300 K. Lo raro de este resultado se debe a que el aporte complementario de energía a costa del aumento de la temperatura es sumamente pequeño (unas centésimas fracciones de electronvoltios) en comparación con la energía de las partículas interactuantes (más de 100 eV).

El problema fue resuelto por los teóricos de Dubná bajo la dirección de L. I. Ponomarev, los cuales por medio del cálculo descubrieron la existencia de un mecanismo particular de resonancia que permite acelerar la formación de moléculas μ (*pμd*, *dμd*, *dμt*). Resulta que las moléculas μ tienen estados ligados muy débilmente con una energía de enlace de varios electronvoltios. Por ejemplo, la molécula *dpd* tiene un estado de ligazón débil con una energía de enlace $\varepsilon_{enl} = 2$ eV, la cual es casi igual a la energía necesaria para excitar uno de los niveles oscilatorios de un sistema complejo de tipo (*dμd*) *d* 2*e* que se compone de una molécula *dμd*, un deuterón y dos electrones: $\varepsilon_{end} \approx E_{\text{oscil}}$.

La diferencia entre ε_{end} y E_{oscil} es tan pequeña que puede ser compensada por una pequeña energía adicional del movimiento térmico, es decir, por el aumento de la temperatura. En el caso de una coincidencia exacta de $\varepsilon_{enl} + T_{\mu d}$ y E_{oscil} la formación de la molécula *d* μ *d* debe tener lugar con una gran probabilidad, puesto que en este caso ella adquiere una “dirección”, a donde ésta puede enviar la energía de enlace que se libera.

En estos mismos cálculos fue mostrado que los mejores parámetros para el desarrollo del proceso de catálisis μ debe pertenecer al sistema *d* μ*t*. En este sistema las velocidades de las distintas etapas de la catálisis μ son tan grandes que en el tiempo de vida del muón éste podrá reaccionar hasta cientos de veces. En la actualidad este pronóstico se ha comprobado experimentalmente, lo que hace pasar el problema de la catálisis μ de la categoría de falto de esperanza a la categoría de perspectiva.

En realidad, durante la transición túnel mutua del deuterón y del tritón en la reacción

$$d\mu t \rightarrow {}^4\mathrm{He} + n + \mu^- \quad (189)$$

se libera 17,6 MeV de energía. En el tiempo de vida del muón tendrán lugar 100 ciclos de esta reacción, es decir, se liberará una energía de 100×17,6 MeV = 1,76 GeV. Claro que esto es aproximadamente 3 veces menor que el "costo energético" de la producción de un muón (cerca de 5 GeV), pero la liberación de energía se puede aumentar, aproximadamente, 10 veces, si se utilizan los neutrones liberados en la reacción (189) para fisionar el uranio. Así pues, la catálisis μ de la reacción termonuclear se presenta, por lo menos en principio, realizable.

Claro que hasta la realización práctica de esta posibilidad falta mucho tiempo[61], sin embargo, los átomos μ ya hoy en día prestan gran utilidad.

Las órbitas de muones en el átomo μ tienen dimensiones pequeñas, o sea, se encuentran cerca del núcleo atómico. (En el átomo pesado la órbita del muón puede hallarse, incluso, en el interior del núcleo). Por eso la energía de interacción del muón negativo con el núcleo atómico debe ser muy sensible respecto de las dimensiones del núcleo. Pero la energía de interacción del muón negativo con el núcleo puede ser, en primer término, calculada (en determinadas suposiciones sobre las dimensiones del núcleo) y, en segundo lugar, medida, registrando la radiación de rayos X del átomo μ. Comparando los cálculos con los resultados de medición se puede hallar el radio del núcleo. El método descrito con que se determinan las dimensiones de los núcleos atómicos es uno de los más precisos.

6. Haces de choque

El lector sufre un accidente — ¿Qué es lo bueno y qué es lo malo? — ¿Se puede como consecuencia del choque de dos "Volgas" obtener un ómnibus? — El lector tuvo suerte — Aceleradores con haces de choque — Anillos de acumulación — HECH-1 y HEPCH-2 — SPEAR, HERCH-4, PETRA — Choque de protones-Collide pp

— Planes para el futuro — Todas las mamás son necesarias, todas las mamás son importantes.

Figúrese que alguien viaja en un “Volga” (masa m_1) con una velocidad v y de repente descubre ante sí un coche parado (masa m_2) transversalmente en la carretera. No le da tiempo ni para adelantarse, ni para frenar. Como resultado se produce un accidente. Se pregunta, ¿en qué se consume la energía cinética del coche $T=m_1v^2/2$?

La respuesta es muy simple: una parte de la energía se gastará para destruir ambos coches y la otra se consumirá en mover sus trozos. Es fácil calcular (véase el §20, p. 2) que la primera parte de la energía es igual a $T_1 = [m_2/(m_1 + m_2)]T$, y la segunda, $T_2 = [m_1/(m_1 + m_2)]T$. Cuando $m_1 = m_2$ (los coches son iguales) ambas partes son iguales: $T_1 = T_2 = T/2$; cuando $m_2 >> m_1$, $T_1 \approx T$ y $T_2 \approx 0$; y cuando $m_2 << m_1$, al revés.

Si examinamos el accidente desde el punto de vista de los coches siniestrados, la parte de energía que produce más daños es la parte T_1, precisamente a ella se debe el efecto destructivo principal. Desde el punto de vista de la nucleónica los acontecimientos se desarrollan precisamente al revés. Al chocar una partícula elemental en movimiento de masa m_1 con una partícula inmóvil de masa m_2 una parte de la energía T no es nociva, sino útil. (Por supuesto que en este caso para calcular la energía cinética T y la de sus partes T_1, y T_2 hay que utilizar las fórmulas relativistas). El hecho es que el choque de las partículas elementales no lleva un carácter destructivo, sino creador. A causa del choque en vez de unas partículas elementales (o junto con ellas) aparecen otras. Al chocar dos “Volgas” elementales, éstas no sólo quedan intactas, sino que, además de esto, en este mismo lugar aparecen varios “Zaporózhets” elementales o, incluso, varios “Moskvich” (Figura 56). No está mal un accidente así, ¿verdad?. El número y la masa de las partículas recién surgidas es tanto más grande, cuanto más grande es la parte destructiva (creadora) de la energía, es decir, cuanto más grande sea la energía cinética de la

partícula incidental y cuanto mayor sea la masa de la partícula estacionaria. En el caso de energía cinética muy elevada, la masa de las partículas recién formadas puede superar la masa de las partículas que chocan. (El choque de dos “Volgas” a gran velocidad ocasiona el surgimiento de enormes autobuses.)

Por desgracia, debido a los efectos relativistas, la energía de las partículas aceleradas *T*, necesaria para la formación de nuevas partículas de masa dada *m*, crece mucho más rápido que *m*.

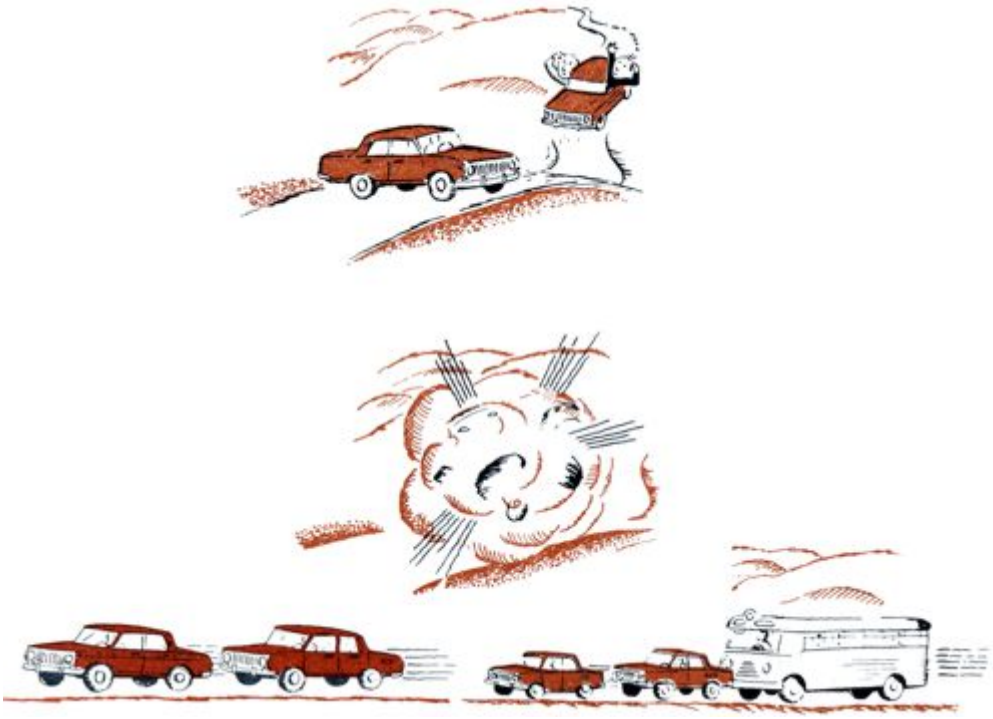


Figura 56

En el §41 vamos a ver que para la aparición de partículas de masa $5m_p$ ($5m_pc^2 \approx 5$ GeV) es necesaria una energía aproximada de 70 GeV, es decir, 14 veces más grande que la masa (hablando más exactamente, que la energía en reposo) de las partículas que se forman. Y para la formación de partículas de masa 20 m_p (aproximadamente 20 GeV) es necesaria ya una energía del orden de los 1000 GeV, es decir, ¡40 veces más grande que la masa! [Mejor dicho, los coeficientes mencionados (14 y 40) hay que disminuirlos dos veces, ya que junto con la

partícula de masa dada ($5m_p$ ó $20m_p$) debe formarse una antipartícula de esta misma masa (más detalles véanse en los §§40 y 41, p. 5)]. Los correspondientes aceleradores resultan muy caros y voluminosos (véase el §35, p. 3).

Sin embargo, existe otro método y además excelente (más barato y menos voluminoso), de aumentar la parte útil de la energía. Al principio de este párrafo, comentamos sobre el choque de un coche en marcha contra otro inmóvil. Figúrese que ocurriría, si el segundo coche no estuviera parado, sino viniera al encuentro del primero. En este caso (para $m_1 = m_2$ y velocidades iguales) en la destrucción de los coches se consumiría toda la energía cinética de ambos ($2T$), y esto es 4 veces más que en el caso del choque contra el coche estacionado. ¡Es algo horrible!

Pero, como usted recordará, lo que es terrible en la carretera, es útil en el laboratorio físico. Por eso los físicos ya hace tiempo crearon una instalación, en la que las partículas elementales se muevan al encuentro una de otra (*haces de choque*). Es de notar que gracias al relativismo la ganancia en energía útil en este caso es mucho más grande que el aumento de la energía de destrucción al chocar dos coches que se mueven al encuentro uno de otro.

Una idea sobre esta ventaja se puede obtener si “volvemos” las características enumeradas anteriormente de las posibilidades de los enormes aceleradores. Un acelerador de protones de choque con una energía de 5 GeV es equivalente al acelerador de protones de Sérpujov para una energía de 76 GeV, y el acelerador de protones de choque con una energía de 20 GeV es equivalente al enorme acelerador de protones para 1000 GeV. En el caso general, la relación entre la energía de las partículas T en un acelerador ordinario (con un blanco estacionario) y la energía equivalente T' en un acelerador con haces de choque se presenta por la fórmula

$$T = 2mc^2 [(1 + T'/mc^2)^2 — 1] \quad (190)$$

o cuando $T' >> mc^2$

$$T \approx 2T^2/mc^2 \quad (191)$$

De estas fórmulas se infiere que la ventaja en energía útil es sobre todo grande para los electrones con masa pequeña. Es fácil cerciorarse de que, por ejemplo, para la instalación de Novosibirsk con haces de choque (HECH-1), construida en 1965 y que acelera electrones hasta energías de 130 MeV, la energía equivalente constituye 70 GeV, es decir, la ventaja es igual a 520.

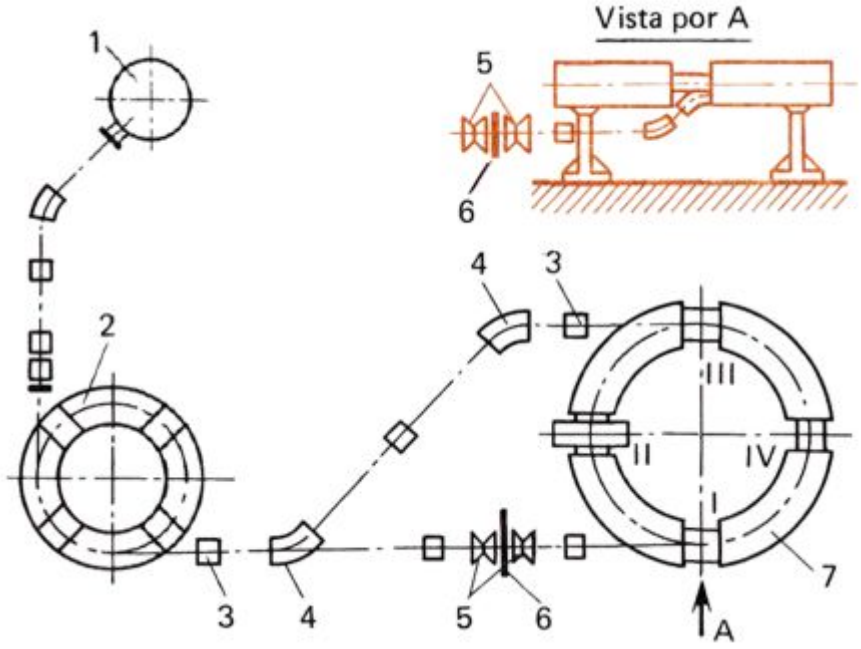


Figura 57

Y esto para un diámetro de los anillos de acumulación de la instalación de 86 cm. Cabe recordar que el diámetro del anillo de Sérpujov que acelera los protones hasta energías de 76 GeV se aproxima al medio kilómetro.

Aún mayores posibilidades ha tenido otra instalación de Novosibirsk la de HEPCH-2 [62] [el diámetro del anillo de acumulación (véase el §40) es de 3 m, en la cual chocan electrones y positrones con energías de 700 MeV.

El esquema general de esta instalación viene dado en la Figura 57. Aquí: 1.- inyector; 2.- sincrotrón B-3M; 3.- lentes cuadripoles; 4. -imanes giratorios; 5.-

lentes parabólicas; 6.- convertidor que transforma los electrones en positrones; 7.- anillo de acumulación.

De conformidad con la fórmula (190) la energía de los electrones (y protones) de la instalación (HEPCH-2) es equivalente a una energía de 2000 GeV para un acelerador ordinario con blanco estacionario. Pero además de la energía y del principio de choque, esta instalación es única también porque en ella se encuentra la partícula (e^-) con la *antipartícula* (e^+). Para que este encuentro resulte posible, los físicos tuvieron que resolver problemas extremadamente difíciles relacionados con la obtención, acumulación y conservación de antipartículas en condiciones contraindicadas para estos representantes del antimundo (véase el §40).

Las instalaciones descritas anteriormente y algunas otras que se aproximan a éstas por la energía de las partículas aceleradas, en la actualidad no funcionan. En lugar de ellas, en los años 70 en diferentes países fueron construidos varios aceleradores más grandes con haces electrón-positrónicos de choque de mayores energías: SPEAR (Stanford, EEUU, 1972) 2 × 4,1 GeV, HEPCH-4 (Novosibirsk, URSS, 1979) 2 × 5,5 GeV, PETRA (Hamburgo, FRA, 1978) 2 × 19 GeV, etc.

Señalemos que la energía equivalente de esta última instalación constituye cerca de $1{,}5\times10^6$ GeV.

Las enormes energías equivalentes que pueden ser obtenidas en aceleradores con haces de choque y otras posibilidades únicas de estas instalaciones permiten resolver con su ayuda muchos problemas que, a veces, son inaccesibles para los aceleradores ordinarios. En particular, en ellos fueron realizados experimentos de verificación de la electrodinámica cuántica a altas energías, de estudio de la aniquilación de electrones y positrones con la formación de mesones K y π, así como de resonancias, fue descubierta la nueva partícula J/ψ y examinadas sus propiedades, se descubrieron e investigaron otras partículas ψ y fue construida la espectroscopia (esquema de niveles) del charmonio, se han descubierto e investigado las partículas encantadas, se han medido las masas de varios mesones Υ, se examinaron las propiedades de los cuarques y gluones pesados.

En 1971, en el CERN (Suiza) por primera vez fueron obtenidos haces de choque de protones para una energía de 2 × 31 GeV y en 1981 allí mismo los haces protón-antiprotónicos de choque para una energía de 2 × 270 GeV (el llamado "collide" *pp*). En estas instalaciones también fueron obtenidos resultados muy importantes. En particular, en la primera instalación fueron investigadas las propiedades de la dispersión *pp* hasta energías de 2100 GeV (energía equivalente de los haces de choque de protones de una energía de 2×31 GeV) y en la segunda fueron descubiertos los cuantos de interacción débil W^+, W^- y los bosones $Z°$ (de masas 80 y 90 GeV, respectivamente).

Las posibilidades únicas que presentan los aceleradores con haces de choque obligan a los físicos a construirlos para energías cada vez más altas. En el CERN han empezado los trabajos de construcción de un anillo de acumulación electrón-positrónico LEP para una energía de 2 × 60 GeV (con el aumento posterior hasta energías de 2 × 100 GeV). En los EEUU se supone adaptar el acelerador lineal existente de Stanford para obtener haces electrón-positrónicos de choque aproximadamente de esta misma energía. En los EEUU (Brookhaven) se está construyendo un acelerador con haces de choque protón-protón y protón-antiprotón hasta energías de 2 × 400 GeV. En la URSS (Sérpujov) se supone construir una instalación que va a utilizar haces de choque protón-protón y protón-antiprotón para energías de $2 \times 3 \times 10^3$ GeV.

De lo dicho anteriormente a usted le puede dar la impresión de que las instalaciones con haces de choque siempre son mejores que los aceleradores con blanco inmóvil. Sin embargo, esto no es así. En primer lugar, el número de partículas en el blanco en movimiento (haz de choque) es mucho menor que en el blanco estacionario, lo cual reduce la efectividad de la investigación. En segundo lugar, existen problemas que se pueden resolver solamente en aceleradores con blanco fijo. La cosa es que la energía de las partículas secundarias que nacen en aceleradores de ambos tipos es próxima a la verdadera (y no a la equivalente) de los protones acelerados. Por eso, por ejemplo, en el acelerador de Sérpujov se pueden obtener mesones π de energías

más altas que en un acelerador con haces protón-protón para una energía de 2 × 31 GeV, aunque la energía equivalente de los protones en esta instalación es 27 veces mayor que en el acelerador de Sérpujov. Por lo tanto, para el desarrollo de la ciencia física son necesarios todos los aceleradores.

Capitulo 9
Algunos problemas sin resolver

Es imposible prever los límites del conocimiento y del pronóstico científico.
D. J. Mendeléiev

§38. Problemas del futuro

Dos tipos de problemas — Enigma sobre la levadura y el mar.

Igual que toda ciencia en desarrollo, la nucleónica tiene sus problemas sin resolver. Su cantidad es muy grande, incluso si se tiene en cuenta sólo aquellos que hoy ya podemos formular con bastante exactitud. ¡Y cuántos problemas quedan de los que por ahora se puede hablar solamente en forma especialmente hipotética!

Entre los problemas de primer tipo tenemos, por ejemplo, la investigación de la interacción de partículas elementales a energías más altas de las conseguidas en los aceleradores modernos, la búsqueda de nuevas partículas y resonancias, la obtención de elementos transuránicos lejanos, la realización de la reacción de síntesis controlada, el estudio de las infracciones de las leyes de conservación en actos elementales, el estudio de las propiedades de los núcleos con un número excesivo de neutrones o protones, la creación de modelos más adecuados del núcleo atómico, el estudio de la estructura de los nucleones y de los núcleos, la verificación de la electrodinámica cuántica en efectos más finos, etc.

Entre los problemas de segundo tipo se pueden considerar, por ejemplo, el problema de la existencia de los cuarques, la cuestión relacionada con la existencia del monopolo de Dirac, la creación de una teoría nueva de las partículas elementales y de sus interacciones, el problema de la existencia de núcleos puramente neutrónicos, el problema de la obtención de antisubstancia, etc.

Por cuanto sobre los problemas de primer tipo ya hemos hablado, en mayor o menor grado, en los capítulos anteriores, en éste estudiaremos cuestiones más problemáticas y, por eso, tal vez, de especial interés.

Es posible que, al examinar muchos de estos problemas, al lector le parecerá oportuno recordar el enigma conocido sobre el hombre que echaba al mar levadura con la esperanza de que el mar suba y de él se obtenga mucha masa. Recuerde, qué contestó este hombre a la pregunta, ¿si cree él en su fantasía?

— Por supuesto que no, pero figúrese, ¡qué bueno sería, si se obtuviera!

