

**FUNDAMENTOS TEÓRICOS PARA LA INSTRUMENTACIÓN NUCLEAR Y SUS
APLICACIONES**

JOHAN MANUEL ZÚÑIGA COLLAZOS

**UNIVERSIDAD DEL CAUCA
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES, EXACTAS Y DE LA EDUCACIÓN
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
INGENIERÍA FÍSICA
POPAYÁN
2011**

**FUNDAMENTOS TEÓRICOS PARA LA INSTRUMENTACIÓN NUCLEAR Y SUS
APLICACIONES**

JOHAN MANUEL ZÚÑIGA COLLAZOS

Trabajo de Grado presentado como requisito parcial para optar al título de Ingeniero Físico en la
modalidad de seminario de grado.

Director
M. Sc. LUIS FERNANDO ECHEVERRI

UNIVERSIDAD DEL CAUCA
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES, EXACTAS Y DE LA EDUCACIÓN
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
INGENIERÍA FÍSICA
POPAYÁN
2011

Nota de Aceptación

Director-----

Magíster LUIS FERNANDO ECHEVERRI

Jurado-----

Doctora SONIA GAONA JURADO

Jurado-----

Magíster JORGE W. CORONEL

Fecha de Sustentación: Popayán, agosto 8 de 2011

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar, gracias a mi madre, mi padre y mis hermanos por impulsar mi crecimiento personal y espiritual hacia el camino de la búsqueda constante del conocimiento y el fortalecimiento de mi curiosidad por los fenómenos de la naturaleza. En segundo lugar, a la magnífica dinámica rectora de la Naturaleza que nos provee, a los hombres de ciencia, la diversión y la pasión por comprender las leyes que rigen nuestro Universo. También, a la Universidad del Cauca que proporcionó un espacio de investigación y crecimiento académico y profesional, especialmente a todo el personal del Departamento de Física sin excepción alguna, de los cuales aprendí entre favores, consejos y regaños, no solo a ser un buen ingeniero físico, sino a ser una mejor persona.

Al maestro Luis Fernando Echeverri, por cada uno de los conocimientos que compartió conmigo, por sus asesorías, por los tintos en la cafetería y por soportar un curioso preguntón en su oficina.

Al maestro Jorge W. Coronel, por sus consejos, por mostrar que los problemas del mundo se solucionan con la inteligencia, por enseñarme a ver el mundo con ojos de ciencia y en especial, por su valiosa amistad.

A la doctora Sonia Gaona Jurado, por sus excelentes métodos de enseñanza, por sus consejos e innumerables regaños, por cultivar en mí la pasión por la física.

A los viejos y nuevos amigos por brindarme su apoyo y sus buenos deseos.

A Danielita el amor de mi vida, por ser mi otra fuente de inspiración. A mis compañeros y amigos Félix Rodríguez y Diego Gallego por tantas noches de estudio y por compartir una pasión conmigo, la ingeniería física. A mi amigo Yeyson Chamorro, por estar siempre a mi lado y enseñarme que siempre en la vida se requiere un poco de paciencia.

CONTENIDO

INTRODUCCIÓN.....	1
CAPÍTULO I: Experimentos previos conducentes a los conceptos de física nuclear	2
1-1. Hipótesis atómica de dalton.	2
1-2. Conducción de electricidad en gases.....	2
1-3. Rayos catódicos.....	3
1-4. El electrón y la determinación de su carga.....	7
1-5. Los rayos positivos o rayos canales.	14
1-6. Rayos x.....	15
1-7. Conceptos iniciales de radiactividad: rayos alfa, beta y gamma.....	16
1-8. Propiedades generales de las radiaciones.....	21
1-9. Detección y medida de la radiación.	24
1-10. Dispersión de partículas α	31
1-11. Teoría de rutherford para la dispersión de las partículas alfa.	37
1-12. Algunas características del núcleo.	49
1-13. Anexo.	51
1-14. Referencias.	51
CAPÍTULO II: Conceptos básicos en física nuclear.....	53
2-1. Las partículas fundamentales, sus interacciones y las leyes de la conservación.	53
2-2. Definiciones específicas y terminología.	57
2-3. Materia y energía.....	57
2-4. Masa nuclear: masa isotópica.....	60
2-5. Energía de enlace y estabilidad nuclear.	68
2-6. Tamaño nuclear: radio y densidad nuclear.....	73
2-7. Spin nuclear y momento magnético nuclear.	79
2-8. Referencias.....	85
CAPÍTULO III: Modelos nucleares	86
3-1. El modelo de la gota líquida.....	86

3-2. Modelo del gas de fermi.....	89
3-3. Modelo de capas.....	91
3-4. Referencias.....	95
CAPÍTULO IV: Desintegraciones nucleares	97
4-1. La radiactividad natural y las leyes de la transformación radiactiva.	97
4-2. Desintegración alfa.....	107
4-3. Desintegración beta.....	117
4-4. Referencias.....	130
CAPÍTULO V: Métodos de detección de partículas neutras	131
5-1. Descubrimiento del neutrón.	131
5-2. Fuente de neutrones.....	135
5-3. Registro de neutrones.....	137
5-4. Registro de neutrinos.....	139
5-5. Referencias.....	146
CAPÍTULO VI: Aceleradores de partículas.....	147
6-1. Aceleradores de corriente continua de alta tensión.....	147
6-2. Aceleradores lineales.	152
6-3. Aceleradores orbitales.....	154
6-4. Aceleradores de gradiente alterno.....	162
6-5. Referencias.....	163
CAPÍTULO VII: Algunas aplicaciones de la física nuclear	164
7-1. Energía nuclear.....	164
7-2. Medicina nuclear.....	174
7-3. Geología.....	180
7-4. Teorías cosmológicas.....	182
7-5. Referencias.....	191
Lista de figuras.....	iv
Lista de tablas.....	ix

LISTA DE FIGURAS

Figura 1-1. Esquema del tubo de producción de rayos catódicos.	4
Figura 1-2. Tubo de Crookes, objeto obstáculo para rayos catódicos.	4
Figura 1-3. Rayos catódicos aportando impulso a pequeñas aspas.	5
Figura 1-4. Aparato de Thomson para medir la carga específica de los rayos catódicos.	5
Figura 1-5. Desviación de los rayos catódicos en un campo electrostático.	6
Figura 1-6. Experimento de Millikan con gotas de aceite.	10
Figura 1-7. Tubo de rayos canales relleno con hidrógeno.	14
Figura 1- 8. <i>Izquierda:</i> Tubo de Coolidge para generar rayos X. <i>Derecha:</i> Producción de rayos X.	15
Figura 1-9. Las tres radiaciones emitidas por los materiales radiactivos, y sus trayectorias en presencia de un campo magnético perpendicular al plano del dibujo, en una cámara de vacío.	17
Figura 1-10. Aparato de Rutherford-Royds para la identificación de la partícula α neutra con el átomo de helio.	19
Figura 1-11. Esquema de un electroscopio para rayos α .	26
Figura 1-12. Esquema de una cámara de ionización para la detección de partículas cargadas.	27
Figura 1-13. Esquema de una cámara de ionización para rayos X.	27
Figura 1-14. (a) Detector Geiger-Müller. (b) Esquema del detector de punta metálica Geiger.	29
Figura 1-15. Cámara sencilla de niebla por expansión.	30
Figura 1-16. Trayectorias de las partículas α en el aire. En la fotografía izquierda pueden verse las trayectorias de las partículas desde que salen de la fuente radiactiva en la cámara de niebla. En la fotografía derecha se muestra una ampliación de dichas trayectorias.	30
Figura 1-17. Modelo de Thomson de átomo-esfera de carga positiva con electrones incrustados.	31
Figura 1-18. Arreglo para un experimento de dispersión de partículas α . La región por la que viajan las partículas α se encuentra al vacío.	33

Figura 1-19. (a) La difusión de partículas α por un átomo de Thomson. (b) La difusión de partículas α por un átomo nuclear.	34
Figura 1-20. Modelo atómico de Rutherford.	37
Figura 1-21. Interpretación de la dispersión de una partícula alfa por un núcleo atómico según Rutherford.	38
Figura 1-22. Relación entre el parámetro de impacto y el ángulo de dispersión. Al aumentar p (alejarse del núcleo) el ángulo φ decrece (menor ángulo de dispersión).	40
Figura 1-23. Haz de partículas alfa que inciden sobre una laminilla de 1cm^2 de área y espesor t .	41
Figura 1-24. Sección transversal o eficaz para el proceso de dispersión en un solo núcleo.	42
Figura 1-25. Área de la pantalla golpeada por aquellas partículas α con ángulos de dispersión entre φ y $\varphi + d\varphi$.	43
Figura 1-26. Esquema del aparato utilizado por Geiger y Marsden para comprobar la dependencia angular de la dispersión de partículas alfa.	45
Figura 1-27. Resultados de J.J. Thomson en sus experimentos de deflexión de rayos catódicos bajo la acción de campos eléctricos y magnéticos. Según Weinberg.	51
Figura 2-1. Esquema de un espectrómetro de masas.	61
Figura 2-2. Componentes de un espectrómetro de masas.	63
Figura 2-3. (a) Canal multiplicador de electrones de dínodos discretos. (b) Canal multiplicador de electrones de dínodo continuo.	64
Figura 2-4. Espectrómetro de masas cuadrupolar.	65
Figura 2-5. Fundamento de un espectrómetro de tiempo de vuelo.	66
Figura 2-6. Espectrómetro de masas de doble enfoque tipo Mettauch-Herzog.	67
Figura 2-7. Diseño de Nier-Johnson de un espectrómetro de masas de doble enfoque.	68
Figura 2-8. Potencial nuclear y de Coulomb. (a) Pozo de potencial nuclear para neutrones. (b) Potencial de Coulomb. (c) Adición de (a) y (b) para $Z = 20$. (d) Adición de (a) y (b) para $Z = 92$.	76
Figura 2-9. Pozo de potencial de radio R y altura B .	77
Figura 2-10. Dispositivo experimental para la observación de la difusión de electrones de 190 MeV utilizando el acelerador lineal Stanford.	78

Figura 2-11. Las orientaciones posibles del espín nuclear y sus proyecciones a los largo del eje z para el caso $I_N = 3/2$. 80

Figura 2-12. (a) Cuando un núcleo se coloca en un campo magnético externo, B , el momento magnético precece alrededor del campo magnético con una frecuencia proporcional al campo. (b) Un protón cuyo espín es $1/2$, puede ocupar uno de dos estados de energía cuando se pone en un campo magnético externo. 82

Figura 2-13. Un arreglo experimental para la resonancia magnética nuclear. 83

Figura 2-14. (a) Estructura hiperfina de una de las líneas D del sodio ($^2P_{3/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$). (b) Niveles energéticos del átomo de sodio en campos magnéticos débiles y moderados. El desdoblamiento Zeeman de los niveles hiperfinos del sodio. (c) momentos magnéticos efectivos del átomo de sodio en los estados representados en la figura 3-14b. 84

Figura 3-1. Ilustración de cómo los términos de volumen, de superficie, de Coulomb y de asimetría de la fórmula semiempírica de la masa se combinan para producir la energía de enlace por nucleón. 89

Figura 3-2. Representación esquemática de los niveles de energía que llenan los neutrones en el estado base de un núcleo. 90

Figura 3-3. Representación esquemática de gases de Fermi independientes de neutrones y protones en el estado de mínima energía de un núcleo con Z muy pequeña, lo que se indica por un pozo cuadrado de aristas redondeadas. 91

Figura 3-4. *Izquierda*: Orden en que se llenan los niveles correspondientes a pozos cuadrados con aristas redondeadas, sin interacción espín-órbita, a medida que la ocupación y el radio del pozo aumentan. *Derecha*: Niveles que aparecen cuando se añade una fuerte interacción S.L invertida. La columna marcada con $(2j+1)$ muestra en número de nucleones iguales que pueden ocupar el nivel correspondiente sin violar el principio de exclusión. 94

Figura 4-1. Disminución de la actividad del ThX, y crecimiento de la del Th. 98

Figura 4-2. Disminución de la actividad del UX, y crecimiento de la del U. 99

Figura 4-3. Método gráfico de determinación de la constante de desintegración. 101

Figura 4-4. Desintegración radiactiva: el periodo de semidesintegración. 102

Figura 4-5. La serie $(4n + 1)$ o del uranio. 105

Figura 4-6. La serie $(4n + 3)$ o del actinio. 106

Figura 4-7. La serie $(4n)$ o del torio. 106

Figura 4-8. Esquema de la cámara de desviación de un espectrógrafo magnético para partículas α . 108

Figura 4-9. Diagrama de niveles de energía en la desintegración α del ThC a ThC''.	113
Figura 4-10. Regla de Geiger-Nuttall.	115
Figura 4-11. Emisión de una partícula α ; energía potencial de un núcleo y una partícula α en función de la distancia.	115
Figura 4-12. Espectro de partículas β del RaE. (Neary).	121
Figura 4-13. Espectro de partículas β del ^{198}Au , apreciándose las líneas.	121
Figura 4-14. Algunos espectros típicos.	123
Figura 4-15. El espectro de partículas β del ^{38}Cl .	124
Figura 4-16. Representación de Sargent para los emisores β naturales.	128
Figura 5-1. Montaje experimental. Los neutrones originados en la reacción (α , n) en un bloque de berilio, producen la eyección de protones al incidir sobre una lámina de parafina.	134
Figura 5-2. Esquema del registro de los neutrinos en los experimentos de Rines y Cowan (A es el punto de absorción de ν y de aparición de ${}_{1}\text{e}^0$ y n^1 ; B, el punto de aniquilación de β^+ , y C, el de captura del neutrón por el núcleo de Cd).	145
Figura 6-1. Circuito de un generador cascada (con dos etapas de duplicación de voltaje).	148
Figura 6-2. Disposición general del generador cascada y tubo de aceleración.	149
Figura 6-3. Esquema de un generador de Van de Graaff para acelerar iones positivos.	150
Figura 6-4. Principio del acelerador lineal de Sloan-Lawrence.	153
Figura 6-5. (a) Trayectoria de los iones en el ciclotrón de frecuencia constante, desde la fuente de iones hasta la extracción del haz. (b) Sección vertical del acelerador, mostrando las <<D>> y las paredes de la cámara de vacío en que se alojan. (c) Esquema de la fuente de iones.	156
Figura 6-6. Estabilidad de fase en un acelerador magnético cíclico.	158
Figura 6-7. La cámara aceleratriz de un betatrón.	160
Figura 7-1. Energía crítica y energía liberada en la fisión. En la parte de la izquierda de estas curvas se presenta la energía potencial de un núcleo en función de su deformación; en la parte de la derecha se presenta la energía potencial de los dos fragmentos a medida que se separan en virtud de su repulsión de Coulomb mutua.	167
Figura 7-2. Fisión espontánea.	168
Figura 7-3. Representación esquemática del proceso de fisión del ^{235}U . La escala temporal da solamente órdenes de magnitud.	169

Figura 7-4. Esquema del funcionamiento de un reactor nuclear para la producción de energía eléctrica.	174
Figura 7-5. Gammagrafía ósea del esqueleto humano (mujer joven con lesión visible en la órbita derecha).	176
Figura 7-6. Tomografía computarizada por emisión de fotones γ SPECT.	177
Figura 7-7. Esquema del proceso de captura de la PET.	178
Figura 7-8. Imagen capturada en una PET cerebral típica.	179
Grafica 1. Representación esquemática de la distribución del momento de los rayos β emitidos por una fuente radiactiva.	20
Grafica 2. (a) Ley de desintegración radiactiva. Si λ es grande, el decaimiento es rápido; si λ es pequeña, el decaimiento es lento. (b) Cuando se grafica $\ln A$ contra t , da una línea recta cuya pendiente es igual a $-\lambda$.	24
Grafica 3. Variación de la dispersión de las partículas alfa con el espesor del material dispersor. Según Geiger y Marsden.	47
Grafica 4. Variación de la energía de enlace por nucleón con el número másico.	70
Grafica 5. Número de neutrones y protones existentes en los núcleos estables.	71

LISTA DE TABLAS

Tabla 1-1. Dependencia entre la dispersión de las partículas α y el ángulo de dispersión.	46
Tabla 1-2. Variación de la dispersión de las partículas alfa con su velocidad.	48
Tabla 2-1. Propiedades de algunas partículas fundamentales.	54
Tabla 2-2. Tipos de espectrometría de masas atómica.	62
Tabla 2-3. Distancia de máximo acercamiento en distintos materiales.	74
Tabla 2-4. Características del acelerador de electrones de Stanford (SLAC).	77
Tabla 4-1. La serie del uranio.	104
Tabla 4-2. La serie del actinio.	104
Tabla 4-3. La serie del torio.	105
Tabla 4-4. Velocidades y energías de las partículas alfa medidas con el método de la desviación magnética: (a) Rosenblum y (b) Briggs.	109
Tabla 4-5. Espectro de partículas alfa del ThC.	110
Tabla 4-6. Alcance, energía, periodo y constante de desintegración de algunos emisores alfa.	114
Tabla 4-7. La rigidez magnética (Hr) y la energía cinética de las partículas beta en función de la velocidad.	120
Tabla 5-1. Propiedades de las fuentes de fotoneutrones.	136
Tabla 6-1. Características del acelerador de protones de Berkeley.	154
Tabla 7-1. Características de algunos reactores nucleares.	173
Tabla 7-2. Protocolos de adquisición típicos del SPECT.	177
Tabla 7-3. Algunos ejemplos típicos determinados por medio del fechamiento por radiocarbono.	182
Tabla 7-4. Abundancia relativa de los elementos en cuanto a su masa.	183
Tabla 7-5. El bi-ciclo CNO.	188
Tabla 7-6. Una parte de la lenta cadena de captura neutrónica (Proceso s).	190
Tabla 7-7. La cadena final en el proceso s.	191

INTRODUCCIÓN

La curiosidad motiva al ser humano a la investigación y comprensión de su entorno. Es esta misma facultad de las personas de ciencia la que nos permite adentrarnos en el estudio de los misterios del universo y la observación de los fenómenos físicos que en él ocurren. Cuando los investigadores se enfrentan a campos de la ciencia poco explorados, en donde la observación directa es imposibilitada por principios físicos fundamentales, es la imaginación el único recurso para proponer hipótesis o brindar posibles respuestas a sus interrogantes. Claro está que dicha imaginación debe estar nutrida de unos conocimientos previos, los conceptos necesarios y enterada de las leyes inviolables en el universo físico.

En la física nuclear y en otros campos relacionados con ella, se hace imprescindible el conocimiento de las definiciones previas, las referencias históricas y las evidencias experimentales que son observables en un fenómeno físico relacionado con el núcleo atómico, para incluirse en la creación de modelos teóricos y el diseño de experimentos utilizables en la medición de propiedades nucleares que brinden explicaciones formales en acuerdo con las observaciones realizadas.

Las mediciones que deben ser recolectadas en la experimentación se realizan con instrumentos, que en el caso de la física nuclear, son de muy alta precisión y cuyo principio de funcionamiento está basado en el conocimiento de las teorías, modelos y leyes físicas que deben cumplirse en las experiencias y respetarse a la hora de diseñar un instrumento. Estamos así atascados con una teoría y no sabemos si está correcta o incorrecta, pero sí sabemos que está un poco equivocada, o por lo menos incompleta. Mientras los científicos han estado divagando teóricamente, tratando de calcular las consecuencias de esta teoría, los experimentos han encontrado algunas cosas. La instrumentación nos permite experimentar y medir, es decir, cuantificar nuestra experiencia del mundo exterior y utilizarla para transformar los misterios en ciencia.

CAPÍTULO I

EXPERIMENTOS PREVIOS CONDUCTENTES A LOS CONCEPTOS DE FÍSICA NUCLEAR

A finales del siglo XVIII y durante el siglo XIX, al tratar de comprender las propiedades químicas de la materia, se fijaron los cimientos de la teoría atómica. Los conceptos de peso y número atómico se introducen a partir de las leyes de la combinación química, en especial mediante la teoría atómica de Dalton.

1-1. Hipótesis atómica de Dalton.

La hipótesis atómica de Dalton (1803) se formuló para explicar los hechos expresados en las leyes de la combinación química y se fundó en los siguientes postulados:

1. Los elementos químicos están constituidos por partículas discretas de materia, átomos, que no pueden subdividirse por los métodos químicos conocidos y cuya entidad se conserva en los cambios químicos.
2. Todos los átomos de un mismo elemento son idénticos en todos los sentidos, especialmente en cuanto a su peso o masa; elementos distintos tienen átomos que difieren en la masa. Cada elemento se caracteriza, pues, por el peso de su átomo, y los pesos equivalentes de los elementos representan los pesos en que se combinan sus átomos.
3. Los compuestos químicos están constituidos por la unión de átomos de diferentes elementos en proporciones numéricamente sencillas; por ejemplo, 1:1, 1:2, 2:1, 2:3.

1-2. Conducción de electricidad en gases.

Cuando un gas se encuentra a condiciones normales de temperatura y presión (0°C y 760mmHg) es un mal conductor de la electricidad, sin embargo, si éste es ionizado, conduce. Las investigaciones fueron centradas por mucho tiempo en estos fenómenos, más aun cuando en 1895 Röntgen descubre los rayos X los cuales pueden ser usados para ionizar gases. El objetivo se centraba en dilucidar el mecanismo de la conducción gaseosa y la naturaleza de los iones formados; para esto se realizaron experimentos sobre la movilidad de los iones gaseosos y su coeficiente de difusión. Dichos experimentos permitieron determinar la cantidad de carga eléctrica asociada con un centímetro cúbico de un gas; esta cantidad se puede representar por ne_g , donde n es el número de moléculas del gas presentes en un centímetro cúbico en ciertas condiciones de presión y temperatura, y e_g , la carga eléctrica media de un ión gaseoso.

Para el aire a 15°C y 760mmHg se obtiene experimentalmente que el valor de ne_g , es $1,2 \times 10^{10}$ ues, número que puede compararse con una cantidad análoga deducida del valor

del *faraday* (cantidad de electricidad necesaria para liberar un equivalente de una sustancia química):

$$F = N_0 e = 96490 \text{ C} = 2,90 \cdot 10^{14} \text{ ues}$$

Como es sabido, una molécula-gramo de un gas ideal a 0°C y 760mmHg ocupa $2,24 \times 10^4 \text{ cm}^3$; si n_1 representa el número de moléculas de dicho gas por centímetro cúbico a 0°C y 760mmHg, entonces

$$n_1 e = \frac{2,90 \cdot 10^{14}}{2,24 \cdot 10^4} = 1,29 \cdot 10^{10} \text{ ues}$$

Ahora, si n representa el número de moléculas por centímetro cúbico a 15°C y 760mmHg, se tiene que:

$$n e = 1,29 \cdot 10^{10} \times \frac{273}{288} = 1,23 \cdot 10^{10} \text{ ues}$$

De modo que si la cantidad de electricidad por átomo univalente en una solución se multiplica por el número de moléculas existentes en un centímetro cúbico de gas en las condiciones elegidas, el resultado es $1,23 \times 10^{10}$ ues, muy próximo al de $1,2 \times 10^{10}$ ues obtenido experimentalmente para los iones gaseosos. Los iones negativos producidos en los gases por la ionización con rayos X, o por otro método, transportan por término medio la misma carga que los iones univalentes en la electrólisis.

Los experimentos de Faraday facilitaron los datos precisos acerca de la relación entre la carga iónica y la masa del átomo con el que está asociada en una solución dada. Para el hidrógeno, esta relación es

$$\frac{e_H}{m_H} = \frac{96490 \text{ C}}{1,008 \text{ g}} = \frac{96490 \times 3 \times 10^9 \text{ ues}}{1,008 \text{ g}} = 2,87 \times 10^{14} \text{ ues/g}$$

1-3. Rayos catódicos.

Con el estudio de la conducción eléctrica en gases se logró obtener información que ponía en evidencia experimental la existencia de partículas de carga negativa. Cuando se introduce gas en un tubo de vidrio con dos electrodos a los cuales se les aplica un potencial bastante elevado, la electricidad fluye a través del gas, que se ilumina intensamente; al reducir la presión del gas por debajo de los 0,1mmHg la iluminación comienza a desaparecer. Al hacer vacío, es decir, con presiones muy bajas del orden de 10^{-5} mmHg, aparece un brillo fluorescente en la pared del tubo de vidrio que está al frente del cátodo. Este brillo fue atribuido a rayos procedentes del cátodo, denominados *rayos catódicos*. El diseño del tubo de rayos catódicos se muestra en la figura 1-1 donde: *C* es el cátodo, *A* es el ánodo y *T* es un desprendimiento lateral para la extracción del gas.

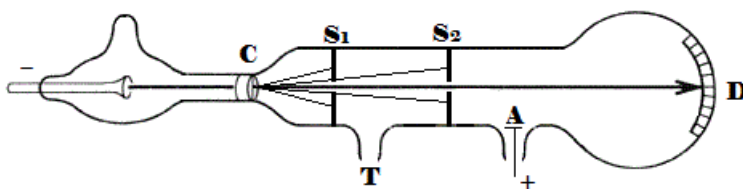


Figura 1-1. Esquema del tubo de producción de rayos catódicos.

Durante los experimentos, los rayos catódicos muestran las siguientes propiedades:

- Las trayectorias son en línea recta. Si en el tubo se colocan pantalleas perforadas con las rendijas S1 y S2, el brillo en la pared del tubo al frente del cátodo, se reduce a una mancha D; por otra parte, si se obstaculiza el recorrido de los rayos con un cuerpo como el de la figura 1-2, se visualiza una sombra del mismo en la parte fluorescente del vidrio, una evidencia más de que las trayectorias de los rayos catódicos son rectilíneas.
- Los rayos catódicos son capaces de atravesar láminas de espesores pequeños.
- Los rayos transportan carga eléctrica negativa. Si se recogen en una cámara aislada conectada a un electroscopio, éste se carga negativamente.

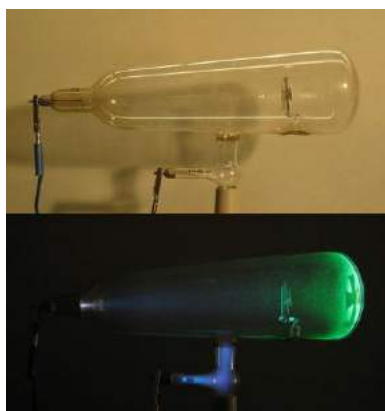


Figura 1-2. Tubo de Crookes, objeto obstáculo para rayos catódicos.

- Los rayos catódicos son desviados por campos electrostáticos. Si se introducen en el tubo dos placas (electrodos) paralelas con una diferencia de potencial entre ellas y paralelas a la trayectoria de los rayos, estos se desvían hacia la placa cargada positivamente.
- Los rayos catódicos son desviados por campos magnéticos. Si se aproxima al tubo de rayos catódicos una barra imanada, la mancha visualizada en la parte fluorescente del tubo se desplaza en una u otra dirección dependiendo de la polaridad del campo a la que está sometida.

- Los rayos catódicos transportan una cantidad considerable de energía cinética. Si se introduce en el tubo un aspa giratoria con sus hélices perpendiculares a la trayectoria de los rayos, éstas serán golpeadas constantemente por los rayos catódicos y el aspa se pondrá en movimiento como lo muestra la figura 1-3.

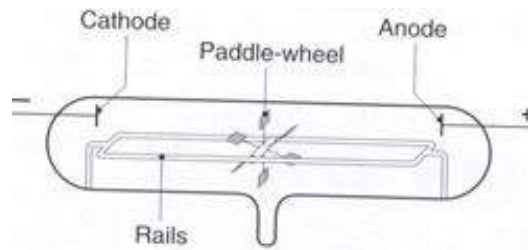


Figura 1-3. Rayos catódicos aportando impulso a pequeñas aspas.

La explicación más razonable a las anteriores propiedades es que los rayos catódicos estén constituidos por partículas cargadas negativamente.