Pues bien en la física, con frecuencia ocurre así, que al fin y al cabo, ¡algo se obtiene! A veces se obtiene lo que fue pensado, a veces algo completamente inesperado y, al parecer, incluso, innecesario. Pero precisamente *¡al parecer*! La experiencia en el desarrollo de la ciencia demuestra que cualquier nuevo descubrimiento verdadero obligatoriamente encuentra su aplicación y presta utilidad al hombre. Un ejemplo típico, que confirma esta idea, es la historia del desarrollo de la física nuclear. Actualmente es difícil encontrar una persona que no haya oído algo sobre la energía nuclear. Mas existió la época cuando la posibilidad de su utilización parecía una quimera ridícula y absurda en la que no valía la pena gastar dinero. Por eso, no se apresure a reírse de las extrañezas de los científicos que se ocupan, a su modo de ver (o de otra persona) de cosas absurdas. Tiene derecho a reírse de un científico solamente aquel que sepa en esta rama de la ciencia igual o más que aquél.

§39. Nueva teoría de las partículas elementales

Mancha blanca en el mapa de la teoría — Teoría cuántica del campo y sus dificultades — Teorías "locas" — Un futbolista en el micromundo.

De lo expuesto anteriormente usted pudo ver que la física teórica del siglo XX dio dos saltos gigantescos hacia lo nuevo, hacia dominios no investigados antes. Son la

creación de la teoría especial de la relatividad que permitió avanzar hacia el área de las velocidades subrelativistas, y la creación de la mecánica cuántica que permitió investigar el mundo molecular y atómico.

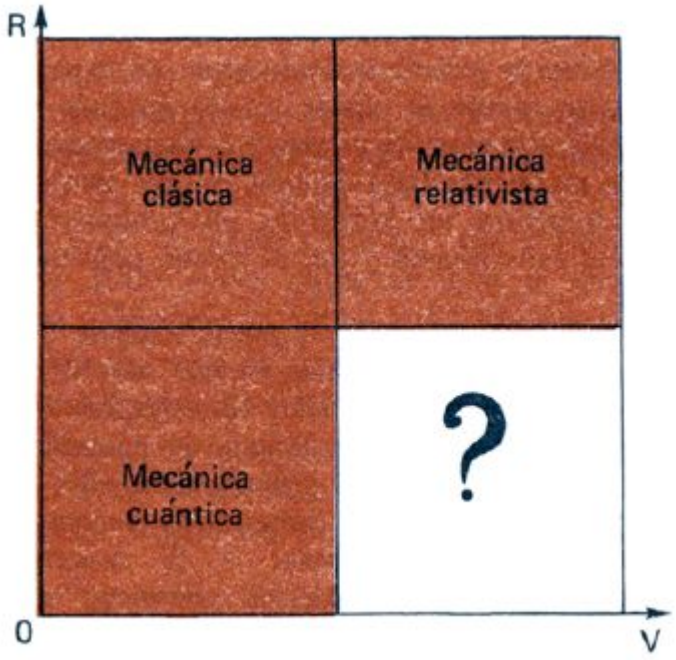


Figura 58

Si caracterizamos cualquier objeto del mundo que nos rodea determinando sus dimensiones *R* y la velocidad *v*, se puede, de la siguiente manera, dividir las áreas de influencia de la mecánica clásica, relativista y cuántica (Figura 58). En este esquema (por supuesto, puramente convencional) hay una mancha blanca: el cuadro derecho de abajo quedó sin llenar. Según el sentido del esquema este lugar lo debe ocupar la teoría que describe la conducta de las micropartículas a energías relativistas, es decir, la teoría que convencionalmente se puede llamar teoría cuántica relativista. Sin embargo, por ahora no hay una variante realmente consecuente y universal de esta teoría. Ninguna de las variantes existentes puede explicar, por ejemplo, el espectro de los posibles valores de las masas de las partículas elementales. Por supuesto que no se puede afirmar que el cuadrado

blanco en nuestro esquema está absolutamente vacío (recuerde, por ejemplo, la teoría de Dirac, en la cual se obtuvo la ecuación cuántico-mecánica relativista para los electrones, o mire el §41 en el que se trata de los cuarques y también de la cromodinámica cuántica).

¡Todo lo contrario! En la actualidad ya se han propuesto tantos modos de tratar la solución de este problema que incluso la sola enumeración de sus títulos (y además mecanografiados con la letra más pequeña) no cabría en nuestro cuadrado. Pero actualmente no se puede dar preferencia a ninguno de estos conceptos. Es posible, incluso, que hacia el fin no nos lleve ninguno de ellos, sino más bien nos conducirá un camino totalmente nuevo, por ahora desconocido por todos, que se revelará después del descubrimiento de nuevas propiedades en la materia. Responder a esta pregunta, cuándo tendrá lugar esto, por ahora también es imposible. Por eso, decidimos dejar el cuadro en blanco, sin rellenar. Con todo eso, unas palabras sobre el estado de las interacciones se puede decir también hoy.

Todas las variantes modernas de la teoría de las partículas elementales y de sus interacciones se basan en la teoría de la relatividad, en la mecánica cuántica y en la puntualidad, el llamado aislamiento, de interacción. Sin embargo a éstas no se las puede considerar como una generalización sucesiva de la mecánica cuántica a la región de velocidades relativistas, puesto que en esta región resultan posibles nuevos efectos: la formación y la desaparición de las partículas elementales tanto de masa nula, por ejemplo, los fotones, como las de masa distinta de cero, por ejemplo, los piones. Estas partículas son cuantos de las interacciones correspondientes (electromagnética y fuerte). Del §16 ya hemos conocido que las partículas con m 0, igual que los fotones, poseen propiedades ondulatorias para la descripción de las cuales es necesario un número infinitamente grande de grados de libertad (la partícula clásica, como se sabe, tiene tres grados de libertad). De esta forma la teoría que describe el micromundo debe ser la teoría cuántica del campo.

En esta teoría para cada tipo de partículas se introduce su campo: el campo electromagnético de los fotones, el campo electrón-positrónico, el campo piónico,

etc. Cada uno de estos campos puede estar en diferentes estados energéticos, el más bajo de los cuales se llama *vacio.* Al aumentar la energía del campo, tiene lugar el surgimiento de los cuantos de este campo (fotones, electrones y positrones, piones, etc.), al disminuir, se produce la *desaparición* de éstos.

El desarrollo de la teoría cuántica del campo transcurre por el camino de la unión paulatina de diferentes campos y de la creación de un cuadro único de la interacción. El primer paso exitoso en este camino fue la creación de la electrodinámica cuántica, en la que se estudia la interacción de los campos electromagnético y electrón-positrónico. El siguiente paso (dado hace comparativamente poco) consistía en la creación de la teoría única de las interacciones electrodébiles, en la cual se examinan conjuntamente el campo débil con sus cuantos (bosones W^*, W^-, Z°) y el campo electromagnético con los fotones. En la actualidad se hacen tentativas de crear la llamada *gran unión*, es decir, una teoría que reúna las interacciones débil, electromagnética y fuerte. Más adelante se puede incorporar, en el estudio general, la cuarta interacción: gravitatoria (la llamada *supersimetría*).

Es posible que precisamente por este camino, al fin y al cabo, sea construida la teoría universal que permita obtener un cuadro único de los cuatro tipos de interacción y explicar el espectro de masas y otras propiedades de las partículas elementales. No obstante, en la actualidad no existe tal teoría. Por si esto fuese poco, durante el desarrollo de ciertas áreas de la teoría cuántica del campo, incluyendo la electrodinámica cuántica que obtuvo grandes éxitos, surgen serias dificultades de principio relacionadas con la aparición de valores infinitamente grandes al calcular algunas magnitudes físicas.

Uno de los supuestos métodos de superar estas dificultades es el desarrollo de las llamadas teorías no locales, en las cuales se admite la infracción del principio de causalidad. En estas teorías se supone que la interacción tiene lugar no en un sólo punto, sino en cierta región extendida del espacio, es decir, simultáneamente en diferentes puntos de esta región. Pero esto testimonia que la señal se propaga a una

velocidad infinitamente grande, es decir, que es imposible separar la causa y la consecuencia [sin duda, las teorías no locales se formulan de tal modo que a grandes distancias (en la microfísica) el principio de causabilidad no se cumpla].

Esta teoría, en verdad, se nos presenta más "loca" que en su tiempo la mecánica cuántica. En efecto, ¿es posible imaginar un acontecimiento en el que la consecuencia se adelante a la causa? Cualquiera de nosotros contestará que esto es imposible, que es una locura, porque toda la experiencia del trato entre la gente y con la naturaleza siempre ha confirmado el principio de causalidad.

Por ejemplo, el trato con la escuela le demuestra, por experiencia, que primero se juega al fútbol, después se rompe el cristal y sólo después viene la invitación al despacho del director. Esta sucesión de causas y consecuencias existe desde tiempos remotos y ningún escolar razonable duda de ésto, porque ésta se funda en numerosos experimentos. Y si se encuentra un incrédulo, en cualquier momento éste puede realizar el correspondiente experimento y por sí mismo convencerse de la justeza del principio de causalidad.

En el micromundo tal experimento no se puede realizar. No podemos ver cómo se desarrolla el "juego al fútbol" en un "patio escolar" de 10^{-17} cm de dimensiones. Puede ser que allí primero se rompe el cristal y sólo después la pelota da en él. Por eso, la suposición de la infracción del principio de causalidad a distancias muy pequeñas es completamente admisible. En relación con ello, las teorías no locales tienen también derecho a la existencia. Es importante únicamente que estas teorías "locas" den resultados normales, al pasar a la descripción de fenómenos macroscópicos, semejantes a como la mecánica cuántica "loca" ofrece resultados clásicos normales, si con su ayuda se tratan de resolver problemas macroscópicos.

Como conclusión se puede expresar *la* seguridad de que, a pesar de las dificultades, *la* teoría de Las partículas elementales y sus interacciones, al fin y *al* cabo, será creada (puesto que el mundo es conocible) y que esto ocurrirá tanto antes, cuanto antes realicen experimentos *a* energías superaltas. Las posibilidades prácticas de realizar este tipo de experimentos aparecen ya hoy. La energía del "collide" protón-

antiprotón mencionado en el capítulo 8, en la actualidad fue aumentada hasta 2×450 GeV. En relación con ello, se puede esperar que dentro de poco con ayuda de éste serán obtenidos nuevos datos sobre las propiedades de las partículas y de sus interacciones. En particular, los físicos esperan la confirmación del descubrimiento del sexto cuarque (el llamado cuarque t). Pero, por supuesto, para conseguir un avance radical en este sentido es necesario construir aceleradores para energías aún más altas. Sobre los proyectos de algunos de ellos véanse los §35, p. 3 y §37, p. 6.

§40. El problema de la antisubstancia

Segunda mitad del mundo — Combustible ideal — El antimundo en ¡a punta de la pluma — Propiedades del positrón — Positrones cósmicos y "domésticos" — Cómo se descubrió el antiprotón — Antineutrón y antihiperones —Primer antinúcleo — Cinco núcleos de antihelio y cuatro núcleos de antitritio — Dónde se almacenan las antipartículas — Anillo de neutrones — La antisubstancia en el Universo.

El problema de la antisubstancia es más preciso en el planteamiento de la cuestión, pero no menos complejo en su solución. Este problema puede ser dividido en una serie de partes componentes: el esclarecimiento en principio de la posibilidad de existencia de la substancia, la cuestión de la presencia de la antisubstancia en la naturaleza, los procedimientos de obtención artificial de la antisubstancia, los métodos de su acumulación y almacenamiento y las perspectivas de utilización.

El estudio del problema de la antisubstancia es excepcionalmente importante por diferentes razones. En primer lugar, éste tiene una enorme significación cognoscitiva. Pues, en esencia, la revelación de la antisubstancia es un descubrimiento de la segunda mitad del mundo, es decir, es la duplicación de nuestros conocimientos sobre las propiedades de la materia. En segundo lugar, el

proceso de aniquilación de la antisubstancia y de la substancia es una fuente de energía ideal por su efectividad. Como ya hemos señalado en los §§8 y 21, el "valor calórico" del combustible de aniquilación es aproximadamente 1000 veces superior que el del combustible nuclear (el que, a su vez, es millones de veces más "calórico" que el combustible químico). En relación con ello la antisubstancia es el combustible con más perspectiva de utilización en las futuras naves espaciales. En todo caso, sin una fuente de aniquilación de energía es dudoso hablar en serio de los posibles desplazamientos de las naves espaciales con velocidades próximas a la de la luz[63]. Por fin, en tercer lugar, no está excluido que la antisubstancia y sus relaciones recíprocas con la materia desempeñan un papel decisivo en los procesos que transcurren en el Universo.

Así pues, veamos, ¿qué se conoce sobre la antisubstancia? ¿Qué se ha hecho ya para su obtención y utilización y qué queda por hacer? Comencemos por orden.

El problema relacionado con la existencia de la antisubstancia, en principio, está resuelto desde casi 60 años. Como ya hemos señalado (véase el §18, p. 3), el primer representante del antimundo fue descubierto en 1928 en la "punta de la pluma" por Dirac. A consecuencia del análisis de su ecuación cuanticomecánica relativista para el electrón, Dirac predijo la existencia del positrón, es decir, de la antipartícula respecto al electrón. El positrón tiene exactamente los mismos valores que el electrón en cuanto a la masa ($9{,}1\times10^{-28}$ g, ó 0,511 MeV), tiempo de vida (infinitamente grande)[64] y espin ($^1/_2$) y valores opuestos de las cargas eléctricas y leptónicas, así como del momento magnético. Los procesos más característicos para el electrón y el positrón, como para una partícula y una antipartícula, son el surgimiento común (emparejado) de éstos bajo la acción de un cuanto γ de energía $E_\gamma > 2m_ec^2$ (en el campo del núcleo atómico) o $E_\gamma > 4m_ec^2$ (en el campo del electrón) y la aniquilación con el desprendimiento de una energía en reposo $2m_ec^2$ y de una energía cinética $T_{e^-} - T_{e^+}$ en forma de radiación γ.

Experimentalmente el positrón fue descubierto en 1932 en la radiación cósmica por medio de una cámara de Wilson con campo magnético. En las fotografías,

obtenidas con ayuda de la cámara, fueron observadas bifurcaciones de dos huellas encovadas simétricamente hacia dos lados. Compaparando las características de estas huellas se llegó a la conclusión de que ellas pertenecen al electrón y la otra, a una partícula de la misma masa y de carga opuesta, es decir, al positrón.

En 1934 los positrones fueron obtenidos en condiciones de laboratorio. Los esposos Juliot-Curie estudiaban la reacción (α, n) sobre núcleos ligeros. Esta reacción se reduce a la captura de una partícula a por un núcleo original, es decir, de un núcleo que se compone de dos protones y dos neutrones y el escape posterior de un neutrón. Como resultado se forma un núcleo nuevo que se diferencia del inicial por la presencia en él de dos protones adicionales y sólo un neutrón adicional. Este núcleo con exceso de protones es inestable en relación a la transformación de un protón suyo en neutrón que va acompañada de la emisión de un positrón y un neutrino del núcleo. De esta forma fueron descubiertos la *radiactividad* β *artificial* y simultáneamente un método simple de obtención de los positrones.

Por el método descrito se logra obtener positrones de una energía comparativamente pequeña (hasta unos megaelectrón-voltios). Para obtener positrones de energías más altas se utiliza la propiedad mencionada anteriormente de los cuantos γ de altas energías de formar *pares electrón-positrón.* A su vez, los cuantos γ se obtienen como productos de la radiación de frenado de los electrones (véase el §37, p. 4) previamente acelerados hasta una energía muy alta.

Después del descubrimiento experimental del positrón que confirmó la idea teórica sobre la existencia de antipartículas, para los físicos quedó claro que todas las partículas elementales deben poseer antipartículas, incluso aquellas de las cuales se componen los núcleos atómicos, es decir, los protones y los neutrones. Sin embargo, los antiprotones se pudieron descubrir solamente 23 años después del descubrimiento del positrón. Este intervalo de tiempo tan grande entre ambos acontecimientos se debe a las enormes dificultades que tuvieron que superar para registrar los antiprotones.

La primera dificultad estaba relacionada con la ausencia de la técnica aceleradora necesaria. Se trata de que, de acuerdo con la ley de la conservación de la carga bariónica *B*, el antiprotón puede ser formado solamente en pareja con el nucleón. De esta forma, al chocar dos protones puede producirse la siguiente reacción por la que se forman los pares protón-antiprotón:

$$p + \mathrm{p} \rightarrow p + p + p + p' \ (B = 1 + 1 = 1 + 1 + 1 - 1).$$

En el curso de esta reacción los pares protón-antiprotón aparecen a cuenta de la energía del protón incidente. En este caso, por medio de la fórmula (106) se puede mostrar que la energía cinética mínima, necesaria para su nacimiento, constituye $6m_pc^2$, es decir 5,6 GeV. De esta manera, antes de poner en marcha aceleradores a tan elevadas energías, obtener los protones era simplemente imposible[65].

Y sólo, después de poner en funcionamiento en los EE. UU el bevatrón de 6,2 GeV de energía este problema fue resuelto.

La segunda dificultad se debía a la necesidad de separar casos muy raros de nacimiento de antiprotón sobre el fondo de una enorme cantidad de otras partículas (principalmente mesones π) que se forman simultáneamente con los antiprotones al chocar los protones acelerados con los protones del blanco. En el primer experimento, por ejemplo, por cada antiprotón tocaban cerca de 60 000 mesones π. La idea de separar los antiprotones de los mesones π consiste en la utilización de la gran diferencia entre sus masas ($m_{p'} = m_p \approx 6{,}7\ m_\pi$).

Figúrese que del blanco del acelerador en cierta dirección escapan un antiprotón *p'* y un mesón π^- con impulsos *p*. En este caso, a causa de la diferencia de masas, ellos volarán con velocidades diferentes $v_{p'}$ y v_π, cuyos valores satisfacen a la ecuación

$$p = m_{p'}v_{p'}\gamma_{p'} = m_\pi v_\pi \gamma_\pi \qquad (192)$$

donde

$$\gamma_{p\prime} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{p\prime}^2}{c^2}}} \quad ; \quad \gamma_{\pi} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{\pi}^2}{c^2}}}$$

Debido a la diferencia de velocidades, el antiprotón y el mesón π pasarán esta misma distancia *l* en un tiempo de vuelo diferente $t_{p'}$ y t_{π}. Midiendo las velocidades $v_{p'}$ *y* v_{π} *y* los tiempos, de vuelo $t_{p'}$ *y* t_{π}, se puede conseguir una separación segura de los antiprotones.

En la práctica esto fue hecho de la siguiente manera. Desde el blanco del acelerador fue hecho un trayecto de imanes de enfoque y deflector, y colimadores por el cual, a determinadas corrientes en los electroimanes, podían pasar partículas negativas de una sola carga con un impulso estrictamente definido p = 1,19 GeV/c. La mayor cantidad de estas partículas eran mesones π^-, entre los cuales de vez en cuando se encontraban antiprotones. La velocidad de los mesones π^-, para un impulso p = 1,19 GeV/c, es igual a 0,99 *c*, la velocidad de los antiprotones con el mismo impulso es de 0,78 *c*. Para una distancia de tránsito de 12 m los tiempos de tránsito son iguales a 4×10^{-8} y $5{,}1\times10^{-8}$ s respectivamente.

La clasificación de las partículas por su velocidad y tiempo de tránsito se hizo utilizando los detectores de Cherenkov y contadores de centello que se encontraban en el trayecto. Los primeros clasificaban las partículas por su velocidad, los segundos fueron incluidos en un radioesquema especial (esquema de coincidencia retardada), que permite medir el tiempo entre los instantes en que aparecen los impulsos en los detectores que se encuentran en diferentes lugares del trayecto, es decir, entre los momentos en que las partículas pasan por ellos. De acuerdo con el cálculo anterior, dos detectores que se hallan a una distancia de 12 m uno de otro, al pasar por ellos el mesón π se pondrán en funcionamiento con un intervalo de tiempo de 4×10^{-8} s, y al pasar el antiprotón, con un intervalo de $5{,}1\times^{10\text{-}8}$ s.

Gracias a esta doble selección ya en el primer experimento se logró registrar 60 antiprotones y mostrar que su masa con un error del 5% es idéntica a la masa de los protones. En experimentos sucesivos las propiedades de los antiprotones fueron detalladamente examinadas. En este caso resultó, como se esperaba para la antipartícula del protón, que el antiprotón tiene las propiedades siguientes:

$$m_{p'} \equiv m_p; \quad \tau_{p'} \equiv \tau_p{}^{66}; \quad s_{p'} \equiv s_p; \quad z_{p'} \equiv -z_p; \quad \mu_{p'} = — \mu_p \quad (193)$$

Al encontrarse con el protón (o el neutrón), el antiprotón se aniquila, formándose varios mesones π *y* (raramente) mesones π. Con el transcurso del tiempo en todos los grandes aceleradores fueron creados los llamados haces de protones puros, es decir, los que no contienen mesones π y que dan varias decenas de antiprotones por cada impulso. Esto es millones de veces más que en el primer experimento. Los haces de antiprotones se utilizan para examinar las propiedades de los antiprotones (en particular, la aniquilación) y para obtener nuevas antipartículas pesadas (los antibariones). En particular, ya al año de descubrir el antiprotón (en 1956) se descubrió el antineutrón y luego toda una serie de antihiperones. En la actualidad están descubiertas las antipartículas de prácticamente todas las partículas.