Para calcular la relación carga-masa = e/m de dichas partículas cargadas negativamente que constituyen los rayos catódicos, Thomson en 1897 diseñó un experimento modificando el esquema de la figura 1-1. El aparato utilizado por Thomson se muestra en la siguiente figura:

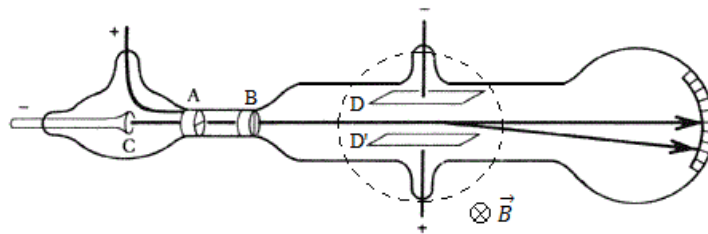


Figura 1-4. Aparato de J.J. Thomson para medir la carga específica de los rayos catódicos.

Al aplicar una diferencia de potencial muy grande (algunos millares de voltios) entre el ánodo A y el cátodo C, se logra obtener un haz estrecho de rayos procedentes del cátodo a través de un agujero en el ánodo A y otro en el bloque de metal B. El extremo del tubo se recubre con una capa fina de una sustancia fluorescente, de manera que el punto de impacto de los rayos catódicos con el tubo de vidrio se visualice como un punto luminoso; dentro del tubo también se colocan unas placas metálicas D y D' entre las cuales puede aplicarse un campo eléctrico cuya intensidad es controlable; mediante un gran imán se aplica un campo magnético en una región aproximadamente cercana a la de aplicación del campo eléctrico. Si la placa D' se carga positivamente entonces el campo eléctrico estará dirigido hacia arriba y el haz de rayos catódicos se desviará hacia abajo mientras no exista campo magnético. Luego, ajustando el campo magnético y eléctrico se puede hacer que el haz nuevamente siga su trayectoria rectilínea, esto ocurre por compensación de desviaciones de ambos campos.

Si se acepta que los rayos catódicos están constituidos por partículas con carga negativa e , y masa m , y sea E la intensidad del campo eléctrico y B la intensidad del campo magnético. Si ambos campos se ajustan de modo tal que sus efectos sobre la desviación del haz sea compensada el uno por el otro, entonces el haz atraviesa el tubo sin desviarse porque la fuerza eléctrica ejercida sobre las partículas es igual en magnitud y de sentido contrario que la fuerza magnética ejercida sobre las mismas. Si v es la velocidad de las partículas del haz de rayos catódicos entonces:

$$eE = eBv, \text{ o } v = \frac{E}{B}$$

Pudiéndose usar el aparato de Thomson para medir la velocidad de las partículas que constituyen el haz de rayos catódicos.

Si se suprime la acción del campo magnético, en la pantalla fluorescente del extremo del tubo se mide la desviación provocada por el campo eléctrico según se muestra en la figura 1-5; la distancia $\overline{P_1P_2}$ es dicha desviación; l es la longitud de las placas paralelas D y D'.

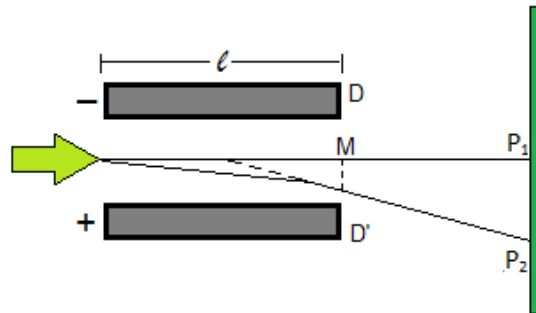


Figura 1-5. Desviación de los rayos catódicos en un campo electrostático.

Al atravesar el campo electrostático creado entre las dos placas paralelas, las partículas constituyentes de los rayos catódicos quedan sometidas a una aceleración vertical en dirección paralela a la del campo por un tiempo l/v . Al abandonar el campo, es decir, al atravesar la línea vertical que pasa por el punto M, las partículas continúan su movimiento ahora con una componente en la dirección vertical de la velocidad dada por $(eE/m)(l/v)$. La componente horizontal de la velocidad inicial v de las partículas no resulta afectada. Si P_2 es la posición del rayo desviado, la relación entre las componentes horizontal y vertical de la velocidad es:

$$\frac{\overline{P_1P_2}}{\overline{MP_1}} = \frac{eEl}{mv^2}$$

La relación carga-masa es entonces

$$\frac{e}{m} = \frac{\overline{P_1 P_2} v^2}{\overline{M P_1} E l} \quad (2)$$

En la ecuación (2) las cantidades l , $\overline{M P_1}$ y E son datos experimentales conocidos; la desviación $\overline{P_1 P_2}$ se mide, y v se conoce como resultado de la experiencia de compensar los efectos del campo electrostático y magnético aplicado a los rayos catódicos.

Las experiencias de Thomson (ver anexo) demostraron que las partículas constituyentes de los rayos catódicos se mueven con velocidades del orden de la décima parte de la velocidad de la luz; encontró un valor de $5,1 \times 10^{17}$ ues/g = $1,7 \times 10^{11}$ C/Kg para e/m , valor independiente del material constituyente del cátodo empleado (aluminio, hierro o platino) o del gas de llenado del tubo (aire, hidrógeno o anhídrido carbónico). El valor de e/m hallado para las partículas catódicas es unas 1800 veces mayor que el determinado por electrolisis para los iones de hidrógeno, de manera tal que si las partículas tuvieran la misma masa que la del átomo de hidrógeno, transportarían una carga 1800 veces mayor que la de los iones del mismo; por otra parte, como el valor de e/m es independiente de los materiales usados en el tubo de rayos catódicos y se emplearon materiales con diferentes masas iónicas, sería necesario imaginar algún mecanismo que hiciera la carga de las partículas directamente proporcional a la masa. Además, suponiendo una masa tan grande y a pesar de una gran velocidad de salida de partículas negativas desprendidas del cátodo, no se observaba desgaste del mismo lo que conlleva a Thomson a pensar que la masa de las partículas desprendidas del cátodo es muy pequeña. Si por el contrario, se supone que la carga de cada partícula es la misma que la del ion de hidrógeno, su masa tiene que ser 1800 veces menor que la de éste, suposición que pareció más razonable para Thomson quien, como consecuencia, concluye que las partículas catódicas constituían una nueva clase de *corpúsculo negativo*.

1-4. El electrón y la determinación de su carga.

Los experimentos de Thomson demostraron la existencia independiente de partículas muy pequeñas con carga negativa, pero la suposición de que dicha carga sea la misma que la de un ion univalente en solución o la de un ión de un gas conductor planteó un problema fundamental; aunque la hipótesis parecía lógica, era necesario demostrar la igualdad de sus cargas. El modo directo de resolver el problema pudo haber sido medir la carga de las partículas con un electrómetro, sin embargo dicha medida no podía realizarse directamente debido a la gran velocidad con que se desplazan las mismas.

Hacia finales del siglo XIX ya se disponía de un manantial de partículas análogas a las constituyentes de los rayos catódicos cargadas negativamente. Se había descubierto que, al hacer incidir luz ultravioleta sobre ciertos metales, estos emitían partículas con carga negativa y de baja velocidad (efecto fotoeléctrico). Thomson determino el valor de e/m para las mismas y vio que era prácticamente el mismo que para las partículas de los rayos

catódicos, obteniéndose el mismo valor para partículas con carga negativa emitidas por un filamento incandescente (efecto termoiónico). En vista de la constancia del valor de e/m par las partículas negativas obtenidas de diferentes modos, se llegó a la conclusión de que todas ellas eran idénticas. Solo quedaba el problema de demostrar que la carga de todas ellas era la misma.

Alrededor de 1900 se realizaron varias medidas de la carga, los resultados se resumen a continuación. Utilizando un valor mejorado, pero aun aproximado, del número de Avogadro se obtuvo el valor de $4,25 \times 10^{-10}$ ues ($1,42 \times 10^{-19}$ C) para el valor medio de la carga de un ión electrolítico; para la carga media de los iones gaseosos se encontró un valor comprendido entre 3×10^{-10} ues y 5×10^{-10} ues, obteniéndose valores análogos para las partículas fotoeléctricas; esta prueba experimental indicaba la identidad de las diferentes partículas con carga negativa, punto de vista que se adoptó gradualmente, aplicándose el término *electrón* a las partículas negativas propiamente dichas más que al valor de su carga, uso que se ha generalizado. Las investigaciones en el campo de los rayos catódicos y en el de los efectos fotoeléctrico y termoiónico indicaron que los electrones forman parte de todos los átomos y que había que considerarlos como una partícula física fundamental. En todos los trabajos experimentales se midieron los valores de e/m o la carga media de las diferentes partículas y, aunque era difícil encontrar argumentos que contradijeran la existencia de electrones y la posesión por ellos de una cierta unidad elemental de carga, no se había podido demostrar sin lugar a dudas lo correcto de esta conclusión. La demostración definitiva de la naturaleza atómica o corpuscular de la electricidad y la primera determinación realmente precisa del valor de la carga electrónica fue realizada por Millikan (1909-1917).

Los primeros experimentos para determinar la carga del electrón se fundaron en que los átomos cargados eléctricamente (iones) actuaban como núcleos de condensación del vapor de agua, que se puede condensar sobre los iones por atracciones electrostáticas entre éstos y las moléculas de agua, formando una nube, y determinar luego la carga total de esta con un electrómetro; el número n_{ag} de gotas de agua en la nube se calcula pesando el agua condensada y dividiendo el peso W_c por el valor medio \overline{W}_g del de una gota,

$$n_{ag} = \frac{W_c}{\overline{W}_g}$$

El valor \overline{W}_g de una gota puede obtenerse determinando su velocidad de caída libre en el aire, pues ambos valores están relacionados con la ley de Stokes. La carga total de la nube Q_n –medida con el electrómetro– dividida por el número de gotas da el valor medio q_g de la carga por gota:

$$q_n = \frac{Q_n}{n_{ag}}$$

El método se funda, como se ve, en las siguientes suposiciones:

1. Que el número de iones es el mismo que el de gotas, es decir, sobre cada ion se condensa una gota de agua.
2. Que la ley de Stokes, que no había sido comprobada experimentalmente, es válida.
3. Que todas las gotas son iguales y caen con velocidad uniforme no afectada por la evaporación.

Claro está que las anteriores suposiciones podrían ser colocadas en tela de juicio, por lo que era necesario comprobar su validez mediante experimentos cuidadosos.

El método anterior que fue utilizado por Townsend (1897) y Thomson (1896), fue mejorado por Wilson (1903), quien formó las nubes de agua entre dos placas paralelas que podían conectarse a los terminales de una batería; primero determinó la velocidad de caída de la parte superior de la nube por gravedad; la midió luego cuando al campo gravitatorio se le sumaba el eléctrico forzando la caída de las gotitas, pudiéndose obtener el valor de la carga de las mismas por comparación de ambas velocidades. En el método de Wilson no hay necesidad de suponer que el número de gotas coincide con el número de iones; únicamente se observa la velocidad de caída de la parte superior de la nube por lo que, como las partículas más cargadas caen más rápidamente por acción del campo eléctrico que las que tienen menor carga, el experimento se desarrolla, en realidad, sobre estas últimas. Wilson obtuvo un valor de $3,1 \times 10^{-10}$ ues para la carga del electrón, pero como mantenía las demás suposiciones, el resultado aun se encontraba afectado de un considerable margen de posible error.

Millikan mejoró el método de Wilson utilizando, en vez de gotas de agua, gotas de aceite lo cual evitó errores causados por la evaporación. Las pequeñas gotas de aceite podían mantenerse en equilibrio estacionario entre las placas cargadas ajustando su potencial de modo que el peso de dichas gotas estuviera compensado con la fuerza eléctrica ejercida sobre ellas por acción del campo electrostático. Millikan dedujo el valor de la carga del electrón a partir de la relación entre fuerzas actuantes; además, durante sus estudios con gotas en equilibrio, observó que de cuando en cuando una de ellas iniciaba un desplazamiento hacia arriba o hacia abajo en el campo eléctrico, lo cual ponía en evidencia la captura de un ion positivo o negativo, siendo posible determinar la variación de la carga transportada por una gota independientemente del valor original de la misma.

En la figura 1-6 se muestra el esquema, con todas las partes esenciales, del aparato utilizado por Millikan; P_1 y P_2 son dos placas colocadas cuidadosamente para que sean paralelas entre sí, de 22cm de diámetro y separadas 1,5cm, albergadas en una caja metálica para evitar perturbaciones por corrientes de aire externas; el aceite es dispersado en gotas pequeñas mediante un atomizador colocado encima de la placa superior la cual tiene un pequeño orificio que permite el paso de algunas gotas a través de ella. Se hace pasar entre

las placas un haz de luz, y perpendicular al eje del mismo se dispone un anteojo para que las gotas a través de este aparezcan como pequeños puntos brillantes moviéndose lentamente bajo la influencia combinada de su peso, la fuerza ascensional debida al aire y la viscosidad de mismo, que se opone a su movimiento.

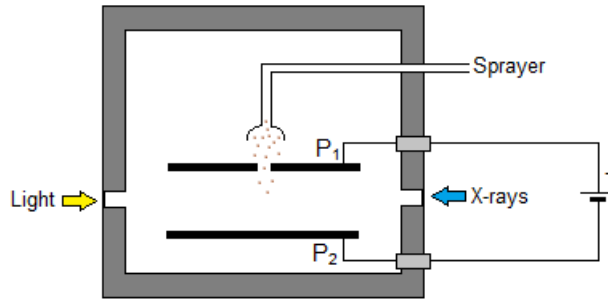


Figura 1-6. Experimento de Millikan con gotas de aceite.

Las gotitas de aceite procedentes del atomizador se encuentran cargadas eléctricamente (de ordinario negativa) debido, probablemente, a la fricción con el mismo en el momento de la salida. Con los rayos X se pueden producir iones más iones, tanto positivos como negativos. Si la placa superior se carga positivamente a 1000V y la placa superior se carga negativamente, habrá un campo uniforme entre ellas, que dará lugar a una fuerza eléctrica sobre las gotitas, afectando su movimiento.

Cuando un cuerpo esférico cae libremente en un medio viscoso se acelera hasta alcanzar una velocidad final tal que la resultante de las fuerzas que obligan a caer al cuerpo igualen a la de rozamiento, siendo esta última proporcional a la velocidad final de la partícula, y

$$mg = kv_g \quad (3)$$

donde m es la masa aparente del cuerpo, g la aceleración de la gravedad, k una constante de proporcionalidad y v_g la velocidad final de caída libre. Ahora, si el cuerpo transporta una carga q y está bajo acción de un campo eléctrico de intensidad E de sentido contrario al gravitatorio, el cuerpo empezara a ascender y la fuerza de rozamiento con el medio viscoso cambia de sentido alcanzándose una nueva velocidad final v_E dada por

$$qE - mg = kv_E \quad (4)$$

la relación de velocidades es

$$\frac{v_g}{v_E} = \frac{mg}{qE - mg} \quad (5)$$

donde la carga q vale:

$$q = \frac{mg(v_g + v_E)}{Ev_g} \quad (6)$$

A partir de la ecuación (6) es posible calcular el valor de q si se conocen m , E y se determina experimentalmente el valor de $(v_g + v_E)/v_g$; la dificultad radica principalmente en la determinación del valor de m , la masa de la partícula, la cual es demasiado pequeña como para poderla medir directamente.

Si existe una unidad real de carga e , la carga q de la gotita de aceite tendrá que ser un múltiplo entero de e . Suponiendo que se realiza una medida como la conducente a la ecuación (6) y que la carga de la gota, por captura de un ion, varia de q a q' , entonces q' vendrá dado por

$$q' = \frac{mg(v_g + v'_E)}{Ev_g} \quad (7)$$

Como se menciono anteriormente la gota de aceite, observada en los experimentos, puede captar los iones procedentes del aire al ser ionizado por los rayos X, pudiéndose, por tanto, seguir el comportamiento de una gota aislada trasportando cargas diferentes en el seno del mismo campo E . La variación de la carga es

$$\Delta q = q' - q = \frac{mg(v'_E - v_E)}{Ev_g} \quad (8)$$

Al realizar muchos experimentos de este tipo, Millikan observó que Δq nunca era inferior a un cierto valor mínimo y que todos los valores de Δq eran múltiplos enteros exactos de este valor mínimo. Al calcular el máximo divisor común de todos los valore de Δq para un gran número de variaciones de la carga de una misma gota, obtuvo el *valor mínimo de dicha variación*, que identifico como el electrón de Stoney (propuesto en 1874 como hipótesis de la existencia de una *unidad natural de electricidad*). Los resultados de Millikan demuestran que la carga eléctrica elemental, es decir el electrón, no es una carga media, sino, por el contrario, que todas las cargas eléctricas transportadas por iones tienen exactamente el mismo valor o múltiplo entero pequeño de él; si este valor se designa por e entonces $q=ne$, siendo n un número entero pequeño. Al estudiar las gotas portadoras de iones positivos, Millikan también dedujo que la unidad elemental de carga positiva tiene la misma magnitud que la de carga electrónica negativa, y que todas las cargas estáticas, tanto en conductores como en aislantes, están constituidas por grupos de unidades de la carga electrónica.

Para realizar la determinación precisa del valor de la carga electrónica, es necesario conocer la masa de la gotita de aceite, que puede calcularse a partir del valor del factor de proporcionalidad k en la ecuación (3), el cual a su vez esta dado por la ley de Stokes de la caída. Partiendo de las ecuaciones de la hidrodinámica, Stokes dedujo una expresión teórica para la velocidad de caída de un cuerpo esférico en un medio viscoso:

$$\frac{4}{3}\pi a^3 g(\rho - \rho') = 6\pi\eta a v_g \quad (9)$$

o bien

$$v_g = \frac{2}{9\eta} g a^2 (\rho - \rho') \quad (9a)$$

Siendo a el radio del cuerpo, ρ su densidad, ρ' la del medio, η la viscosidad de éste y v_g la velocidad final de caída del cuerpo en el medio. La ecuación (9) representa el resultado de los efectos contrapuestos de las fuerzas gravitatorias y de viscosidad sobre el cuerpo. Si es posible medir experimentalmente la velocidad de final de caída de una gotita de aceite en el aire, entonces el radio de dicha gota viene dado por

$$a = \sqrt{\frac{9\eta v_g}{2g(\rho - \rho')}} \quad (10)$$

de modo que

$$m = \frac{4}{3}\pi a^3 (\rho - \rho') = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{9\eta v_g}{2g}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{1}{\rho - \rho'}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

reemplazando este valor de m en la ecuación (6), que da la carga de una gota de aceite, resulta la expresión

$$q = e_n = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{9\eta}{2}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{1}{g(\rho - \rho')}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{(v_g + v_E)}{E} v_g^{1/2} \quad (12)$$

donde se ha sustituido q por e_n , considerando ya que la carga de la gotita de aceite es un múltiplo entero de la carga del electrón. Si se realizan muchas observaciones de la cantidad $(v_g + v_E)$ para las variaciones de la carga de la gota, el máximo común divisor, que lo podemos designar por $(v_g + v_E)_0$, debe corresponder al valor de la carga del electrón, representado provisionalmente por e_1 , verificándose que

$$e_1 = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{9\eta}{2}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{1}{g(\rho - \rho')}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{(v_g + v_E)_0}{E} v_g^{1/2} \quad (13)$$

En sus observaciones Millikan encontró que para las gotas grandes el valor de e_1 es constante, sin embargo a medida que las gotas disminuían en tamaño, dicho valor aumentaba; un estudio cuidadoso de la cuestión demostró que la ley de Stokes expresada en la forma (9a) no se cumple en la caída libre de gotas muy pequeñas, debiendo ser reemplazada por

$$v_g = \frac{2}{9\eta} g a^2 (\rho - \rho') \left(1 + \frac{b}{pa}\right)$$

donde p es la presión del aire y b es una constante determinada experimentalmente. La carga del electrón viene dada entonces por

$$e = \frac{e_1}{\left(1 + \frac{b}{pa}\right)^{3/2}}$$

o por

$$e = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{9\eta}{2}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{1}{g(\rho - \rho')}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{(v_g + v_E)_0}{E \left(1 + \frac{b}{pa}\right)^{3/2}} v_g^{1/2} \quad (14)$$

Millikan obtuvo el valor de $e=4,774 \times 10^{-10}$ ues, que había sido el aceptado durante algunos años, si bien determinaciones posteriores de e mediante métodos indirectos, pero muy precisos, dieron resultados que diferían de éste; la discrepancia se debe a un error en el valor de la viscosidad del aire usado por Millikan; si se emplean para este parámetro datos más recientes, se obtiene $e= (4,8036 \pm 0,0048) \times 10^{-10}$ ues, que coincide con los valores obtenidos por otros métodos.

Actualmente se ha realizado la determinación de los valores de las constantes físicas fundamentales, analizándose los resultados mediante métodos estadísticos apropiados. Los mejores resultados obtenidos para las constantes de las cuales se ha hablado hasta ahora son:

$$e = (4,80288 \pm 0,00022) \times 10^{-10} \text{ ues}$$

$$\frac{e}{m} = (5,27299 \pm 0,00016) \times 10^{17} \text{ ues/g}$$

$$m = (9,1085 \pm 0,0006) \times 10^{-28} \text{ g}$$

$$F = (96520,1 \pm 2,5) \text{ C/eq. gramo}$$

$$N_0 = (6,02472 \pm 0,00036) \times 10^{23} \text{ moléculas por mol - gramo}$$

La masa del átomo de hidrógeno se puede calcular a partir del peso del átomo-gramo $(1,008142 \pm 0,000003)$ g, resultando

$$M_H = (1,67243 \pm 0,0010) \times 10^{-24} \text{ g}$$

La relación de la masa del ion de hidrógeno a la del electrón es:

$$\frac{M}{m} = 1836,13 \pm 0,04$$

Los valores citados para e/m y m de los electrones son correctos siempre que su velocidad sea pequeña comparada con la velocidad de la luz, pues la masa del electrón aumenta con la velocidad; de modo que el valor indicado de su masa se denomina *masa en reposo* m_0 del electrón.

1-5. Los rayos positivos o rayos canales.

Teniendo en cuenta que antes de los experimentos en la descarga de gases los materiales utilizados y las sustancias se encontraban neutros eléctricamente, el hecho de que aparezcan rayos que consisten en partículas cargadas negativamente, sugiere la formación simultánea de rayos constituidos por partículas positivas para conservar la neutralidad del sistema como un todo. Goldstein en 1886 descubrió unos rayos de este tipo y observó que, cuando se practicaban un cierto número de orificios en el cátodo, aparecían unos haces luminosos detrás del mismo, suponiendo que la luminosidad era producida por rayos que se desplazaban en dirección opuesta a los rayos catódicos atravesando los orificios del cátodo. Dichos rayos, a los que denominó *rayos canales*, se desviaban bajo la acción de campos eléctricos y magnéticos, deduciéndose de las direcciones de desviación que se trataba de partículas con carga positiva, lo que dio lugar a que se los denominara generalmente como *rayos positivos*.

Realizando procedimientos similares a los que se hicieron con los rayos catódicos, es decir, midiendo las desviaciones sufridas por los rayos positivos bajo la acción de campos eléctricos y magnéticos, es posible determinar la velocidad y la relación carga-masa de sus partículas constituyentes. Goldstein llegó a resultados completamente diferentes, pues tanto la velocidad como el valor de e/m son mucho más pequeños, dependiendo el último del peso atómico del gas utilizado para rellenar el tubo de descarga. El valor de e/m disminuye al aumentar el peso atómico.

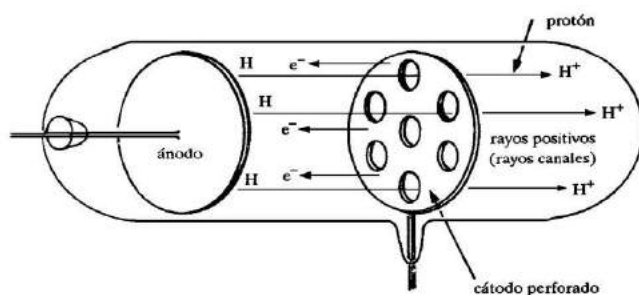


Figura 1-7. Tubo de rayos canales relleno con hidrógeno.

El máximo valor encontrado para e/m corresponde al hidrógeno, siendo este muy próximo al obtenido por electrólisis. Estos resultados dan a entender que los rayos canales son haces de iones positivos producidos por la ionización de los átomos o de las moléculas del gas bajo la acción del intenso campo eléctrico aplicado al tubo, o la colisión con electrones de gran velocidad de los rayos catódicos con las mismas, formándose el ion positivo por

pérdida de uno o más electrones del átomo neutro, siendo la masa de aquél prácticamente igual a la de este último; por consiguiente las medidas de la masa de partículas constituyentes de los rayos positivos proporcionan información directa acerca de las masas de los átomos o de las moléculas de los compuestos, información que se refiere a los átomos y moléculas individuales más que a valores medios propios de un gran número de partículas. La medida cuidadosa de la masa de las partículas de los rayos positivos ha demostrado la existencia de isótopos.

1-6. Rayos X.

Röntgen en 1895 descubrió que cuando un haz de rayos catódicos choca con un sólido que actúa como blanco, se producen los rayos X. Observó que cuando se ponía en funcionamiento un tubo de rayos catódicos, se produce una fluorescencia –proceso en el cual una molécula absorbe un fotón de alta energía, el cual es emitido como un fotón de baja energía (mayor longitud de onda). La diferencia de energía entre la absorción y la emisión, es disipada como calor (vibraciones moleculares)- en una pantalla recubierta de platinocianuro de bario colocada a cierta distancia del tubo, y dedujo que el efecto era debido a una radiación procedente de las paredes del tubo de rayos catódicos.

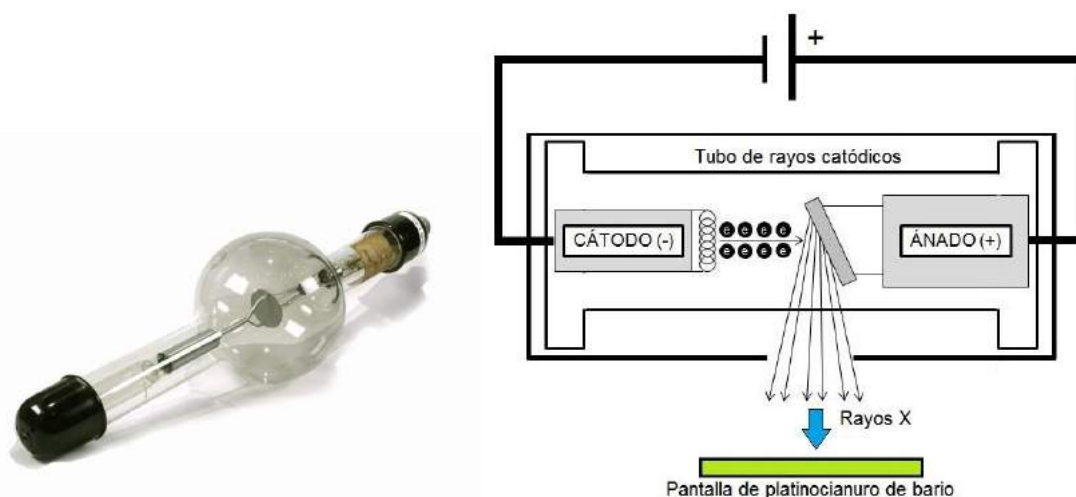


Figura 1- 8. *Izquierda:* Tubo de Coolidge para generar rayos X. *Derecha:* Producción de rayos X.

Al estudiar las propiedades del nuevo tipo de radiación, Röntgen advirtió que la fluorescencia disminuía, sin extinguirse, cuando se interponían materiales opacos a la luz entre el tubo y la pantalla, demostrando así que los rayos X son capaces de atravesar sustancias que no permiten el paso de la luz visible. Los rayos X son capaces de velar una placa fotográfica y producir la ionización de los gases que se atraviesen en su camino, propiedad esta última que se emplea para medir la *intensidad de radiación*, viéndose también que su trayectoria es rectilínea a partir de la fuente emisora y que no son desviados por acción de campos eléctricos ni magnéticos, deduciéndose de ello que no están constituidos por partículas cargadas.