Un nuevo éxito en el estudio de la antisubstancia fue alcanzado 10 años más tarde del descubrimiento del antiprotón. En 1965 fue descubierto el primer antinúcleo más simple: el antideuterón, es decir, el estado ligado del antiprotón con el antineutrón. Este descubrimiento confirmó una vez más la existencia de la simetría en las propiedades de las partículas y las antipartículas.

Resultó, como era de esperar, que los antinucleones (antiprotones y antineutrones) pueden agruparse en sistemas estables, los antinúcleos, de manera similar a como los nucleones (protones y neutrones) se agrupan en sistemas estables, los núcleos.

Figura 59

No hay duda de que, además de los antinúcleos de antihidrógeno más simple, existen también otros, antinúcleos más complejos. Una demostración brillante de lo dicho es la del acelerador de Sérpujov (véase el §35, p. 3). En 1970 en este acelerador fue descubierto el núcleo de antihelio y en 1973 el de antitritio. Primero nos detendremos en el descubrimiento del antihelio (Figura 59) que fue conseguido por un grupo de físicos de Sérpujov bajo la dirección del miembro correspondiente de la Academia de Ciencias de la URSS Yu. D. Prokoshkin.

El núcleo del isótopo descubierto de antihelio-tres $^{3}_{2}$He' contiene dos antiprotones y un antineutrón. Dicho núcleo tiene una masa exactamente igual a la del $^{3}_{2}$He, pero su carga eléctrica es opuesta a la de éste, es decir, negativa doble. Por la carga y la masa (hablando más exactamente, por la velocidad que corresponde a esta masa) se logró precisamente separar cinco núcleos de $^{3}_{2}$He' entre 200 mil millones de otras partículas de fondo que pasaron por el equipo durante el experimento. ¡Un núcleo de antihelio por 40 mil millones de partículas de fondo! Si recordamos que en el experimento (no muy simple) descrito anteriormente dedicado a detectar el antiprotón, por cada antiprotón tocaban “ni más ni menos” que 60000 unidades de

otras partículas, puede uno imaginarse ¡cuántas veces más complejo es el dispositivo para detectar el antihelio!

Este dispositivo se componía de 50 detectores rápidos: los detectores de Cherenkov y los contadores de centello (en el experimento para localizar el antiprotón éstos eran cinco) y la electrónica de nanosegundos (tiempo de respuesta del orden de 1 ns = 10^{-9} s). La carga de una partícula se identifica por la intensidad de la radiación de Vavílov-Cherenkov y por la ionización (ambos efectos son proporcionales *al* cuadrado de *la* carga); la velocidad, por medio de los detectores de Cherenkov umbrales y diferenciales (véase el §13) y por el tiempo de tránsito (compárelo con el experimento de detección del antiprotón). ¡El error de medición del tiempo de tránsito constituía varias fracciones diezmilmillonésimas de segundo! La precisión y seguridad excepcionalmente altas del funcionamiento del dispositivo garantizaron precisamente la obtención de resultados tan únicos.

Un problema aún más difícil fue resuelto en este mismo acelerador en 1973. Un grupo de físicos de Dubná bajo la dirección de V. I. Petrujin conjuntamente con un grupo de físicos de Sérpujov bajo la dirección de V. I. Rikalin descubrieron un antinúcleo más, el antitritio $^{3}_{1}H'$. El núcleo de antitritio contiene un antiprotón y dos antineutrones. Dicho núcleo tiene una masa igual a la del núcleo de tritio y una carga de signo contrario, es decir, una carga unitaria negativa. Especialmente hemos subrayado el valor de la carga del núcleo de antitritio, ya que precisamente con ello está relacionada la particular complejidad de este trabajo. Es que esta misma carga (z = -1) tiene la mayor parte de las partículas de fondo que nacen junto con los núcleos de antitritio y que vuelan en la misma dirección en la instalación experimental. Estos son los mesones K^- *y* π^-, los antiprotones y antideuterones (cerca de 10^{11} partículas por antinúcleo de tritio). En relación con ello, la selección de los núcleos de antitritio por el valor de carga eléctrica resulta imposible y el único criterio que se sigue para la selección es la diferencia insignificante entre la velocidad de $^{3}_{1}H'$ y las velocidades de otras partículas con

este mismo impulso (para un impulso de 25 GeV/c la velocidad de $^{3}_{1}H'$ es igual a 0,99382 c; la de $^{3}_{1}H'$, 0,99724 *c*; la de *p'*, 0,99930 c, y π^-, 0,99998 *c*).

Es evidente que, incluso, sólo la diferencia de estas velocidades fue un problema muy difícil. Este se solucionaba por medio de un sistema de detectores de Cherenkov y de una metodología del tiempo de tránsito en varias bases de tránsito. Pero una dificultad consistió también en que a la par con las partículas que surgen en el blanco del acelerador y se desplazan con un impulso de 25 GeV/c por la instalación experimental, en esta misma pueden surgir partículas ligeras con un impulso menor, las cuales pueden imitar el paso de los núcleos $^{3}_{1}H$. Si, por ejemplo, en la substancia del detector nace un mesón π^- con un impulso p_π = 1,24 GeV/*c*, su velocidad será igual exactamente a la velocidad del núcleo de antitritio $^{3}_{1}H'$ con un impulso de 25 GeV/*c*, es decir, la instalación registrará este mesón π^- como el núcleo de $^{3}_{1}H'$. Un efecto semejante puede surgir también como resultado de la superposición de señales procedentes de los mesones π^- rápidos.

Para superar estas dificultades fue utilizado un canal magnetoóptico especial que aseguraba el doble análisis de las partículas por el impulso y la purificación múltiple del haz de las partículas lentas. El trabajo se realizó en una línea con un ordenador utilizando la electrónica de nanosegundos. Todo esto, en su conjunto, ha permitido separar experimentalmente de $3{,}7\times10^{11}$ de partículas que se dejaron pasar por la instalación cuatro casos de paso de núcleos de antitritio, es decir, un núcleo de antitritio por cada 100 mil millones de partículas de fondo.

Es difícil sobreestimar la importancia de los trabajos descritos antes. Como resultado de estos logros tan grandes, por primera vez, fue demostrado que la antimateria puede existir no sólo en forma de antipartículas libres y de un antinúcleo elemental, el antideuterón, sino también en una forma más compleja, en forma de los núcleos de antitritio y antihelio. ¡Comenzó a llenarse el sistema periódico de *antielementos*! Después de la primera cuadrícula de la tabla que fue ocupada por diferentes isótopos del antihidrógeno (antiprotón, antideuterón y antitritio), se han dado comienzo al llenado de la segunda cuadrícula que

corresponde al antihelio. Ahora le toca al ^{4}He, antilitio Li y otros antinúcleos más pesados. Sin embargo, obtenerlos será extraordinariamente difícil. Imagínese, el antihelio-3 nace con 10 000 veces menos frecuencia que el antideuterón. Aproximadamente tantas veces menor debe ser la frecuencia con que surge el ^{4}He en comparación con el ^{3}He. Esto significa que para registrar solamente un núcleo ^{4}He el acelerador de Sérpujov debe funcionar 2000 veces más tiempo de lo que funcionó para detectar el ^{3}He. ¡Y éste será del orden de varias decenas de años! Para convertir este plazo fantástico en real es necesaria una energía más alta de los protones iniciales [la sección (probabilidad) de formación de pares partícula-antipartícula crece con el aumento de la energía de los protones que bombardean el blanco].

Aún peor están las cosas con el ^{5}Li y ^{5}He. La cosa es que estos antinúcleos, de manera similar al ^{5}Li y ^{5}He, por lo visto, son inestables y para el surgimiento de un antinúcleo que contenga seis antinucleones (por ejemplo el $^{6}_{3}$Li) es necesaria una energía aún más alta [véase la fórmula (106)].

A pesar de esto, no hay objeciones, de principio, contra la existencia de antinúcleos bastante pesados. En principio los agrupamientos de los antinucleones pueden ser tan variados como los de los nucleones. Se puede dudar también de que los antinúcleos, rodeados de positrones, deben formar diferentes antinúcleos, cuyas propiedades serán semejantes a las de los átomos. Mas por ahora en la Tierra no se ha obtenido ni un sólo antiátomo, aunque existen todos sus componentes (antiprotones, antineutrones y positrones).

En este estado se hallan nuestros conocimientos sobre la existencia de la antisubstancia y su obtención en la Tierra. Ahora tratemos sobre su acumulación y almacenamiento.

Los éxitos alcanzados en la obtención de haces positrónicos y antiprotónicos permitieron acumular y almacenar en depósitos especiales muy complejos llamados *anillos de almacenamiento* (o *pistas de acumulación*). Ya están funcionando anillos de almacenamiento para positrones (véase el §37, p. 6). En estas instalaciones los

positrones se “almacenan” en movimiento con velocidades próximas a la de la luz en el interior de unas grandes cámaras anulares al vacío que se encuentran en un campo magnético fuerte. El radio de estas instalaciones estrictamente estacionarias alcanza varios metros para un impulso de las partículas del orden de 1 GeV/c y crece rápidamente con el aumento del impulso. El radio de la instalación PETRA (2×19 GeV) es igual a 192 m. Y el número total de antipartículas que circula en estas enormes instalaciones es sumamente pequeño. Para almacenar esta misma cantidad de substancia a la velocidad $v = 0$ es suficiente un volumen en muchos órdenes menores que 1 cm^3.

También existe un anillo de almacenamiento para los antiprotones (véase el §37, p. 6) en el que se puede conservar antiprotones de energia 270 GeV. El radio de este anillo es aún más grande, 1100 m. Para el tercer representante del antimundo, el antineutrón, por ahora no hay anillos de almacenamiento y debido a que los neutrones no tienen carga eléctrica, construir estos anillos es muy difícil, aunque en principio es posible hacerlo. Es que los antiprotones poseen momento magnético propio, cuya interacción con un campo magnético heterogéneo se puede utilizar para retener el antineutrón en movimiento muy lento por una órbita circular. En todo caso, para los neutrones este problema ya está resuelto.

En 1977 en la Universidad de Bonn (RFA) fue construido un anillo de almacenamiento con un diámetro de 1,2 m y una inducción máxima del campo de 0,35 Tl. Con ayuda de este campo (se crea con imanes superconductores) se logra retener los neutrones ultrafríos en una órbita circular durante decenas de minutos (véase el §3). Este es un tiempo muy grande, ya que supera el tiempo medio de vida del neutrón respecto de la desintegración β según el esquema $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$ que es aproximadamente de 15 minutos. De este modo, en realidad el tiempo de retención de los neutrones dentro del anillo de almacenamiento no se determina por las posibilidades técnicas de la instalación, sino por el pequeño tiempo de vida del neutrón. Y esto significa que existe un método muy natural de medir el tiempo de

vida de los neutrones: por el decrecimiento de su número en el anillo de almacenamiento.

Así pues, en principio, el problema de acumulación y almacenamiento de los componentes del antimundo, los positrones, antiprotones y antineutrones, está resuelto (o puede ser resuelto). Pero utilizar estos logros para solucionar el problema práctico relacionado con la liberación de la energía de aniquilación por ahora es imposible. Y por ahora incluso no se puede mencionar el plazo aproximado cuando esto será hecho. No está excluido que de este problema se ocupe el lector o incluso sus hijos.

Al mismo tiempo quisiéramos, una vez más, subrayar la importancia de lo alcanzado. En particular, tiene gran perspectiva la acumulación de antipartículas para su utilización sucesiva en el estudio de las propiedades de las partículas elementales por el método de haces de choque. En esencia, en el momento actual, precisamente para este fin se construyen los anillos de almacenamiento. [Recordemos que la utilización de los haces de choque ofrece ventajas en comparación con el uso de los aceleradores ordinarios (con el blanco estacionario), debido a que, para velocidades iguales, la energía eficaz de la interacción de dos partículas que chocan es esencialmente más alta que la energía de interacción entre una partícula en movimiento y otra inmóvil, véase la fórmula (190)].

Como conclusión hablaremos sobre la posibilidad de existencia de la antisubstancia en el Universo y del modo de detectarla.

La simetría de materia respecto a las partículas y las antipartículas, descubierta teóricamente y comprobada de manera experimental, hace muy probable y natural la hipótesis sobre la existencia en la Metagalaxia (región observada del Universo) y puede ser que incluso también dentro de los límites de nuestra Galaxia, de concentraciones de antisubstancia en forma de antimundos, análogos al sistema Solar. En realidad, si la naturaleza es tal que la partícula y la antipartícula siempre nacen y desaparecen juntas, el número de unas y otras en el Universo debe ser igual[67]. Y por cuanto nuestro sistema solar, a ciencia cierta, se compone de

substancia, en algún otro lugar puede existir otro sistema estelar que se componga de antisubstancia. Hablando en general, es muy posible que este lugar se halle dentro de los límites de nuestra Galaxia, es decir, de la región del Universo que será examinada por el hombre en tiempos no tan alejados.

En relación con ello, es muy importante aprender a determinar el carácter del sistema estelar (mundo o antimundo) a distancia (aunque sea para que los futuros cosmonautas puedan volar hacia esta estrella sin temor de poder aniquilarse allí junto con su nave). Resulta que este problema no es tan simple, puesto que la emisión electromagnética (radioondas, luz, emisión de rayos X y radiación γ) de átomos y antiátomos son *iguales.* EL fotón pertenece al número de partículas llamadas realmente neutras, es decir, aquellas para las cuales la antipartícula coincide idénticamente con la partícula. Por eso, el enorme material acumulado por la astronomía no permite clasificar las estrellas en mundos y antimundos. Es necesaria una astronomía totalmente nueva que sea asimétrica respecto al mundo y al antimundo. En este sentido, *en principio,* se puede tener cierta esperanza en la astronomía neutrínica. La idea de la astronomía de neutrino consiste en la utilización de la diferencia entre las propiedades del neutrino que se emite durante los procesos termonucleares que transcurren en estrellas de tipo del Sol, y las del *antineutrino* que debe emitirse en el curso de análogos procesos en las antiestrellas.

Figura 60

Sin embargo, las dificultades prácticas que implica el registro de los neutrinos cósmicos son tan grandes que en la actualidad sólo se logran registrar los neutrinos procedentes del Sol. Por ahora no existen ningunas perspectivas de descubrir neutrinos estelares de origen “termonucleares”.

Presenta interés la propuesta del profesor N. A. Vlásov de estudiar la radiación específica del protonio, es decir, de un “átomo” que se compone de un protón y un antiprotón que “giran” alrededor de un centro común de masas. Este átomo debe surgir del protón y del antiprotón para un tiempo muy corto que precede a la aniquilación. Si se consiguen localizar regiones en el espacio que emiten radiación protónica, será hallado el límite de la posible concentración de la antisubstancia.

También es muy interesante otra idea de N. A. Vlásov: la de buscar “manchas” radiactivas en la Luna. Tales manchas podían haber surgido como resultado de la aniquilación de pequeños meteoros cósmicos de antisubstancia durante sus choques contra la substancia del suelo lunar. (Un fenómeno análogo en la Tierra es

imposible debido a que los pequeños antimeteoros cósmicos deben aniquilarse en la atmósfera terrestre, es decir, antes de alcanzar la superficie de la Tierra). Si las manchas radiactivas en la superficie de la Luna existieran, éstas podrían ser descubiertas por mecanismos del tipo del “Lunojod-1” (Figura 60).

§41. ¿Existen los cuarques?

1. Problema de sistematización de las partículas

Letras, partículas y físicos.

En la actualidad se ha descubierto e investigado una cantidad tan grande de partículas elementales que para marcarlas ya hemos utilizado todas las letras del alfabeto griego y muchas letras del alfabeto latino. Además, esto no significa que se conocen tantas partículas como letras se han utilizado. Hay muchas más partículas. Porque existen multipletes isotópicos (de carga) de las partículas, todos los miembros de los cuales están marcados con letras iguales (por ejemplo, Σ^+, Σ^+, Σ^o , etc.). Además, para marcar las partículas se utilizan letras con virgulillas, estrellitas y cifras. En una palabra, el número de partículas es tan grande que resulta absurdo considerarlas elementales.

El concepto de *partícula elemental* es histórico. En diferentes épocas a este concepto se le daba distinto sentido. En su tiempo los átomos eran considerados como partículas elementales, luego como tales comenzaron a considerar algunos componentes del átomo: el protón, el neutrón, el electrón y algunas partículas más (el positrón, el fotón y el neutrino) que tienen relación directa con el átomo. Este era un período de relativa prosperidad en la física. Parecía que cualquier átomo, de su gran cantidad, podía componerse de tan sólo tres tipos de partículas elementales. Sin embargo, este período de prosperidad cambió relativamente pronto por el período de crecimiento impetuoso del número de partículas elementales descubiertas, cuyo número, de acuerdo con los cálculos de un físico, se dobla cada 11 años y (si de este modo sigue en adelante) dentro de algún tiempo superará el número de físicos. En todo caso, en la actualidad el número de partículas

elementales (incluyendo las partículas inestables, las resonancias) juntos con las antipartículas supera varias veces el número de elementos del sistema periódico de Mendeléiev. Por eso, los físicos desean la llegada de un nuevo período de prosperidad en el que se logre reducir toda esta diversidad de partículas elementales a unas cuantas partículas fundamentales.

2. Simetría unitaria

Supermultipletes — Decena excelente. Hiperón Ω — ¿De dónde provienen las diferencias de masas? — Músicos y deportistas.

En el curso de los últimos dos-tres deeas de años se han hecho varias tentativas de poner orden en el mundo de las partículas elementales. Y, tal vez, la tentativa más acertada consiste en la hipótesis sobre la existencia de varias partículas fundamentales, llamadas cuarques, de las cuales se puede componer ("modelar") cualquier partícula de interacción fuerte (y éstas son la mayoría), además tales partículas "compuestas" serán poseedoras de todas las propiedades fundamentales de las partículas reales (véase el p. 3).

Los cuarques fueron inventados en 1964 por los físicos norteamericanos Gell-Mann e independientemente de éste por Zveig para explicar la simetría existente en la naturaleza en las propiedades de las partículas de interacción fuerte, los *hadrones.* Resulta que si clasificamos los hadrones conocidos por los valores del espín y de la paridad interna, se formarán varios grupos grandes de hadrones (como promedio, una decena de partículas por grupo), en el interior de los cuales se observan regularidades interesantes. Estos grupos se denominan *supermuitipletes o multipletes unitarios.* En aquel tiempo con bastante exactitud se podían separar cuatro grandes grupos de partículas.

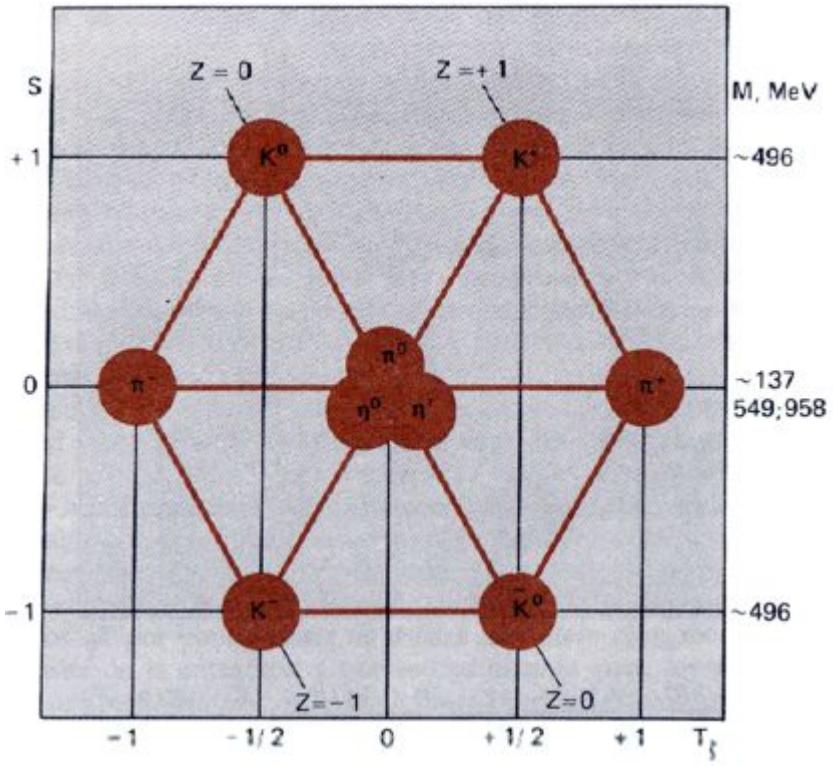


Figura 61

Los hadrones mesónicos con espín nulo y paridad negativa forman un grupo de nueve partículas (*nonete*) que se compone de un octeto unitario y un singlete unitario. La carga eléctrica, la extrañeza y la masa de los miembros de este grupo de nueve partículas varían regularmente de una partícula a otra (Figura 61).

Un grupo de nueve semejante lo forman también los hadrones mesónicos con el espín igual a la unidad y la paridad negativa (Figura 62).