Investigaciones posteriores demostraron que los rayos X sufren los fenómenos de reflexión, refracción y difracción, proporcionando una prueba convincente de que consisten en radiación electromagnética como la luz, pero de una longitud de onda mucho menor.

Los rayos X son utilizados actualmente como herramienta de investigación atómica, habiéndose obtenido mucha información sobre la estructura de los átomos y la estructura de materiales a partir de estudios sobre la dispersión y absorción de rayos X por átomos.

1-7. Conceptos iniciales de radiactividad: rayos alfa, beta y gamma.

En 1896 el físico francés Henry Becquerel colocó un pedazo de mineral de uranio, con el cual estaba llevando a cabo ciertos estudios sobre la luminiscencia de sales de uranio excitadas por luz ordinaria, sobre un paquete de placas fotográficas no reveladas que estaban envueltas en papel negro como medida de protección. Al revelar la placa fotográfica, se asombró al encontrar que una clase de radiación desconocida, proveniente del material, había dejado una imagen sobre la placa con la forma del trozo del mineral.

Becquerel descubrió que la radiación emitida desde el mineral era análoga a los rayos X, en el sentido en que eran altamente penetrantes, impresionaban una placa fotográfica y hacían conductores de la electricidad a los gases. El asombroso descubrimiento de Becquerel consistió de hecho en la observación de que la radiación emitida por el uranio subsistía aun en ausencia de la luz de excitación, demostrando además que la radiación se ponía de manifiesto para todos los compuestos de uranio, en relación directa con su contenido en dicho elemento, y que tal emisión espontánea de radiación, *o radiactividad*, era una propiedad del átomo del uranio en su estado normal. Se sabe ahora que las radiaciones estudiadas por Becquerel eran electrones rápidos emitidos en la desintegración beta de los productos hijos del núcleo ^{238}U . El propio Becquerel demostró que las radiaciones en cuestión podían ser desviadas por un campo magnético, encontrando igualmente que podían producir la descarga de un cuerpo cargado eléctricamente.

Al descubrimiento de Becquerel le siguió la identificación por los Curie (1898) de otros elementos radiactivos, el polonio y el radio, observándose que la actividad del radio, medida por la intensidad de los rayos emitidos, era un millón de veces superior a la del uranio.

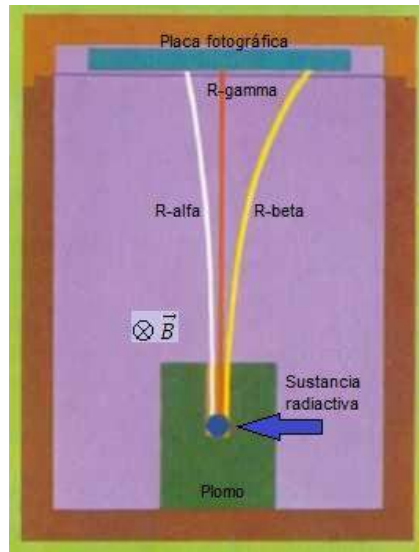


Figura 1-9. Las tres radiaciones emitidas por los materiales radiactivos, y sus trayectorias en presencia de un campo magnético perpendicular al plano del dibujo, en una cámara de vacío.

Las sustancias radiactivas emiten tres clases diferentes de radiación, como lo evidencia sencilla y directamente el experimento siguiente: se coloca un fragmento pequeño de material radiactivo en el fondo de un agujero taladrado sobre un bloque de plomo, como indica la figura 1-9, y se dispone una placa fotográfica encima del bloque de plomo, haciéndose a continuación el vacío en la cámara; se aplica luego un campo magnético intenso perpendicular al plano del dibujo y, al revelar la placa, se observan tres manchas bien diferenciadas, una en la prolongación del taladro en el bloque de plomo, y las otras dos desviadas con respecto al mismo a un lado y a otro. Si el sentido del campo magnético es el anteroposterior al dibujo, la mancha desviada ligeramente a la izquierda es debida a partículas con carga positiva, los *rayos alfa*; la desviada fuertemente a la derecha es producida por partículas con carga negativa, denominadas *rayos beta*; la mancha central corresponde a partículas que no se desvían en acción de campos magnéticos, rayos eléctricamente neutros, que se denominan *rayos gamma*.

Las sustancias radiactivas no emiten simultáneamente las tres clases de radiaciones; algunos elementos emiten rayos α y otros emiten rayos β , viniendo en ambos casos acompañados algunas veces por rayos γ . La intensidad de radiación o *actividad* de un material dado no sufre modificación alguna por cualquier proceso físico o químico sencillo como el cambio de temperatura o la combinación química con una sustancia no radiactiva, resultados que, unidos a la demostración dada por Marie Curie de que la actividad de cualquier sal de uranio es directamente proporcional a su contenido en uranio, prueban que la radiactividad es un fenómeno atómico.

1-7-1. *Los rayos alfa.*

Las propiedades de los rayos α fueron investigadas de forma exhaustiva por Rutherford y colaboradores durante el periodo 1898-1914. Las experiencias de deflexión de los rayos α del radio y sus derivados demostraron que, en primera aproximación, todos los rayos α procedentes de un emisor dado tienen la misma velocidad inicial. La velocidad de los rayos α varía entre $1,4 \times 10^9$ a $2,2 \times 10^{10}$ cm/s, es decir menos de 1/10 de la velocidad de la luz. Para las medidas de la carga específica o relación carga-masa e_α/m_α , se encontraron resultados comprendidos entre 43 y 64×10^6 C/Kg. Años más tarde se obtuvo un valor más preciso de dicha relación (Rutherford y Robinson, 1914) $1,45 \times 10^{14}$ ues/g = $48,20 \times 10^6$ C/Kg, precisamente la mitad del valor correspondiente al hidrógeno, $2,87 \times 10^{14}$ ues/g, siendo, por tanto, evidente que si la partícula α tuviera la misma carga que el ion hidrógeno univalente, su masa sería el doble que la del átomo de hidrógeno; si la carga de la partícula α es el doble de la del ion hidrógeno, su masa será cuatro veces mayor a éste y corresponderá a la masa del átomo de helio, que tiene un peso atómico 4.

No era posible determinar la naturaleza exacta de la partícula α mientras no se pudiera medir por separado su carga o su masa. Mediante un experimento ingenioso, Rutherford demostró que cuando una sustancia radiactiva emite rayos α , se produce helio; esta conclusión fue apoyada además por el descubrimiento de que los minerales radiactivos contenían helio. Rutherford y Royds en 1909 encerraron una pequeña cantidad de radón, un elemento gaseoso radiactivo, en un pequeño tubo de vidrio A con paredes extremadamente delgadas (figura 1-10), que si bien permitían el paso de las partículas α hacia un tubo exterior también de vidrio, el radón quedaba detenido por ellas; el tubo exterior estaba provisto de electrodos pudiéndose observar a intervalos el espectro producido al ocurrir una descarga eléctrica. Tras un periodo de algunos días, el gas allí acumulado se comprimía en un tubo capilar V; la subsiguiente excitación eléctrica del gas en cuestión originaba el espectro óptico característico del elemento helio. En cambio, tal espectro no se ponía de manifiesto en <<tests>> experimentales, en los que se encerraba gas helio en el tubo A durante algunos días.

La neutralización de partículas α en reposo por captura de electrones del gas residual que siempre existe en el aparato, daba lugar al gas helio observado, quedando así demostrada la producción de helio por las partículas α . Las partículas α corresponden a átomos de helio doblemente ionizados cuya masa es cuatro veces superior a la del ion hidrógeno y su carga el doble de la de éste.

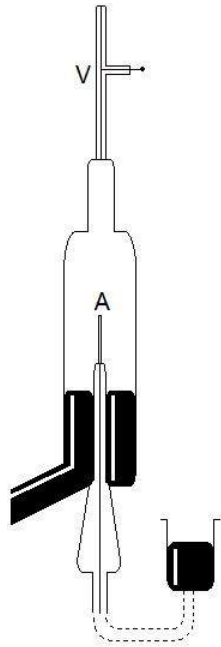


Figura 1-10. Aparato de Rutherford-Royds para la identificación de la partícula α neutra con el átomo de helio.

Esta notable experiencia ayudo a establecer una importante conclusión que había empezado a tomar forma en la mente de Rutherford por aquel entonces, como consecuencia del estudio de la radiactividad. El átomo ya no podía seguir siendo considerado como algo inmutable e indestructible, puesto que algunos de ellos, tales como el uranio, el radio, el radón y el torio, emitían espontáneamente átomos de helio.

1-7-2. *Los rayos beta.*

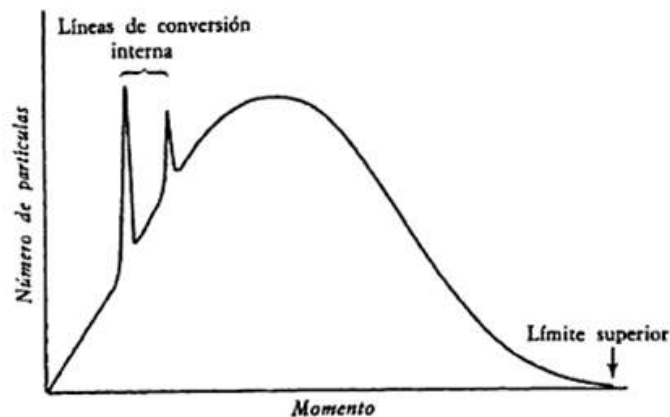
Los rayos β consisten en partículas con carga negativa, pueden ser desviados por acción de campos eléctricos y magnéticos y de esta manera medirse su velocidad y caga específica e/m , datos, que aunque son más complejos en su obtención que en el caso de los rayos catódicos, demuestran que las partículas β consisten en electrones en movimiento, difiriendo solo de aquellos en la velocidad; los rayos β del radio tienen una velocidad que difiere muy poco de la de la luz, mientras que la de los rayos catódicos es considerablemente menor que la mitad de ésta. El valor de la carga específica e_{β}/m_{β} de las partículas β parecía disminuir con el aumento de la velocidad, y las mismas velocidades presentaban una cierta distribución hasta alcanzar un determinado valor máximo. Para bajas velocidades, el valor de e_{β}/m_{β} era $1,76 \times 10^{11}$ C/kg, que corresponde casi exactamente al valor encontrado para los electrones. La disminución en el valor de e_{β}/m_{β} para velocidades más elevadas se interpreta perfectamente a la luz de la teoría especial de la relatividad, de acuerdo con la cual la masa de una partícula que se mueve con una velocidad v viene dada por

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Siendo m_0 la masa en reposo.

Los rayos β podían por lo tanto ser identificados como electrones dotados de velocidades próximas a la de la luz, distinguiéndose de las partículas α no solo por su muy diferente carga específica, sino también por su carácter no monoenergético. Sin embargo, la identificación de las partículas β no aclaró los problemas de su origen y distribución de energía, cuya solución satisfactoria llegaría unos 30 años mas tarde.

Las partículas β son mucho más penetrantes que las α , pudiendo atravesar 1mm de aluminio, mientras que las partículas α resultaban frenadas totalmente por 0,006cm de aluminio o por una hoja de papel ordinario de escribir; sin embargo la ionización producida en un gas por los rayos β es mucho menos intensa que la debida a los rayos α . Las experiencias de deflexión magnética proporciona información precisa sobre las distribuciones de momentos de las partículas β procedentes de un emisor dado. El examen cuidadoso de dicha distribución muestra existencia de un cierto número de líneas estrechas, aparentemente homogéneas, superpuestas a una distribución continua general con un límite superior dado (grafica 1). Estas líneas (llamadas de conversión interna) están asociadas con la emisión de radiación γ y no con el proceso en sí de emisión β ; en general, tales líneas no aparecen si la fuente considerada no emite rayos γ .



Grafica 1. Representación esquemática de la distribución del momento de los rayos β emitidos por una fuente radiactiva.

1-7-3. Los rayos gamma.

La componente más penetrante de las radiaciones naturales no es deflectada por los campos magnéticos ni eléctricos e interacciona con la materia de forma análoga a como lo hacen los rayos X. Por tal razón, los rayos γ fueron identificados como radiación electromagnética; esta conclusión resulto apoyada por el éxito que acompañó a las experiencias de difracción

de rayos γ por cristales, realizadas por Rutherford y Andrade y por Frilley. Estas experiencias pusieron igualmente de manifiesto que los rayos γ presentaban probablemente un espectro discontinuo, y durante algún tiempo se creyó que las correspondientes líneas resultaban originadas por el paso de las partículas β –con las que frecuentemente aparecen asociados- a través de la estructura atómica.

El análisis de las interacciones electromagnéticas (efecto fotoeléctrico, efecto Compton) hizo posible la determinación de la energía de los rayos γ , encontrándose valores comparables con los observados en el caso de la emisión α y β . La relación existente entre las mismas energías de las radiaciones γ fue cuidadosamente investigada por Ellis, y a medida que aumentaba la precisión con que se realizaban estas experiencias se hacía patente de una forma cada vez más clara que los rayos γ constituían el espectro electromagnético de un sistema radiante (actualmente identificado como el núcleo residual) excitado en el proceso radiactivo primario de emisión α o β .

Los rayos γ son de 10 a 100 veces más penetrantes que los rayos β , pero producen menos ionización que éstos. Como norma nemotécnica puede decirse que la ionización producida por los rayos α , β y γ está en el orden de 10000, 100 y 1.

1-8. Propiedades generales de las radiaciones.

1-8-1. Constancia de la radiactividad con el tiempo.

El propio Becquerel demostró que la emisión espontánea de rayos α , β y γ era un fenómeno atómico más bien que un fenómeno molecular. La velocidad de desintegración no resulta afectada por el entorno químico del átomo activo (afirmación que no es del todo cierta pero que luego se discutirá) y es insensible a las variaciones de temperatura y presión.

1-8-2. Producción de helio por materiales radiactivos.

La identificación de la partícula α como un átomo de helio cargado explicó la existencia de tal gas en los minerales radiactivos. Las experiencias de recuento de Rutherford y Geiger permitieron predecir con precisión la velocidad con que se produce el helio a partir del radio. La justificación del hecho de que las partículas alfa sean un fragmento frecuente en las desintegraciones nucleares, se encuentra al estudiar el fenómeno desde el punto de vista de la *energía de enlace de los nucleones* que será analizado posteriormente.

1-8-3. Generación de calor en materiales radiactivos.

La cantidad de energía liberada en un proceso radiactivo individual viene dada por la energía cinética de la partícula emitida más la del fragmento residual de retroceso. Estas energías (≈ 5 MeV) son muy superiores a las energías liberadas en reacciones químicas entre moléculas (del orden de eV).

Los efectos térmicos asociados con las partículas α emitidas por un 1g de radio en equilibrio con sus productos fueron evaluados por Rutherford y Geiger a partir de las oportunas medidas de recuento, utilizando como datos la masa y velocidad de los rayos α . La cantidad real de calor liberado a partir de 1g de radio y sus productos por segundo (del orden de 8 J) puede parecer muy pequeña en comparación con los 34 KJ liberados en la oxidación de 1g de carbono a dióxido de carbono, pero debe recordarse que la emisión del radio tiene lugar con un periodo de semidesintegración de unos 1600 años. En total, antes de que su actividad se pueda considerar despreciable, 1g de radio habrá emitido $1,34 \times 10^{10}$ J. A pesar de las enormes cantidades de energía liberadas por los materiales radiactivos, su valor práctico es muy pequeño debido a las limitaciones que presenta la acumulación de material radiactivo desde el punto de vista de la seguridad.

La cantidad total de materiales radiactivos existentes en la Tierra es muy elevada, y la emisión de calor por parte de este constituyente de nuestra corteza geológica debe tenerse en cuenta en las estimaciones de la edad de la Tierra basadas en datos térmicos.

1-8-4. *La ley de desintegración.*

La primera observación de la *ley de desintegración radiactiva* se llevo a cabo por Rutherford cuando, en sus estudios sobre las propiedades del torio, encontró que un cierto gas activo, identificado actualmente como un isótopo de emanación, podía ser separado de la muestra del óxido de torio y llevado hasta una cámara de ionización con ayuda de una corriente de aire adecuada. Cuando la corriente de aire cesaba, la conductividad de la cámara decrecía con el tiempo siguiendo una ley geométrica, reduciéndose a la mitad en un tiempo de 51,5 s.

Posteriores experiencias con materiales radiactivos con los que se disponían en aquel tiempo, demostraron que la ley de desintegración era exactamente de tipo exponencial. Si N representa el número de átomos presentes en un tiempo dado y dN representa el número de desintegraciones durante un intervalo de tiempo dt , entonces

$$\text{Probabilidad de desintegración} = -\frac{dN}{N}$$

Donde el signo menos indica que dN siempre decrece. La probabilidad de desintegración por unidad de tiempo es

$$\lambda = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \text{constante} \quad (15)$$

Donde λ se identifica como la *constante de desintegración*. Si se supone que la actividad A de una muestra se debe a un proceso que tiene lugar átomo por átomo, cabe pensar que sea proporcional a la velocidad con que disminuye el número de átomos N presentes en la misma en el instante t , es decir,

$$A = \frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (16)$$

La actividad representa la razón a la cual ocurren las desintegraciones de los núcleos. La unidad para medir la actividad es el Curie (Ci), que representa $3,70 \times 10^{10}$ desintegraciones/s. La ecuación (15) se puede escribir de una forma ligeramente diferente, y si N_0 átomos existen en el tiempo $t=0$, entonces

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = \int_{t=0}^t -\lambda dt$$

o bien,

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (17)$$

La *vida media* τ de los átomos o vida promedio de un núcleo radiactivo, es el tiempo de vida promedio de todos los átomos en una muestra dada. Por lo tanto si hay dN_1 átomos con un tiempo de vida t_1 , dN_2 con un tiempo de vida t_2 , y así sucesivamente, entonces la vida media se define en la forma

$$\tau = \frac{t_1 dN_1 + t_2 dN_2 + \dots}{dN_1 + dN_2 + \dots}$$

o en términos del cálculo integral,

$$\tau = \frac{\int_{N_0}^0 t dN}{\int_{N_0}^0 dN} = \frac{\int_0^\infty t \frac{dN}{dt} dt}{\int_0^\infty \frac{dN}{dt} dt} = \frac{1}{\lambda} \quad (18)$$

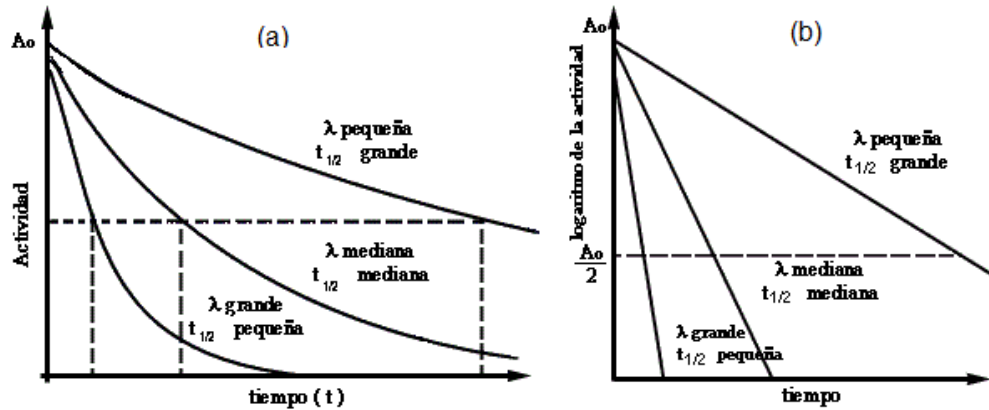
El intervalo de tiempo $t_{1/2}$ durante el cual se desintegran la mitad de los átomos, es decir el tiempo transcurrido en el cual el número de átomos decae a la mitad del número inicial, conocido como *periodo de semidesintegración o semivida*, viene dado por

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}}$$

de donde

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0,693\tau \quad (19)$$

El periodo de semidesintegración también se puede definir como el tiempo en el cual la actividad disminuye a la mitad de la actividad inicial.



Gráfica 2. (a) Ley de desintegración radiactiva. Si λ es grande, el decaimiento es rápido; si λ es pequeña, el decaimiento es lento. (b) Cuando se grafica $\ln A$ contra t , da una línea recta cuya pendiente es igual a $-\lambda$.

La ley exponencial de desintegración es característica de todos los procesos radiactivos y ha sido adecuadamente comprobada en innumerables experimentos.

La emisión radiactiva es un proceso regido por las leyes del azar. Este hecho quedo demostrado experimentalmente por observación de las fluctuaciones del número de partículas α emitidas por una fuente dada durante un intervalo de tiempo dado. Si N representa el número medio de partículas esperado durante dicho tiempo, la probabilidad de observar en él un número n , viene dada por la distribución de Poisson:

$$W(n) = \frac{N^n e^{-N}}{n!}$$

Lo anterior fue demostrado por Rutherford y Geiger por el procedimiento de tomar nota del instante en que aparecían individualmente las partículas emitidas por un emisor determinado. Estas experiencias, y otras muchas similares condujeron efectivamente a la conclusión de que tales partículas α se emiten totalmente al azar en el transcurso del tiempo.

1-9. Detección y medida de la radiación.

El estudio de la radiactividad y el éxito que se pueda obtener al emplear las radiaciones como medios de investigación, dependen de su detección y de su medida cuantitativa, habiéndose desarrollado con este fin diversos métodos e instrumentos; el funcionamiento de estos últimos se fundamenta corrientemente en la producción de una ionización en un gas o de una luminiscencia en una sustancia sólida. En ambos casos el efecto detectado puede ser debido a un suceso radiactivo aislado o a un gran número de ellos. A continuación se exponen algunos de éstos métodos.

1-9-1. *Detección por centelleo.*

En este método se aprovecha la luminiscencia (emisión de luz visible), propiedad que se da cuando algunas sustancias son expuestas a radiación ionizante. La excitación molecular producida da origen a una desexcitación rápida conocida como fluorescencia o centelleo producida por las radiaciones sobre sustancias como el sulfuro de cinc, el diamante y el platinocianuro de bario.

Cuando la luminiscencia se debe a las partículas α no es uniforme, sino que consiste en un gran número de destellos individuales observables con lupa. Mediante cuidadosas observaciones se ha demostrado que cada partícula α produce un destello, viniendo dado el número de partículas que inciden sobre una pantalla por unidad de tiempo, por el número de destellos contados en dicho intervalo. La pantalla puede construirse espolvoreando sobre un sustrato de vidrio cristales pequeños de sulfuro de cinc que contengan como impureza una pequeña cantidad de ion cuproso; el recuento puede realizarse por medio de un microscopio de 30X, obteniéndose una buena precisión, aunque con cierta dificultad. Resulta práctica la detección por centelleo para contar partículas α en presencia de otras radiaciones, pues la pantalla de sulfuro de cinc es relativamente insensible a las partículas β y a los rayos γ .

Actualmente se han realizado mejoras al método con el uso de tubos fotomultiplicadores para medir individualmente la luz producida por cada destello, sustituyendo así la tediosa observación personal. Además, se han desarrollado detectores por centelleo de partículas β y rayos γ , que se fundan en la fluorescencia producida en compuestos orgánicos como el naftaleno, el antraceno o el estilbena y en el yoduro de sodio activado con talio, respectivamente.

1-9-2. *Electroscopio.*

El funcionamiento del electroscopio se funda en la ionización de un gas por el paso de radiación. Una muestra dada de una sustancia radiactiva emite un número definido de partículas α , β y rayos γ por unidad de tiempo; el número de iones que estas partículas pueden producir en el aire o en otro gas a una temperatura y presión determinada es directamente proporcional al número de partículas.

Un esquema del electroscopio se muestra en la figura 1-11. Este instrumento consiste en un condensador, uno de cuyos elementos es la caja exterior, terminando el otro en un par de láminas de oro. Al conectar ambos elementos a una batería, se cargan con signos opuestos y las láminas de oro, A y A' , se separan por la repulsión electrostática de sus cargas iguales. Si se desconecta la batería y el gas de relleno del condensador se ioniza con una sustancia radiactiva, los iones gaseosos emigran hacia los elementos del mismo con carga opuesta, disminuyendo su carga y la diferencia de potencial entre ambos, cayendo las a las

posiciones B y B' , siendo su velocidad de caída una medida de la velocidad con que el gas de la cámara se ioniza y, por tanto, de la intensidad de la radiación ionizante.

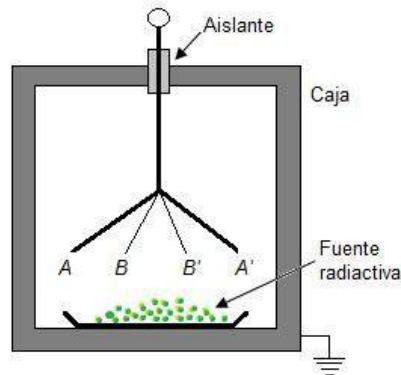


Figura 1-11. Esquema de un electroscopio para rayos α .

Si la sustancia radiactiva emite partículas α , β y rayos γ , todos ellos contribuyen a la ionización, pero como los primeros son, con mucho, los de la acción más intensa, el instrumento es, en realidad, un electroscopio para rayos α . Para que un electroscopio sirva sólo para partículas β , se coloca encima de la muestra una hoja de aluminio de 0,01cm de espesor para absorber por completo las partículas α emitidas por la misma, siendo entonces la ionización observada debida solo a los rayos β y γ ; sin embargo, como los rayos γ son agentes ionizantes mucho más débiles que las partículas β , la caída de las láminas es debida casi exclusivamente a estas últimas. Para medir solo la actividad γ , la muestra radiactiva debe rodearse de un espesor suficiente de materia (2 ó 3mm de Pb) que absorba completamente las partículas α y β . A veces se rodea todo el electroscopio de plomo o se construye de él y se coloca la muestra en el exterior del instrumento.

1-9-3. Cámara de ionización.

En una cámara de ionización los electrodos están siempre cargados y colectan los iones producidos por la radiación dando lugar a una corriente cuya intensidad puede medirse y relacionarse con la de la radiación que produce la ionización. En la figura 1-12 puede apreciarse un esquema de una cámara sencilla. Las radiaciones ionizan el gas contenido en la cámara y, como existe una diferencia de potencial entre los electrodos, hay un flujo de iones hacia ellos. La corriente de ionización produce una caída de potencial a través de una resistencia (en el punto A del diagrama) que se detecta y amplifica electrónicamente.

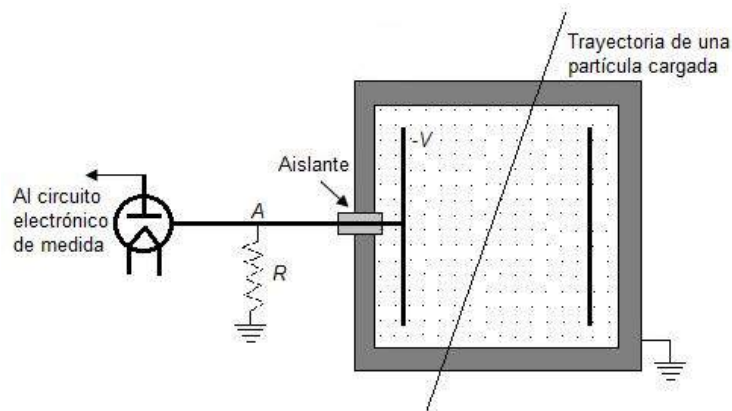


Figura 1-12. Esquema de una cámara de ionización para la detección de partículas cargadas.

Las cámaras de ionización pueden ser empleadas para contar partículas ionizantes aisladas, por ejemplo, partículas α . Como dichas partículas no recorren un gran espacio de aire, las cámaras para contarlas son pequeñas, estando los electrodos separados 1 cm. La respuesta de una cámara de ionización puede hacerse suficientemente rápida de modo que sea posible detectar partículas α que penetran en ella con intervalos de 10^{-4} segundos o menos.

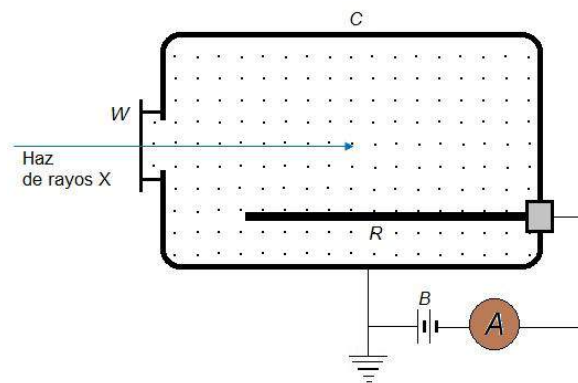


Figura 1-13. Esquema de una cámara de ionización para rayos X.

En la figura 1-13 puede verse el esquema de una cámara para la detección de los rayos X; consiste en un cilindro metálico C que contiene un gas, como el aire, o un vapor, como el yoduro de metilo, a presión aproximadamente igual a la atmosférica; R es una varilla metálica paralela al eje del cilindro y aislada del mismo. El haz de rayos X penetra en la cámara a través de una ventana delgada W , hecha corrientemente de mica o de aluminio, y ioniza el gas de la misma. La batería B mantiene una diferencia de potencial entre la varilla y el cilindro que actúa como uno de los electrodos, pudiéndose medir la corriente de ionización con un amperímetro.

1-9-4. Contador de Geiger-Müller.

Es uno de los instrumentos más usados en día para contar individualmente partículas radiactivas. Está construido generalmente en forma de tubo, consiste en un alambre delgado (de Tungsteno por ejemplo) montado en el eje de un cilindro que contiene un gas a una presión de 2 a 10cmHg; el cilindro puede ser de metal (Cu) o bien puede, siendo metálico, estar envuelto por un tubo de vidrio como en la figura 1-14a; un gas de relleno adecuado es una mezcla de argón con un 10% de alcohol etílico. Se aplica una diferencia de potencial comprendida entre 800 y 2000 V, de modo que el tubo sea negativo con respecto al alambre; el voltaje aplicado V es mayor que un cierto valor crítico o de umbral, pero inferior al que podría provocar una descarga a través del gas. La radiación, al ingresar en el tubo, ioniza el gas a lo largo de su recorrido; la tensión aplicada es lo suficientemente elevada para que los electrones producidos, al ser acelerados por el campo eléctrico, produzcan más iones y electrones por colisión con los átomos y moléculas neutras, proceso que se repite, junto con otros, hasta ocurrir una descarga que provoca un flujo de corriente relativamente grande a través de la resistencia exterior R , en la que se produce una rápida caída de tensión hasta por debajo del valor umbral del detector, con lo que la descarga cesa; en consecuencia, el efecto total es la producción de una corriente intensa y de breve duración (impulso) que puede amplificarse y se transmite a escala. Si la diferencia de tensión entre los electrodos es suficientemente grande, todos los impulsos tienen el mismo tamaño, que es independiente de la ionización inicial.

Existen detectores Geiger-Müller para la medida de rayos α , β , γ o X, sin embargo, actualmente se emplean principalmente para la radiación β y γ , debido en parte a la dificultad de hacer tubos con ventana lo suficientemente delgada como para permitir el paso de las partículas α . El instrumento (figura 1-14b) que Rutherford y Geiger utilizaron en 1908 para contar partículas α y posteriormente determinar su carga, fue el detector de punta metálica de Geiger, el cual se emplea aun para la detección de partículas α ; en el extremo de un alambre delgado sostenido en el interior de un tubo T mediante un tapón aislante hay una punta metálica finísima P ; el tubo contiene aire seco a la presión atmosférica y las partículas entran en el tubo a través de una ventana W constituida por una lamina delgada. Por lo demás, el funcionamiento de este tubo detector es análogo al del modelo antes descrito.

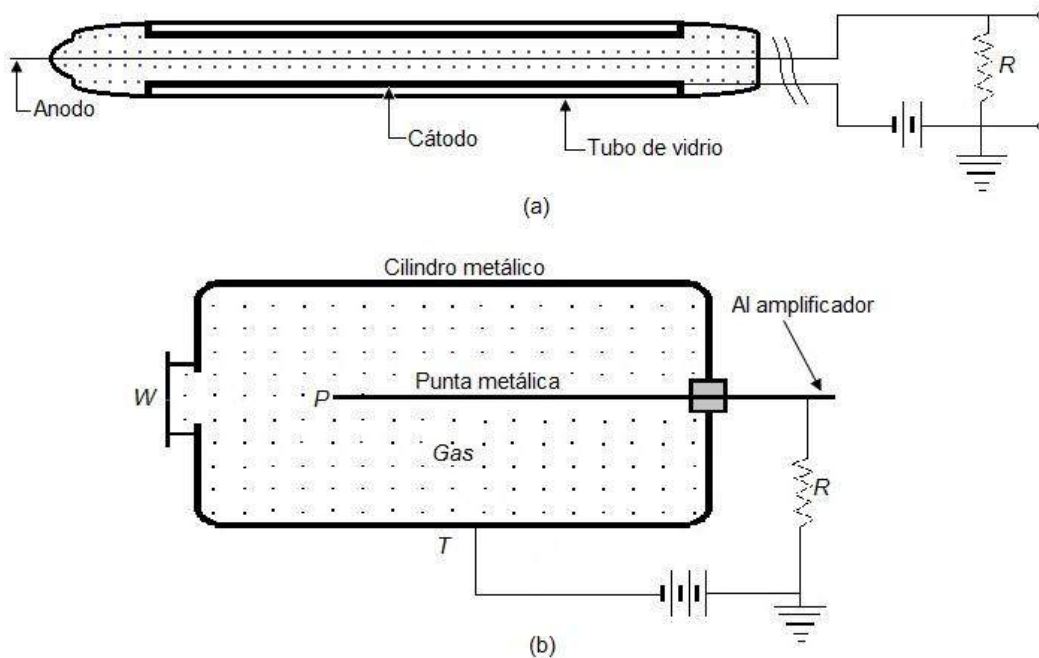


Figura 1-14. (a) Detector Geiger-Müller. (b) Esquema del detector de punta metálica Geiger.

1-9-5. Cámara de niebla.

También conocida como cámara de Wilson, es uno de los instrumentos más útiles para detectar y medir radiación. El funcionamiento de este instrumento se funda en el descubrimiento por C.T.R. Wilson (1897) de que los iones actúan como núcleos de condensación de vapor de agua sobresaturado. Si se provoca la expansión adiabática del aire saturado con vapor de agua mediante el rápido movimiento de un pistón, disminuye su temperatura según la relación

$$TV^{\gamma-1} = \text{constante},$$

Donde T es la temperatura absoluta, V es el volumen, y γ la relación de los calores específicos a presión y a volumen constante. Como γ es mayor que la unidad para una mezcla de aire y vapor de agua, el enfriamiento es más que suficiente para compensar el aumento de volumen, con lo que el aire queda sobresaturado de vapor de agua. Al ingresar a la cámara un rayo ionizante, cada uno de los iones formados constituye el núcleo de condensación de una gotita de agua con lo que la trayectoria del rayo aparece como una fina traza de niebla.

La figura 1-15 muestra un esquema bastante simplificado de una cámara de niebla. Está constituida por un cilindro de vidrio C cerrado en un extremo por una ventana de vidrio W y en otro por un pistón metálico P . cuando el pistón se desplaza hacia abajo, el aire se sobresatura y, en presencia de una radiación ionizante, se forman trazas de niebla que pueden iluminarse lateralmente y observarse o fotografiarse a través de la ventana, después

de lo cual pueden eliminarse los iones mediante un campo eléctrico formado entre el pistón y el anillo metálico *R*. se vuelve luego el pistón a sus posición original, y la cámara queda lista para recibir otra ráfaga de radiación.

La cámara de niebla de Wilson permite el estudio del comportamiento de los átomos aislados, fotografiar trayectorias reales de las radiaciones ionizantes y analizar con comodidad las complejas interacciones que pueden darse entre las partículas cargadas y los átomos. Colocando una cámara de niebla entre los polos de un electroimán, se pueden diferenciar las partículas con carga positiva de las negativas; a partir de la curvatura de la trayectoria de la partícula en estas condiciones se determinan el signo de la carga y la magnitud de su cantidad de movimiento.

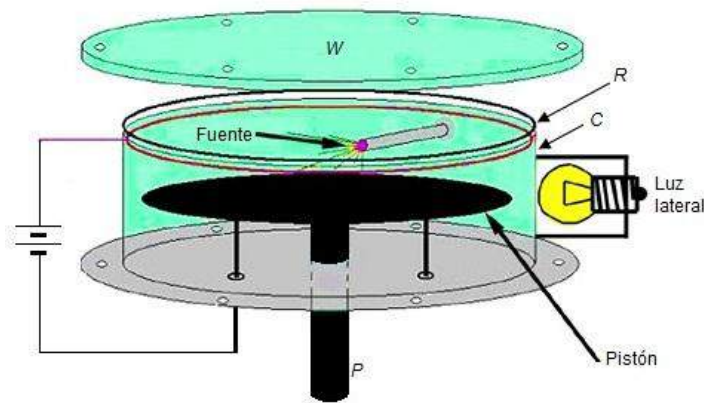


Figura 1-15. Cámara sencilla de niebla por expansión.

Los diferentes tipos de partículas dan lugar a diferentes trazas; las partículas pesadas y lentas, como las α , producen trazas de niebla anchas, densas, rectilíneas y a veces, con una brusca desviación según un ángulo pequeño, especialmente en la parte próxima al final de la trayectoria. Los electrones lentos originan trazas de niebla estrechas y tortuosas, mientras que las partículas rápidas, tanto ligeras como pesadas, producen trazas estrechas y rectilíneas con rugosidades laterales.

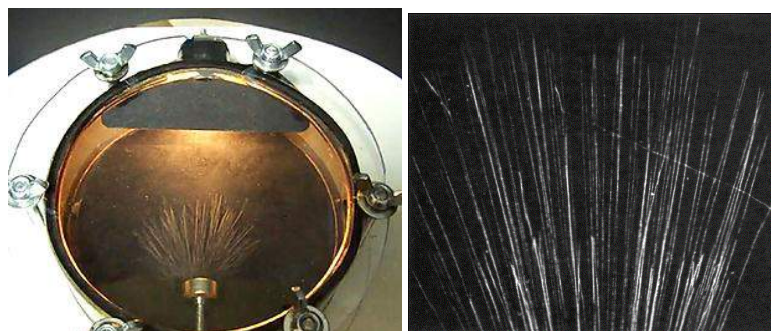


Figura 1-16. Trayectorias de las partículas α en el aire. En la fotografía izquierda pueden verse las trayectorias de las partículas desde que salen de la fuente radiactiva en la cámara de niebla. En la fotografía derecha se muestra una ampliación de dichas trayectorias.

1-10. Dispersión de partículas α .

1-10-1. El átomo de Thomson.

Hacia el año 1904 existía mucha evidencia experimental de que los átomos contienen electrones. Dichos experimentos proporcionan una estimación de Z , que es el número de electrones en un átomo y que aproximadamente es igual a $A/2$ donde A es el peso atómico químico del átomo que se trate. Puesto que normalmente los átomos son neutros, deberán contener carga positiva igual en magnitud a la carga negativa que proporcionan sus electrones. De esta manera, un átomo neutro tiene una carga negativa $-Ze$, donde $-e$ es la carga del electrón, y una carga positiva de la misma magnitud ($+Ze$). El que la masa de un electrón sea muy pequeña, aun comparada con la masa del átomo más ligero, implica que la mayor parte de la masa del átomo deberá estar asociada con la carga positiva.

J.J. Thomson propuso una descripción tentativa o *modelo* de un átomo, y la distribución de las cargas dentro del mismo, según el cual los electrones cargados negativamente estaban localizados dentro de una distribución continua de carga positiva. Se suponía que la distribución de carga positiva era de forma esférica con un radio cuyo orden de magnitud era de 10^{-8} cm que era el radio conocido para un átomo. Debido a su repulsión mutua, los electrones se deberían distribuir uniformemente en la esfera de carga positiva. La figura 1-17 ilustra este modelo del átomo llamado “pastel de pasas”. En un átomo en su estado de energía más bajo posible, los electrones deberían estar fijos en sus posiciones de equilibrio. En átomos excitados (por ejemplo, átomos en materiales a altas temperaturas), los electrones deberían vibrar alrededor de sus posiciones de equilibrio. Ya que la teoría electromagnética clásica predice que un cuerpo cargado acelerado, tal como un electrón vibrando, emite radiación electromagnética, era posible entender cualitativamente la emisión de dicha radiación por átomos excitados sobre la base del modelo de Thomson. Sin embargo, existía desacuerdo con los espectros observados experimentalmente.

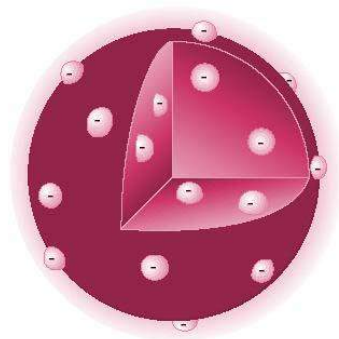


Figura 1- 17. Modelo de Thomson de átomo-esfera de carga positiva con electrones incrustados.

Si un electrón de carga $-e$ en el interior de una región esférica con densidad de carga positiva uniforme ρ (un átomo de hidrogeno de Thomson) posee una energía cinética, su

movimiento será el de un oscilador armónico simple cuyo punto de equilibrio es el centro de la esfera.

Sea a la distancia a la que el electrón se desplaza de la posición de equilibrio donde a es menor que el radio de la esfera. Se conoce que mediante la ley de Gauss es posible calcular la fuerza sobre la carga si se utiliza la ley de coulomb.

$$F = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{4}{3}\pi a^3 \rho \right) \frac{e}{a^2} = -\frac{\rho e a}{3\epsilon_0}$$

Donde $\frac{4}{3}\pi a^3 \rho$ es la carga positiva neta en una esfera de radio a . Por lo tanto se puede escribir $F = -ka$ donde la constante $k = \rho e / 3\epsilon_0$. Si se libera al electrón en el punto a sin velocidad inicial, esta fuerza producirá un movimiento armónico simple a lo largo de un diámetro de la esfera, ya que siempre está dirigida hacia el centro y tiene una intensidad que es proporcional al desplazamiento desde el centro.

Ahora, si se considera que la carga total positiva tiene la magnitud de una carga electrónica (de modo que el átomo no tiene carga neta) y que se encuentra distribuida sobre una esfera de radio $r' = 1,0 \times 10^{-10}$ m, es posible determinar la constante k de la fuerza y la frecuencia del movimiento del electrón.

Se tiene

$$\rho = \frac{e}{\frac{4}{3}\pi r'^3}$$

de modo que

$$k = \frac{\rho e}{3\epsilon_0} = \frac{e}{\frac{4}{3}\pi r'^3} \frac{e}{3\epsilon_0} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r'^3}$$

$$= \frac{9,0 \cdot 10^9 \text{Nm}^2/\text{C}^2 \times (1,6 \cdot 10^{-19} \text{C})^2}{(1,0 \cdot 10^{-10} \text{m})^3} = 2,3 \cdot 10^2 \text{N/m}$$

entonces, la frecuencia del movimiento armónico simple es

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2,3 \cdot 10^2 \text{N/m}}{9,11 \cdot 10^{-31} \text{Kg}}} = 2,5 \cdot 10^{15} \text{Hz}$$

Dado que la radiación emitida por el átomo tendrá la misma frecuencia, que corresponderá a la longitud de onda

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{3,0 \cdot 10^8 \text{m/s}}{2,5 \cdot 10^{15} \text{Hz}} = 1,2 \cdot 10^{-7} \text{m} = 1200 \text{Å}$$

Que se encuentra en la región del espectro electromagnético correspondiente al violeta lejano. Por su puesto que la suposición de un radio diferente de la esfera de carga positiva daría una frecuencia diferente. Pero el hecho de que un átomo de hidrógeno de Thomson tenga solamente una frecuencia de emisión característica está en contraposición con el gran número de frecuencias diferentes que se observan en el espectro del hidrógeno.

1-10-2. Difusión de partículas α por la materia para ángulos pequeños.

En el curso de sus trabajos sobre la deflexión de rayos α en un campo magnético (1906) Rutherford encontró que la presencia de ligeros vestigios de aire en el aparato de vacío afectaba la trayectoria de las partículas. La magnitud de este efecto, en comparación con el similar que pudiera producirse por aplicación de campos externos, puso de manifiesto que el átomo debe ser <<asiento de fuerzas eléctricas muy intensas>>. Con su genial capacidad para extraer la máxima información de los hechos más insignificantes, Rutherford vio en estas deflexiones un posible método de estudio de la estructura detallada del átomo. Tan pronto como dispuso de sistemas cuantitativos de recuento de rayos α , como resultado de sus trabajos con Geiger, inició la investigación de esta estructura, utilizando las partículas α y β como sondas; sus trabajos condujeron al enunciado de la hipótesis nuclear.

Siguiendo las ideas de J.J. Thomson, se suponía que un átomo neutro estaba constituido por un cierto número de electrones negativamente cargados, acompañados por una cantidad análoga de electricidad positiva uniformemente distribuida en una esfera. En la figura 1-18 se muestra un arreglo experimental utilizado por Rutherford y sus colaboradores para estudiar la dispersión de partículas alfa a través de láminas delgadas de varias sustancias.

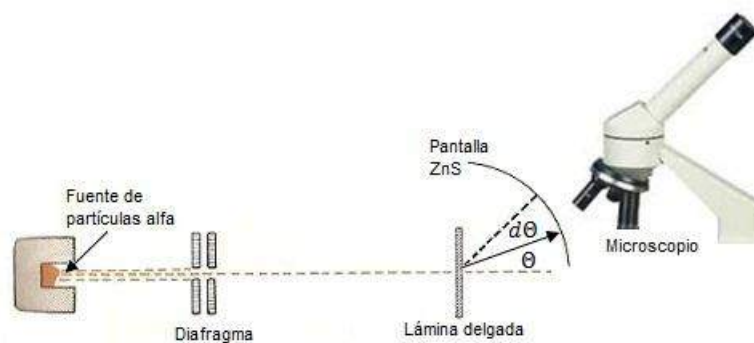


Figura 1-18. Arreglo para un experimento de dispersión de partículas α . La región por la que viajan las partículas α se encuentra al vacío.

La fuente radiactiva emite partículas α que son colimadas mediante un par de diafragmas en un fino haz paralelo, el cual incide sobre una lámina de alguna sustancia usualmente metálica. La lámina es tan delgada que las partículas α pasan completamente a través de ellas perdiendo muy poco de su velocidad. Sin embargo, al atravesar la lámina cada una de las partículas α experimenta muchas deflexiones pequeñas producidas por fuerzas de Coulomb que actúan debido a su carga y a las cargas positivas y negativas de los átomos de

la lámina. Puesto que la deflexión de una partícula α al pasar a través de un solo átomo depende de los detalles de sus trayectoria a través de éste, la deflexión total al pasar a través de la laminilla completa será diferente para las diferentes partículas α en el haz. En consecuencia el haz emergerá de la hoja como un haz divergente y no como un haz paralelo. Se suponía que la difusión de partículas cargadas por la materia es un efecto múltiple, debido a la superposición estadística de los resultados de un gran número de choques con los átomos allí presentes, cada uno de los cuales originaba una deflexión. Tal mecanismo predice que el ángulo de deflexión neto o resultante, producido en el paso de partículas cargadas a través de una lámina delgada, debería aumentar con \sqrt{t} , siendo t el espesor de la lámina en cuestión (figura 1-19a). Esta conclusión resultó confirmada por las experiencias de Crowther (1910) sobre la deflexión de partículas β , en las que, sin embargo, se puso igualmente de manifiesto que algunas partículas β resultaban desviadas bajo ángulos muy elevados (reflexión difusa). En cualquier caso, este hecho no pareció sorprendente dada la pequeña masa de la partícula β .

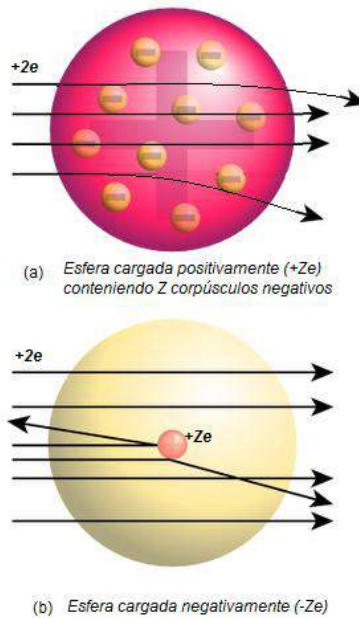


Figura 1-19. (a) La difusión de partículas α por un átomo de Thomson. (b) La difusión de partículas α por un átomo nuclear.

Por aquel mismo tiempo, al estudiar la deflexión de partículas α por una lámina de oro, Geiger encontró que estas resultaban desviadas en gran número por ángulos pequeños, un resultado cuantitativamente consistente con la predicción basada en la teoría del átomo de Thomson. Midiendo el número de partículas α dispersadas en cada intervalo angular entre θ y $\theta + d\theta$ es posible tener una medida cuantitativa de su divergencia. El número de destellos producidos por las partículas α al golpear sobre la pantalla de ZnS son contados en un intervalo de tiempo como función de la posición angular del observador.

Si se denota con N al número de átomos que deflektan a una partícula α en su paso a través de la lámina, con θ el ángulo de deflexión al pasar a través de un átomo y con Θ la deflexión total al pasar a través de todos los átomos en su trayectoria por el interior de la lámina, se puede demostrar mediante la teoría estadística que

$$(\overline{\Theta^2})^{1/2} = \sqrt{N} (\overline{\theta^2})^{1/2} \quad (20)$$

donde $(\overline{\Theta^2})^{1/2}$ es la raíz media cuadrática de la deflexión total o del ángulo de dispersión y $(\overline{\theta^2})^{1/2}$ es la raíz media cuadrática del ángulo de dispersión en una deflexión por un solo átomo. El factor \sqrt{N} proviene de la aleatoriedad de la deflexión; si todas las deflexiones fueran en la misma dirección, se debería obtener N en lugar de \sqrt{N} . De manera más general, la teoría estadística predice para las partículas α dispersadas la distribución angular siguiente

$$N(\Theta)d\Theta = \frac{2I\Theta}{\Theta^2} e^{-\Theta^2/\overline{\theta^2}} d\Theta \quad (21)$$

donde $N(\Theta)d\Theta$ es el número de partículas α dispersadas dentro del intervalo angular de Θ a $\Theta + d\Theta$, e I es el número de partículas α que pasan por la lámina. Debido a que los electrones tienen una masa muy pequeña comparada con la de la partícula α son capaces de producir solamente una deflexión muy pequeña a éstas. El átomo de Thomson no es capaz de proporcionar una repulsión debido a la fuerza de Coulomb lo suficientemente intensa para producir una deflexión considerable de las partículas α ya que la carga positiva está uniformemente distribuida sobre todo el volumen del átomo de radio $r' = 10^{-10}$ m. En efecto, usando el modelo de Thomson se encuentra que la deflexión causada por un átomo es $\theta < 10^{-4}$ rad. Este resultado, (20) y (21) constituyen las predicciones que sobre la dispersión de partículas alfa hace el modelo de Thomson, mismas que fueron comprobadas por Rutherford y su grupo.

En un experimento típico (Geiger y Marsden, 1909) las partículas α eran dispersadas por una laminilla de oro de 10^{-6} m de espesor. Se encontró que el promedio del ángulo de dispersión era $(\overline{\Theta^2})^{1/2} \approx 1^\circ \approx 2 \cdot 10^{-2}$ rad. Con estos datos es posible calcular $(\overline{\theta^2})^{1/2}$.

El número de átomos atravesados por la partícula α es aproximadamente igual al espesor de la laminilla dividido entre el diámetro del átomo. Así

$$N = \frac{10^{-6}m}{10^{-10}m} = 10^4$$

De (20) se obtiene que el ángulo de deflexión promedio al atravesar un solo átomo, es

$$(\overline{\theta^2})^{1/2} = \frac{(\overline{\Theta^2})^{1/2}}{\sqrt{N}} \approx \frac{2 \cdot 10^{-2}}{10^2} \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$$

Que concuerda con la estimación hecha mediante el modelo de Thomson $\theta < 10^{-4}$ rad.

1-10-3. *Difusión de partículas α por la materia para ángulos elevados e hipótesis nuclear.*

Rutherford sugirió entonces que Marsden, un estudiante que trabajaba con Geiger, investigara qué sucedía para ángulos de difusión elevados. Basándose en la suposición de que las colisiones tuvieran lugar sobre los electrones existentes en una distribución difusa de carga, se esperaba que el efecto de la difusión fuera muy poco importante, dada la elevada masa de la partícula α . Por el contrario, se observó en esta experiencia que algunas partículas α resultaban difundidas bajo ángulos elevados, incluso superiores a 90° , y aun utilizando láminas de espesores tan pequeños como fuera posible obtener. En palabras del mismo Rutherford, pronunciadas mucho tiempo después de esta observación: <<Fue el suceso más increíble que me ha acaecido en toda mi vida. Fue casi tan increíble como si al disparar un proyectil de 15 pulgadas contra una hoja de papel de seda, el proyectil rebotara en él y volviera contra el autor del disparo>>.

Más del 99% de las partículas α fueron dispersadas a ángulos menores de 3° . Las mediciones en las que se utilizaron 1° para $(\overline{\theta^2})^{1/2}$ concordaron con (21) para $N(\theta)d\theta$ para ángulos θ en este intervalo, pero la distribución angular para las pocas partículas dispersadas a ángulos mayores estaban en flagrante desacuerdo con (21). Por ejemplo, se encontró que la fracción de partículas α dispersadas a ángulos mayores de 90° , $N(\theta > 90^\circ)/I$ fue alrededor de 10^{-4} . ¿Qué es lo que predice (20)?

Se tiene

$$\frac{N(\theta > 90^\circ)}{I} = \frac{\int_{90^\circ}^{180^\circ} N(\theta)d\theta}{I} = e^{-(90)^\circ} = 10^{-3500}$$

un resultado totalmente diferente del valor experimental de 10^{-4} . En general se observó que el número de partículas α dispersadas era mucho mayor que el número de partículas predicho para todos los ángulos de dispersión mayores a unos cuantos grados. La existencia de una probabilidad pequeña pero diferente de cero para la dispersión de partículas a ángulos grandes, no podía explicarse en términos del modelo de Thomson, el cual básicamente incluía ángulos de dispersión pequeños provenientes de muchos átomos.

Este <<suceso increíble>> dominó la mente de Rutherford durante el invierno de 1910-1911. La secuela se relata en una carta de Geiger a Chadwick en los siguientes términos: <<Un día, en un estado de excitación obvio, entró en mi despacho y me dijo que ya conocía a qué se parecía el átomo y de qué forma podían interpretarse las elevadas deflexiones. Aquel mismo día inicié una experiencia para comprobar la relación esperada entre el número de partículas y el ángulo de difusión>> La imagen de Rutherford para el átomo consistía simplemente en la hipótesis de que los electrones ocupaban una esfera de dimensiones atómicas (con un radio del orden de 10^{-10} m), aunque su carga resultaba

neutralizada por una carga central positiva localizada en el *núcleo* de tamaño mucho menor (con un radio del orden de 10^{-14} m). Si un átomo contiene Z electrones, la carga nuclear será igual a $+Ze$ y puesto que la masa de los electrones es pequeña comparada con la del átomo, la mayoría de la masa atómica, así como la carga positiva, estará concentrada en el núcleo (figura 1-19b).