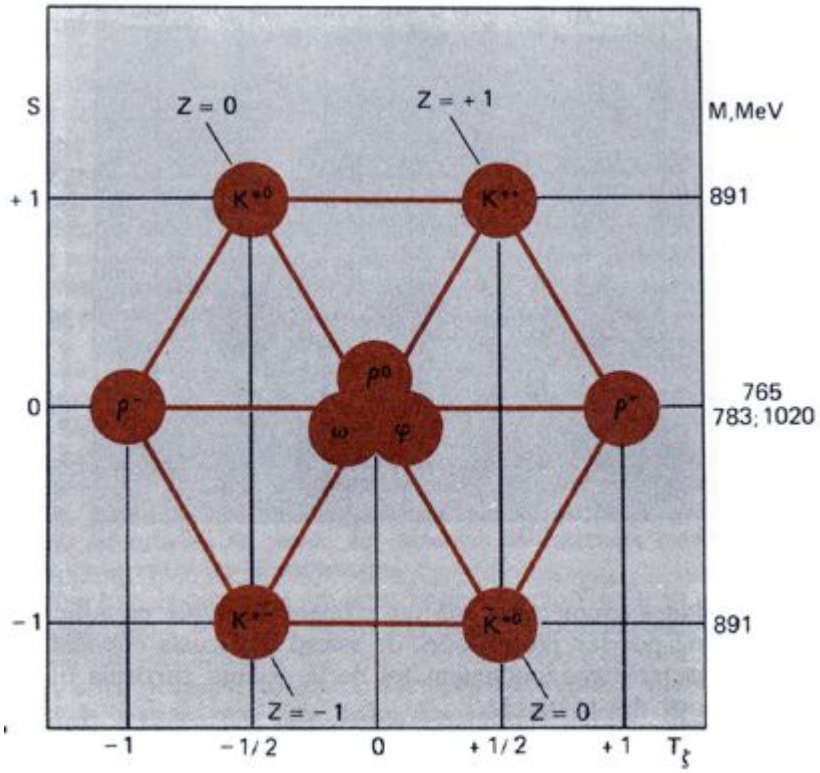


Figura 62

Los bariones con el espín a $^1/_2$ y la paridad positiva forman un octeto parecido (Figura 63); por fin, los hadrones bariónicos con un espín de 3/2 y paridad positiva (para algunas partículas estos valores todavía no se han confirmado experimentalmente) componen una decena, el *decúplete* (Figura 64). En el último caso es sobre todo evidente la regularidad de la variación de propiedades de las partículas. [Las propiedades de las partículas que componen los supermuitipletes vienen dados en las tablas 1 y 2 (véase el §2).]

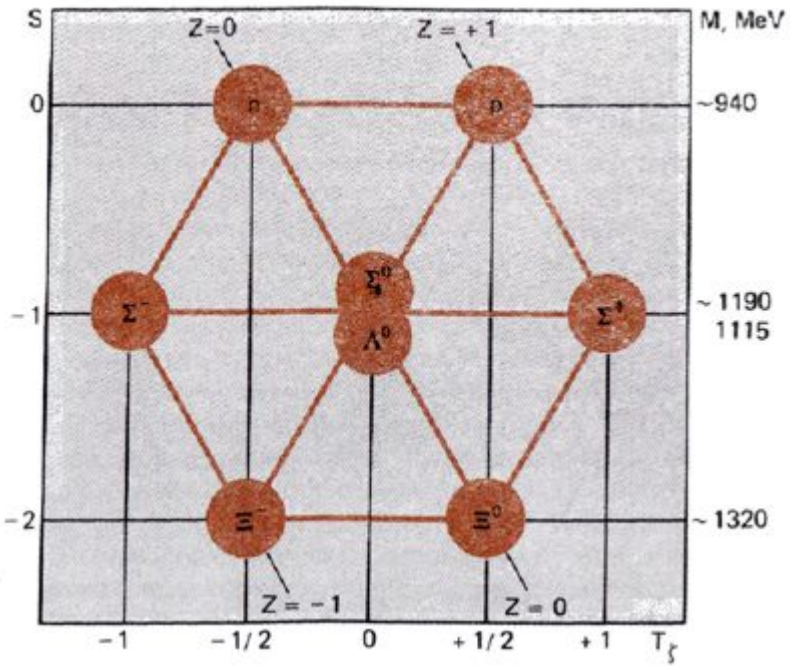


Figura 63

Todas las partículas del decuplete se encuentran en cuatro renglones, que se caracterizan por unos valores determinados de la extrañeza *S:* 0, -1, -2, -3.

Los renglones tienen una longitud diferente y juntos forman un triángulo regular. En el renglón inferior más largo se hallan cuatro miembros del cuarteto isotópico de partículas Δ que tienen un mismo valor del espín isotópico $T = 3/2$, el cual en este caso tiene cuatro proyecciones ($2T + 1 = 4$).

Todos los miembros de este cuarteto deben tener una masa igual con un error del orden de varios megaelectronvoltios. El segundo renglón lo ocupa el triplete Σ_{1385} de resonancias con $T = 1$ ($2T + 1 = 3$) y masas próximas.

En el tercer renglón está el doblete Ξ_{1530} isotópico con $T = {}^2/_2$ ($2T + 1 = 2$), y, finalmente, corona el vértice del triángulo el singlete isotópico ($T = 0$), el hiperón ($2T + 1 = 1$).

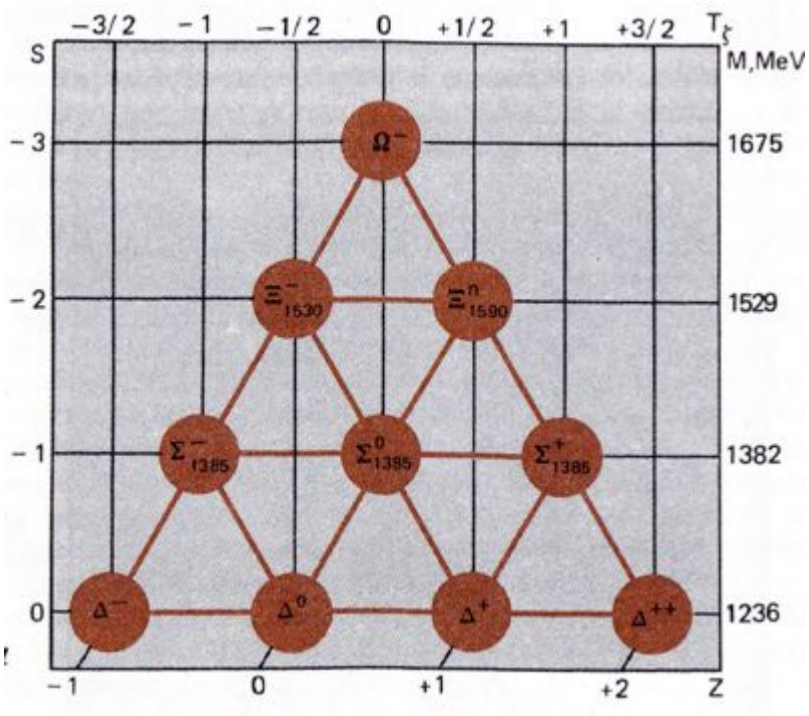


Figura 64

La carga eléctrica de las partículas que componen el multiplete isotópico aumenta por unidades durante el movimiento a lo largo del renglón de izquierda a derecha. A cada vertical le corresponde un valor determinado de la proyección del espín isotópico. En las diagonales que forman un ángulo agudo con el eje de abscisas, están las partículas con cargas eléctricas iguales. Y lo que es más importante la diferencia de los valores medios de las masas[68] para cualesquiera renglones vecinos son prácticamente iguales:

$$M_{\Omega^-} - M_{\Xi^*} = 1675 - 1529 = 146\,MeV$$

$$M_{\Xi^{*-}} - M_{\Sigma^*} = 1529 - 1382 = 147\,MeV \qquad (194)$$

$$M_{\Xi^{*-}} - M_{\Delta} = 1382 - 1236 = 146\,MeV$$

Las regularidades enumeradas son tan convincentes que permitieron a Geli— Mann en 1962 por las propiedades de nueve partículas conocidas predecir todas las características fundamentales de la décima partícula que ocupa el ángulo superior del triángulo.

Es fácil convencerse de que examinando el triángulo del decuplete (véase la Figura 64) se puede pronosticar el siguiente juego de parámetros para dicha partícula: la masa, carga eléctrica, carga bariónica, extrañeza, espín isotópico, paridad, esquema de surgimiento, esquema de desintegración y tiempo de vida. Esta enumeración caracteriza tan bien las propiedades de la partícula pronosticada que surgió la posibilidad de organizar como es debido su búsqueda científica. A principios del año 1964 el hiperón Ω^- con las propiedades predichas fue descubierto. Este es, probablemente, el intervalo más corto de tiempo entre el momento del pronóstico de una partícula elemental "verdadera" (de largo tiempo de vida) y su descubrimiento.

Regularidades análogas se pueden observar también en otros super— multipletes (véanse las figs. 61-63), aunque allí ellas no son tan simples y evidentes como en caso del decúplete.

Para explicar las regularidades que se observan en los multipletes unitarios fueron propuestas varias teorías diferentes. Lo común para todas estas teorías es la suposición sobre la existencia de dos variedades de interacción fuerte: la muy fuerte y la moderadamente fuerte, las cuales junto con la electromagnética determinan las propiedades fundamentales de los hadrones. La interacción muy fuerte es igual para todos los miembros del multiplete unitario y determina la parte principal de la energía de interacción de éstos (y, por consiguiente, la masa). La interacción moderadamente fuerte depende de la extrañeza y por eso es distinta para los miembros de diferentes multipletes isotópicos, es decir, para partículas que se encuentran en diferentes renglones. Esta interacción conduce a una diferencia de 10% entre las masas de estas partículas. Por fin, la interacción electromagnética depende de la carga eléctrica, por eso es diferente para las partículas que se hallan

en un mismo renglón. En relación con su debilidad relativa esta interacción conduce únicamente a una diferencia no muy grande (del orden de unos cuantos megaelectronvoltios) de las masas de los miembros del multiplete isotópico dado.

Para sentir mejor el papel de las diferentes interacciones veamos una analogía cómica (la cual, como cualquier analogía, ha de utilizarse con mucho cuidado).

Figúrese un pequeño conjunto que consta de diez músicos (decuplete unitario). Entre todos sus miembros hay algo en común que los une en una colectividad única, a todos ellos les gusta mucho la música (les caracteriza una interacción igual y muy fuerte). Esta propiedad común los diferencia de otros colectivos (de otros multipletes unitarios) los cuales se unen por otro indicio común, por ejemplo, el amor de todos al deporte (otra interacción, pero también igual de fuerte). El fuerte amor hacia diferentes cosas impone sobre los músicos y los deportistas una huella original que se manifiesta tanto en el aspecto exterior como en la concepción del mundo, el modo de vida, etc. (la diferencia en la masa media, la carga bariónica, el espín y la paridad). Sin embargo, además de la diferencia brusca entre los músicos y los deportistas, se puede ver también la diferencia entre los mismos músicos (igual que entre los deportistas).

Entre ellos hay un organista (singlete isotópico con $T' = 0$), un dúo de piano (doblete isotópico con $T' = {}^1/_2$), un trío de acordeonistas (triplete isotópico con $T = 1$) y un cuarteto de instrumentos de arco (cuarteto isotópico con $T' = 3/2$). Los miembros de estos pequeños conjuntos (multipletes isotópicos) además del interés común hacia la música, que aúna todos los conjuntos entre sí, tiene también sus intereses específicos internos, los cuales separan algo un conjunto de otro. El organista, por ejemplo, prefiere la música de Bach y de Mendel (S = -3); los pianistas, prefieren la de Tchaikovski y de Beethoven (5 = -2): los acordeonistas, la música para baile y de marchas (S = -1), y el cuarteto de arco, las composiciones de cámara (S = 0). De este modo, nuestros cuatro conjuntos de una manera algo diferente aman la música (un 10% de diferencia entre las masas a cuenta de la interacción moderadamente fuerte para las diferentes extrañezas S). Además de

esto resulta que incluso los músicos de un mismo conjunto (miembros de un mismo multiplete isotópico) tienen divergencias (carga eléctrica diferente, por consiguiente, diferente interacción electromagnética). Así, por ejemplo, los miembros del dúo de piano divergen sobre el valor comparativo del piano de cola *y* el piano corriente, los acordeonistas discuten sobre la calidad del acordeón cromático, el acordeón habitual y la concertina y el cuarteto de instrumentos de arco no puede decidir que es mejor: el violín, el alto, el violoncelo o el contrabajo. Estas discusiones parecen completamente insignificantes, incluso a los representantes de otro conjunto (pequeñez de la interacción electromagnética en comparación con la interacción moderadamente fuerte), sin hablar ya de los deportistas, los cuales simplemente no advierten estas discusiones (superación muy grande de la intensidad de interacción muy fuerte sobre la electromagnética).

3. Hipótesis cuárquica

> *Tres partículas terribles — Diez combinaciones. —"Constructor" ideal.*

Se podrá explicar de un modo más natural la existencia de los multipletes unitarios, introduciendo en el examen tres partículas hipotéticas, los cuarques, con propiedades bastante exóticas, especialmente, con cargas fraccionarias bariónica y eléctrica[69].

Tabla 3. Propiedades de los cuarques

Cuarque (anticuarque)	B	Z	S	T	T_ζ	s	m
q_p, u	$+1/3$	$+2/3$	0	$^1/_2$	$+^1/_2$	$^1/_2$	m_q
$\tilde{q}_p$, $\tilde{u}$	$-1/3$	$-2/3$	0	$^1/_2$	$-^1/_2$	$^1/_2$	m_q
q_n, d	$+1/3$	$-1/3$	0	$^1/_2$	$-^1/_2$	$^1/_2$	m_q
$\tilde{q}_n$, $\tilde{d}$	$-1/3$	$+1/3$	0	$^1/_2$	$+^1/_2$	$^1/_2$	m_q
q_Λ, s	$-1/3$	$-1/3$ $+1/3$	-1	0	0	$^1/_2$	$m_q + \Delta m$
$\tilde{q}_\Lambda$, s	$-1/3$		$+1$	0	0	$^1/_2$	$m_q + \Delta m$

Es fácil ver que si asignamos a los cuarques propiedades de acuerdo con la tabla 3, entonces serán suficientes sólo tres cuarques y tres anticuarques para que con ellos, como con las piezas de un "mecano", construyamos cualquiera de los hadrones enumerados anteriormente, además se puede mostrar que los hadrones, "modelados" con los cuarques, se agruparán en aquellos mismos supermultipletes que eran conocidos en aquel tiempo. Las letras *u*, *d* y *s* en tabla 3 son las abreviaciones de otros nombres de uso general de los cuarques: up significa hacia arriba; down, hacia abajo y strange, extraño. Más adelante en el modelo cuarquico fueron introducidos un cuarto y un quinto cuarques. Se supone la existencia de un sexto cuarque (más detalles véanse en el p. 4).

Los tres cuarques (así como los tres anticuarques) forman un supermultiplete: el *triplete unitario* que consta del *doblete isotópico* q_p y q_n (q'_p y q'_n) con $T = 1/2$ y $S = 0$ y el *singlete isotópico* q_Λ (q'_Λ) con $T = 0$ y $S = -1$ ($S = +1$). La masa de los cuarques m_q debe ser bastante grande ($m_q > m_p$), para garantizar una gran energía de enlace durante la formación de las partículas elementales de los cuarques[70].

En este caso, las masas de los cuarques ordinarios ($S = 0$) q_p y q_n (q'_p *y* q'_n) deben ser iguales entre sí con una precisión hasta varios megaelectronvoltios (diferencia electromagnética de los miembros del doblete isotópico), y la masa del cuarque $q_\Lambda(q'_\Lambda)$ extraño $S \neq 0$) debe ser mayor que la de los cuarques q_p y q_n en $\Delta m \approx 150$ MeV.

Como ejemplo examinemos como se construyen con cuarques los diez miembros del doblete unitario. Antes que nada, señalemos que el número de *diferentes* combinaciones con el espín s' = 3/2 que se pueden componer con cuarques de tres tipos, agrupándolos de tres en tres (iguales o diferentes), es igual exactamente a diez ($q_pq_pq_p$; $q_pq_pq_n$; $q_pq_nq_n$; $q_nq_nq_n$; $q_pq_pq_\Lambda$; $q_pq_nq_\Lambda$; $q_nq_nq_\Lambda$;$q_nq_\Lambda q_\Lambda$; $q_pq_\Lambda q_\Lambda$; $q_\Lambda q_\Lambda q_\Lambda$). Por eso existe una correspondencia mutuamente unívoca entre cada partícula del decuplete y cierta combinación de tres cuarques. Por ejemplo, a la partícula Δ^{++} le corresponde la primera combinación $q_pq_pq_p$, porque la doble carga eléctrica positiva se puede obtener solamente de tres cuarques q_p iguales con carga eléctrica + 2/3.

Es fácil cerciorarse de que esta combinación garantiza también el valor correcto de los parámetros restantes de Δ^{++} (B = 3×1/3 = 1; S=3×0 = 0, etc.). Para comprender inmediatamente qué composición de los cuarques corresponde al hiperón Ω^-, hay que partir del valor de su extrañeza S = -3. Está claro que esta extrañeza se puede obtener sólo tomando tres cuarques q_Λ iguales, cada uno de los cuales tiene S = -1 (los cuarques restantes tienen S = 0). En aquellos casos cuando se compara la partícula con el cuarque por una sola propiedad y esto da un conjunto no unívoco, hay que utilizar alguna otra propiedad.

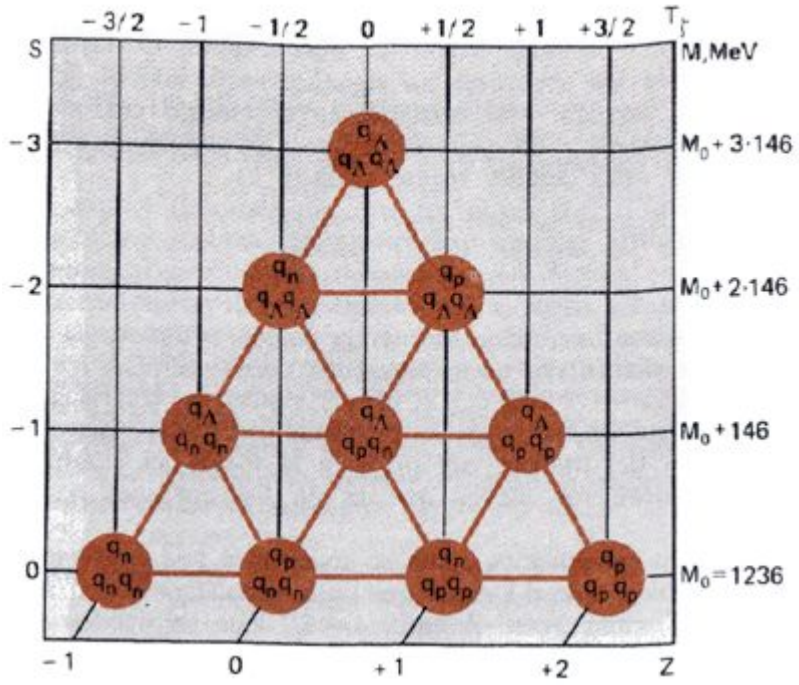


Figura 65

En la Figura 65 se indican todas las combinaciones posibles de tres formadas con tres tipos de cuarques, cada una de las cuales da una partícula del decúplete (con s = 3/2) que se halla en el lugar correspondiente de la Figura 64. De la 65 se infiere que las cuatro combinaciones del primer renglón no contienen cuarques q_λ, en el segundo renglón cada combinación contiene por un cuarque q_Λ, en el tercer renglón, por dos, y finalmente la única combinación del cuarto renglón está compuesta por tres cuarques q_Λ. Si esta regularidad se compara con el aumento de la masa de las partículas de un renglón a otro en una misma magnitud, aproximadamente igual a 146 MeV, es natural asignar al cuarque q_Λ, una masa mayor en 146 MeV que a los cuarques q_p y q_n (Δm = 146 MeV).

De manera similar, los miembros del *octeto bariónico* pueden ser representados por las combinaciones de tres cuarques con un espín sumario s' = 1/2, y los miembros de los *supermultipletes mesónicos* se obtienen como combinaciones del cuarque y el anticuarque con un espín sumario s' = 0 para el supermultiplete 0^- y s' = l para el supermultiplete 1^-. En estos casos la situación se complica un poco en comparación

con el decúplete debido a las particularidades cuanticomecánicas de la adición de los espines. En este caso también son menos evidentes las correlaciones de masas. No vamos a detenernos en esto más detalladamente. Señalemos solamente que la racionalidad de la hipótesis cuárquica en el caso del octeto bariónico se ilustra muy claramente por el hecho de que esta hipótesis explica con un error de 2,5% el valor experimental de la razón entre los momentos magnéticos del neutrón y del protón:

$$\left(\frac{\mu_n}{\mu_p}\right)_{exper} = \frac{-1,91}{+2,74} = -0,685$$

$$\left(\frac{\mu_n}{\mu_p}\right)_{teor} = \frac{-2}{3} \approx -0,667 \qquad (195)$$

Así pues, si comparamos los cuarques con las piezas de un “mecano”, ha de reconocerse que estas piezas están hechas de una forma muy racional: con sólo seis piezas ya hemos construido 10 + 8 + 9 + 9 = 36 estructuras que funcionan correctamente. Más aún, hasta 1974 parecía que de ellos se pueden componer cualquiera de los hadrones que existen en la naturaleza. Sin embargo, este punto de vista no se ha confirmado.