1-11. Teoría de Rutherford para la dispersión de las partículas alfa.

En 1911 Rutherford propuso una nueva teoría, fundada en un nuevo modelo atómico, para explicar la dispersión de las partículas α por la materia y así pudo explicar cuantitativamente los resultados experimentales. Rutherford sugirió que la desviación según un ángulo grande de una partícula α podía ser debida a la acción de un solo átomo y no a una dispersión múltiple, sugerencia que estaba de acuerdo con la prueba experimental suministrada por el comportamiento de las partículas α en una cámara de niebla en la que llegan a recorrer distancias considerables en línea recta, sufriendo luego una brusca desviación según un ángulo considerable; ahora bien: para que esta desviación se posible, es necesario suponer la existencia de un campo eléctrico intenso en las proximidades del átomo. Rutherford propuso un modelo atómico simple capaz de suministrar dicho campo; supuso que la carga positiva del átomo estaba concentrada en un núcleo puntiforme, en lugar de distribuirse uniformemente en toda una región del tamaño del átomo, mientras que la carga negativa quedaba distribuida dentro de una esfera de radio parecido al atómico, y en cuyo centro quedaba situado el núcleo positivo.

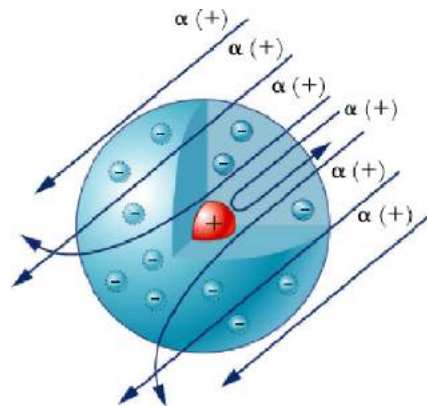


Figura 1-20. Modelo atómico de Rutherford.

Según este modelo, una partícula α puede aproximarse mucho al núcleo antes que la fuerza repulsiva la obligue a desviarse, pero esta fuerza es a veces suficientemente grande como para que la desviación sufrida por la partícula α sea considerable; al mismo tiempo, cuando la partícula alfa esté contigua al núcleo se halla relativamente alejada de las cargas negativas, distribuidas sobre un volumen mucho mayor, pudiéndose despreciar las fuerzas de atracción ejercidas sobre la partícula α por los electrones.

Rutherford supuso, para facilitar cálculos, que la carga nuclear y la de las partículas α son de naturaleza puntiforme y que la dispersión resulta provocada por la fuerza electrostática de repulsión entre el núcleo y la partícula; si la magnitud de la carga de la partícula α es $+2e$ y la del núcleo es $+Ze$, donde Z es un número entero, y si r es la distancia entre las dos cargas, dicha fuerza vale:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{r^2} \quad (22)$$

Considerando que el núcleo es lo suficientemente pesado para que permanezca en reposo durante el proceso de dispersión, el cálculo de la trayectoria de la partícula α se reduce a un problema elemental de mecánica clásica, el del movimiento de una partícula de gran energía en un campo de fuerzas repulsivas inversamente proporcionales al cuadrado de la distancia; la trayectoria descrita es una rama de hipérbola en cuyo foco exterior está situado el núcleo (figura 1-21).

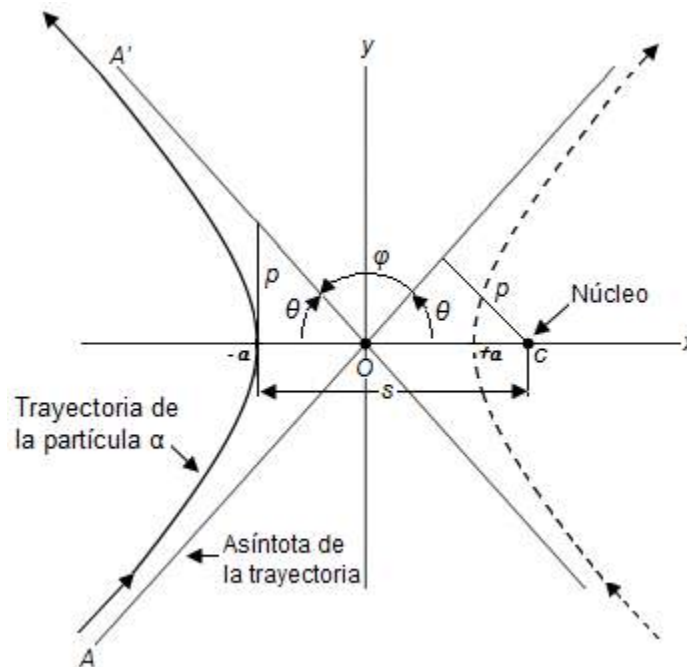


Figura 1-21. Interpretación de la dispersión de una partícula alfa por un núcleo atómico según Rutherford.

Es posible deducir la fórmula que da la desviación a partir de relaciones geométricas y físicas. El establecimiento de ciertas relaciones de tipo geométrico constituye el primer paso en la deducción de la fórmula de Rutherford para la dispersión; en la figura 1-21 se toma como origen del sistema de coordenadas el centro de la hipérbola, una de cuyas ramas es la trayectoria de la partícula α , cuya parte inicial —cuando la partícula está lejos del núcleo— sigue la dirección AO , una de las asíntotas de la hipérbola; la normal desde el núcleo, situado en el foco exterior $x=c$, a la recta OA se denomina *parámetro de impacto* (distancia existente entre la dirección de la partícula incidente, cuando se encuentra muy

alejada del centro de fuerzas, y el centro de fuerzas) y se representa por p . La partícula α , al aproximarse al núcleo, se desvía un cierto ángulo φ y su trayectoria tiende a la asíntota OA' , quedando situado el vértice de la órbita en $x = -a$, mientras el de la segunda rama de la hipérbola queda en $x = a$; la ecuación de la hipérbola es

$$\frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{c^2 - a^2} = 1 \quad (23)$$

donde a es el semieje mayor de la hipérbola; de acuerdo con la figura $p^2 = c^2 - a^2$, por lo que p es el semieje menor; la excentricidad $\epsilon = c/a$, y el ángulo entre el eje de abscisas y la dirección inicial de la partícula α queda representado por θ , en cuyo caso el ángulo de desviación φ vale $\pi - 2\theta$ radianes. Sea s la distancia del núcleo al vértice de la órbita de la partícula α ; su valor viene dado por

$$s = c + a = c \left(1 + \frac{a}{c}\right) = c(1 + \cos\theta)$$

y como $c = p/\text{sen}\theta$,

$$s = \frac{p(1 + \cos\theta)}{\text{sen}\theta} = p \cot \frac{\theta}{2} \quad (24)$$

El paso siguiente consiste en hallar una relación entre el parámetro de impacto p y el ángulo de dispersión φ , lo cual puede conseguirse aplicando las leyes de la conservación de la energía y del momentum angular. De acuerdo con la primera, la suma de las energías cinética y potencial es constante; cuando la partícula α está a una gran distancia del núcleo, su energía potencial, inversamente proporcional a esta distancia, es prácticamente nula; si la velocidad de la partícula α es V a esta distancia, que se supone infinita, su energía total es igual a la energía cinética inicial $MV^2/2$, siendo M la masa de la partícula. Esta energía debe ser igual a la total de la partícula cuando ésta se halla en el vértice de la hipérbola; si en dicho punto la velocidad es V_0 :

$$\frac{1}{2}MV^2 = \frac{1}{2}MV_0^2 + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{s} \quad (25)$$

representando el segundo término del segundo miembro la energía potencial de la partícula α en el vértice de su órbita, sometida al campo eléctrico del núcleo. Si la última ecuación se divide por $\frac{1}{2}(MV^2)$ y si se hace $b = 1/(4\pi\epsilon_0) (4Ze^2)/(MV^2)$, resulta:

$$\frac{V_0^2}{V^2} = 1 - \frac{b}{s} \quad (26a)$$

e introduciendo el valor de s dado por la ecuación (24):

$$\frac{V_0^2}{V^2} = 1 - \frac{b \text{ sen}\theta}{p(1 + \cos\theta)} \quad (26b)$$

De la ley de conservación del momentum angular resulta:

$$MVp = MV_0s \quad (27)$$

o bien

$$\frac{V_0}{V} = \frac{p}{s} = \frac{\text{sen}\theta}{(1 + \text{cos}\theta)}$$

y

$$\frac{V_0^2}{V^2} = \frac{\text{sen}^2\theta}{(1 + \text{cos}\theta)^2} = \frac{1 - \text{cos}\theta}{1 + \text{cos}\theta} \quad (28)$$

Cuando se introduce en la ecuación (26) el valor de V_0^2/V^2 se obtiene:

$$p = \frac{b \tan\theta}{2} \quad (29)$$

y como $\varphi = \pi - 2\theta$,

$$p = \frac{b}{2} \cot \frac{\varphi}{2} \quad (30)$$

que es la expresión buscada para la relación entre el parámetro de impacto y el ángulo de dispersión, donde b se conoce como *diámetro de la colisión* que resulta ser un parámetro conveniente y numéricamente igual a la *distancia de máximo acercamiento* al núcleo en una colisión frontal ($p=0$).

En la figura 1-22 se puede observar que para el caso de la dispersión de una partícula α por un solo núcleo, si el parámetro de impacto está en el intervalo entre p y $p + dp$, el ángulo de dispersión está entre φ y $\varphi + d\varphi$, donde la relación entre p y φ está dada por la ecuación (30). El problema de calcular el número $N(\theta)d\theta$ de partículas α dispersadas en el intervalo angular θ y $\theta + d\theta$ al atravesar la laminilla completa es equivalente al problema de calcular el número de partículas que inciden con un parámetro de impacto entre p y $p + dp$.

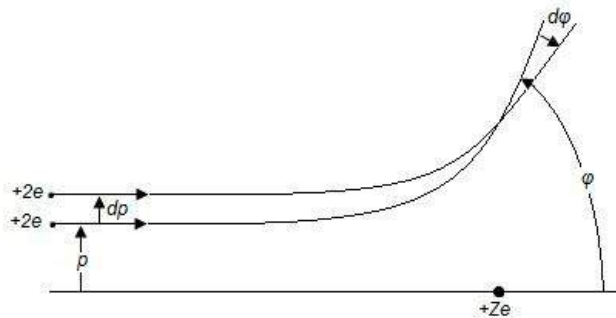


Figura 1-22. Relación entre el parámetro de impacto y el ángulo de dispersión. Al aumentar p (alejarse del núcleo) el ángulo φ decrece (menor ángulo de dispersión).

Consideremos, como se muestra en la figura 1-23, un segmento de la laminilla con área transversal de 1 cm^2 . Alrededor de un eje que pasa por cada núcleo se traza un anillo con radio interno p y radio externo $p + dp$, siendo el área de cada uno de los anillos $2\pi p dp$. El número de estos anillos en este segmento de la hoja es nt , donde n es el número de átomos por unidad de volumen y t el espesor de la laminilla. La probabilidad de que una partícula α pase a través de uno de estos anillos $P(p)dp$, es igual al área total cubierta por los anillos (área de blanco presentada por los núcleos) dividida entre el área total del segmento (área de blanco total). Se supone que la laminilla es lo suficientemente delgada como para ignorar el traslapamiento de los anillos correspondientes a los diferentes núcleos.

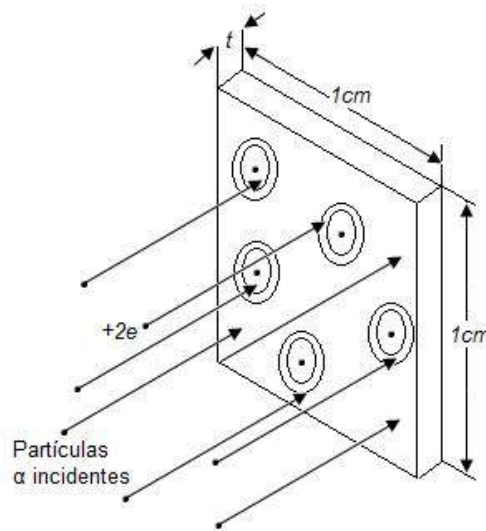


Figura 1-23. Haz de partículas alfa que inciden sobre una laminilla de 1 cm^2 de área y espesor t .

El proceso involucra *dispersión simple* y la probabilidad de dispersión por más de un núcleo se considera muy pequeña. Por lo tanto

$$P(p)dp = nt2\pi p dp$$

pero de (30) se tiene que $p = \frac{b}{2} \cot \frac{\varphi}{2}$ así que

$$dp = -\frac{b}{4} \frac{d\varphi}{\text{sen}^2(\varphi/2)}$$

y

$$p dp = -\frac{b^2}{8} \frac{\cos(\varphi/2)d\varphi}{\text{sen}^3(\varphi/2)} = -\frac{b^2}{16} \frac{\text{sen}\varphi d\varphi}{\text{sen}^4(\varphi/2)}$$

entonces

$$P(p)dp = -\frac{\pi}{8}ntb^2 \operatorname{sen}\varphi \frac{d\varphi}{\operatorname{sen}^4\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

pero $-P(p)dp$ es igual a la probabilidad de que las partículas incidentes sean dispersadas en un intervalo angular entre φ y $\varphi + d\varphi$. El signo menos proviene del hecho de que en un decremento en p , es decir, $-dp$, corresponde a un incremento en φ es decir, $+d\varphi$. Utilizando la notación anterior, I para el número de partículas α incidentes sobre la laminilla y Θ para el ángulo de dispersión al pasar a través de la laminilla completa:

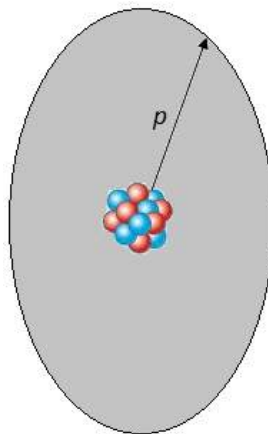
$$\frac{N(\Theta)d\Theta}{I} = -P(p)dp = \frac{\pi}{8}ntb^2 \frac{\operatorname{sen}\Theta d\Theta}{\operatorname{sen}^4(\Theta/2)} \quad (31)$$

Si se comparan los resultados (31) del modelo de Rutherford con los del modelo de Thomson (21) se observa que no obstante que en ambos el factor de angular decrece rápidamente al crecer el ángulo, el crecimiento es bastante más lento para las predicciones de Rutherford. Las dispersiones a ángulos grandes son mucho más probables en una dispersión simple por un átomo con núcleo que en dispersiones múltiples a ángulos pequeños por un átomo de “pastel de pasas”.

1-11-1. Sección transversal diferencial y fórmula de dispersión de Rutherford.

Todas las partículas α que se aproximan al núcleo con un parámetro de impacto menor o igual a p serán dispersadas a través de un ángulo mayor o igual a φ respectivamente. El área alrededor de cada núcleo en la figura 1-24 con un radio igual al parámetro de impacto p es llamada *sección transversal integral o eficaz total*. La sección transversal se mide a menudo en términos de una unidad llamada *barn*, donde $1\text{barn} = 1 \times 10^{-28} \text{m}^2$. Esta área es

$$\sigma = \pi p^2 = \frac{\pi}{4} b^2 \cot^2 \frac{\varphi}{2} \quad (32)$$



La sección transversal para el núcleo es $\sigma = \pi p^2$

Figura 1-24. Sección transversal o eficaz para el proceso de dispersión en un solo núcleo.

No hay forma de comprobar la ecuación (30) contra los resultados experimentales, porque es imposible medir directamente el parámetro de impacto p . En un experimento real, lo que se mide es el número de partículas dN con ángulos de dispersión entre φ y $\varphi + d\varphi$ o dentro del ángulo sólido $d\Omega = dS/r^2$. La figura 1-25 muestra que $dS = 2\pi r^2 \text{sen}\varphi d\varphi$ es el área de la pantalla sobre la que chocan las partículas α . Por lo tanto, el ángulo sólido (intervalo angular bidimensional, se mide numéricamente por el área cubierta por el intervalo angular sobre una esfera de radio r con centro en el lugar en el que ocurre la dispersión) en el cual quedan encerradas estas dN partículas es $d\Omega = 2\pi \text{sen}\varphi d\varphi$.

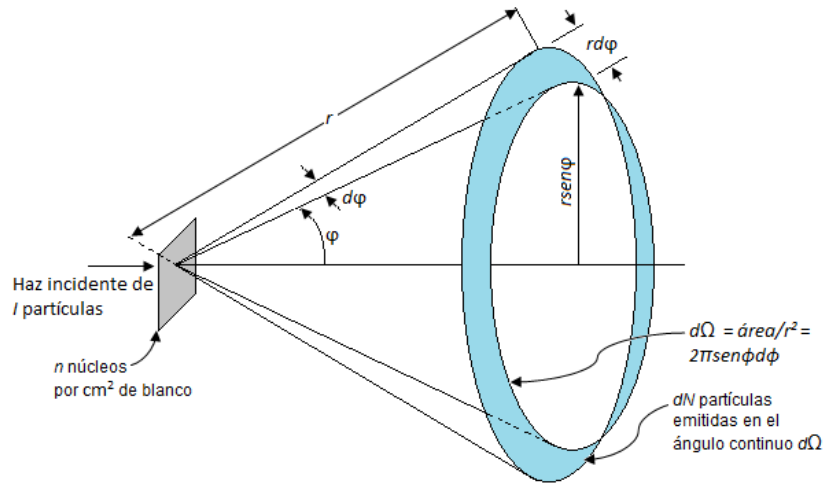


Figura 1-25. Área de la pantalla golpeada por aquellas partículas α con ángulos de dispersión entre φ y $\varphi + d\varphi$.

La fórmula de dispersión de Rutherford por lo general se expresa en términos de una *sección transversal diferencial* $|d\sigma/d\Omega|$. Esta cantidad se define de manera que el número dN de partículas dispersadas dentro de un ángulo sólido $d\Omega$ al ángulo de dispersión θ es

$$dN = ntI \left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right| d\Omega$$

Si I partículas α inciden sobre una laminilla blanco que contiene n núcleos por cm^3 y de espesor t . Reescribiendo la ecuación (31) queda:

$$N(\theta)d\theta = ntI \frac{1}{16} \frac{b^2}{\text{sen}^4(\theta/2)} 2\pi \text{sen}\theta d\theta \quad (33)$$

Si tomamos en consideración tan sólo aquellas difusiones u otros procesos que sean observados en un ángulo sólido elemental $d\Omega$, para un cierto ángulo θ de difusión, es posible demostrar que la *sección eficaz elemental o diferencial de Rutherford* $\sigma(\theta)$ es

$$\sigma(\theta) = \left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right| = \frac{1}{16} \frac{b^2}{\text{sen}^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} = \left(\frac{2Ze^2}{8\pi\epsilon_0 MV^2} \right)^2 \text{csc}^4\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (34)$$

que representa el área de la colisión asociada con dicho tipo específico de proceso, para cada centro. Si el fenómeno en cuestión es independiente del ángulo acimutal respecto a la dirección del haz incidente, se tiene, de acuerdo a la notación utilizada en (33)

$$d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$$

y por lo tanto

$$d\sigma = 2\pi \sin\theta \sigma(\theta) d\theta$$

Por integración de esta ecuación se obtiene la siguiente expresión de la sección eficaz total

$$\sigma = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\theta) \sin\theta d\theta \quad (35)$$

La magnitud $\sigma(\theta)$ da la *distribución angular* de los sucesos considerados. Esta magnitud se suele denominar sencillamente sección eficaz elemental, aunque estrictamente es una sección eficaz elemental por unidad de ángulo sólido y se mide en m^2 (átomo o núcleo)⁻¹ estereoradian⁻¹.

Utilizando $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ en (33) y escribiendo $N(\theta)d\theta$ como dN , se obtiene

$$dN = ntl \frac{1}{16} \frac{b^2}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} d\Omega \quad (36a)$$

entonces,

$$\frac{dN}{d\Omega} = ntl \frac{1}{16} \frac{b^2}{\sin^4(\theta/2)}$$

como $d\Omega = dS/r^2$

$$\frac{dN}{dS} = \frac{ntl b^2}{16r^2 \sin^4(\theta/2)} = \left(\frac{Ze^2}{\pi\epsilon_0 MV^2} \right)^2 \frac{ntl}{16r^2 \sin^4(\theta/2)} \quad (36b)$$

que es el número de partículas α por unidad de área que golpean la pantalla dentro de un anillo de área $dS = 2\pi r^2 \sin\theta d\theta$. La ecuación (36) conocida como la *formula de dispersión de Rutherford*, fue verificada experimentalmente, y por esto debe acreditarse a Rutherford como el descubridor de núcleo.

El número de núcleos por unidad de volumen puede calcularse de

$$n = \frac{\rho N_0}{M} \quad (37)$$

donde ρ es la densidad del material de la lámina, N_0 es el número de Avogadro y M es el peso atómico.

De acuerdo con la teoría de Rutherford, el número de partículas alfa que incide sobre la unidad de superficie de pantalla de sulfuro de cinc a la distancia r del centro dispersor, debe ser proporcional a:

1. $csc^4(\Theta/2)$, siendo Θ el ángulo de dispersión.
2. t , espesor del material dispersor.
3. $1/(MV^2)^2$, recíproco del cuadrado de la energía inicial de la partícula α .
4. $(Ze)^2$, cuadrado de la carga nuclear positiva.

1-11-2. Comprobación experimental de la teoría de Rutherford.

En 1913 Geiger y Marsden comprobaron punto por punto la teoría nuclear establecida por Rutherford para la dispersión de las partículas α . A continuación se comenta la dependencia de dicha dispersión respecto a los cuatro términos indicados anteriormente.

1. Dependencia del ángulo de dispersión

Se estudio el efecto producido al variar el ángulo de desviación Θ . En la figura 1-26, R representa una sustancia emisora de partículas α , F es una lámina muy delgada de material dispersor y S es una pantalla de sulfuro de cinc fijada rígidamente a un microscopio M . La fuente radiactiva y la lámina dispersora se mantienen fijas, mientras que el microscopio con la pantalla, pueden desplazarse angularmente para variar el ángulo de observación, manteniéndose la estanqueidad del recinto. Todo el aparato se encierra en una caja metálica en la que se puede hacerse vacío. Contando el número de destellos producidos se obtiene el número de partículas α incidentes sobre la unidad de superficie de la pantalla en un tiempo dado. Durante el experimento se hace variar el ángulo y se mantienen constantes todas las demás variables de la ecuación (36b). El número de destellos contado, N , es proporcional a $dN/d\Omega$ a $csc^4(\Theta/2)$; por tanto, la relación $N/csc^4(\Theta/2)$ debe ser constante para un dispersor dado en las condiciones del experimento.

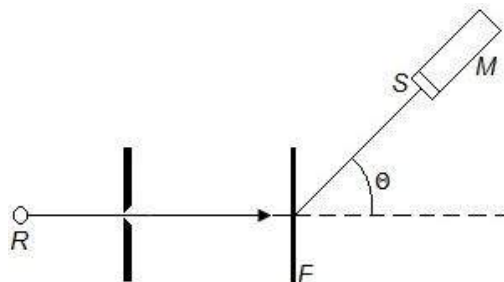


Figura 1- 26. Esquema del aparato utilizado por Geiger y Marsden para comprobar la dependencia angular de la dispersión de partículas alfa.

En la tabla 1-1 se recogen los resultados de dos series de experimentos, una con una lámina de plata como dispersor y la otra con una de oro. Se observa en la tabla que la variación de la relación $N/csc^4(\Theta/2)$, para ambas láminas dispersoras, es muy pequeña comparada con

la de $csc^4(\theta/2)$ para ángulos comprendidos entre $\theta = 15^\circ$ y $\theta = 150^\circ$. Para ángulos menores resulto conveniente reducir el número de destellos contado, manteniéndose el valor de la relación prácticamente constante entre $\theta = 5^\circ$ y $\theta = 30^\circ$.

Los resultados obtenidos para los ángulos menores pueden compararse con los de ángulos mayores teniendo en cuenta que, en el caso del oro, el número de destellos se redujo a 2500, resultando que el valor de la relación varía poco en todo el intervalo de valores de θ , mientras que $csc^4(\theta/2)$ sufre un incremento aproximadamente igual a 250000. Las pequeñas desviaciones de dicha relación con respecto a un valor constante se consideraron comprendidas dentro de los límites del error experimental, deduciéndose que la teoría predice la dependencia correcta de la dispersión con respecto al ángulo de desviación.

Tabla 1-1*. Dependencia entre la dispersión de las partículas α y el ángulo de dispersión.

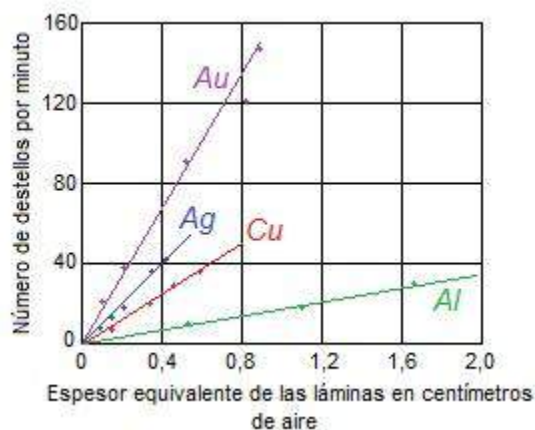
I	II	III	IV	V	VI
Ángulo de dispersión θ	$csc^4(\theta/2)$	Plata		Oro	
		Número de destellos N	$N/csc^4(\theta/2)$	Número de destellos N	$N/csc^4(\theta/2)$
150°	1,15	22,2	19,3	33,1	28,8
135	1,38	27,4	19,8	43,0	31,2
120	1,79	33,0	18,4	51,9	29,0
105	2,53	47,3	18,7	69,5	27,5
75	7,25	136	18,8	211	29,1
60	16,0	320	20,0	477	29,8
45	46,6	989	21,2	1435	30,8
37,5	93,7	1760	18,8	3300	35,3
30	223	5260	23,6	7800	35,0
22,5	690	20300	29,4	27300	39,6
15	3445	105400	30,6	132000	38,4
30	223	5,3	0,024	3,1	0,014
22,5	690	16,6	0,024	8,4	0,012
15	3445	93,0	0,027	48,2	0,014
10	17330	508	0,029	200	0,012
7,5	54650	1710	0,031	607	0,011
5	276300	3320	0,012

* Según Geiger y Marsden⁵.

2. Dependencia de la dispersión respecto al espesor del material dispersor

Fijando el ángulo de dispersión y utilizando láminas de espesores diferentes y de materiales distintos, se comprobó la dependencia de la dispersión respecto al espesor del material dispersor. En la grafica 3 se recogen los resultados de diversos experimentos, representando en ordenadas el número de partículas dispersadas por minuto según un ángulo de 25° y en abscisas el espesor t de dispersor, expresado en función de la longitud equivalente del recorrido en el aire, es decir, del espesor de aire que produce una pérdida de energía en las partículas α igual a la experimentada en el espesor de material estudiado. Las líneas rectas indican que, para cada elemento, el número de partículas α disperso según un ángulo dado

por unidad de tiempo es directamente proporcional al espesor de la lámina, de acuerdo con la teoría.



Grafica 3. Variación de la dispersión de las partículas alfa con el espesor del material dispersor. Según Geiger y Marsden⁵.

3. Dependencia de la dispersión respecto a la energía o la velocidad inicial de las partículas α

En una serie de experimentos, Geiger y Marsden modificaron la velocidad de las partículas α producidas por un emisor dado colocando láminas de mica entre la fuente y la lámina dispersora, pues, según la fórmula de Rutherford el número de partículas α dispersadas a un ángulo debe ser inversamente proporcional al cuadrado de la energía cinética o a la cuarta potencia de su velocidad; la velocidad de las partículas disminuye al aumentar el espesor de las láminas de mica, determinándose dicha velocidad a partir del camino recorrido en el aire, camino que se denomina *alcance* de las partículas α . El alcance R y la velocidad están relacionados por la fórmula empírica

$$\dot{R} = aV^3 \quad (38)$$

Donde a es una constante conocida; una vez calculada mediante esta fórmula la velocidad de las partículas después de atravesar un espesor dado de mica, se determina la dispersión según un ángulo dado fijo, contando el número N de destellos. El producto NV^4 debe ser constante al variar V , como se comprueba en la tabla 1-2, donde se recogen los resultados de un experimento típico; en esta tabla se demuestra que la dispersión varía en proporción inversa a la cuarta potencia de la velocidad, según predice la teoría de Rutherford.

Tabla 1-2*: Variación de la dispersión de las partículas alfa con su velocidad.

Número de láminas de mica	Alcance de las partículas α (cm)	Valores relativos de $1/V^4$	Número N de destellos por minuto	NV^4
0	5,5	1,0	24,7	25
1	4,76	1,21	29,0	24
2	4,05	1,50	33,4	22
3	3,32	1,91	44	23
4	2,51	2,84	81	28
5	1,84	4,32	101	23
6	1,04	9,22	255	28

* Según Geiger y Marsden⁵.

4. Dependencia de la dispersión respecto a la carga nuclear

La carga nuclear no puede conocerse por medida directa, por lo que no cabe hacer en este caso una comparación directa entre la teoría y la experiencia. Sin embargo, según pone de manifiesto la ecuación (36), puede hallarse el valor de Z contando el número de partículas α del haz incidente en la lámina dispersora y el número de las mismas en el haz dispersado bajo condiciones geométricas conocidas; también es posible adquirir cierta idea del valor de Z a partir de los experimentos hechos con distintos materiales dispersores. Mediante estos dos tipos de experiencias se pudo establecer que, para elementos más pesados que el aluminio, la carga positiva del núcleo valía aproximadamente $\frac{1}{2}(Ae)$; es decir, $Z \approx A/2$, siendo A el peso atómico y e la carga electrónica; sin embargo, la precisión experimental no era suficiente para permitir determinaciones de confianza de la carga nuclear. En realidad, hasta 1920 no se pudo determinar con buena precisión el valor de la carga nuclear Z , lográndolo entonces Chadwick con la aplicación de técnicas de dispersión más refinadas; los valores que obtuvo para el platino, la plata y el cobre son:

$$\text{Cobre: } Z = 29,3 \pm 0,5$$

$$\text{Plata: } Z = 46,3 \pm 0,7$$

$$\text{Platino: } Z = 77,4 \pm 1$$

Sin embargo, estos resultados no son lo suficientemente precisos para poder atribuir a Z valores enteros, aunque, como se verá en un capítulo posterior, presentan buena concordancia con los valores 29, 47 y 78, respectivamente, obtenidos por un método totalmente independiente. En consecuencia, las cuatro comprobaciones de la teoría de Rutherford para la dispersión no hacen más que confirmarla, y constituyen el primero y quizá el más importante testimonio experimental en apoyo del modelo nuclear del átomo.

1-12. Algunas características del núcleo.

El concepto del núcleo con lo que se ha dicho hasta ahora aun resulta vago; se ha descrito como *diminuto o muy pequeño* y se le ha considerado matemáticamente como un punto; pero, al mismo tiempo, se le atribuye toda la masa del átomo; es necesario, pues, información cuantitativa acerca de su tamaño.

Para cualquier órbita hiperbólica la distancia de aproximación máxima es s , la del vértice de la hipérbola al núcleo, dada por la ecuación (24); el mínimo valor que s puede tener corresponde al de una colisión frontal, con desviación de 180° de la partícula α , cuya velocidad en el punto de inversión es nula; de la ecuación (26a) se deduce que para V_0 sea nula, s tiene que ser igual a b . Por consiguiente, la cantidad b definida por

$$b = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4Ze^2}{MV^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{K_\alpha} \quad (39)$$

donde K_α es la energía cinética de la partícula α , da la distancia mínima a un núcleo de carga Z a que puede llegar una partícula α de velocidad V ; su magnitud se determina calculándola para un caso típico (ver ejemplo 2).

La deducción de la formula de Rutherford supone que la ley de fuerza que rige el proceso es exactamente de tipo coulombiano para distancias de aproximación menores que el diámetro de la colisión b . Si ello no es así, se presentarán diferencias respecto a la distribución angular y dependencia con la energía que predice la ecuación (36). Cabe esperar que, si una partícula α llega a una distancia menor del núcleo, dejar de cumplirse la proporcionalidad respecto a $1/r^2$; las fuerzas entre la partícula alfa y el núcleo empezaran a variar muy rápidamente con la distancia, y la dispersión de las partículas diferirá mucho de los previsto por la teoría.

De la ecuación (39) se deduce que la distancia de aproximación máxima para una partícula α de energía dada es proporcional a la carga nuclear Z . Admitiendo que Z es aproximadamente proporcional al peso atómico, las partículas α podrán llegar a distancias inferiores a 10^{-14} m de los núcleos ligeros, poniéndose así de manifiesto las desviaciones de la ley de Coulomb. Mediante estudios teóricos y experimentales se ha demostrado la existencia de dichas desviaciones; en el caso del aluminio, por debajo de 6 a 8×10^{-13} cm deja de cumplirse la ley mencionada, obteniéndose resultados análogos para otros elementos ligeros y demostrándose que a distancias muy próximas al núcleo, la repulsión es inferior a la calculada si se considera únicamente el campo coulombiano de fuerzas, lo que indica la existencia de fuerzas específicamente nucleares de naturaleza no eléctrica.

➤ **Ejemplo: El núcleo de oro**

(a) La energía cinética de las partículas α en el experimento de Geiger y Marsden era $K_\alpha = 7,68\text{MeV}$. Calcular la distancia b de máximo acercamiento a un núcleo de oro ($Z=79$).

Solución: A la distancia de máximo acercamiento, la K_α de la partícula alfa se transforma en la energía del sistema. Por lo tanto a partir de la ecuación (39)

$$b = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{K_\alpha}$$

$$= \frac{2 \times 79 \times (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4\pi\epsilon_0 \times 7,68\text{MeV}(1,6 \cdot 10^{-13}\text{J/MeV})}$$

$$= 2,96 \cdot 10^{-14}\text{m}$$

El radio de un núcleo de oro debe tener una magnitud del orden de 10^{-14} m o menor, lo que viene siendo cerca de 10^4 veces menor que el radio del átomo.

(b) Continuando con el experimento de Geiger y Marsden y considerando que el material de la hoja es oro, calcular el parámetro de impacto necesario para producir ángulos $\Theta \geq 90^\circ$. **Solución:** cuando se usan el valor de b anterior y $\Theta = 90^\circ$, la ecuación (30) da

$$p = \frac{b}{2} \cot \frac{\Theta}{2} = \frac{2,96 \cdot 10^{-14}}{2} \cot \frac{90}{2}$$

$$= 1,48 \cdot 10^{-14}\text{m}$$

(c) ¿Cuales son las secciones transversales integral y diferencial correspondientes en este caso? **Solución:** de la ecuación (32), la sección transversal integral es

$$\sigma = \pi p^2 = \pi(1,48 \cdot 10^{-14})^2$$

$$= 6,87 \cdot 10^{-28}\text{m}^2 = 6,87 \text{ barns}$$

De la ecuación (34), la sección transversal diferencial es

$$\sigma(\Theta) = \frac{1}{16} \frac{b^2}{\text{sen}^4\left(\frac{\Theta}{2}\right)} = \frac{1}{16} \frac{(2,96 \cdot 10^{-14})^2}{\text{sen}^4\left(\frac{90}{2}\right)}$$

$$= 2,19 \cdot 10^{-28}\text{m}^2$$

(d) ¿Qué fracción de partículas alfa es desviada un ángulo de 90° o mayor si el espesor de la lámina de oro es $t = 6,00 \times 10^{-7}\text{m}$? **Solución:** para el oro ($\rho = 1,93 \times 10^4 \text{Kg/m}^3$, $M = 197 \text{kg/Kg-mol}$), a partir de la ecuación (37) el número de núcleos por unidad de volumen es

$$n = \frac{\rho N_0}{M} = 5,91 \cdot 10^{28} \text{ átomos/cm}^3$$

Ahora de la ecuación (31)

$$\frac{N(\Theta)d\Theta}{I} = \frac{\pi}{8} n t b^2 \frac{\text{sen}\Theta d\Theta}{\text{sen}^4(\Theta/2)} = \frac{n t \sigma}{4\pi} = \frac{(5,91 \cdot 10^{28})(6,00 \cdot 10^{-7})(6,87 \cdot 10^{-28})}{4\pi}$$

$$= 1,94 \cdot 10^{-6}$$

Lo que significa que aproximadamente sólo dos de cada 1000000 partículas α experimentan desviaciones iguales o superiores a 90° . La conclusión es que la lámina de oro de este espesor es relativamente transparente a las partículas α .

1-13. Anexo.

Results of Thomson's experiments on electric and magnetic deflection of cathode rays.

Gas in cathode-ray tube	Material of cathode	Electric field (N/C)	Electric deflection (m)	Magnetic field (N/amp-m)	Magnetic deflection (m)	Deduced velocity of ray particles (m/sec)	Deduced ratio of particle mass to charge (kg/C)
Air	Aluminum	1.5×10^4	0.08	5.5×10^{-4}	0.08	2.7×10^7	1.4×10^{-11}
Air	Aluminum	1.5×10^4	0.095	5.4×10^{-4}	0.095	2.8×10^7	1.1×10^{-11}
Air	Aluminum	1.5×10^4	0.13	6.6×10^{-4}	0.13	2.2×10^7	1.2×10^{-11}
Hydrogen	Aluminum	1.5×10^4	0.09	6.3×10^{-4}	0.09	2.4×10^7	1.6×10^{-11}
Carbon dioxide	Aluminum	1.5×10^4	0.11	6.9×10^{-4}	0.11	2.2×10^7	1.6×10^{-11}
Air	Platinum	1.8×10^4	0.06	5.0×10^{-4}	0.06	3.6×10^7	1.3×10^{-11}
Air	Platinum	1.0×10^4	0.07	3.6×10^{-4}	0.07	2.8×10^7	1.0×10^{-11}

Figura 1- 27. Resultados de J.J. Thomson en sus experimentos de deflexión de rayos catódicos bajo la acción de campos eléctricos y magnéticos. Según Weinberg⁶.

1-14. Referencias.

1. I. KAPLAN, FÍSICA NUCLEAR. Segunda edición, AGUILAR, S.A. DE EDICIONES, España 1962.
2. W.E. BURCHAM F.R.S., FÍSICA NUCLEAR. Primera edición, EDITORIAL REVERTÉ, S.A. España 1974.
3. EISBERG, R., y RESNICK, R.: Física Cuántica: átomos, moléculas, sólidos, núcleos y partículas. Segunda edición, EDITORIAL LIMUSA, S.A. de C.V. México D.F. 2002.
4. ACOSTA, V., COWAN, C., y GRAHAM B.J.: Curso de Física Moderna. Edición en español, OXFORD UNIVERSITY PRESS, México D.F.
5. GEIGER, H., y MARSDEN, E.: <<The Laws of Deflection of α -Particles through Large Angles>>, *Phil. Mag.*, 25, 604 (1913).
6. WEINBERG, S.: <<THE DISCOVERY OF SUBATOMIC PARTICLES>>, Scientific American Library, New York, E.E.U.U. 1983.

7. L. LANDAU, y E. LIFSHITZ: FÍSICA TEÓRICA, Libro 1: MECÁNICA Y ELECTRODINÁMICA. Tercera edición, EDITORIAL MIR. Moscú 1982.
8. R. P. FEYNMAN, y R. B. LEIGHTON: FÍSICA, Volumen 2: Electromagnetismo y materia. Primera edición, ADDISON WESLEY LONGMAN de México S. A. de C. V. México D.F. 1998.
9. L. ELSGOLTZ, Ecuaciones diferenciales y cálculo variacional. Segunda edición, EDITORIAL MIR. Moscú 1969.
10. R. P. FEYNMAN, y R. B. LEIGHTON: FÍSICA, Volumen 1: Mecánica, radiación y calor. Primera edición, ADDISON WESLEY LONGMAN de México S. A. de C. V. México D.F. 1987.
11. H. GOLDSTEIN, MECÁNICA CLÁSICA. Segunda edición, EDITORIAL REVERTÉ, S. A. España 1987.
12. EISBERG, R., y RESNICK, R.: Física Cuántica: átomos, moléculas, sólidos, núcleos y partículas. Segunda edición, EDITORIAL LIMUSA, S.A. de C.V. México D.F. 2002.
13. L. LANDAU, y E. LIFSHITZ: FÍSICA TEÓRICA, Libro 2: MECÁNICA CUÁNTICA. Tercera edición, EDITORIAL MIR. Moscú 1982.

CAPÍTULO II CONCEPTOS BÁSICOS EN FÍSICA NUCLEAR

La física nuclear nace en 1896 con el descubrimiento por Becquerel de la radiactividad natural. El significado de este fenómeno fue quizá bastante oscurecido por el descubrimiento de los rayos X por Röntgen en el año anterior y la demostración de la existencia del electrón por Thomson el año siguiente. Desde luego, no se podía prever en aquel tiempo que las curiosas radiaciones emitidas por el uranio fueran las primeras manifestaciones del núcleo atómico, cuya existencia iba no sólo a coordinar, en un plazo de dos décadas, fenómenos tan diversos como la radiación X y la estructura electrónica de los átomos, sino que también, cincuenta años más tarde, iba a colocar en las manos del hombre la fuente más rica de energía de que posiblemente disponga jamás.

2-1. Las partículas fundamentales, sus interacciones y las leyes de la conservación.

2-1-1. Las partículas fundamentales.

Las partículas fundamentales de la física pueden ser descritas, bastante ingenuamente, como aquellas que no poseen una subestructura evidente. Un núcleo complejo no es una partícula fundamental, dado que está constituido por un conjunto determinado de protones y neutrones. Un neutrón o protón, sin embargo, se considera actualmente como fundamental no sólo debido a que no puede demostrarse su resolución en entidades más elementales, sino también a que está sujeto a ciertas leyes de conservación.

Las partículas elementales más importantes son las siguientes:

- a) El *electrón* y el *protón*, que son partículas cargadas familiares en física atómica.
- b) El *neutrón*, una partícula sin carga que se produce abundantemente en reacciones nucleares, y un constituyente básico de los núcleos complejos.
- c) El *neutrino*, una partícula sin carga y masa en reposo nula implicada en la teoría de la desintegración beta.
- d) El *fotón* o cuanto de radiación, familiar en física atómica y de importancia similar en física nuclear.
- e) Los *mesones* π y μ , partículas cuya masa está comprendida entre la del electrón y la del protón, y que son importantes respectivamente para la teoría de las fuerzas nucleares y la comprensión de ciertos fenómenos de la radiación cósmica.

Cada una de estas partículas, aunque designadas corrientemente por tal nombre, participa en la dualidad general onda-partícula, que es una característica de los fenómenos naturales y se pone de manifiesto en los fenómenos atómicos y subatómicos. Sin embargo, a efectos de clasificación, resulta generalmente más conveniente referirse al aspecto de partícula.

Las principales propiedades de las partículas no extrañas anteriormente enunciadas, se relacionan en la tabla 2-1. Las propiedades de *masa*, *carga*, y *momento angular (espín)* tienen el mismo significado general que resulta familiar para los objetos macroscópicos. Ahora bien, aunque para tales objetos estas propiedades pueden presentar una serie de valores continuos, para las partículas fundamentales las masas poseen ciertos valores discretos y la carga y espín son múltiplos de determinadas unidades fundamentales, la carga del electrón y el cuanto de Planck \hbar , respectivamente. Las *vidas medias* tabuladas se refieren a las partículas en estado libre, en cuyo caso éstas decaen exponencialmente y no desaparecen por ningún tipo de interacción con otros cuerpos. La ley de desintegración es idéntica a la que rige la radiactividad natural, es decir

$$N_t = N_0 e^{-t/\tau}$$

donde N_t es el número de partículas que existen en el tiempo t , N_0 es el número presente en el instante $t = 0$, y τ es la vida media.

Tabla 2-1. Propiedades de algunas partículas fundamentales.

Nombre	Partícula	Antipartícula	Masa en reposo en unidades de masa del electrón	Carga en unidades de carga del electrón	Espín en unidades de \hbar	Vida media (s)	Modo de desintegración
Electrón	e^-	e^+	1	± 1	$1/2$	estable	—
Protón	p	\bar{p}	1836	± 1	$1/2$	estable	—
Neutrón	n	\bar{n}	1839	0	$1/2$	935	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$
Neutrino	ν	$\bar{\nu}$	0	0	$1/2$	estable	—
Fotón	γ	misma	0	0	1	estable	—
Mesón π cargado	π^+	π^-	273	± 1	0	$2,6 \times 10^{-8}$	$\pi^+ \rightarrow \pi^- + \nu$
Mesón π neutro	π^0	misma	264	0	0	10^{-16}	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$
Mesón μ (muón)	μ^-	μ^+	207	± 1	$1/2$	$2,2 \times 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$

La columna 3 de la tabla 2-1 viene encabezada por la palabra <<antipartícula>>. La suposición de que cada partícula tiene una contrapartida de carga opuesta pero idéntica masa en reposo se deduce de la teoría del positrón dada por Dirac y extendida a otras partículas por Pauli y Weisskopf, así como de la clara evidencia experimental existente para casi todos los anticuerpos citados en la tabla 2-1. En el caso del neutrón y similares partículas pesadas y neutras, la distinción partícula-antipartícula descansa en el sentido relativo de los vectores representativos del espín y momento magnético. Para el neutrino, la evidencia es más sutil y será discutido posteriormente; para el fotón y el mesón π neutro no existe tal distinción, y en un sentido formal cada una de estas partículas es su propia conjugada.

De acuerdo con su masa, la clasificación general de las partículas es la siguiente:

- a) *Leptones* (partículas ligeras), son los electrones, los neutrinos y (dado su comportamiento) las partículas conocidas históricamente como mesones μ . Para subrayar su naturaleza leptónica, estas últimas partículas se denominan actualmente *muones*.
- b) *Mesones* (partículas de masa intermedia), con masas comprendidas entre la del electrón (m_e) y la del protón ($1836m_e$). Sin embargo, algunos estados resonantes mesónicos tienen una masa mayor que la de este último.
- c) *Bariones* (partículas pesadas), a su vez subdivididas en:
 - (i) *Nucleones*, el neutrón y el protón
 - (ii) *Hiperones*, partículas de masa mayor que la del neutrón ($1839m_e$) pero que se comportan como si contuvieran sencillamente un nucleón.

2-1-2. *Interacciones entre partículas; las leyes de conservación.*

El efecto de una partícula sobre otra, o su interacción mutua, parece actualmente corresponder a alguno de los cuatro tipos siguientes:

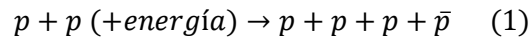
- a) *Interacciones gravitacionales*, que son familiares en física clásica debido al largo alcance de la ley de fuerza inversa al cuadrado.
- b) *Interacciones electromagnéticas*, también familiares en física clásica, e igualmente de largo alcance. Incluyen tanto las fuerzas entre cargas en reposo como en movimiento, así como los efectos de los campos de radiación eléctrico y magnético sobre una distribución de cargas.
- c) *Interacciones débiles*, que describen la producción y comportamiento de los leptones (por ejemplo, en la desintegración β) y los procesos de desintegración de las partículas extrañas.
- d) *Interacciones fuertes*, entre las cuales aparecen las fuerzas específicamente nucleares existentes entre los núcleos, responsables del enlace entre estas partículas para constituir los núcleos complejos.

Las interacciones fuertes y débiles son de corto alcance, comparable con las dimensiones nucleares, y por esta razón no muestra los efectos macroscópicos asociados con las fuerzas de la gravedad y eléctricas.

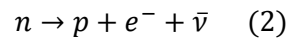
Todas estas interacciones resultan limitadas por determinados principios generales. Ante todo, tenemos las *leyes de conservación* de las magnitudes mecánicas *energía total*, *momento lineal* y *momento angular*. Se sabe que todas estas magnitudes, familiares clásicamente, pueden poseer una serie continua de valores en relación con los problemas macroscópicos. Cuando se hace necesaria la aplicación de la mecánica cuántica, se siguen cumpliendo las leyes de conservación de la energía y momento, aunque los límites que impone el principio de incertidumbre se ponen de manifiesto en ciertas situaciones

concretas. Además, en muchos problemas, tales como los del oscilador armónico simple o el átomo de hidrógeno, la energía y el momento angular adquieren valores *discretos* y se dice que están *cuantizados*, de una forma tal que no presentan analogía alguna con la física clásica. Por otra parte, estas leyes de conservación se pueden relacionar con ciertas propiedades específicas del contexto espacio-tiempo, dentro del cual se llevan a cabo nuestras experiencias.

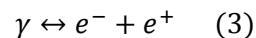
Existen también otras leyes de conservación de tipo aditivo, basadas en la evidencia experimental, y relacionadas con el número de partículas implicadas en un proceso dado y la carga de aquellas. Parece plausible suponer que el número total de nucleones existentes en el universo (contando negativamente las antipartículas) sea una constante, y que la creación de un nuevo protón resulte siempre acompañada por la de un antiprotón, es decir,



De forma análoga, la desintegración de un neutrón no altera el número de nucleones existentes en el universo:

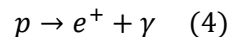


La *ley de conservación de los nucleones*, con ciertas extensiones necesarias para incluir a los hiperones, se considera implícita en la actual descripción de todos los procesos nucleares. Existe igualmente una firme evidencia en relación con el proceso de producción (o aniquilación) conjunta de pares electrón-positrón a partir de (o dando lugar a) radiación, bajo determinadas circunstancias, es decir,



Evidentemente, a la vista de procesos de desintegración tales como el (2), no se cumple la conservación de los electrones exclusivamente, pero si a estas partículas se agregan los muones y neutrinos, ya resulta razonable postular una *ley de conservación de leptones*.

Un argumento aun más fuerte a favor de la conservación de los nucleones lo proporciona la consideración de que, si fueran posibles los procesos del tipo



con una vida media corta a escala cosmológica, el universo que nosotros conocemos estaría desintegrándose. La conservación de partículas se puede deducir también directamente de la conservación de la carga, puesto que se ha puesto de manifiesto con extraordinaria precisión que partículas y antipartículas poseen cargas iguales y opuestas.

2-2. Definiciones específicas y terminología.

Núcleo: término general aplicado a una estructura finita de neutrones y protones y que constituye el centro de fuerza en un átomo.

Nucleido: núcleo específico, con un número dado de protones Z y un número dado de neutrones N .

Isótopo: cada uno de los constituyentes de un grupo de nucleidos, todos los cuales poseen el mismo número de protones Z , pero diferente número másico $A = Z + N$.

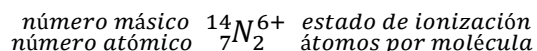
Isótono: cada uno de los constituyentes de un grupo de nucleidos, todos los cuales poseen el mismo número de neutrones N .

Isóbaro: cada uno de los constituyentes de un grupo de nucleidos, todos los cuales poseen el mismo número másico A .

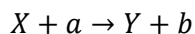
Isómero: nucleido excitado en un estado de vida larga y que se desintegra por emisión beta o gamma.

Resulta adecuado medir los radios nucleares en *femtómetros* ($1\text{fm} = 10^{-15}\text{ m}$) y las superficies nucleares en *barns* ($1\text{barn} = 10^{-28}\text{ m}^2$).

Los símbolos de los *elementos químicos* se escriben de la siguiente forma:



Una *reacción nuclear* de dos cuerpos, en la cual una partícula a bombardea un núcleo X dando lugar a un núcleo residual Y y una partícula b , es decir,



se representará abreviadamente en la forma $X(a, b)Y$.

2-3. Materia y energía.

La teoría de la relatividad de es un hervidero de ideas increíbles. Sin embargo, quizá la más notable conclusión, el resultado que el mismo Einstein consideraba como “el más importante” es que la masa y la energía son convertibles entre sí.

Antes, en los intentos no del todo afortunados de definir la masa, se llega a la conclusión de que un enfoque fructífero sería considerarla como una medida de la resistencia de un cuerpo a la aceleración. Resultados de la relación carga-masa de partículas β , como los obtenidos en las experimentaciones con materiales radiactivos, demostraron que cuando un cuerpo material se mueve, su masa aumenta. En otras palabras, cuanto más rápido se mueva, más resistencia opone a cualquier aumento de la velocidad. Así, cerca de la

velocidad de la luz, c , a la que el objeto puede aproximarse pero nunca alcanzar, incluso la aplicación de una gran fuerza durante mucho tiempo producirá un aumento diminuto del movimiento. La masa del objeto se hará considerablemente mayor, pero su velocidad apenas aumentará. Esto plantea una cuestión interesante. Una fuerza que actúa sobre un objeto realiza trabajo; en efecto, bombea energía al sistema, que, en caso extraño, aquí se manifiesta ante todo como un aumento en la masa.

La fórmula clave, la ecuación masa-energía, es una consecuencia lógica de la relatividad que puede obtenerse rigurosamente de muchas formas a partir de los postulados de la teoría. Si se toma la expresión relativista de la masa y se le aplica la aproximación de baja velocidad, se obtiene una curiosa ecuación:

$$m_M c^2 = m_S c^2 + \frac{m_S v^2}{2}$$

En el segundo término del segundo miembro es fácil reconocer la expresión clásica de la energía cinética, pero los otros dos términos, similares entre sí, son nuevos. No obstante, estos dos términos no eran del todo extraños en su forma a los físicos de 1905. El de la izquierda contiene la masa, m_M , de un objeto que se mueve respecto a un observador *masa en movimiento*. El de la derecha, depende de m_S , la masa de un objeto estacionario, la *masa en reposo*. Sorprendentemente, esta ecuación tiene una interpretación sencilla y al mismo tiempo profunda, que ya ha sido de sobra confirmada por experimentación, es decir,

$$\text{Energía total} = \text{energía en reposo} + \text{energía cinética}$$

En otras palabras, la *masa en movimiento* por c^2 , se considera como la *energía total*, y la *masa en reposo* por c^2 , como la *energía en reposo*. La cantidad constante $c^2 = 9 \times 10^{16} \text{ m}^2/\text{s}^2$ se considera generalmente como un simple factor de conversión matemático. Convierte una cantidad numérica de la masa en una cantidad numérica correspondiente de energía. La física moderna afirma que 9×10^{16} joules equivalen a un kilogramo.

La presencia de c no significa que todo lo que se considere se mueve a esta velocidad o a cualquier otra (al igual que la presencia de g en la ecuación peso-masa no significa que se esté acelerando). La energía total, E , de un objeto es igual a su masa en movimiento, m , multiplicada por la velocidad de la luz al cuadrado:

$$E = mc^2 \quad (5)$$

La conclusión de Einstein fue que masa y energía son equivalentes. Estas dos, en apariencia, diferentes concepciones son en realidad manifestaciones de una misma entidad: la masa-energía. La *masa* es igual a y convertible en y a partir de la *energía*. Ambas fluyen adelante y atrás como si fueran agua que se vierte desde un vaso rotulado con la etiqueta <<energía>> y graduado en joules a otro con la etiqueta <<masa>> y graduado en

kilogramos. Cada unidad de energía, cada joule, vertido en un sistema aumenta la masa en movimiento del mismo en una cantidad igual a

$$\frac{E}{c^2} = \frac{1 \text{ joule}}{(3 \times 10^8 \text{ m/s})^2} = 1,1 \times 10^{-17} \text{ Kg}$$

Einstein, que concibió la ecuación de la masa-energía a partir de consideraciones de la energía electromagnética, generalizó la conclusión a todo tipo de energía. Esta conclusión se ha comprobado y confirmado con toda claridad en numerosos casos con varias formas de energía diferentes, en especial a nivel nuclear.