4. Cuarques nuevos

Descubrimiento de una partícula con encanto escondido — Cuarto enarque y partículas con encanto — Quinto cuarque y partículas con hechizo — Existe la verdad en la naturaleza o el problema del sexto cuarque.

En el año 1974 fue descubierta en dos laboratorios simultáneamente la partícula nueva *J*/ψ, cuyas propiedades resultaron tales que no se lograron explicar dentro de los límites del modelo de tres cuarques. Para interpretar estas propiedades fue

necesario introducir un cuarto cuarque, el cuarque *c*, llamado con encanto. La necesidad de la existencia del cuarto cuarque fue demostrada teóricamente unos años antes del descubrimiento de la partícula J/ψ. El cuarque *c* tiene $B = 1/3$, $z = +2/3$, $S = 0$, $T' = 0$, $s = 1/2$, $m = 1{,}55$ GeV y $c = +1$, donde *c* es el número cuántico nuevo, llamado encanto. La partícula J/ψ es una combinación del tipo *cc* (o $q_c q'_c$), o, como se dice, una partícula con encanto escondido.

El cuarque *c* resultó una partícula con derechos completamente iguales respecto a los tres cuarques restantes. Combinando el cuarque *c* con los anticuarques *u'*, *d'* y *s'* pueden obtenerse nuevos mesones que fueron nombrados partículas con encanto (o partículas con encanto evidente y abierto).

En la actualidad ya fueron descubiertos los representantes de todos los mesones encantados y varios bariones encantados. Basándose en esto, parecería, que se puede considerar que el modelo cuárquico alcanzó gran perfección, es decir, describe todas las partículas existentes y no construye más partículas de las que se encuentran en la naturaleza. Mas este período de prosperidad no duró mucho tiempo. En 1977 fue descubierta otra partícula, llamada mesón Ipsilon (ϒ), cuyas propiedades no cabían en el modelo de cuatro cuarques. El mesón ϒ se interpreta como una combinación de tipo *bb'*, donde *b* es el quinto cuarque, el cuarque con hechizo (de la palabra *beauty*, *hechizo*, a veces el nombre del cuarque *b* deriva de la palabra *botom*, hacia abajo).

El cuarque *b* tiene las propiedades siguientes: $B = 1/3$, $z = -1/3$, $S = 0$, $T' = 0$, $s' = -1/2$, $c = 0$, $b = +1$, m — 4,75 GeV. En la actualidad ya se han descubierto cuatro mesones Y de tipo *bb'*, es decir, con hechizo escondido, y un barión de tipo *udb*, con hechizo evidente.

Finalmente, hay razón para considerar que debe existir además un sexto cuarque *t*, llamado verdadero (de la palabra *truth*) o superior (de la palabra *top*). Una de estas razones es la simetría pronosticada por la teoría de la interacción electrodébil (véase el §39) entre los cuarques y leptones (de los cuales se han descubierto seis).

El cuarque *t* debe tener las propiedades siguientes: S =1/3, $z = +2/3$, $S = c = b = 0$, $T' = 0$, $s' = 1/2$, $t = +1$, $m > 18$ GeV.

5. Búsqueda de cuarques

Cuarques naturales y "artificiales" — Cuarques en el agua y en los meteoritos — Dos palabras "a la salud" de los cuarques — Aplicaciones atrayentes — Ahora "por el reposo eterno" — Cuarques sujetos.

Tabla 4. Energía mínima necesaria para el surgimiento de un cuarque de masa m_q

m_q	m_p	$3m_p$	$5m_p$	$10m_p$	$20m_p$
T_{min}, $m_p c^2$	6	30	70	240	825
T_{min}, GeV	5,6	28	65	225	880

El éxito del modelo cuárquico y el deseo de reducir la gran variedad de partículas a unas cuantas partículas fundamentales obligan a los físicos a buscar los cuarques en la naturaleza. Examinemos las ideas de los experimentos correspondientes.

Antes ya hemos señalado que es natural asignar a los cuarques una masa grande. Pero el nacimiento de las partículas con masa grande exige elevadas energías cinéticas, por eso la búsqueda de los cuarques debe hacerse en condiciones (creadas natural o artificialmente) cuando exista la posibilidad de transformar una porción grande de energía cinética en energía en reposo (en masa). La relación entre la masa del cuarque m_q y la energía cinética mínima de la partícula incidente T_{min} necesaria para el surgimiento de un cuarque de esta masa, depende del tipo de reacción, en la que se forma el cuarque. Para la reacción de formación del cuarque[71] en el caso de choque de dos protones

$$p + p \rightarrow p + p + q + q' \quad (196)$$

de la fórmula (106) se obtiene la siguiente dependencia T_{min} respecto del valor pronosticado de m_q:

$$T_{min} = 2(m_q/m_p)(2m_p+m_q)c^2 \quad (197)$$

En la tabla 4 se muestran los valores T_{min}, calculados por la fórmula (197) en diferentes suposiciones sobre el valor de la masa del cuarque[72]. De la tabla se desprende que tiene sentido buscar los cuarques de masa $m_q \leq 3m_p$ entre las partículas que se forman en los blancos de los aceleradores de protones con energías de 30 GeV, los cuarques de masa $m_q \leq 5m_p$, en los blancos de los aceleradores con energías de 70 GeV, etc.

Para separar los cuarques de entre el enorme número que aparece en el blanco de un acelerador (principalmente mesones π) podemos aprovecharnos de las propiedades específicas debidas al fraccionamiento de la carga eléctrica (por ejemplo, a la capacidad ionizante reducida[73]. Tales experimentos fueron realmente emprendidos primero en los aceleradores del CERN y en el laboratorio de Brookhaven, más tarde en Sérpujov y luego de nuevo en el CERN en un acelerador de protones hasta energías de 400 GeV y en Batavia en un acelerador de protones hasta energías de 500 GeV, pero ellos no dieron el resultado esperado. Esto significa que o la masa de los cuarques supera 15 veces la masa del protón, o bien, éstos surgen con una probabilidad mucho menor de lo esperado, o bien, por fin, no existen cuarques en estado libre.

En la composición de la radiación cósmica hay protones de energías superiores a los 500 GeV. Estos protones al chocar con los núcleos de la atmósfera pueden crear cuarques, incluso si su masa supera $15m_p$. Se puede intentar registrar los cuarques que nacieron como consecuencia de la radiación cósmica con detectores sensibles a la ionización provocada por partículas en movimiento rápido con carga eléctrica fraccionaria.

Uno de estos detectores puede ser la cámara de Wilson, en la cual las huellas de las partículas cargadas tienen forma de cadenitas de gotas de líquido. Estas gotitas se forman como resultado de la condensación de los vapores sobresaturados en los iones que surgen a lo largo de la trayectoria de la partícula cargada. La capacidad ionizante del cuarque constituye 1/9 (ó 4/9) de la capacidad ionizante del electrón. Por eso, la densidad de las gotitas en la huella del cuarque debe ser 9 (ó 9/4 × 2) veces menor que en la huella del electrón. En su tiempo, en la prensa aparecieron trabajos en los cuales se comunicaba sobre el descubrimiento de partículas con una capacidad ionizante de 50%. Sin embargo, más tarde resultó que los resultados obtenidos son fuertes fluctuaciones de la capacidad ionizante de la partícula ordinaria con $z = 1$.

Se hacen intentos de "obtener" cuarques no sólo de la radiación cósmica que alcanza la Tierra, sino también de los depósitos de agua terrestre. Es natural considerar que los cuarques que surgen durante la interacción de las partículas cósmicas con los núcleos atómicos de la atmósfera se convierten en centros de condensación de vapores de agua, caen junto con la lluvia sobre la tierra y, al fin de cuentas, llegan a los lagos, mares y océanos. Puesto que el mecanismo descrito respecto de la formación de los cuarques funciona constantemente y éstos no pueden[74] desintegrarse, la concentración de cuarques en los depósitos de agua de la Tierra debe aumentar continuamente con el tiempo.

Las estimaciones muestran que durante la existencia de la Tierra con ayuda de este mecanismo podrían acumularse hasta 100000 cuarques en cada 1 cm^3 de agua. Este número parece muy grande, pero es necesario compararlo con la concentración de protones que es igual a 10^{24} cm^{-3}. Por lo tanto, un cuarque toca a 10^{19} protones. Imagínese, ¿qué difícil es notarlo? Por eso, en experimentos de este tipo toda la esperanza se centra en la posibilidad previa de aumentar la concentración de los cuarques.

Para registrar los cuarques en estos experimentos, una vez más se utilizan las particularidades de la conducta de las partículas con carga eléctrica fraccionada (el

enfoque en los campos eléctrico y magnético, la desviación por medio del campo eléctrico). Pero en el agua tampoco detectaron los cuarques.

En el párrafo anterior, hablando sobre los diversos métodos de detección de la antisubstancia en la naturaleza, entre otros hemos citado la búsqueda de la radiación protónica. Algo semejante fue propuesto también para la búsqueda de los cuarques. Podemos imaginarnos que en la atmósfera de algunas estrellas, bajo la acción de las partículas rápidas emitidas por la estrella, se forman cuarques p_p, que gracias a su carga positiva pueden capturar electrones. Como resultado debe formarse un átomo singular, en el que el papel del núcleo lo desempeña un cuarque. Este átomo, al pasar del estado excitado al fundamental, emitirá una radiación lumínica específica que precisamente puede ser registrada. Por supuesto que en este caso la dificultad del registro también está relacionada con la concentración extraordinariamente baja de cuarques. Los cuarques se buscan también en los meteoritos, los cuales, siendo de grandes dimensiones y existencia prolongada en el espacio cósmico, podrían haber acumulado muchos cuarques. Se trataron de descubrir los cuarques por medio de los experimentos del tipo del de Millikan por el que se determina la carga del electrón. Pero aquí tampoco se lograron resultados unívocos.

Como conclusión vamos a asemejarnos a los héroes del conocido relato de Chejov y “recordemos” a los cuarques simultáneamente tanto “a la salud” como “por el reposo eterno”.

Del hecho de que los cuarques todavía no se han descubierto, hablando en rigor, es prematuro sacar la conclusión de que no existen en la naturaleza. ¡Ha pasado aún muy poco tiempo! El mesón π fue pronosticado en 1935 y descubierto solamente en 1947, el neutrino se predijo en 1931 y su existencia definitiva fue confirmada solamente en 1953 y por fin, los átomos fueron predichos por los griegos antiguos y descubiertos sólo en el siglo XIX. Así es que no todo está perdido, tanto más que los resultados de los experimentos realizados no contradicen a la posibilidad de existencia de un cuarque de masa $m_q > 15m_p$.[75]

Pero, al mismo tiempo, no hay que olvidar de que no todas las predicciones deben obligatoriamente cumplirse, no todas las hipótesis resultan correctas. Hay ejemplos de hipótesis incorrectas, mas, sin embargo, ellas existieron durante mucho tiempo. Por ejemplo, desde 1919 hasta 1932 los físicos consideraban justo el modelo del núcleo protón-electrón del núcleo atómico, porque éste explicaba correctamente un número bastante grande de regularidades que se observaban durante los experimentos. Y solamente después de descubrir el neutrón, este modelo equivocado fue reemplazado por el modelo actual protón-neutrónico del núcleo. En principio, el modelo cuárquico, a pesar de toda su verosimilitud, también puede resultar incorrecto. Es posible que la simetría de las partículas elementales pueda ser explicada de un modo igual de lógico por algún otro método que por ahora es desconocido.

Finalmente, una posibilidad más, en la que actualmente cree la mayoría de los físicos, consiste en lo siguiente: los cuarques existen pero sólo en estado ligado en el interior de los hadrones. Escapar de los hadrones y existir en estado libre los cuarques no pueden. Ahora vamos a examinar más detalladamente esta posibilidad.

6. Cromodinámica cuántica

Color y aroma de los cuarques — Ocho gluones de color — Libertad central y cárcel periférica.

El confinamiento de los cuarques en el interior de los hadrones es, quizás, la dificultad principal del modelo cuárquico. Otra dificultad de este modelo se debe a que ella permite combinaciones bariónicas de tres cuarques idénticos que se encuentran en estados iguales, recordemos que

$$\Omega^- = s^\uparrow s^\uparrow s^\uparrow = q_\Lambda^\uparrow q_\Lambda^\uparrow q_\Lambda^\uparrow$$

Y esto está prohibido por el principio de Pauli, según el cual dos (y tanto más, tres) fermiones con iguales números cuánticos no pueden encontrarse en un mismo estado. Estas dos dificultades se pudieron superar, al introducir una característica más del cuarque que se llama convencionalmente *color.*

Cada cuarque independientemente de su tipo (*u, d, s, c, b, t*) el cual, a propósito, se denomina *aroma* (flavour), tiene tres coloraciones diferentes correspondientes a los "colores fundamentales": "rojo", "azul" y "verde".

En la composición de cualquier barión entran obligatoriamente cuarques de "diferentes colores", ya que el hiperón Ω^-, por ejemplo, es una combinación "incolora" ("blanca") de tipo

$$s_r^{\uparrow} s_a^{\uparrow} s_v^{\uparrow}$$

que no contradice el principio de Pauli. Respectivamente cada mesón representa una combinación de cuarques y anticuarques con "colores complementarios" (por ejemplo, "rojo" y "antirojo", etc.), la suma de los cuales da el color "blanco".

Además de esta función del nuevo número cuántico, el color desempeña el papel de nueva carga. De acuerdo con la teoría moderna de las interacciones fuertes, la *cromodinámica cuántica,* la interacción entre los cuarques se realiza por medio de ocho *gluones* de color[76] los cuales son cuantos, es decir, transportadores de la interacción fuerte entre los cuarques de cualesquiera aromas y colores.

La presencia de la carga lumínica en los gluones los distingue bruscamente de los cuantos de la interacción electromagnética, los fotones, los cuales no tienen carga. A diferencia del fotón, el gluón puede emitir nuevos gluones, lo cual conduce al crecimiento de la carga efectiva del cuarque con el aumento de la distancia y, por consiguiente, al crecimiento de la energía de la interacción entre los cuarques. Como resultado, los enarques no pueden liberarse uno de otro (la cárcel periférica, el confinamiento) y se encuentran en la naturaleza sólo en estado ligado, en forma de hadrones "blancos" e "incoloros". Por el contrario, a distancias muy pequeñas

los cuarques interactúan con relativa debilidad y se pueden considerar como partículas prácticamente libres (libertad central, asintótica). Esta circunstancia permite obtener una serie de relaciones cuantitativas que están confirmadas experimentalmente.

§42. Monopolo de Dirac

Asimetría de las ecuaciones de la electrodinámica — Carga magnética — Propiedades del monopolo — Búsqueda de monopolos por medio de aceleradores — Formación de monopolos por radiación cósmica — Búsqueda de monopolos en meteoritos y en la Luna — Utilización del campo magnético de la Tierra. — ¿Existe el monopolo?

Del curso de física general usted sabe que entre la electricidad y el magnetismo existe una relación muy estrecha. La electricidad y el magnetismo entran en la física de un modo casi simétrico. El movimiento de las cargas, es decir, la corriente eléctrica, crea un campo magnético. La variación del flujo magnético crea un fuerza electromotriz, la cual en un circuito cerrado ocasiona corriente eléctrica.

Esta simetría en las ideas sobre la naturaleza de la electricidad y el magnetismo no ha existido siempre. Largo tiempo la electricidad y el magnetismo se han estudiado separadamente. Pero desde aquel tiempo, cuando en 1820 Oersted descubrió las propiedades magnéticas de la corriente eléctrica, a los físicos no les ha dejado la idea sobre la necesaria existencia del fenómeno inverso: el campo magnético debe ocasionar corriente eléctrica. Por fin, en 1831 Faraday descubrió la inducción electromagnética. Desde este momento los físicos ya no volvieron a olvidar la interdependencia entre la electricidad y el magnetismo: ellos nunca hablan sobre los fenómenos eléctricos y magnéticos por separado, sino más bien siempre tienen en cuenta los fenómenos electromagnéticos como un todo único.

La teoría de los fenómenos electromagnéticos, la electrodinámica (para los macroobjetos) y la electrodinámica cuántica (para todos los objetos, incluyendo las micropartículas) es, quizás, la ciencia más exacta entre las ciencias sobre las interacciones entre las partículas y los campos. En su cuenta no sólo están las explicaciones de todos los fenómenos electromagnéticos macroscópicos y microscópicos desde la emisión de las radioondas por antenas gigantescas hasta la radiación de cuantos γ por los núcleos atómicos, sino también la predicción de la existencia de un estado radicalmente nuevo de la materia en forma de antisustancia, así como de las valoraciones cuantitativas de efectos muy finos de tipo de la interacción del electrón con su propio campo electromagnético. Y con todo, la electrodinámica moderna no satisface plenamente a los físicos y de nuevo a causa de la asimetría entre la electricidad y el magnetismo.

Resulta que las ecuaciones fundamentales de la electrodinámica (las ecuaciones de Maxwell) son casi, pero no en todo simétricas respecto de los fenómenos eléctricos y magnéticos.

En estas ecuaciones entran la intensidad del campo eléctrico E, la intensidad del campo magnético H, la densidad de la corriente eléctrica J y la densidad de la carga eléctrica p. Para el vacio, por ejemplo, las ecuaciones de Maxwell se escriben del modo siguiente:

$$\begin{aligned} rot\, H' &= \frac{4\pi}{c} J' + \frac{1}{c}\frac{\partial E'}{\partial t} \qquad div\, E' = 4\pi\rho \\ rot\, E' &= \frac{1}{c}\frac{\partial H}{\partial t} \qquad\qquad div\, E' = 0 \end{aligned} \tag{198}$$

Incluso un hombre, no familiarizado con la matemática superior, ve que *E'* y *H'* entran en las ecuaciones de una manera simétrica (con ella se realizan las mismas operaciones matemáticas). Sin embargo, la simetría de las ecuaciones en su totalidad resulta incompleta debido a que en uno de sus grupos entran la densidad

de la carga eléctrica ρ y la densidad de la corriente eléctrica *J*, y en otro grupo no entran semejantes a las primeras la densidad de la carga magnética y la densidad de la corriente magnética.

Usted, desde luego, comprende, ¿por qué resultó así? Porque la experiencia de muchos años de los físicos muestra que las cargas magnéticas no se observaron nunca, es decir, nadie logró obtener separadamente el polo norte o el polo sur magnéticos. De manera que las ecuaciones de Maxwell reflejan correctamente la situación que existe en la naturaleza y parecería que no necesitan perfeccionamiento. Sin embargo, la asimetría de las ecuaciones, subrayada anteriormente, con todo, provoca cierta insatisfacción. Esta insatisfacción se puede formular así: en relación con la simetría de los fenómenos eléctricos y magnéticos sería más natural, si las ecuaciones de Maxwell, permaneciendo correctas, tuviesen un aspecto plenamente simétrico, es decir, comprendieran la densidad de la carga magnética y la densidad de la corriente magnética. En otras palabras, quisiéramos creer que en la naturaleza existen *cargas magnéticas* (y, por consiguiente, *corrientes magnéticas*) las cuales, sin embargo, poseen propiedades que por ahora nadie pudo detectar en ninguno de los muchos experimentos, realizados hasta ahora.

Por primera vez, en 1931 Dirac argumentó teóricamente tal posibilidad. El mostró que junto con la electrodinámica cuántica asimétrica (pero confirmada por muchos experimentos), admitida por todos, puede ser creada una electrodinámica cuántica simétrica que no se contradiga con la primera y que tenga en consideración la existencia de cargas magnéticas. La carga magnética hipotética, introducida por Dirac, se denomina *mono— polo de Dirac.*

Desde entonces transcurrieron más de 50 años, mas el problema de la existencia del monopolo de Dirac todavía no ha sido resuelto: no se ha probado ni su existencia ni su esencia. Por eso, el problema del monopolo hasta hoy sigue de actualidad y para solucionarlo se están realizando un número cada vez mayor de nuevos experimentos.

¿Qué experimentos son éstos y por qué no dan resultado? Para contestar a estas preguntas supongamos que el monopolo existe y veamos sus propiedades supuestas, primero de un modo cualitativo y luego cuantitativo.

Ya hemos señalado que el monopolo hipotético de Dirac es una carga magnética aislada semejante a la carga eléctrica aislada (ya sea positiva, o bien negativa). Por eso, el monopolo Dirac debe comportarse con relación al campo magnético igual que la carga eléctrica se comporta respecto al campo eléctrico. En particular, alrededor del monopolo debe aparecer un campo magnético semejante al campo electrostático que surge en torno a la carga eléctrica, es decir, las líneas de fuerza del campo magnético deben comenzar o terminar en las cargas magnéticas; la intensidad del campo magnético creada por la carga magnética puntual μ debe variar según la ley $H' = (\mu/r^3)r'$ [de manera similar a como la intensidad del campo eléctrico creada por la carga eléctrica e varía según la ley $E' = (e/r^3)r'$]. La fuerza F que actúa sobre la carga magnética μ en el campo magnético H' debe ser igual a: $F' = \mu H'$.

La interacción de dos cargas magnéticas μ_1 y μ_2 se determinará por una ley análoga a la de Coulomb:

$$V_\mu = \mu_1 \times \mu_2 / r; \qquad F' = (\mu_1 \times \mu_2 / r^3) r' \quad (199)$$

En un campo magnético homogéneo el monopolo debe acelerarse semejante a la carga eléctrica en el campo eléctrico (los dipolos magnéticos, por ejemplo, las agujas imantadas en un campo magnético homogéneo no se aceleran, sino sólo se orientan).

Moviéndose en un medio (por ejemplo, en la atmósfera o en un líquido) que contiene partículas con momentos magnéticos, el monopolo debe estar rodeado de ellos de manera similar a como está rodeado el polo de un imán plano si usted lo pasa por encima de alfileres esparcidos (para conseguir una analogía completa hay que tomar un imán bastante largo, es decir, casi una carga magnética aislada y

agujas imantadas, los dipolos). El monopolo rodeado de dipolos magnéticos, debido al aumento brusco de la masa, debe convertirse en menos móvil y derivar lentamente en el medio.

Al caer el monopolo en un medio con mezcla de substancias paramagnéticas, éste será atraído por dichas substancias y formar sistemas ligados con energía de enlace cerca de 1 eV. Los imanes permanentes y el hierro blando ordinario deben ser verdaderas trampas para los monopolos; ellos deben capturar los monopolos tan fuerte que para sacarlos de allí se necesitan campos magnéticos de muy alta inducción. Esta propiedad de ios paramagnéticos y los ferromagnéticos se puede utilizar para la acumulación de monopolos, si los últimos son *estables,* es decir, no se desintegran con el tiempo.

La estabilidad del monopolo es consecuencia directa (en todo caso, para el monopolo de menor masa) de la suposición natural sobre la existencia para la carga magnética de una ley de la conservación análoga a la ley de la conservación de la carga eléctrica (véase el §20, p. 4).

La relación recíproca del monopolo magnético con el campo eléctrico también es análoga a la relación de la carga eléctrica con el campo magnético. De manera similar a como durante el movimiento de la carga eléctrica surge el campo magnético *H'*, durante el movimiento del monopolo debe surgir el campo eléctrico *E'*. Y esto significa que el monopolo en movimiento debe ionizar los átomos del medio a través del cual se mueve, además la capacidad ionizante debe ser tanto mayor, cuanto mayor es el valor de la carga magnética del monopolo.

Finalmente, de manera similar a la formación por el cuanto del electrón— positrón a cuenta de la energía del campo electromagnético (véase §el 18, p. 3) se puede imaginar también la existencia del proceso de surgimiento por el cuanto γ rápido de un par monopolo-antimonopolo (pues el monopolo, gracias a la carga magnética, participa en la interacción electromagnética).

Para convertir todos estos razonamientos cuantitativos en cualitativos, es decir, contestar a las preguntas: *con qué fuerza* se atrae el monopolo, *cuán grande es* la

ionización realizada por él, con qué energía el cuanto γ puede provocar el surgimiento del par monopolo-antimonopolo, etc., son necesarias las características cuantitativas de las propiedades del monopolo. Tales características también fueron dadas por Dirac.

Dirac mostró que si el monopolo existe, su carga magnética μ debe estar relacionada con la carga eléctrica elemental *e* mediante la relación

$$2\,\mu e/c = n\hbar \qquad (200)$$

donde *n* es un número entero arbitrario; *ħ,* la constante de Planck. De donde

$$\mu = n\hbar c/2e = (1/2)(\hbar c/e^2)ne \qquad (201)$$

y como $e^2/\hbar c = 1/137$[77], tenemos

$$\mu = 68{,}5\ ne \qquad (202)$$

De este modo, según Dirac, el valor mínimo de la carga magnética es 68,8 veces mayor que la carga eléctrica elemental *e,* o sea que la carga del electrón. Este puede ser también igual a 2×68,5e = 137*e*; 3×68,5*e* = 205,5*e*, etc.

Una partícula con carga magnética tan grande a una velocidad $v \approx c$ debe ionizar los átomos del medio ambiente $(68{,}5)^2 \approx 4700$ veces más fuerte que un electrón relativista[78]. Gracias a esta circunstancia la huella del monopolo debe ser observada bastante claramente en el detector de pista, por ejemplo en una placa fotográfica (en la cual bajo el microscopio se observa, incluso, la huella del electrón relativista). Esta huella se diferenciará de las huellas de los núcleos pesados con carga $Z \approx 70$ (los cuales realizan igual ionización) por el espesor regular a todo lo largo (las huellas de los núcleos pesados se hacen más finas hacia el extremo, debido a que éstos acumulan electrones).

A consecuencia de la gran carga magnética, el monopolo debe adquirir muy fácilmente energía en el campo magnético. Por ejemplo, al recorrer un camino de 1 cm en un campo comparativamente débil con una inducción de 0,1 Tl, el monopolo adquiere una energía aproximada de 2×10^7eV. Para comparar señalemos que el electrón puede adquirir esta misma energia recorriendo 1 cm en un campo eléctrico de E = 20000000 V/cm.

La masa del monopolo se puede valorar si hacemos alguna suposición razonable de sus dimensiones. Considerando, por ejemplo, que la masa del monopolo tiene naturaleza electromagnética, y suponiendo que su radio es igual al radio clásico del electrón[79]

$$r_e = e^2/m_e c^2 = 2{,}8 \times 10\ \text{“}^{13}\ \text{cm} \qquad (203)$$

obtenemos

$$m\mu = \frac{\mu^2}{r_e c^2} = \left(\frac{\mu}{e}\right)^2 \frac{e^2}{r_e c^2} = \left(\frac{\mu}{e}\right)^2 m_e \approx 4700 \times 0{,}5 = 2350\ MeV/c^2$$

o bien

$$m\mu \approx 2{,}5 m_p \qquad (204)$$

Si por el contrario consideramos el radio del monopolo igual al radio del protón (cerca de $0{,}8\times10^{-13}$ cm), la masa del monopolo adquiere un valor mucho mayor:

$$m\mu \times 8{,}2\ \text{GeV}/c^2 = 8{,}7 m_p. \qquad (205)$$

Examinemos ahora los métodos posibles de búsqueda del monopolo. En la primera serie de experimentos se utiliza el acelerador. Imagínese que en el intervalo lineal[80]

del acelerador de altas energías se instala un blanco paramagnético. En este caso, al chocar los protones acelerados con los nucleones del blanco, en principio, puede formarse un par de monopolos, que deben frenarse rápidamente en el blanco y ser capturados por éste. Irradiando el blanco durante largo tiempo en éste puede acumularse los monopolos surgidos. Después es necesario quitar el blanco del acelerador y "sacar" de él los monopolos por medio de un fuerte campo magnético a la emulsión fotográfica, donde ellos deben dejar huellas características.

En otro planteamiento del experimento se puede utilizar el blanco que se encuentra en la zona de acción del campo magnético del acelerador. En este caso los monopolos que nacen en el blanco serán sacados de éste por medio del campo magnético del acelerador y se moverán hacia los polos de los imanes. Si se aplica un sistema magnético de enfoque, se puede enviar los monopolos al detector y registrarlos.

La masa del monopolo que puede nacer en dicho acelerador se determina por la fórmula (197). Los resultados del cálculo vienen dados en la tabla 4 (como m_q hay que comprender la masa del monopolo). De los resultados se deduce que en los aceleradores con energía máxima de los protones de 30 GeV, en principio, pueden formarse monopolos con una masa que supera el límite interior de la valoración de la masa del monopolo. Sin embargo, los experimentos realizados en Brookhaven y CERN dieron resultados negativos.

En 1970, físicos soviéticos bajo la dirección del miembro correspondiente de la Academia de Ciencias de la URSS, 1.1. Gurévich, realizaron un experimento destinado a la búsqueda del monopolo de Dirac en el acelerador de Sérpujov que permite el nacimiento de un par partícula-antipartícula de masa hasta $5m_p$ cada una. En este experimento se utilizó un separador de arrastre ferromagnético, que debe capturar, mantener y acumular los monopolos, si éstos nacen en el blanco del acelerador. El papel de este separador lo desempeñó una lámina metálica ferromagnética instalada cerca del blanco del acelerador. El lugar de disposición del separador de arrastre ferromagnético fue elegido de tal modo que los

monopolos que surjan en el blanco del acelerador se dirijan al separador por medio del campo magnético de este acelerador.

Una vez irradiada durante largo tiempo en el acelerador, la lámina metálica ferromagnética fue instalada en un fuerte campo magnético de impulsos, que debía arrancar los monopolos del separador y enviarlos a una emulsión fotográfica nuclear especial que se hallaba cerca. Como ya hemos señalado, las huellas de los monopolos en esta emulsión deben observarse claramente.

Por desgracia, en este experimento tampoco fueron descubiertos los monopolos. Sin embargo, como resultado de las investigaciones realizadas se logró bajar esencialmente el límite superior (aproximadamente 100 veces) de la probabilidad de formación de monopolos durante las colisiones nucleón-nucleón y elevar el límite inferior de su masa hasta $5m_p$.

Con posterioridad un experimento análogo fue realizado en el acelerador del CERN, como resultado de lo cual el límite inferior de la masa fue aumentado hasta $13m_p$.

La idea de la segunda serie de experimentos consiste en la utilización de la radiación cósmica, en la composición de la cual hay protones tan rápidos que su energía resulta suficiente para el surgimiento de pares de partículas muy pesadas.

Figúrese que a sus manos llegó un meteorito que siendo meteoro voló por el espacio cósmico durante varios miles de millones de años. En este período él se sometió a un bombardeo cósmico de larga duración y pudo acumular muchos monopolos. Aplicando la metodología del experimento anterior, se puede esperar que del meteorito se logrará sacar monopolos y registrarlos. Las mediciones hechas tampoco justifican esta esperanza. La valoración de los resultados obtenidos demostró que si el monopolo hubiera existido su masa debería ser mayor de 5 GeV/c^2. Esta valoración es justa en caso de que la substancia del meteorito examinada realmente haya sido irradiada durante miles de millones de años. Por eso el resultado negativo puede ser explicada también por la “juventud” del meteorito.

Este defecto no lo tiene el trabajo realizado por un grupo de físicos norteamericanos dirigidos por el laureado con el premio Nobel, Alvarez. Los autores de este trabajo en vez de meteoritos sometieron a investigación el materia] traido en la nave cósmica “Apolo-11” desde la Luna. Las condiciones en que se forman los monopolos en la Luna y la acumulación de éstos por la substancia lunar se pueden considerar como las mejores. Realmente, la Luna existe 3-4 mil millones de años, sus capas superficiales se mezclan muy poco, en la Luna no hay atmósfera ni campo magnético.

Los monopolos pueden alcanzar la Luna junto con la radiación cósmica primaria o surgir en la Luna a consecuencia de la interacción de las partículas cósmicas de alta energía con los núcleos atómicos de la substancia lunar. En ambos casos los monopolos serán acumulados por las capas superficiales del suelo lunar (debido a la ausencia de un campo magnético de mezclado y de extracción).

La metodología de búsqueda de los monopolos en la substancia lunar consistía en lo siguiente. Las muestras de la substancia lunar (28 piedras con una masa de 200-300 g cada una, una masa total de 8,37 kg) con ayuda de un dispositivo especial se hicieron pasar una tras otra a través de un carrete cerrado de gran conductividad con la esperanza de que el monopolo que se encuentra en la piedra lunar inducirá en éste' la fuerza electromotriz. Con el fin de acumular el efecto, cada muestra se hacía pasar a través del carrete 400 veces, después de lo cual desconectaban el carrete para medir en él la corriente inducida y compararla con la corriente estandarizada que pasa por el carrete sin las piedras lunares. Los cálculos, la calibración y las mediaciones de control mostraron que los aparatos creados deberían detectar 1/8 de unidad de la carga magnética de Dirac y, en todo caso, detectar con seguridad el monopolo con carga unitaria. Sin embargo, en ninguna de las muestras lunares ni en las “norteñas” ni en las “sureñas” se detectó la presencia de monopolos. Como resultado de este trabajo se obtuvieron valores aún más bajos de los límites superiores de la concentración de monopolos en la radiación cósmica

y la probabilidad de su formación como consecuencia de las colisiones de partículas cósmicas de altas energías.

En la tercera serie de experimentos se utiliza el campo magnético débil de la Tierra ($B = 0{,}5\times10^{-4}$ Tl).

Supongamos que la formación del monopolo ha tenido lugar en el espacio cósmico dentro de la región circunsolar de la Galaxia. Se sabe que en esta región hay un campo magnético débil (más débil que el de la Tierra) de acción constante. El monopolo surgido será acelerado por este campo y a medida de su movimiento en él adquirirá una energía cada vez mayor. Una vez acelerado, él puede penetrar en la región de la atmósfera terrestre donde, por un lado, comenzará a gastar su energía en la ionización, y, por el otro, se acelerará por el campo magnético de la Tierra. En determinadas condiciones los monopolos se moverán por las líneas de fuerza del campo magnético terrestre hacia la superficie terrestre y luego se acumularán en los polos magnéticos, en las regiones de anomalía magnética, en los lugares, donde existen grandes yacimientos de mineral de hierro. En algunas regiones del globo terrestre tales lugares se encuentran en la superficie de la Tierra y por eso son de fácil acceso para el estudio. En estas regiones fueron realizados experimentos destinados a “sacar” los monopolos de la roca por medio de un campo magnético de impulsos creado por descarga rápida de una batería de alta tensión de condensadores a través de un carrete. Para detectar los monopolos fue utilizado el método de la emulsión fotográfica nuclear. Como resultado de las mediciones el efecto no fue descubierto.

De esta manera, usted puede ver que por ahora ninguno de los experimentos realizados ha dado resultados positivos. ¿Significa esto que el monopolo no existe, que hay que dejar de buscarlo, que, en general, hay que abandonar este problema? No, y he aquí por qué.

En primer lugar, todos los experimentos realizados dan respuesta negativa no en forma absoluta, sino en relativa, es decir, durante el cumplimiento de ciertas condiciones. Una de las condiciones la subrayamos siempre: el valor supuesto de la

masa del monopolo. Los experimentos dan una respuesta negativa a la pregunta sobre la existencia de monopolos comparativamente ligeros. Y si el monopolo es bastante pesado, entonces son necesarios nuevos experimentos. Pero, además de esta condición evidente, las hay también no evidentes. El valor de la carga magnética del monopolo y otras de sus propiedades se han obtenido en la suposición de que la carga eléctrica más pequeña es igual a *e*. Pero, si existen los cuarques (véase el §41), resulta que él no es igual a e, sino a *e*/3 y las demás propiedades del monopolo varían bruscamente. En este caso son necesarios nuevos cálculos y nuevos experimentos.

En segundo lugar, independientemente de todos los experimentos hay consideraciones indirectas en favor de la existencia del monopolo. Fue Dirac quien prestó atención a éste y obtuvo la correlación (200). Esta correlación se deriva de las tesis fundamentales de la mecánica cuántica y de la electrodinámica cuántica y puede ser obtenida por diferentes métodos. Por eso, ésta tiene un aspecto muy convincente. La correlación (200) se puede solucionar respecto a la carga eléctrica:

$$e = (\hbar c/2\mu)n \qquad (206)$$

De la fórmula (206) se deduce que, si el monopolo existiera, la carga eléctrica debería experimentar cuantificación, es decir, aceptar los valores

$$\left.\begin{aligned} e_1 &= \frac{\hbar c}{2\mu}(\text{para } n = 1 \\ e_2 &= \frac{2\hbar c}{2\mu}(\text{para } n = 2 \\ e_3 &= \frac{3\hbar c}{2\mu}(\text{para } n = 3 \end{aligned}\right\} \qquad (207)$$

Pues la cuantificación de la carga eléctrica *existe* realmente y hasta ahora no tiene otra explicación. ¿No es ésta una indicación acerca de la existencia del monopolo?
En tercer lugar, además de la teoría de Dirac pueden ser construidas otras teorías simétricas, en las cuales para el monopolo se obtienen propiedades completamente distintas a las de Dirac. Por ejemplo, en una de ellas la carga mínima del monopolo no es igual a 68,5*e*, sino a 17*e*.
Finalmente, en cuarto lugar, hay que trabajar sobre el problema del monopolo, incluso en el caso cuando éste no exista, porque debemos explicar en este caso, el porqué no existe.

§43. Nuevos núcleos

Núcleos estables β y radiactivos β — ¿Qué es la estabilidad nucleónica de los núcleos? — Sobre la radiactividad protónica, biprotónica y bineutrónica — ¿Existen núcleos sólo de neutrones? — Helio superpesado — ¿Dónde termina el sistema periódico de elementos de Mendeléiev? — Cómo se .obtienen los núcleos nuevos — Búsqueda de núcleos superpesados en la naturaleza.

Usted conoce que cualquier núcleo atómico está constituido por protones y neutrones. Si nos limitamos a examinar los núcleos estables β, para éstos aproximadamente se cumple la relación

$$Z = Z/(1{,}98 + 0{,}015\, A^{2/3}),$$

que vincula entre sí el número de protones Z y el número total de nucleones. De esta manera, en los núcleos ligeros estables p los números de protones Z y de neutrones $N = A - Z$ como promedio son iguales, y en los neutrones pesados, aproximadamente, son 1,5-1,6 veces mayores que los protones.

Además de los núcleos estables β (se conocen cerca de 350) existe un gran número de núcleos radiactivos β, los cuales no satisfacen a la relación mencionada anteriormente.

La Figura 66 muestra el diagrama de distribución de todos los núcleos conocidos en el plano Z, *N*. En el diagrama se puede apreciar que los núcleos estables p ocupan una región central comparativamente estrecha (en la figura está rayada) en una franja ancha no recta que está llena por todos los núcleos conocidos (en la figura está pintada).

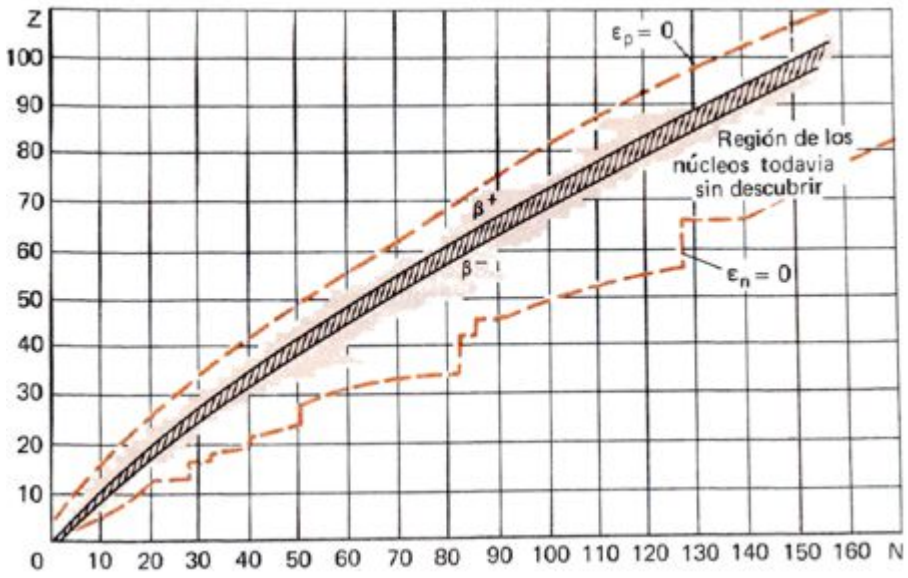


Figura 66

La Figura 66 tiene un carácter convencional. En realidad, dentro de los límites de la región rayada, además de los núcleos estables P, se hallan también los núcleos radiactivos β, y dentro de los límites de la franja ancha pintada hay muchos lugares vacíos que corresponden a los núcleos que todavía no han sido descubiertos. La comparación de las propiedades que tienen los núcleos de la franja ancha muestra que los núcleos que se encuentran más a la izquierda de la región de los núcleos estables β, son radiactivos β^+ (o experimentan la captura *e*), los núcleos, que se hallan a derecha de esta región, son radiactivos β^+. Cuanto mayor sea el exceso de

protones o neutrones en el núcleo (en comparación con la fórmula citada anteriormente), tanto más fuerte se manifestará la inestabilidad del núcleo con relación a la desintegración β^+ o β^-, es decir, tanto más rápido se desintegrará éste.

Sin embargo, la desintegración β de los núcleos se produce bajo la acción de las fuerzas *débiles*, por eso esta desintegración siempre transcurre con bastante lentitud. Incluso, en el caso más favorable (para la desintegración β) el periodo de semidesintegración $T_{1/2}$ no puede ser menor de 10^{-10} s. Mas esto es 10^{13} veces mayor que el tiempo nuclear $\tau_{núc} \approx 10^{-23}$ s característico para la velocidad con que se desarrollan los procesos *fuertes* (nucleares), por ejemplo, la desintegración de la resonancia Δ. De este modo, los núcleos radiactivos β de rápida desintegración conservan sus propiedades (la masa, la composición nucleónica, la carga, el espín, el momento magnético, etc.) específicas (propias del núcleo dado) durante un intervalo bastante largo $\tau \approx 10^{13}\ \tau_{núc}$, si se mide el tiempo en unidades naturales para los fenómenos nucleares $\tau_{núc} \approx 10^{-23}$ s.