La masa en reposo de una sola partícula inmóvil puede considerarse como energía congelada, energía en reposo, en virtud de su propia existencia. Más allá de estos, un cuerpo compuesto por varias partículas y que poseen energía interna (térmica, potencial o cualquier otra), cuando se toma como un todo, tiene una masa en reposo adicional debida a esa energía interna. La masa en reposo de un sistema de partículas (como un objeto compuesto por átomos) puede ser mayor que la suma de las masas en reposo de las partículas individuales.

En lugar de dos leyes de conservación separadas, una para la masa en reposo y otra para la energía, existe sólo una ley fundamental que contiene a las anteriores:

La energía total de un sistema aislado permanece siempre constante, aunque cualquier porción puede convertirse de una forma en otra, incluyendo la energía en reposo.

En la expresión (1) se tiene que c^2 es un número muy grande, de manera que la energía almacenada en forma de masa está enormemente concentrada. Un simple gramo de materia equivale a 9×10^{13} J o calor suficiente para elevar 200000000 Kg de agua de 0°C a 100°C . Esto es mucha energía; en comparación, las cantidades normales de energía a que se acostumbra en la vida cotidiana son insignificantes. La explosión de un kilo de TNT libera en seguida unos cinco millones de joules, cantidad en verdad formidable. Sin embargo, representa una pérdida de masa en reposo de sólo unos 6×10^{-11} Kg, demasiado poco para ser detectada en ningún experimento práctico.

2-2-1. confirmación de la ecuación para la masa-energía.

La primera verificación exacta del principio se llevó a cabo en 1932, cuando se dispuso de la técnica apropiada. Si se pudiera bombardear y desintegrar un núcleo de tal forma que toda la masa y energía antes y después pudieran conocerse, entonces una sencilla cuenta resolvería el problema. J. D. Cockcroft y E. T. S. Walton, trabajando en el laboratorio Cavendish de Rutherford, idearon un blanco formado por el más ligero de todos los sólidos a temperatura ordinaria, el metal alcalino litio (${}^7\text{Li}$). Usando un nuevo acelerador de partículas diseñado por ellos, dispararon un haz de protones de baja velocidad, núcleos desnudos de hidrógeno (${}^1\text{H}$), sobre el litio. Del blanco bombardeado salía un haz de

partículas alfa de alta velocidad, núcleos desnudos de helio (${}^4_2\text{He}$). En efecto, un núcleo de litio (tres protones y cuatro neutrones) capturaba un protón entrante, convirtiéndose por un instante en un núcleo muy inestable compuesto por cuatro protones y cuatro neutrones. Este se descomponía de inmediato en dos partículas alfa, despedidas a velocidades tremendas. La energía cinética del protón antes del choque era muchísimo menor y casi despreciable comparada con la energía cinética total de las dos partículas alfa. Las mediciones demostraron que la energía cinética total era de $27,2 \times 10^{-13}$ J. Es más, las masas de los participantes, antes y después, eran también diferentes, ése era el punto clave. En realidad, dos partículas alfa, tenían una masa que es menor en $3,07 \times 10^{-29}$ Kg que la masa combinada de un núcleo de litio más un protón. Esta masa desaparecida debió haberse convertido en la energía cinética de las partículas alfa. Es portentoso, al multiplicar $3,07 \times 10^{-29}$ Kg por c^2 se obtienen $27,6 \times 10^{-13}$ J. Para un experimento de esta complejidad, la concordancia final obtenida entre ambos valores era soberbia, la mejor que podía esperarse confirmando la equivalencia masa-energía: $E = mc^2$.

2-4. Masa nuclear: masa isotópica.

Las masas nucleares pueden medirse con gran precisión con la ayuda del espectrómetro de masas y el análisis de reacciones nucleares. Actualmente se ha definido la unidad de masa atómica, uma, de modo tal que la masa del isótopo ${}^{12}\text{C}$ es exactamente 12 uma, donde $1 \text{ uma} = 1,660559 \times 10^{-27}$ Kg. Se sabe que exactamente 12 g de ${}^{12}\text{C}$ contiene el número de átomos de Avogadro. El número de Avogadro, N_A , tiene el valor de $6,02 \times 10^{23}$ átomos/mol. Así la masa de un átomo de carbono es

$$m_C = \frac{0,012 \text{Kg}}{6,02 \cdot 10^{23} \text{átomos}} = 1,99 \cdot 10^{-26} \text{Kg}$$

Puesto que un átomo de ${}^{12}\text{C}$ se define de modo que tenga una masa de 12 uma, se encuentra que:

$$1 \text{ uma} = \frac{1,99 \cdot 10^{-26} \text{Kg}}{12} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{Kg}$$

2-4-1. Espectrometría de masas atómica.

El espectrómetro de masas separa iones de acuerdo con la proporción entre su masa y su carga. En una versión, conocida como el *espectrómetro de masas de Bainbridge*, un haz de iones pasa primero a través de un selector de velocidades y después entra a un segundo campo magnético uniforme \mathbf{B}_0 dirigido en dirección perpendicular entrando al plano del dibujo (figura 2-1). Después de entrar al segundo campo magnético, el ion se mueve en un semicírculo de radio r antes de incidir sobre una placa fotográfica en P . Si se conoce la carga q del ion en estudio, su masa, que en muy buena aproximación corresponde a la masa de su núcleo, se puede calcular mediante la ecuación

$$\frac{m}{q} = \frac{rB_0}{v} \quad (6a)$$

o bien,

$$\frac{m}{q} = \frac{rBB_0}{E} \quad (6b)$$

donde $v = E/B$, es la velocidad inicial de los iones calculada a partir del equilibrio de fuerzas eléctricas y magnéticas que actúan en los mismos cuando atraviesan el selector de velocidades.

Por lo tanto, la masa m puede determinarse midiendo el radio de curvatura y conociendo los campos B , B_0 y E . en la práctica, suelen medirse las masas de varios isótopos de un ion determinado con las misma carga q .

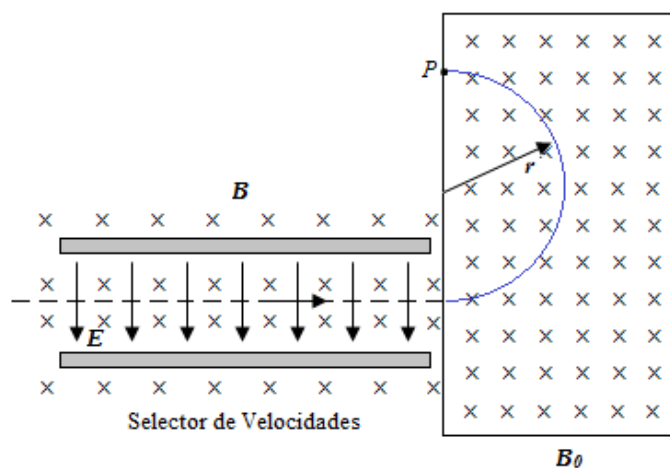


Figura 2-1. Esquema de un espectrómetro de masas.

Un análisis por espectrometría de masa atómica implica las siguientes etapas: (1) atomización, (2) conversión de una fracción significativa de los átomos formados en la etapa 1 en un flujo de iones (generalmente iones positivos de una sola carga), (3) separación de los iones formados en la segunda etapa según su relación masa/carga (m/q), donde m es la masa del ion en unidades de masa atómica y q es su carga, y (4) recuento del número de iones de cada tipo o medida de la corriente iónica producida cuando los iones formados a partir de la muestra inciden en un detector adecuado. Dado que la mayoría de los iones formados en la segunda etapa tienen una sola carga, m/q habitualmente es la masa del ion.

En espectrometría de masas interesa con frecuencia la masa exacta m de determinados isótopos de un elemento o la masa exacta de los componentes que contienen un cierto número de isótopos. Los espectrómetros de masas de alta resolución realizan las medidas con una precisión de hasta tres o cuatro cifras decimales.

La tabla 2-2 resume los tipos más importantes de espectrometría de masas atómica. Las tres primeras entradas de la tabla corresponden a *métodos acoplados*, que son combinación de dos técnicas instrumentales que producen resultados analíticos mejores que los que se obtienen con cada método por separado.

Tabla 2-2. Tipos de espectrometría de masas atómica⁶.

Nombre	Acrónimo	Fuente de iones atómicos	Analizador de masas típico
Plasma de acoplamiento inductivo	ICPMS	Plasma de argón de elevada temperatura	Cuadripolo
Plasma de corriente continua	DCPMS	Plasma de argón de elevada temperatura	Cuadripolo
Plasma inducido por microondas	MIPMS	Plasma de argón de elevada temperatura	Cuadripolo
Fuente de chispa	SSMS	Chispa eléctrica de radiofrecuencia	De doble enfoque
Ionización térmica	TIMS	Plasma calentado eléctricamente	De doble enfoque
Descarga luminiscente	GDMS	Plasma de descarga luminiscente	De doble enfoque
Microsonda de láser	LMMS	Haz láser focalizado	De tiempo de vuelo
Ion secundario	SIMS	Bombardeo de iones acelerados	De doble enfoque

Existen varios tipos de espectrómetros de masas disponibles comercialmente; sin embargo, se pueden destacar como más importantes, y que habitualmente se utilizan en la espectrometría de masas atómica, los siguientes tres tipos:

- *Espectrómetro de masas cuadrupolar*
- *Espectrómetro de masas de tiempo de vuelo*
- *Espectrómetro de masas de doble enfoque*

La última columna de la tabla 2-2 indica cual de los tres tipos de espectrómetros se utiliza habitualmente en cada tipo de espectrometría de masas atómica. El diagrama de bloques de la figura 2-2 muestra los principales componentes de todos los tipos de espectrómetro de masas.

El objetivo del sistema de entrada es introducir una cantidad muy pequeña (microgramos) de muestra en la fuente de iones, donde los componentes de la muestra se convierten en iones gaseosos mediante el bombardeo con electrones, fotones, iones o moléculas. Alternativamente, la ionización se puede conseguir con energía térmica o eléctrica. La señal de salida de la fuente de iones es un flujo de iones positivos (generalmente) o negativos gaseosos que son acelerados en el analizador de masas.

La función del analizador de masas es realizar la dispersión del haz en función de la relación masa/carga de los iones del analito. Un espectrómetro de masas contiene un

detector que convierte el haz de iones en una señal eléctrica que pueda ser procesada, almacenada en la memoria de un ordenador y mostrada en pantalla o registrada de distintas formas. Los espectrómetros de masas requieren un complejo sistema de vacío para mantener una baja presión en todos los componentes, salvo en el sistema de procesamiento de la señal y lectura.

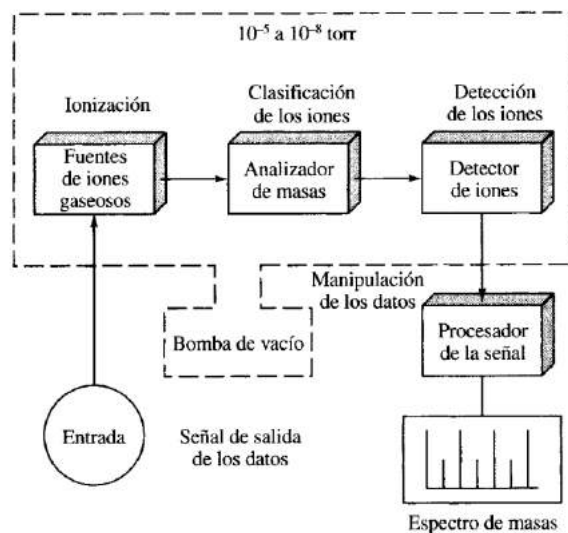


Figura 2-2. Componentes de un espectrómetro de masas.

Existen distintos tipos de detectores para espectrómetros de masas en el comercio. El canal multiplicador de electrones es el detector de elección para la mayoría de los experimentos.

La figura 2-3a es un esquema de un canal multiplicador de electrones de dínodos (ánodos) discretos diseñados para la detección de iones positivos. Este detector se parece mucho a un fotomultiplicador para radiación ultravioleta/visible, cada dínodo se mantiene a un potencial más alto que el anterior. El cátodo y los distintos dínodos tienen superficies de Cu/Be de las que se emiten ráfagas de electrones cuando son alcanzadas por iones o electrones de elevada energía. Existen canales multiplicadores de electrones con hasta 20 dínodos que generalmente proporcionan una ganancia de corriente de 10^7 .

La figura 2-3b ilustra un canal multiplicador de electrones de dínodo continuo, que es un dispositivo de vidrio, con forma de trompeta, que está fuertemente dopado con plomo. Se aplica un potencial de 1,8 a 2 kV a lo largo del detector. Los iones que inciden en la superficie próxima a la entrada expulsan electrones, que luego saltan sobre toda la superficie expulsando más electrones con cada impacto. Los detectores de este tipo producen generalmente ganancias de corriente de 10^5 , pero pueden llegar a ser de 10^8 en ciertas aplicaciones.

En general, los canales multiplicadores de electrones son robustos y fiables y son capaces de proporcionar ganancias de corriente elevadas y tiempos de respuesta de nanosegundos.

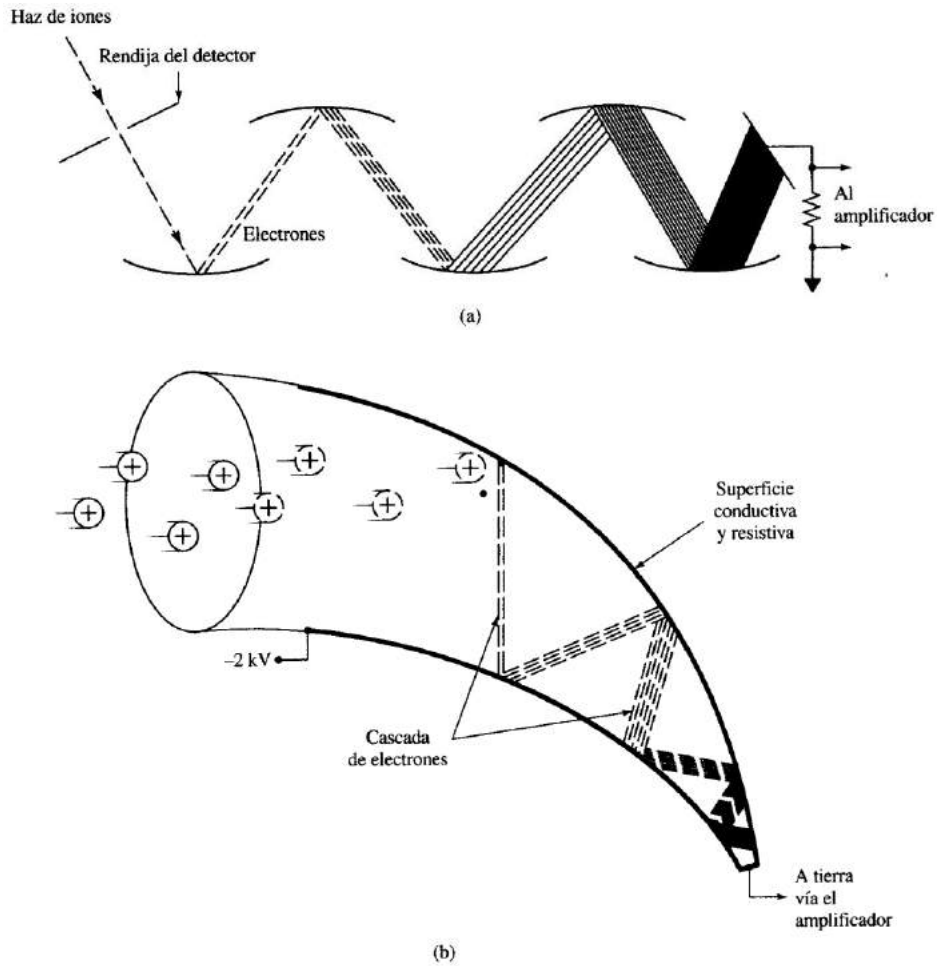


Figura 2- 3. (a) Canal multiplicador de electrones de dínodos discretos. (b) Canal multiplicador de electrones de dínodo continuo.

Las capas fotográficas recubiertas por una emulsión de bromuro de plata son sensibles a los iones de elevada energía. La detección fotográfica es más frecuente en los instrumentos de fuente de chispa, porque este tipo de detección permite la observación simultánea de un amplio intervalo de valores de m/q en instrumentos que enfocan los iones a lo largo de un plano.

Los detectores tipo centelleo también se utilizan. Estos detectores consisten en fósforo cristalino disperso en una fina lámina de aluminio montada sobre la ventana de un tubo fotomultiplicador. Cuando los iones (o electrones producidos cuando los iones inciden sobre el cátodo) chocan contra el fósforo, producen destellos de luz, que son detectados por el fotomultiplicador.

2-4-2. Espectrómetros de masas atómicas.

- Analizador de masas cuadrupolar

La figura 2-4 muestra el analizador de masas cuadrupolar que es el tipo más común de espectrómetro de masas utilizado en espectroscopia de masas atómica. Presenta la ventaja de su elevada velocidad de barrido, de manera que se puede obtener un espectro de masas completo en menos de 100 ms.

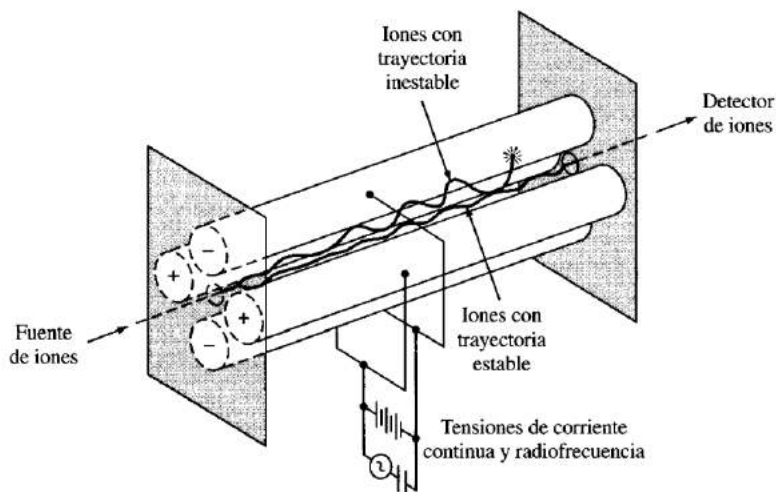


Figura 2-4. Espectrómetro de masas cuadrupolar.

Consta de un conjunto de cuatro barras cilíndricas paralelas que actúan como electrodos. Las barras opuestas se conectan eléctricamente, un par está unido al polo positivo de una fuente variable de corriente continua y el otro par se une al terminal negativo. Además, se aplican a cada par de barras potenciales variables de corriente alterna de radiofrecuencia, que quedan desfasados 180 grados. Para obtener un espectro de masas con este dispositivo, los iones se aceleran en el espacio entre las barras mediante un potencial de 5 a 10 V. Entre tanto, las tensiones de corriente continua y de corriente alterna se incrementan simultáneamente, mientras se mantiene constante su relación. En cualquier momento, todos los iones excepto aquellos que tengan un determinado valor de m/q inciden en las barras y se convierten en átomos (o moléculas) neutros. Por tanto, solo los iones cuyo valor de m/q esté dentro de un intervalo limitado alcanzaran al detector. Generalmente los analizadores cuadrupolares separan fácilmente iones que difieren en su masa en una unidad. Se puede referirse a este dispositivo como un filtro de masas más que como un espectrómetro de masas.

Las ecuaciones diferenciales que se necesitan para describir el comportamiento de los iones de diferente masa en un cuadrupolo son complejas y las variables que las componen son la relación masa/carga, el potencial de corriente continua, la frecuencia y magnitud del potencial de corriente alterna y la distancia entre las barras.

La resolución del cuadrupolo se determina por la relación entre los potenciales de corriente alterna y continua y llega a ser máxima cuando esta relación es ligeramente inferior a 6. Para hacer un barrido de un espectro de masas con un instrumento cuadrupolar, los potenciales de corriente alterna V y de corriente continua U se incrementan simultáneamente desde cero hasta un valor máximo manteniéndose su relación ligeramente inferior a 6. El tiempo para un solo barrido es de unos pocos milisegundos. En tanto que los potenciales de corriente continua varían de cero a aproximadamente ± 250 V, las señales de corriente alterna aumentan linealmente de cero a ± 1500 V aproximadamente.

- Analizador de masas de tiempo de vuelo

En los instrumentos de tiempo de vuelo (TOF), los iones positivos se producen periódicamente mediante el bombardeo de la muestra con impulsos cortos de electrones, iones secundarios o fotones generados por láser. Estos impulsos suelen tener frecuencias de 10 a 50 kHz y un tiempo de vida de $0,25 \mu\text{s}$. Los iones producidos de esta manera son acelerados después mediante un impulso de campo eléctrico de 10^3 a 10^4 V que tiene la misma frecuencia que el impulso de ionización, pero desfasada. Las partículas aceleradas pasan al *tubo analizador* de aproximadamente un metro de longitud y que no está sometido a ningún campo (figura 2-5). Debido a que todos los iones que entran en el tubo idealmente tienen la misma energía cinética, sus velocidades dentro del tubo deben variar inversamente con sus masas, llegando al detector antes las partículas más ligeras que las más pesadas. Los tiempos de vuelo habituales son de 1 a $30 \mu\text{s}$.

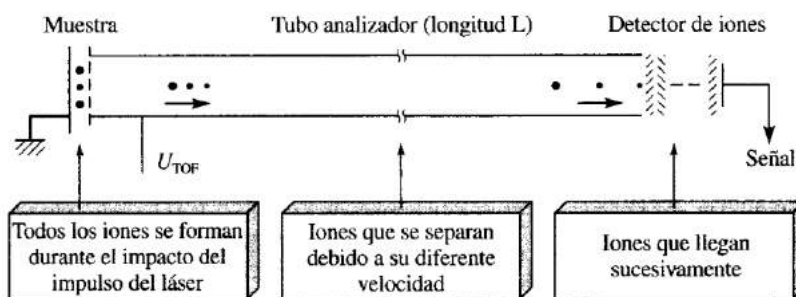


Figura 2-5. Fundamento de un espectrómetro de tiempo de vuelo.

Desde el punto de vista de la resolución y de la reproducibilidad, los instrumentos que emplean separadores de tiempo de vuelo no son tan satisfactorios como aquellos que utilizan separadores magnéticos o cuadrupolares. Los tiempos de vuelo típicos son del orden de un microsegundo, por lo que se necesita una electrónica muy rápida para la adquisición digital de los datos.

- Analizador de masas de doble enfoque

Como se muestra en la figura 2-6, un espectrómetro de masas de doble enfoque contiene dos dispositivos para enfocar un haz de iones: un *analizador electrostático* y un *analizador*

de sector magnético. En este instrumento, los iones que proceden de la fuente son acelerados a través de una rendija en la que un campo electrostático curvado sirve para enfocar un haz de iones que tiene una banda estrecha de energías cinéticas sobre una rendija que conduce a un campo magnético curvado.

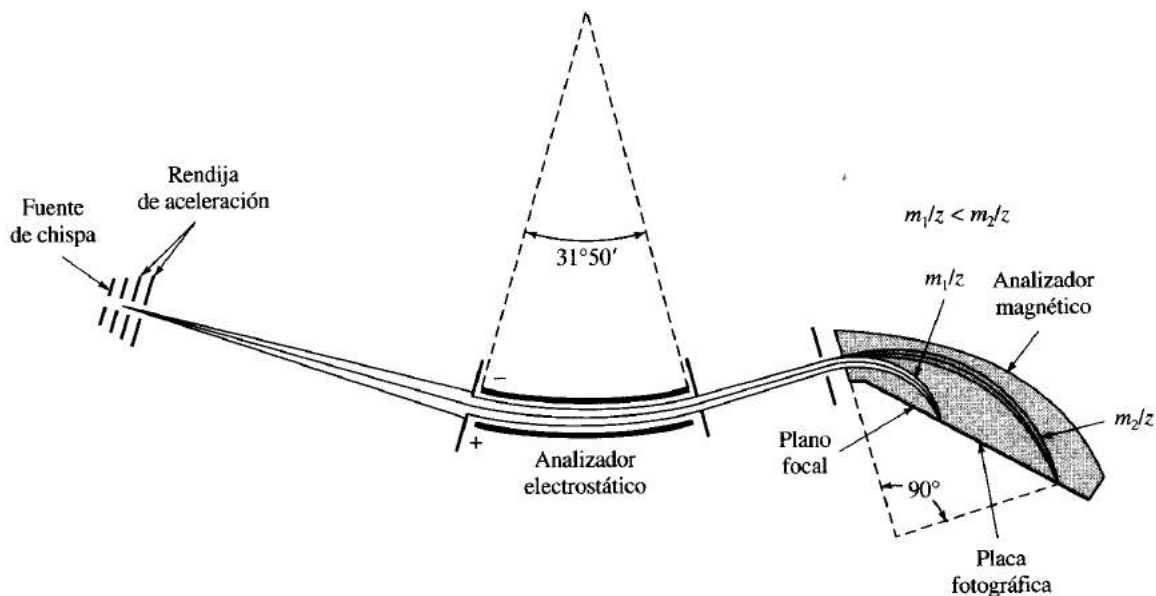


Figura 2-6. Espectrómetro de masas de doble enfoque tipo Mettuch-Herzog.

En el campo magnético, los iones más ligeros son los que más se desvían y los iones más pesados, los que menos. Los iones dispersados inciden sobre una placa fotográfica y, por tanto, se registran.

El término *doble enfoque* se aplica a los espectrómetros de masas en los cuales las aberraciones direccionales y las aberraciones de energía de una población de iones se minimizan simultáneamente. El haz de iones pasa en primer lugar a través de un analizador electrostático (ESA) que consiste en dos placas metálicas lisas curvadas, a través de las que se aplica un potencial de corriente continua. Este potencial tiene el efecto de limitar la energía cinética de los iones que llegan al sector magnético a un intervalo definido exactamente. Los iones con energías mayores que las promedio, chocan con la parte superior de la rendija ESA y se pierden yendo hacia tierra. Los iones que tienen energías que son inferiores a las promedio chocan con el lado inferior de la rendija ESA y son eliminados. La energía traslacional, o cinética, K de un ion de masa m y carga q viene dada por

$$K = qeV = \frac{1}{2}mv^2$$

donde V es el potencial con que son aceleradas las cargas, v es la velocidad del ion después de la aceleración y e es la carga del ion ($e = 1,6 \times 10^{-19}$ C). Hay que destacar que todos los

iones que tienen la misma carga q se supone que tienen la misma energía cinética después de la aceleración, independientemente de su masa. Esta suposición solo es cierta de modo aproximado, debido a que los iones, antes de ser acelerados poseen una distribución estadística de velocidades (rapidez y dirección), que se refleja en una distribución similar para los iones acelerados.

El enfoque direccional en el sector magnético tiene lugar a lo largo del plano focal indicado como d en la figura 2-7; el enfoque de energía se produce a lo largo del plano denominado e . Así, sólo los iones con una determinada m/q son doblemente enfocados en la intersección de d y e para un potencial de aceleración y una fuerza de campo magnético dados. Por tanto, la rendija del colector se coloca en este punto de doble enfoque.