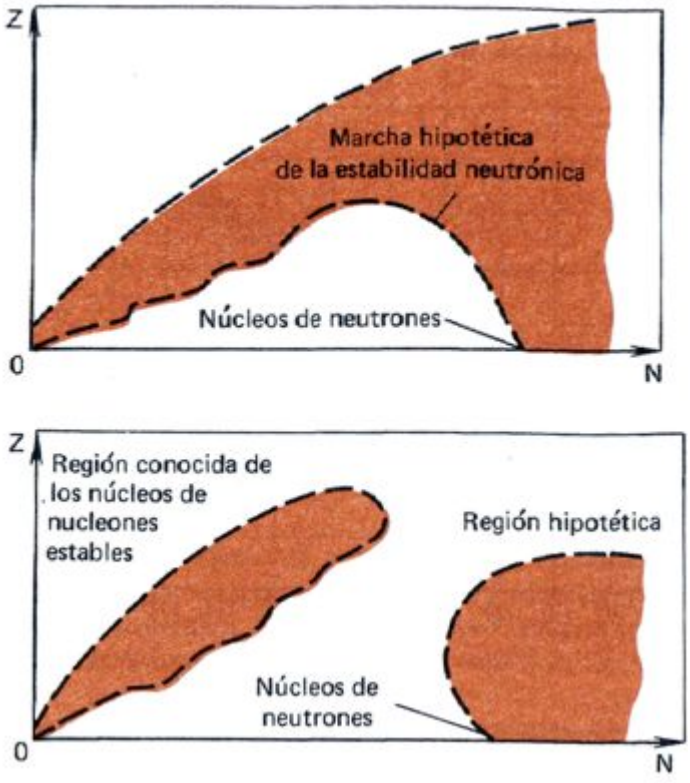
En este sentido, los núcleos radiactivos β son núcleos tan "verdaderos" como los núcleos estables β (el neutrón en desintegración es una partícula elemental igual de "verdadera" que el protón). Tanto los núcleos estables β como los núcleos radiactivos β son igualmente estables respecto a la interacción fuerte. Tanto los unos como los otros no emiten espontáneamente nucleones, de manera que se pueden unir en una clase común de *núcleos nucleonoestables.* Esta clase contiene en la actualidad cerca de 2000 núcleos diferentes y está lejos de quedar definitivamente llena.

Por supuesto, esta clase no puede ampliarse sin límites, porque con el aumento del número de nucleones en exceso de un mismo tipo disminuye su ligazón con el núcleo. Para cada número de neutrones *N* existe cierto número máximo de protones $Z_{máx}$ (*N*), que puede aún unirse a ellos y formar un núcleo protonoestable. El núcleo no puede incorporar el ($Z_{máx}$ + l)-ésimo protón, ya que la energía de enlace de éste será negativa. Si por todos los valores $Z_{máx}$ (*N*) trazamos una línea, ésta formará la

frontera de la estabilidad protónica de los núcleos (la línea de puntos $\varepsilon_p = 0$ en la Figura 66).

De la misma manera, para cada número de protones *Z* debe existir un número máximo posible de neutrones $N_{máx}(Z)$, que aún puede unirse a los protones y formar con ellos el núcleo *neutronoestable.* El conjunto de magnitudes $N_{máx}$ (*Z*) determina la frontera de los núcleos neutronoestables (la línea de puntos e„ = 0 en la Figura 66).

Claro que la disposición exacta de los límites de la estabilidad nucleónica todavía se desconoce, pero hay razones para considerar que dentro de estas fronteras, además de los 2000 núcleos ya descubiertos, se hallan, por lo menos, otros tantos.



Figuras 67 y 68

El descubrimiento y el estudio de sus propiedades es uno de los problemas más interesantes de la física nuclear moderna. En esta región hay muchos problemas sin resolver:

1. ¿Dónde pasa la frontera de la estabilidad protónica de los núcleos?

2. ¿Cuáles son las propiedades de los núcleos junto a la frontera de la estabilidad protónica en las diferentes lugares (la radiactividad β^+ de núcleos ligeros, la captura *e*, la radiactividad α y la fisión espontánea de los núcleos pesados, el escape más fácil de protones en las reacciones nucleares, la radiactividad protónica)?

3. ¿Existe realmente la radiactividad *biprotónica* entre los núcleos protonoestables? Esta pregunta surge en relación con la tendencia observada de unificar los nucleones en exceso en pares. Esto debe conducir a la disminución de la ligazón de los pares de protones con el núcleo en comparación con la energía de enlace de un protón. La radiactividad biprotónica fue pronosticada en 1960 por el académico V. I. Goldanski. En 1983 fue descubierta una de las variedades de la radiactividad biprotónica, precisamente la radiactividad biprotónica retardada (véase el §5). La emisión de dos protones del estado fundamental del núcleo todavía no ha sido descubierta.

4. ¿Dónde y cómo pasa la frontera de la estabilidad neutrónica de los núcleos? ¿No intersecará en algún punto el eje *N* (figs. 67 y 68), es decir, existirán núcleos que se componen *solamente de neutrones*, por ejemplo, el tetraneutrón (un núcleo con cuatro neutrones)? El hecho de que este planteamiento de la cuestión es oportuno se deduce del descubrimiento de ios núcleos $^{6}_{2}$He y $^{8}_{2}$He, en los cuales con dos protones están ligados cuatro y seis neutrones, respectivamente (es decir, en el primer caso 2 y en el segundo 3 veces más que la norma media.) A finales del año 1966 se descubrió el núcleo $^{11}_{3}$Li en el cual a tres protones tocan ocho neutrones. Mas la búsqueda del tetraneutrón no condujo al éxito, pero de esto no se deduce que no existen núcleos puramente neutrónicos más pesados. A semejante conclusión conducen también otros cálculos teóricos (aunque también hay algunos que lo contradicen).

5. ¿Cuáles son las propiedades de los núcleos junto a la frontera de la estabilidad neutrónica? Además de las propiedades conocidas (radiactividad β^-, emisión de dos neutrones retardados) se puede, por ejemplo, suponer que estos núcleos tienen tamaños anómalamente grandes y para ellos se observará una salida elevada de reacciones con escape simultáneo de dos neutrones. Con estas suposiciones concuerdan los resultados del estudio de las propiedades de los núcleos $^{6}_{2}$He y $^{8}_{2}$He. La energía de enlace de los neutrones "excesivos" en estos núcleos es muy pequeña, por consiguiente, estos núcleos deben ser bastante "porosos", es decir, grandes. Además, para estos núcleos se ha establecido que la energía de enlace de dos neutrones es menor que la de uno. De este modo, en principio, para estos núcleos puede existir radiactividad bineutrónica retardada. Este efecto también fue predicho por V. I. Goldanski en 1960 y descubierto experimentalmente en 1979-1980.

6. ¿Cuánto se puede avanzarse durante la síntesis de nuevos elementos transuránicos? Este también es un problema muy interesante. La investigación de los elementos transuránicos descubiertos hasta el momento con Z = 93... 107 ha demostrado que sus períodos de semidesintegración $T_{1/2}$ respecto del proceso de fisión expontánea disminuye con el aumento de Z según la ley

$$\log T_{1/2} = a - bZ^2/A \qquad (208)$$

donde a y b son coeficientes; Z, el número de orden del elemento; A, el número de masa. Si la ley de modificación de $T_{1/2}$ queda igual también para Z > 107, cuando Z = 120... 125 el período de semidesintegración debe igualarse con el tiempo nuclear, es decir, los núcleos con Z = 120... 125 no pueden existir.

Y que, ¿en esto termina el sistema periódico? ¡Puede ser que sí, y puede ser que no! En primer lugar, la regularidad mencionada es muy aproximada. Esta se cumple solamente para ciertos isótopos de los elementos transuránicos. Para otros isótopos se observan desviaciones considerables. Es arriesgado utilizar esta regularidad para

pronosticar las propiedades de los elementos que todavía no se han descubierto. En segundo lugar, hay causas teóricas para suponer que, a pesar de la disminución regular de $T_{1/2}$ con el aumento de Z, el núcleo con Z = 144 y N = 184 debe ser estable respecto de la fisión espontánea, ya que los números Z = 144 y N = 184, según parece, son mágicos (compárese con el §4).

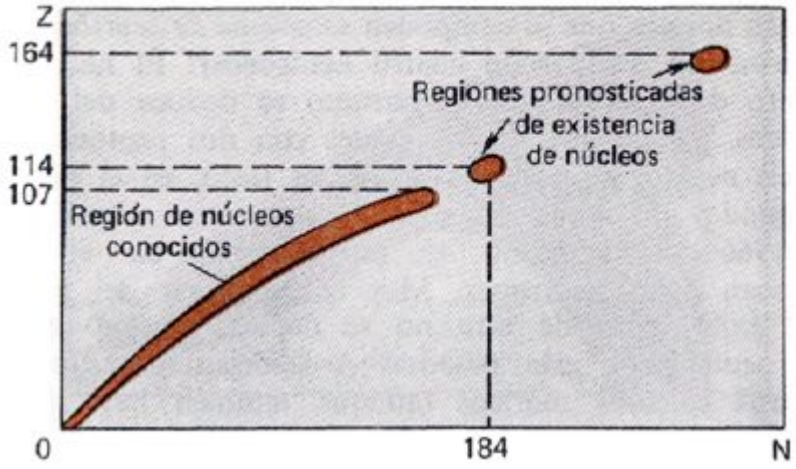


Figura 69

Bastante estables ($T^{es}_{1/2}$ > 1 año) deben ser también algunos núcleos vecinos según Z y N. De otros cálculos se deduce que 20-25 de ellos son estables respecto de la desintegración β y tienen un período de semidesintegración no muy pequeño con respecto a la emisión de partículas α ($T^{\alpha}_{1/2}$ > 1 s), además 10 de ellos deben tener $T^{\alpha}_{1/2}$ > 1 año. En otras palabras, los teóricos predicen toda una pequeña isla de núcleos de vida suficientemente larga en la región Z = 144 y N = 184. Los más valientes de ellos suponen que existe otra isla en la región Z = 164 (Figura 69).

¿Existen en la naturaleza núcleos nucleonoinestables? En la física de las partículas elementales junto con las partículas elementales ordinarias de vida suficientemente larga (estables con respecto a la interacción fuerte) se examinan también las *resonancias* (véanse los §§2 y 36), es decir, partículas que se desintegran en el tiempo nuclear. Resulta que las resonancias pueden ser caracterizadas por todas las propiedades de las partículas elementales ordinarias (la masa, la carga, el espín, la

extrañeza, la energía cinética, el impulso, etc.). La única diferencia entre las resonancias y las partículas ordinarias es el tiempo de vida muy corto de las resonancias ($\tau_{núc} \approx 10^{-23}$ s), que se debe a su inestabilidad respecto de la desintegración fuerte. Esta diferencia no es de principio. Se sabe, por ejemplo, que las resonancias y las partículas ordinarias pueden surgir juntas en una misma reacción (véase el §20, p. 4) que las unas y las otras forman parte de unos mismos multipletes unitarios, que por las propiedades de las resonancias fueron pronosticadas las propiedades de la partícula ordinaria, el hiperón Ω^- (véase el §41). En una palabra, a las resonancias se les reconoce el mismo derecho a la existencia que a las partículas elementales ordinarias. Pero entonces ¿por qué no podemos hablar sobre núcleos análogos (es decir, inestables respecto a la interacción fuerte)? Probablemente que se puede. Y aquí se abre un inmenso campo de actividad, puesto que tales núcleos deben haber mucho (incluso, los puramente neutrónicos). Estos se pueden estudiar igual que las resonancias por los productos de la desintegración.

Como conclusión unas palabras sobre los métodos de obtención de los nuevos núcleos. El método estandarizado de obtener núcleos con exceso de neutrones consiste en la irradiación prolongada del blanco en un reactor nuclear, durante la cual se produce el aumento consecutivo del número de neutrones en el núcleo original (A, Z) por el esquema

$$(A, Z) + n \rightarrow (A + 1, Z) + n \rightarrow (A + 2, Z) + \ldots \quad (209)$$

He aquí, por ejemplo, el esquema por el que se obtiene el ^{246}Pu:

$$^{239}\text{Pu}(n, \gamma)^{240}\text{Pu}(n, \gamma)^{241}\text{Pu}(n, \gamma)\ ^{242}\text{Pu}(n, \gamma)$$

$$^{243}\text{Pu}(n, \gamma)^{244}\text{Pu}(n, \gamma)^{245}\text{Pu}(n, \gamma)^{246}\text{Pu} \quad (210)$$

El producto inicial del ^{239}Pu se obtiene previamente en un reactor nuclear especial del isótopo de uranio ^{23S}U por el esquema

$$^{238}_{92}\mathrm{U}(n,\gamma)^{239}_{92}\mathrm{U}\ ^{\beta-}\rightarrow\ ^{239}_{93}\mathrm{Np}\ ^{\beta-}\rightarrow\ ^{239}_{94}\mathrm{Pu} \quad (211)$$

Para obtener núcleos con exceso de neutrones, en vez del reactor, se pueden utilizar también potentes fuentes de neutrones, por ejemplo el isótopo del californio Cf que emite durante la fisión espontánea 3×10^{12} neutr/(g-s).

Un flujo muy intenso de neutrones surge durante la explosión nuclear. Se sabe, por ejemplo, que entre los productos de una explosión fue descubierto el isótopo de uranio $^{255}_{92}$U que tiene 17 neutrones excesivos (en comparación con el $^{238}_{98}$U).

Los núcleos recargados fuertemente de neutrones por lo común tienen radiactividad β^- y durante el proceso de desintegración aumentan su carga en una unidad. El núcleo hijo formado puede tener también radiactividad β^- (o radiactividad α, ya que el núcleo con exceso de neutrones da comienzo a toda una cadenita de transformaciones radiactivas, cuyos eslabones son los núcleos nuevos. He aquí, por, ejemplo, cómo se transforma el núcleo ^{246}Pu mencionado anteriormente:

$$^{246}_{94}\mathrm{Pu}\ ^{\beta-}\rightarrow\ ^{246}_{95}\mathrm{Am}\ ^{\beta-}\rightarrow^{246}_{96}\mathrm{Cm}\ ^{\alpha}\rightarrow\ ^{242}_{94}\mathrm{Pu}\ ^{\alpha}\rightarrow\ ^{238}_{92}\mathrm{U} \quad (212)$$

Es curioso subrayar que, al fin de cuentas, se obtienen estos mismos núcleos $^{238}_{92}$U de los cuales originalmente fueron obtenidos los núcleos $^{239}_{92}$U.

Otro método de obtención de núcleos nuevos se basa en la utilización de aceleradores, en los cuales los núcleos del blanco son bombardeados por neutrones rápidos, deuterones, partículas a y otros núcleos más pesados (hasta U inclusive).

Sobre todo es grande la variedad de los productos de reacciones que están provocados por partículas muy rápidas (varios gigaelectronvoltios). Así, al bombardear el bismuto con protones de energía 3 GeV se obtienen núcleos prácticamente con cualquier número de masa (incluyendo también los muy ligeros).

Por ejemplo, entre los productos del bombardeo del uranio con protones de energía 5,3 GeV fueron descubiertos isótopos nuevos de elementos ligeros, los ya mencionados $^{11}_{3}$Li, $^{14}_{5}$B y $^{15}_{5}$B.

Se presenta muy atrayente la idea de obtener núcleos nuevos a cuenta de la fisión de un núcleo superpesado del tipo de "dos veces de uranio". Esta idea se discute generalmente bajo la consigna "golpeemos el uranio contra el uranio". Si un blanco, hecho de uranio, se golpea con un ion 92U, el núcleo formado inestable y superpesado de tipo $^{476}_{194}$R debe dividirse (al mismo tiempo o después de emitir cierto número de nucleones). La fisión generalmente se produce en fragmentos desiguales por su masa, por eso durante la fisión deben aparecer nuevos elementos transuránicos y núcleos nuevos que son más ligeros que el uranio.

Por último, se hacen tentativas de buscar núcleos de los nuevos elementos transuránicos en la naturaleza, por ejemplo, en la radiación cósmica o, incluso, en las rocas terrestres y materiales. Estos intentos de ninguna manera son absurdos, porque la energía de las partículas cósmicas es tan grande que a consecuencia de sus choques con nucleones o núcleos pueden surgir, junto con las partículas y núcleos ya conocidos, núcleos desconocidos de los elementos transuránicos superpesados. En las rocas terrestres los elementos transuránicos superpesados pudieron conservarse desde el instante de la formación del sistema Solar, cuando ellos surgieron junto con otros elementos. Para que esto sea posible, estos elementos deben ser bastante estables respecto de *todos los tipos de desintegraciones.* Los cálculos demostraron que el núcleo de vida más larga debe ser el núcleo con $Z = 110$ y $N = 184$. Este es estable con respecto a la desintegración β y tiene períodos de semidesintegración muy grandes (del orden de 10^8 años) respecto de la fisión espontánea y de la emisión de partículas α. Si estos cálculos son exactos, tales núcleos deben (en cantidad, por supuesto, pequeña) conservarse en los materiales terrestres hasta nuestros días. En relación con ello se hicieron tentativas de buscar el 110-ésimo elemento en los minerales de platino (el 110-ésimo elemento debe ser análogo al platino por sus propiedades químicas).

Estas búsquedas son sumamente difíciles, ya que la estabilidad alta del elemento no permite descubrirle por la radiactividad. Este elemento todavía no se ha descubierto.

En la prensa periódicamente aparecen comunicaciones sobre el descubrimiento en la naturaleza de uno u otro elemento superpesado con cargas Z = 108... 114. Sin embargo, estas comunicaciones por ahora no se pueden considerar fidedignas.

Conclusión

La ciencia no tiene anchos caminos reales y sólo puede alcanzar sus cimas radiantes quien, sin temor al cansancio, trepa por sus senderos pedregosos.
K. Marx

Querido lector:

Ha llegado el momento de nuestra despedida. Hemos viajado bastante por el micromundo, tan maravilloso y todavía tan poco explorado, y de paso nos familiarizamos con multitud de fenómenos físico-nucleares. Hemos investigado a fondo también nuestro macromundo habitual, en el que vivimos, estudiamos y trabajamos. Y en todas partes, dondequiera que estuviéramos: en tierra firme o en el mar, bajo tierra o bajo el agua, en el aire o en el espacio cósmico, siempre hemos encontrado aplicaciones de la física nuclear.

Cuando se prepara un viaje, se procura planificarlo de tal manera que sea útil, interesante y placentero (por lo general, las dificultades no se planean: ellas surgen por sí mismas).

En lo que respecta al autor, todo lo planificado (y sobre todo lo no planificado) le causó complicaciones en grado considerable: escribir un libro de tan amplia temática, con referencias a otras ciencias más o menos cercanas, resultó extraordinariamente difícil, pero útil e interesante y, a veces, incluso agradable.

El lector se encuentra en una situación diferente, pues él no viaja de acuerdo con sus planes, sino por el programa del autor. Y como se sabe, el método de dirección volitiva no siempre es bueno. Pero, como no teníamos otra salida, nos dirigimos por el camino de variar la oferta. Y en este sentido el lector no tiene que agraviarse. ¡Diversidad sí hubo!

A voluntad del autor, el lector ha tenido que estudiar física, química, matemáticas, medicina, arqueología y otras ciencias, trabajar en la construcción, bailar, disparar con escopeta y con cañón, jugar a las damas y al billar, volar en un avión y en un mesón π, caer prisionero y sufrir un accidente automovilístico, divertirse en tiovivos y tomar la máquina del tiempo, buscar tesoros antiguos, detener delincuentes, realizar experimentos imaginarios y reales, etc.

Es difícil e inocente suponer que todas las etapas de nuestro prolongado viaje son igual de interesantes y útiles para el lector. Por eso, el autor abriga la esperanza de que el lector intercambie con él sus impresiones (cualesquiera que sean) y sus deseos.

K. Mujin

---

[1] Grigory Landsberg graduado en la Universidad Estatal de Moscú, en 1913

[2] Al relatar sobre las diversas aplicaciones de la física nuclear y sus relaciones con otras ciencias, el autor, en algunos casos, se vio obligado a desviarse bastante de su profesión. Por eso, de antemano pide sus excusas a médicos. químicos, arqueólogos, etc., por la exposición simplificada del material correspondiente.

[3] Hablando con rigor, los distintos átomos son muchos más, porque casi todos los elementos tienen varios isótopos. Sin embargo, los isótopos se descubrieron más tarde de que dejaran de considerar a los átomos como partículas elementales.

[4] Según las concepciones teóricas modernas, el protón puede desintegrarse en un tiempo del orden de 10^{30} a 10^{32} años.

[5] En la física nuclear, como unidad de energía se utiliza más frecuentemente el electrón-voltio (eV): la energía adquirida por una carga eléctrica unitaria cuando se mueve a través de una diferencia de potencial de un voltio. Las unidades más grandes: 1 keV = 10^3 eV; 1 MeV = 10^6 eV; 1 GeV = 10^9 eV; 1 TeV = 10^{12} eV. No es difícil mostrar que 1 eV ≈ $1{,}6.10^{-12}$ ergios ≈ $1{,}6.10^{-19}$ julios. La expresión energética de masa resulta de la relación de Einstein $E=mc^2$. Por ejemplo, para la masa del electrón resulta $E_e = me{\cdot}c^2$ = $9{,}1{\cdot}10^{-28}$ g · $9{\cdot}10^{20}$ g·cm^2/s^2 =$0{,}82{\cdot}10^{-6}$ ergios = $0{,}82.\ 10^{-13}$ julios = 0,511 MeV.

[6] En el año 1984 apareció una comunicación previa sobre el descubrimiento del sexto cuarque de masa igual a $30 < m_q < 50$ GeV.

[7] Recordemos que el número e = 2,718… es la base del logaritmo natural (de manera similar a como el número 10 es la base del logaritmo decimal). El logaritmo natural se indica con el símbolo ln (sin indicar la base). Según la definición del logaritmo natural ln e = 1. Es fácil demostrar que $\ln(x) = \ln 10 \times \log(x) = \log(x)/\log(e)$. Los números $\ln(e) \approx 0{,}4343$ y $\ln 10 = 1/\log(e) \approx 2{,}303$ se deben recordar. El número 0,69 que se encuentra más de una vez en este libro es el valor aproximado de ln 2: $\ln 2 = \log 10 \times \log 2 \approx 2{,}303{\cdot}0{,}301 \approx 0{,}69$.

[8] Usamos las expresiones "objetos microscópicos", "micropartículas", etc., en cierto sentido convencional, ya que, desde luego, no se puede ni hablar de verlos a través de un microscopio

[9] Desde luego, la velocidad divisoria $e = 0{,}01c$ fue elegida convencionalmente. En una serie de casos ésta puede considerarse igual a $e = 0{,}1c$, ya que incluso con velocidades tan altas (e = 30000 km/s) las correcciones relativistas resultan relativamente pequeñas. A veces al revés, incluso cuando y $0{,}001c$ tenemos que introducir correcciones relativistas para revelar efectos finos.

[10] No sólo no se puede cazar la antibala, sino tampoco tomarla simplemente con la mano y no sólo con la mano sin proteger, sino tampoco con la mano bien protegida. Porque cualquier protección (incluso la blindada) se compone de átomos que al encontrarse con los antiátomos de la antibala, se aniquilan. En

cambio, si el lector es un antihombre, es decir, se compone de antiátomos, él puede manejar la antibala de la misma manera que aquel aviador francés, por cuanto la antimano del antihombre no se aniquilará al entrar en contacto con la antisubstancia.

[11] La energía máxima de aceleración de los protones en el ciclotrón se puede aumentar también a cuenta de la utilización del campo magnético uniforme I de configuración especial (ciclotrones relativistas e isócronos).

[12] La huella que la partícula elemental cargada deja en la emulsión fotográfica nuclear tiene aspecto de una cadena de granos negros, cuyas dimensiones son menores de un micrón (1 μm = 10^{-3} mm); la distancia entre los granos, por lo general, no supera unos micrones.

[13] M. Gardner. *Relativity for the million*.

[14] El efecto es inversamente proporcional al cuadrado de la masa.

[15] El lector, seguramente, conoce bien una de las variantes del cañón electrónico. Este tipo de cañón lo hay en cualquier cinescopio.

[16] El radio clásico de un electrón se determina a partir de la condición de igualdad entre la energía en reposo de un electrón y su energía electromagnética: $m_e c^2 = e^2/4\pi v_0 r_e$, de donde, $r_e = e^2/4\pi v_0 m_e c^2 = (1{,}6\times10^{-19})^2/4\cdot3{,}14\times8{,}85\times10^{-12}\cdot9{,}1\times10^{-31}\cdot9\times10^{-16} = 2{,}8\times10^{-15}$ m

[17] La suposición sobre el llenado completo de los niveles energéticos se basa en el principio de Pauli, mencionado en el § 15. Si en cada estado se pudiese colocar no sólo un electrón, sino tanto como se quiera, el llenado de los niveles resultaría imposible.

[18] Para excluir la influencia de la falta de esfericidad de la Tierra y de su rotación, ambos cuerpos deben pesarse en un mismo lugar.

[19] Un ejemplo de geometría no euclidiana es la geometría de la superficie esférica, en la cual la suma de los ángulos de un triángulo es mayor de 180°. Las distintas variantes de la geometría no euclidiana fueron desarrolladas por el matemático ruso N. Lobachevski, el matemático alemán Gauss y el matemático húngaro Bolyai.

[20] Recibe el nombre de ion de carga única el átomo al cual le falta un electrón (ion positivo) o le sobra un electrón (ion negativo). Un átomo al que faltan dos electrones (o le sobran dos) es un ion positivo (negativo) de carga doble, etc.

[21] En realidad, el neutrino n_e se emite durante la desintegración b^+ y en el proceso de desintegración b^- se emite el antineutrino $\tilde{n}_e$. Pero, para los razonamientos posteriores esto es poco importante.

[22] Consideramos que el neutrino no tiene energía en reposo, debido a que su masa es nula: $mn_e c^2 = 0$. En la actualidad hemos obtenido indicaciones experimentales según las cuales $mn_e \neq 0$. Sin embargo, el valor posible de mn_e, no supera $10^{-4} m_e$

[23] En las reacciones posteriores vamos a tomar apuntes de los balances sólo para las cargas que se distinguen de cero.

[24] Para familiarizarse más detalladamente con el concepto de paridad y su relación con la operación de reflexión especular recomendamos leer el libro de M. Gardner "*The Ambidextrous World*", New York, 1963.

[25] El par neutrón-protón, además de $T = 1$, puede tener un valor nulo del espín isotópico ($T = 0$), sin embargo, en este caso, éste tendrá otros números cuánticos (diferentes de aquellos, que tienen los sistemas *p-p, n-p y n n* con $T = 1$).

[26] El lector puede preguntar, ¿cómo podemos hacerlo? Y la respuesta es: no se sabe, pero esto no tiene importancia para el experimento imaginario. Los teóricos en casos semejantes dicen: "Tomamos el protón con la mano y lo sacamos del núcleo" o "Desconectamos por medio de un interruptor la interacción electromagnética", etc.

[27] Señalemos que los físicos, a veces, examinan sistemas hipotéticos, cuya energía de enlace supera el 90% de la energía en reposo. Este es el llamado modelo cuárquico con un enlace muy fuerte, en el cual los hadrones se forman de cuarques muy pesados (véase el § 41, p. 5).

[28] En la naturaleza (por ejemplo, en el Sol), al parecer, transcurre el proceso de síntesis, el cual, al fin y al cabo, se reduce a la unión de nucleones separados en núcleos atómicos liberándose toda la energía de enlace (véase el § 7). En el laboratorio se logra aproximar hasta distancias del orden de 10^{-13} cm sólo dos partículas (elementales o complejas, o sea, núcleos), a resultas de lo cual tiene lugar la reacción nuclear.

[29] El lector, por supuesto, comprende que el núcleo no puede emitir 0,4 de neutrón. Un núcleo concreto emite ya sea 1, o bien, 2, 3, 4, 5 neutrones y en algunos casos ni uno solo, pero por término medio emite 2,4, es decir, 100 núcleos emiten 240 neutrones.

[30] La teoría es tan simple que puede ser comprendida por un lector ávido de saber con conocimientos de secundaria. Los que lo deseen, pueden familiarizarse con ella en los manuales de física nuclear, por ejemplo, en el libro del autor, mencionado en la bibliografía.

[31] No examinemos en este caso los neutrones completamente lentos, los llamados neutrones ultrafríos de los cuales hay muy pocos (véase el §3).

[32] Aquí empieza la dificultad de la analogía clásica. El cálculo de la mecánica cuántica exige atribuir a nuestro "sable" una propiedad bastante extraña: sus dimensiones deben crecer a medida que disminuye la velocidad (recuerde la relación de indeterminación $\Delta x \times \Delta p \approx \hbar$). Por esto, el "sable" lento tiene un radio de oscilación mayor, éste abarca una región de mayor extensión y la probabilidad de encontrar un núcleo en una región grande también es mayor: un "sable" grande "enganchará" al núcleo antes que uno pequeño (recuérdese al héroe de los cuentos infantiles que con una lanza del carro vence fácilmente a sus adversarios armados con sables y lanzas).

[33] Para el neutrón rápido no sólo es peligrosa su captura por el núcleo ^{238}U (sin provocar la fisión), sino también la dispersión porque, como resultado de los actos consecutivos de la dispersión, la energía de los neutrones poco a poco disminuye y a fin de cuentas cae en la zona peligrosa 5-200 eV, donde la probabilidad de la captura de neutrones por los núcleos ^{238}U es colosal (captura por resonancia o selectiva de los neutrones). Como resultado el neutrón se aniquila sin poder moderarse hasta una energía térmica segura. Al mismo tiempo, el proceso mencionado anteriormente de fisión del ^{238}U por neutrones rápidos desempeña un papel positivo, puesto que éste aumenta algo el factor de multiplicación neutrónica (alrededor del 2%). Para un sistema con k pequeño esto es muy importante.

[34] Debido a la sensibilidad de la masa crítica respecto de la forma, puede ocurrir que una cantidad subcrítica de combustible nuclear vertida en una cubeta plana, formando una capa fina, se convierta en crítica, si se trasvasa a un matraz esférico. ¡Esto es casi un milagro, pero muy peligroso!

[35] Piense, dónde se puede encontrar esta máquina.

[36] Este punto de vista pertenece al famoso físico norteamericano Feynman, laureado con el premio Nobel, el cual de ningún modo deprecia las matemáticas (el mismo hizo mucho para su desarrollo). Simplemente, considera como ciencia natural el dominio del conocimiento que se puede comprobar experimentalmente.

[37] Para disminuir este error hay que aumentar el número N_t.

[38] El espectro crece rápidamente desde 0, para la energía de los neutrones $T = 0$, hasta el máximo, para $T \approx 0{,}7$ MeV, y luego disminuye lentamente hacia cero. La energía media de los neutrones de fisión es $T \approx 2$ MeV. Los datos sobre el espectro pueden ser "introducidos" en el ordenador.

[39] Recordemos que la desintegración β^+ va acompañada de la emisión del neutrino y la desintegración β^-, de la del antineutrino.

[40] Resulta así porque el número de átomos $^{30}_{15}P$ es muchísimas veces menor que el de átomos $^{31}_{15}P$. De acuerdo con ello la probabilidad de que los átomos $^{30}_{15}P$ pasen nuevamente del compuesto a la disolución, al repetir los actos, es muy pequeña. De esto podemos convencernos "experimentalmente", realizando el experimento siguiente. Tome un plato hondo con guisantes secos (átomos del portador $^{31}_{15}P$), ponga junto a él un platillo con 10 guisantes del mismo tamaño y de igual forma, pero de otro color (átomos radiactivos $^{30}_{15}P$), cubra todo esto con un pañuelo y, metiendo las manos bajo el pañuelo, cambie los 10 guisantes del platillo por 10 guisantes cualesquiera del plato (intercambio isotópico). Naturalmente que durante el primer intercambio todos los guisantes de color pasarán al plato y 10 guisantes ordinarios irán a parar al platillo. Pero ni la reiteración del intercambio variará la situación (para el éxito del experimento hay que agitar el plato con los guisantes después de cada intercambio). Si el número de guisantes en el plato es muchas veces mayor que el del platillo, los guisantes de color prácticamente nunca regresarán al platillo. (Claro que un guisante de color casualmente puede caer, a veces, al platillo, pero esto puede observarse muy raramente y no cambiará la conclusión general).

[41] En otoño de 1982 fue anunciado sobre el descubrimiento del elemento 109 con el número de masa 266

[42] Existen opiniones según las cuales el número de neutrones que escapan debe ser exactamente igual a cuatro.

[43] Esta palabra está destacada porque, además de los superiores, pueden surgir también otros cloruros, por ejemplo, junto con $ZrCl_4$, $ZrCl_3$, junto con $LaCl_3$, $LaCl_2$, etc.

[44] Los elementos de los grupos IV y V pueden formarse como fragmentos de lisión de los elementos transuránicos que aparecen según los esquemas (152) y (153), etc. Pero estos fragmentos no serán registrados por el detector, ya que durante su recorrido hacia éste ellos perderán toda su energía cinética y la capacidad ionizante.

[45] El control de la *recepción* de la radiopíldora en principio se puede realizar introduciendo algo caliente o ácido en el estómago. Pero claro que en este caso serán alterados los parámetros naturales del medio en estudio.

[46] A cada lapso le corresponde una alternación determinada de los anillos anuales gruesos y finos en los árboles de la zona climática dada. Esta alternación se debe a las particularidades de variación de las condiciones meteorológicas en aquel tiempo.

[47] Para extraer el carbono hay que quemar un pedazo de madera en un volumen cerrado y tratar con magnesio el ácido carbónico que se forma.

[48] Por unidad de radiactividad se toma 1 desintegración por segundo (l_{des} 1/s = 1 Bq $\approx 0{,}27 \times 10^{-10}$ Ci).

[49] Una fuente de calor de este tipo fue instalada, por ejemplo, en el "Lunojod-1" para mantener en éste una temperatura normal en la fría noche de la luna (véanse más detalles en el §36, p. 6).
[50] Cabe recordar que la energía que produce la explosión de una bomba de hidrógeno grande es del mismo orden.
[51] Los resultados de semejantes investigaciones de la naturaleza del cuerpo cósmico de Tunguska están expuestos en la monografía de A. V. Zólotov "Problema de la catástrofe de Tunguska". (Minsk: revista Ciencia y técnica, 1969). El autor de la monografía, basándose en el estudio del mapa del bosque caído, del mapa del incencio, de los microbarogramasy magnetogramas, hace un resumen de los parámetros fundamentales del cuerpo cósmico y de su explosión y llega a la conclusión de que la explosión de Tunguska tuvo lugar "a cuenta de la energía interna acompañada de reacciones nucleares".
[52] En realidad, como se infiere del esquema descrito anteriormente de las transformaciones β y γ consecutivas, el núcleo ^{24}Na experimenta la desintegración β con $T_{1/2}$ = 15 h, transformándose en núcleo excitado ^{24}Mg*, el cual emite un cuanto γ con el mismo período $T_{1/2}$ = 15 horas. Pero, como el blanco que se irradia esta fabricado del sodio y la cantidad de núcleos ^{24}Na (al bombardear el ^{23}Na con neutrones) y la de núcleos ^{24}Mg (como resultado de la desintegración β de ^{24}Na) que se forman en el blanco es sumamente pequeña, se habla condicionalmente sobre la emisión del cuanto γ por el núcleo de sodio.
[53] En una conversación privada, al autor de este libro le comunicaron que algunos científicos franceses consideran equivocada esta versión sobre la muerte de Napoleón. El contenido tan grande de arsénico en su pelo ellos lo consideran fruto de la fluctuación natural.
[54] Por primera vez el perfilaje radiactivo de los pozos fue propuesto por el conocido físico (hoy día académico) B. M. Pontecorvo en 1941.
[55] Investigaciones especiales mostraron que debido a factores naturales (variaciones estacionales del régimen de temperaturas, oscilación de los niveles de las aguas subterráneas) y a trabajos de construcción y montaje (excavaciones, construcción de una protección pesada de hormigón) se observaban desplazamientos verticales de los imanes que alcanzan en algunos lugares 4-5 mm. Sin embargo, como resultado de las mediciones realizadas fue establecido que este desplazamiento no influye de un modo considerable en el funcionamiento del acelerador.
[56] La sección eficaz σ es una característica cuantitativa de la probabilidad de interacción de partículas elementales (o núcleos) entre sí que se expresa en unidades de longitud al cuadrado (por lo común, en cm^2). En el caso más simple a es igual a la sección transversal del núcleo, pero ésta puede diferenciarse mucho de él y variar con la energía de la partícula. Generalmente en la región de altas energías la sección disminuye con la energía. En Sérpujov fue descubierto el crecimiento de la sección K^+ de dispersión p con el aumento de la energía, cuando $T_{k+} > 30$ GeV. Más tarde un efecto semejante fue descubierto también para otras partículas.
[57] Todo lo que está escrito después de las palabras "En efecto" es sólo la aproximación subsiguiente hacia la verdad. Después de este párrafo sería necesario nuevamente escribir: "En efecto...", pero no lo haremos.
[58] Recibe el nombre de laboratorio caliente, un laboratorio químico, cuyos funcionarios estudian las propiedades de substancias fuertemente radiactivas
[59] Más detalles sobre la carga leptónica del electrón y del muón véanse en el §20, p. 4.
[60] Véase la nota en la página 29.
[61] Lo más probable, es que el problema termonuclear será resuelto por otra vía (véase el § 7).
[62] Sus nombres estas instalaciones los recibieron de las letras iniciales de las palabras "haces electrónicos de choque" (HECH) y "haces electrón-positrónicos de choque" (HEPCH). Algunos detalles de la estructura de estas instalaciones se pueden conocer en el §40.
[63] *Con* ayuda de *la* energía atómica, al parecer, se alcanzarán velocidades del orden de los 1000 km/s.
[64] Se tiene en cuenta el tiempo de vida del positrón en el vacío. En la substancia el positrón se aniquila rápidamente.
[65] Antes de poner en marcha el acelerador de altas energías fueron hechos intentos de registrar el nacimiento de antiprotones por partículas rápidas de procedencia cósmica; sin embargo, estos intentos no dieron resultados convincentes.
[66] Se tiene en cuenta el tiempo de vida en el vacío
[67] Esta afirmación se basa en el cumplimiento riguroso de la ley de la conservación de la carga bariónica. Al infringirse esta ley (incluso muy débil, prácticamente inapreciable) el Universo puede ser asimétrico.
[68] En *la* fórmula (194) *y* en las figs. 61-64 vienen dados los valores de las masas conocidos *ya a* principios de los años 60.
[69] En relación con el exotismo de las propiedades y de que éstas son tres, los cuarques precisamente obtuvieron su nombre excepcional. La combinación "tres cuarques" se encuentra en la novela de J. Joyce "Comida de exequias por Finnegan" como un grito misterioso de las gaviotas, que oye el héroe de la novela durante el delirio terrible.

[70] De acuerdo con otro punto de vista, las masas de los cuarques q_p y q_n pueden ser aproximadamente iguales a 1/3 de la masa del nucleón (más detalles véanse en el p. 5).
[71] De acuerdo con la ley de la conservación, la formación del cuarque puede tener lugar sólo a la par con el anticuarque.
[72] Existen estimaciones, de las cuales se deduce que para una energía dada T pueden nacer partículas de masas mayores que las indicadas en la tabla 4 (por ejemplo, para T = 30 GeV pueden nacer cuarques con masas hasta $5m_p$). Sin embargo, la probabilidad de este proceso es tan pequeña que la misma puede no tenerse en cuenta en los cálculos.
[73] La capacidad ionizante de la partícula cargada varía proporcional al cuadrado de su carga eléctrica. Por cuanto los cuarques tienen una carga igual a 1/3 ó 2/3 de la carga del electrón, la capacidad ionizante de los cuarques es respectivamente 1/9 ó 4/9 de la capacidad ionizante del electrón.
[74] Por estar la carga fraccionada se puede suponer que, por lo menos, uno de los cuarques (el de menor masa) es estable, ya que no tiene en qué desintegrarse. (El cuarque más pesado puede transformarse en ligero sin violar la ley de la conservación de las cargas eléctrica y bariónica.)
[75] A propósito, cuanto más pesados son los cuarques, tanto más atrayente se hace el deseo de descubrirlos. Es que, si el protón "está modelado" de tres cuarques de masa $5m_p$ cada uno, "la energía de enlace" del protón será igual a:

$$\Delta W_p = (3m_q - m_p)c^2 = (15m_p - m_p)c^2 = 14m_pc^2 \approx 13 \text{ GeV},$$

es decir, en el curso de la formación del protón a partir de los cuarques debe liberarse 14/15 = 93% de la energía en reposo de los cuarques, lo cual representa una diferencia del 7% respecto de la energía de aniquilación y en este caso no es necesaria la antisubstancia.
[76] De la palabra glue, cola. Los gluones hacen las veces de pegamento de los cuarques entre sí
[77] La magnitud $e^2/\hbar c \approx 1/137$ denominada *constante de la estructura fina*, desempeña un papel importante en la electrodinámica cuántica.
[78] Al disminuir la velocidad de movimiento, la capacidad ionizante de la partícula cargada crece aproximadamente de acuerdo con la ley $1/v^2$. La capacidad ionizante del monopolo no debe depender de la velocidad.
[79] El valor r_e *se* obtiene de la suposición de que la masa del electrón tiene naturaleza electromagnética, es decir que la energía en reposo del electrón m_ec^2 es igual a su energía electrostática e^2/r_e
[80] Se llama intervalo lineal del acelerador la distancia recta del tracto acelerador de partículas que pasa fuera del campo magnético de acelerador (entre imanes)