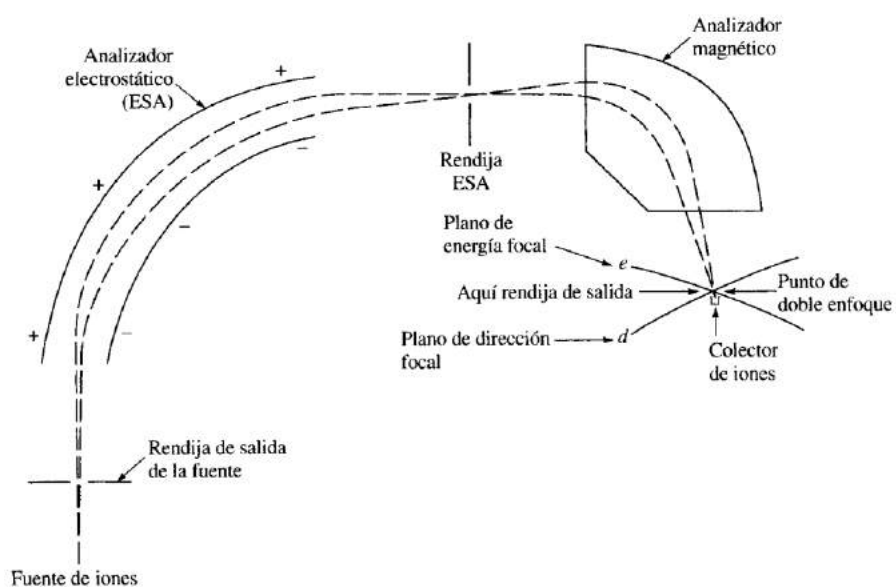


Figura 2-7. Diseño de Nier-Johnson de un espectrómetro de masas de doble enfoque.

2-5. Energía de enlace y estabilidad nuclear.

La determinación directa de las masas nucleares (o isotópicas) por espectrometría de masas y otros procedimientos, ha demostrado que la masa real de un núcleo es siempre inferior que la suma de las masas de los nucleones constituyentes. Esta diferencia, que recibe el nombre de *defecto másico*, guarda estrecha relación con la energía que mantiene ligadas las partículas en el interior del núcleo, y puede determinarse del modo siguiente. Como el átomo es eléctricamente neutro, debe contener Z electrones exteriores al núcleo, además de los Z protones y $A - Z$ neutrones existentes en el interior del mismo. Si se representa por m_p , m_n y m_e las masas del protón, del neutrón y del electrón, respectivamente, la suma de las masas de los constituyentes de un átomo será $Zm_p + (A - Z)m_n + Zm_e$. Siendo M la masa observada (experimentalmente) del átomo, se obtiene para el defecto másico la siguiente expresión:

$$\Delta m = [Z(m_p + m_e) + (A - Z)m_n] - M$$

$$\Delta m = Zm_H + (A - Z)m_n - M \quad (6)$$

en la que se ha sustituido $m_p + m_e$ por m_H , masa del átomo de hidrógeno. Como m_H y m_n se conocen con gran precisión, a saber, 1,008145 y 1,008986 uma, respectivamente, resulta que puede calcularse el defecto másico de cualquier núclido siempre que se conozca su masa isotópica determinada experimentalmente.

Según el concepto de *equivalencia entre masa y energía*, consecuencia de la teoría de la relatividad especial, el defecto másico es una medida de la energía que se pondría en libertad si los Z protones y los $A - Z$ neutrones individuales se combinan entre si para formar un núcleo. Recíprocamente el defecto másico es numéricamente igual a la energía que sería necesario suministrar al núcleo para romperle en sus nucleones constituyentes. Por esta razón, la energía equivalente al defecto másico recibe el nombre de *energía de enlace del núcleo*.

Si Δm es la pérdida de masa en un proceso determinado, la cantidad equivalente de energía puesta en libertad, ΔE , viene dada por la ecuación de Einstein,

$$\Delta E = \Delta m c^2 \quad (7)$$

En física nuclear se ha generalizado el uso del electrón-voltio (eV) como unidad de energía; como su nombre indica, es la energía que adquiere la unidad de carga (electrón) cuando se acelera con el potencial de 1 voltio. En el orden de los millones de electrón-voltios la ecuación (7) se ve de la forma

$$\Delta E [MeV] = \Delta m[gramos] \times 5,614 \times 10^{26}$$

Para expresar la diferencia de masas Δm en uma, basta con multiplicar el segundo miembro de esta última ecuación por $1,660 \times 10^{-24}$, obteniéndose:

$$\Delta E [MeV] = 931 \Delta m[uma] \quad (8)$$

Así pues, de acuerdo con (8) para obtener el valor numérico de la energía de enlace nuclear, en MeV, basta con multiplicar por 931 el defecto másico, expresado en uma.

2-5-1. Energía de enlace por nucleón y estabilidad nuclear

La reunión de nucleones bajo el abrazo de la interacción nuclear fuerte va acompañada de la conversión de masa en energía. El núcleo resultante siempre tiene menor masa que la suma de sus protones y neutrones individuales por separado. Esta diferencia de masa es equivalente a la energía total del enlace nuclear para un átomo determinado.

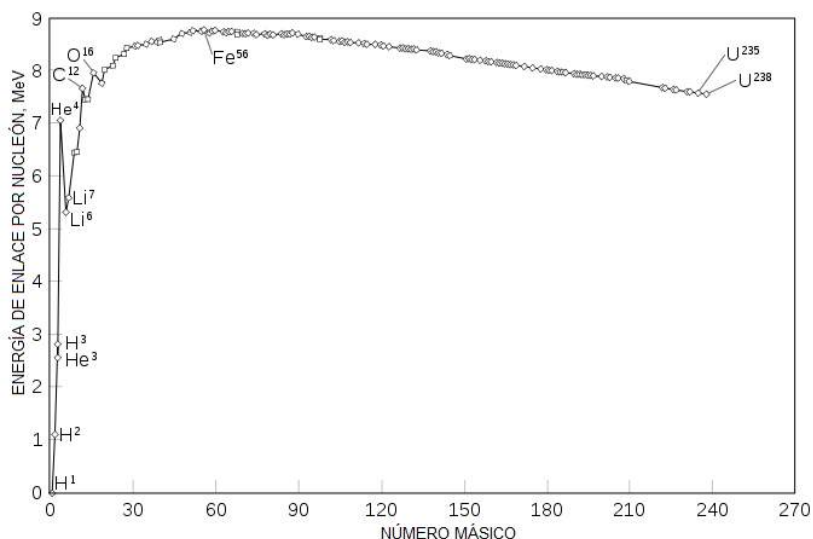
Más importante que la energía de enlace total ΔE es la energía media de enlace por nucleón, que se obtiene dividiendo la primera por el número total de nucleones, es decir, por el número másico A ; de las ecuaciones (6) y (8) se deduce:

$$\frac{\Delta E}{A} = \frac{931}{A} [1,008145Z + 1,008986(A - Z) - M] \quad (9)$$

En consecuencia, puede calcularse la energía media de enlace por nucleón, en cualquier núcleo, siempre que se conozca la masa isotópica (atómica) M . El valor de la energía de enlace por nucleón proporciona una medida promedio de la fuerza con la que cada protón o neutrón está fijo a la estructura compuesta. Es como tirar un puñado de piedras idénticas a un pozo y preguntarse después cuánta energía se necesita para sacar las piedras, una por una.

En la grafica 4 se han representado valores de la energía de enlace por nucleón en diversos núcleos, calculados en la forma (9), en función del número másico. La mayoría de los puntos se distribuyen sobre una curva única, o están muy próximos a ella. Esta curva muestra que, para núcleos de número másico pequeño, la energía de enlace por nucleón es relativamente baja; aumenta con el número másico, hasta alcanzar un amplio máximo alrededor de los 8,8 MeV, en la zona de masas comprendida, más o menos, entre 50 y 75; a partir de aquí, la energía de enlace por nucleón disminuye de modo constante.

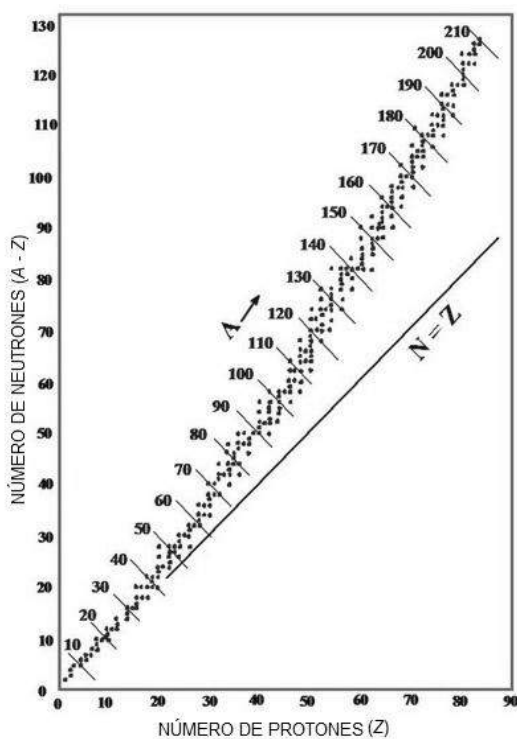
Se demuestra con facilidad que todo proceso en el cual uno o varios núcleos de energía de enlace por nucleón pequeña, es decir, menos estables, se convierten en otros de energía de enlace por nucleón mayor, esto es, más estables, debe ir acompañado de una cierta liberación de energía. Por consiguiente, resulta claro de la grafica 4 que debe obtenerse energía por combinación (fusión) de los núcleos más ligeros, o por ruptura (fisión) de los núcleos de número másico más elevado.



Grafica 4. Variación de la energía de enlace por nucleón con el número másico.

El hidrógeno con un protón, no posee ninguna energía de enlace nuclear natural. Excepto para el caso del helio, la curva que resulta es bastante suave. En apariencia, la energía de enlace del núcleo de helio es excepcionalmente alta. Los dos protones y los dos neutrones forman un sistema muy estable, que se conoció como partícula alfa antes de saberse que era un átomo de helio desprovisto de sus dos electrones orbitales. Esta estabilidad justifica el hecho de que las partículas alfa sean un fragmento frecuente en las desintegraciones nucleares. La curva alcanza su máximo con el hierro, que es, por tanto, el más estable de todos los núcleos, el que está ligado con más fuerza. Para números de masa mayores, el valor de la energía de ligadura por nucleón desciende hasta 7,6 MeV para el uranio.

La gráfica 5 es una representación del número de neutrones existentes en cada uno de los 270 núcleos estables conocidos, en función del correspondiente número de protones. Se ha representado también la recta diagonal, sobre la que se sitúan los núcleos con igual número de neutrones y protones. Como se ve, en la mayoría de los núcleos estables de número másico pequeño, hasta 40, los números de neutrones y protones son iguales o muy aproximadamente iguales. Dicho de otro modo, la relación neutrón/protón es exactamente la unidad o ligeramente superior. En cambio, para valores crecientes del número másico (o atómico) un núcleo es estable cuando contiene mayor número de neutrones que de protones. Así, se ve que en los núcleos estables más pesados, de número atómico superior a 80, la relación neutrón/protón ha subido hasta 1,5.



Grafica 5. Número de neutrones y protones existentes en los núcleos estables.

Antes de intentar la interpretación de los resultados anteriores, conviene destacar que ciertos núcleos muestran una estabilidad excepcional. Son aquellos que contienen los denominados *números mágicos* de protones (2, 8, 20, 50, 82) o de neutrones (2, 8, 20, 50, 82, 126). Los núcleos que poseen un número mágico tanto de protones como de neutrones, se dice que son “doblemente mágicos”; ejemplos de esta clase son ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$. Un ejemplo muy ilustrativo de la estabilidad asociada a los números mágicos lo constituye el estaño, cuyo núcleo contiene 50 protones, del cual existen hasta 10 formas isotópicas estables. En general, como se deduce de la grafica 5, los núclidos mágicos son bastante frecuentes en la naturaleza.

La especial estabilidad de los números núcleos mágicos se atribuye a la presencia de capas completas (o cerradas) de neutrones, de protones o de ambos. Análogamente a lo que ocurre con los elementos inertes helio, neón, argón, etc., los cuales poseen capas cerradas de electrones que les confiere gran estabilidad química, así también las especies nucleares con número mágicos de neutrones o protones muestran una estabilidad nuclear excepcional. Además de los números mágicos que representan capas principales completas, hay también números semimágicos, tales como 6, 14 y 28, que corresponde a una o varias capas cerradas más una subcapa completa. Están comprendidos en esta categoría los isótopos de los elementos carbono y silicio, tan abundantes en la naturaleza.

En general, los núcleos atómicos estables tienen al menos tantos neutrones como protones (el protón solitario del hidrógeno y el ${}^3_2\text{He}$ son las excepciones). Y esto también es comprensible. Aunque los protones se atraen entre sí mediante la interacción fuerte, también se repelen eléctricamente. Puesto que los neutrones no tienen carga, sólo atraen a otros nucleones, sirviendo así como una especie de pegamento nuclear.

La mayoría de los primeros 20 elementos tienen un número similar de protones y neutrones, pero cuando los núcleos aumentan en tamaño (en número de nucleones), este equilibrio se convierte en una preponderancia de los neutrones sobre los protones. La fuerza atractiva nuclear, que tiene muy corto alcance, es menos efectiva para mantener los conglomerados mayores frente a la repulsión eléctrica de los protones. Cerca de un protón, esta fuerza repulsiva es mucho más débil que la interacción fuerte. Sin embargo, disminuye de una forma mucho más gradual con la distancia. Cuando la separación entre dos protones es apreciable, la fuerza fuerte desaparece, quedando solo la repulsión de largo alcance. En el caso de núcleos con gran número de protones, esto significa que se necesita una proporción mayor de neutrones para que el conglomerado sea estable y pueda oponerse a la separación.

Hasta el elemento 83, salvo el tecnecio y el prometio, todos poseen isótopos estables (e inestables también). Los elementos con más de 83 protones no poseen núcleos estables; a pesar del número tan desproporcionado de neutrones que poseen, todos sufren

desintegración radiactiva espontánea. Se liberan de su sobrecarga en nucleones despidiendo partículas alfa, reduciendo su peso y transmutándose finalmente en algún elemento estable.

Los núcleos estables son, por consiguiente, aquellos que no modifican su estructura en el tiempo decayendo de una especie a otra por medio de algún tipo de desintegración nuclear conocida. Dicha estabilidad está fuertemente relacionada con la cantidad de nucleones, y aunque no existen reglas ni teorías que predigan con precisión cuándo un nucleido será estable y cuando no, se cuenta con algunos conocimientos empíricos:

- Núcleos con $Z > 84$ son inestables
- Núcleos con Z par y N par son más estables que los otros
- Núcleos que tengan un Z ó N igual a: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 son más estables que sus vecinos
- Núcleos pesados son estables cuando tienen $N > Z$

2-6. Tamaño nuclear: radio y densidad nuclear.

El tamaño y la estructura de los núcleos se investigo por primera vez en el experimento de dispersión de Rutherford. La concordancia notablemente buena entre las predicciones formuladas según la teoría de Rutherford y los resultados experimentales, confirma lo correcto del concepto nuclear del átomo, que, en consecuencia, ha sido considerado desde 1913 como constituido por un núcleo diminuto cargado positivamente, alrededor del cual se distribuye de algún modo una carga igual y negativa formada por los electrones.

Sin embargo, y según lo dicho hasta ahora, el concepto de núcleo atómico resulta vago; se ha descrito como *diminuto* o *muy pequeño* y se le ha considerado matemáticamente como un punto; pero, al mismo tiempo, se le atribuye toda la masa del átomo; se necesita, pues, información cuantitativa acerca de su tamaño.

El primer método de medición de tamaños nucleares surgió de los experimentos de dispersión de partículas α como resultado de considerar la distancia mínima de aproximación de las partículas y el margen de validez de la ley de Coulomb.

Para cualquier orbita hiperbólica la distancia de aproximación máxima es s (figura 1-21), la del vértice de la hipérbola al núcleo, dada por la ecuación:

$$s = \rho \cot \frac{\theta}{2}$$

donde ρ es el parámetro de impacto y θ la dirección inicial de la trayectoria de la partícula alfa respecto al eje x . El valor mínimo de s corresponde a una colisión frontal, con desviación de 180° de la partícula α , cuya velocidad en el punto de inversión es nula. En este choque frontal, la energía cinética de la partícula alfa incidente debe convertirse por completo en energía potencial eléctrica cuando la partícula se detiene en el punto de

máximo acercamiento y regresa. Si se iguala la energía cinética inicial de la partícula alfa con la energía potencial eléctrica del sistema (partícula alfa más núcleo blanco), se tiene

$$\frac{1}{2}m_{\alpha}v^2 = k_e \frac{(2e)(Ze)}{b}$$

$$b = \frac{4k_eZe^2}{m_{\alpha}v^2} \quad (10)$$

En la expresión (10), $s = b$ representa la distancia de máximo acercamiento de la partícula α de velocidad v , al núcleo de carga Z ; su magnitud se determina calculándola para un caso típico.

El cálculo de b de la forma anterior supone que la ley de Coulomb, aplicada a la partícula alfa y al núcleo, sigue siendo válida a distancias tan pequeñas, validez deducida de la concordancia entre la teoría de Rutherford y los resultados experimentales de Geiger y Marsden. Algunos resultados experimentales de la determinación de la distancia mínima de aproximación al núcleo se muestran en la tabla 2-3.

Tabla 2-3. Distancia de máximo acercamiento en distintos materiales

Material	b (cm)
Plata	2×10^{-12}
Oro	$3,2 \times 10^{-12}$
Cobre	$1,2 \times 10^{-12}$

Si se define el núcleo como la región donde las fuerzas dejan de cumplir la ley de Coulomb, para los elementos mencionados los radios de los núcleos respectivos son menores que las distancias establecidas, pudiéndoseles, pues, atribuir un orden de magnitud de 10^{-12} cm, valor muy pequeño comparado con el de los átomos, 10^{-8} cm.

Numerosos experimentos han demostrado que los núcleos son aproximadamente esféricos y que tienen un tamaño proporcional al número de nucleones

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \sim A$$

El radio nuclear promedio esta dado por

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (11)$$

donde A es el número de masa y r_0 es una constante igual a $1,2 \times 10^{-15}$ m. Debido a que el volumen de una esfera es proporcional al cubo de su radio, se desprende de la ecuación (11) que el volumen de un núcleo (supuesto esférico) es directamente proporcional a A , el número total de nucleones. Según esto *todos los núcleos tienen casi la misma densidad*. Cuando los nucleones se combinan para formar un núcleo, lo hacen como si fueran esferas

empaquetadas apretadamente. Este hecho ha llevado a una analogía entre el núcleo y una gota de líquido en la cual la densidad de la gota es independiente de su tamaño.

Una expresión aproximada para la masa de un núcleo de número de masa A sería mA , donde m es la masa del protón que es aproximadamente igual a la del neutrón. Si se supone que el núcleo es esférico y al emplear la ecuación (11), se encuentra que el volumen es

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi r_0^3 A$$

La densidad nuclear puede encontrarse como sigue:

$$\rho_n = \frac{\text{masa nuclear}}{\text{volumen nuclear}} = \frac{Am}{\frac{4}{3}\pi r_0^3 A} = \frac{3m}{4\pi r_0^3} \quad (12)$$

Al considerar $r_0 = 1,2 \times 10^{-15}$ m, y $m = 1,67 \times 10^{-27}$ Kg, se encuentra que

$$\rho_n = \frac{3(1,67 \cdot 10^{-27} \text{Kg})}{4\pi(1,2 \cdot 10^{-15} \text{m})^3} = 2,3 \cdot 10^{17} \text{Kg/m}^3$$

La densidad nuclear es aproximadamente $2,3 \times 10^{14}$ veces tan grande como la densidad del agua ($\rho_{\text{agua}} = 1,0 \times 10^3 \text{ Kg/m}^3$).

Las primitivas experiencias de difusión de partículas α pusieron de manifiesto simplemente que la carga nuclear estaba distribuida en un volumen de radio menor que $3,2 \times 10^{-14}$ m; a la luz de tales experiencias, dicha carga podía estar localizada en un punto sin estructura. La extensión de estas experiencias a núcleos blanco ligeros puso de manifiesto ciertas desviaciones respecto a la ley de difusión inversa al cuadrado; estas desviaciones están relacionadas con la existencia de fuerzas no coulombianas para distancias pequeñas, con un tamaño nuclear finito, o con ambos efectos a la vez. El tamaño finito del núcleo se considera actualmente como una de sus propiedades más características y plenamente aceptadas; los métodos utilizados para su determinación serán estudiados a continuación.

El pozo de potencial nuclear debe ser de la forma representada en la figura 2-8, que muestra separadamente (a) el pozo nuclear atractivo finito adecuado para neutrones, puesto que implica que una partícula cargada se aproxime a un núcleo desde el infinito no se ve sometida a fuerza alguna hasta que llega dentro del alcance del potencial en cuestión, (b) el potencial de Coulomb repulsivo para una carga puntual y para una distribución de carga finita, (c) la combinación de (a) y (b) para un núcleo relativamente ligero ($Z = 20$), y (d) la combinación de (a) y (b) para el caso del uranio ($Z = 92$). La combinación de una fuerza eléctrica de largo alcance y una fuerza nuclear de corto alcance de signos opuestos se muestra consistente con las experiencias de difusión de partículas α , en las que se observa que la difusión disminuye a medida que la energía incidente aumenta.

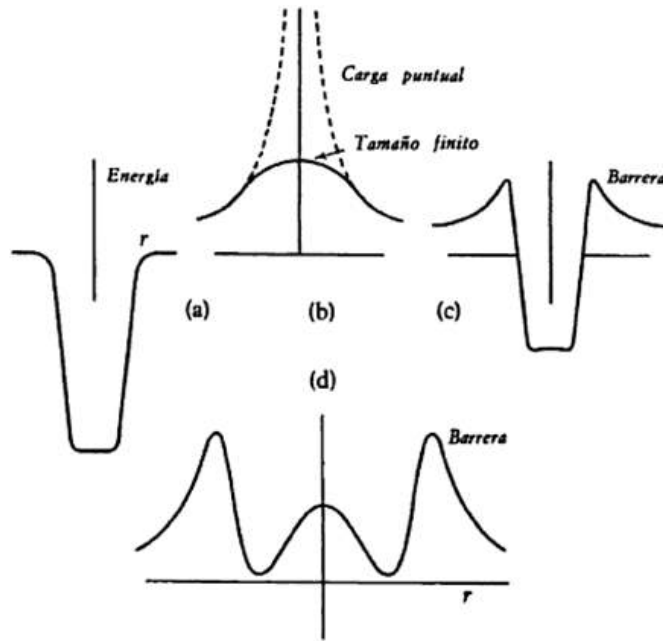


Figura 2-8. Potencial nuclear y de Coulomb. (a) Pozo de potencial nuclear para neutrones. (b) Potencial de Coulomb. (c) Adición de (a) y (b) para $Z = 20$. (d) Adición de (a) y (b) para $Z = 92$.

Para facilitar los correspondientes cálculos, el pozo de potencial para partículas cargadas se idealiza en la forma que muestra la figura 2-9a. El radio R es entonces la distancia (a partir del centro) para la cual la fuerza nuclear esféricamente simétrica se anula prácticamente. Para una partícula incidente de carga ze , la altura de la barrera de potencial (Coulomb) viene dada por

$$B = \frac{zZe^2}{4\epsilon_0\pi R} \quad (13)$$

Para un núcleo de uranio, el valor de R es de unos 8×10^{-15} m y la altura de la barrera de unos 17 MeV por unidad de carga incidente. En consecuencia, las partículas α emitidas por los elementos radiactivos naturales serán difundidas por este núcleo de acuerdo con la ley de Rutherford. No obstante, el propio uranio es emisor de partículas α , luego tales partículas, con una energía de 4,2 MeV (^{238}U), deben atravesar la barrera en cuestión. Esto es clásicamente imposible, pero desde el punto de vista de la mecánica cuántica tal penetración es posible y susceptible de ser calculada (figura 2-9b). Clásicamente, la partícula α posee dentro de la barrera una energía cinética negativa, pero mecánicamente cuánticamente la energía se puede considerar indefinida hasta un extremo especificado por el principio de incertidumbre, durante el tiempo de tránsito a través de la barrera. En el punto de emergencia (X en la figura 2-9b), la partícula posee una energía cinética nula, pero entonces es acelerada por la repulsión coulombiana del núcleo emisor hasta que alcanza su energía final a una gran distancia de éste. El radio nuclear R que aparece en la ecuación (13) es el mismo que se ha utilizado en la expresión (11).

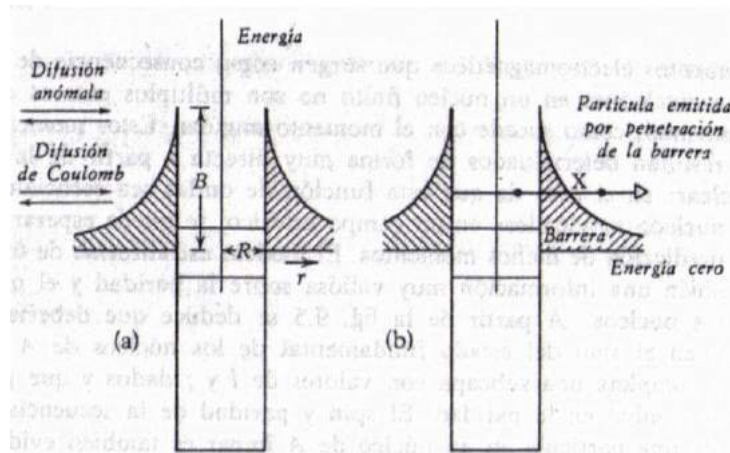


Figura 2-9. Pozo de potencial de radio R y altura B .

El radio R que aparece en la figura 2-9 se conoce como *radio del potencial*, puesto que representa la distancia para la cual las fuerzas nucleares se dejan sentir para un protón o un neutrón. Debido al alcance finito de las fuerzas nucleares, este radio es ligeramente mayor que (a) *el radio de la distribución de la materia nuclear* y (b) *el radio de la distribución de la carga nuclear*. La distribución de materia se puede deducir, del radio potencial, bajo ciertas consideraciones. El radio de la carga se puede determinar directamente explorando el campo electromagnético de un núcleo con “sondas” que no sean sensibles a las fuerzas nucleares, tales como los electrones o muones de alta energía.

2-6-1. Difusión elástica de electrones rápidos: radio de la distribución de la carga nuclear.

Para un electrón de 200 MeV, la longitud de onda reducida de De Broglie es $\lambda/2 = 10^{-15}$ m. Tales partículas interactúan fuertemente sólo con las cargas eléctricas y son adecuadas para el estudio de la densidad nuclear de protones.

Tabla 2-4. Características del acelerador de electrones de Stanford (SLAC).

Energía	20 GeV
Secciones	960 x 3,05 m secciones acopladas
Longitud	3 km
Frecuencia	2856 MHz
Duración del impulso	2,5 μ s
Frecuencia de repetición de los impulsos	1 – 360 Hz
Potencia de entrada máxima	245 x 16 MW
Impedancia Shunt	53 $M\Omega$ m ⁻¹
Corriente media	30 μ A
Dispersión de la energía	1,3 %

El estudio se puede realizar con la ayuda de un acelerador lineal de electrones de Stanford cuyas características se muestran en la tabla 2-4. En el trabajo relativo a los núcleos más

ligeros, se utilizan energías entre 100 y 190 MeV. En la figura 2-10 se representa el montaje experimental.

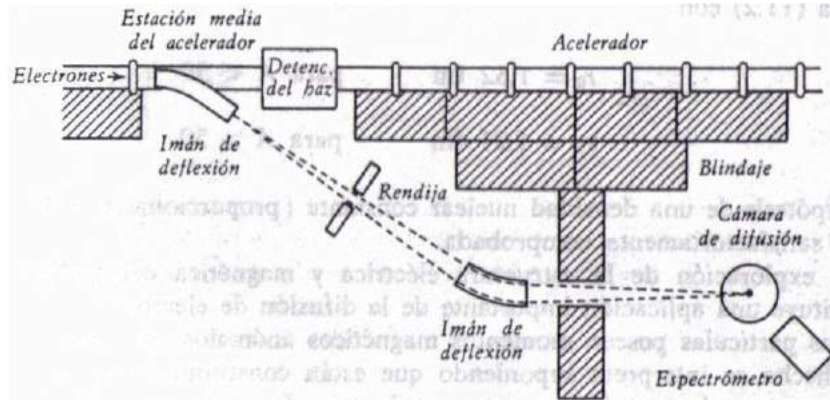


Figura 2-10. Dispositivo experimental para la observación de la difusión de electrones de 190 MeV utilizando el acelerador lineal Stanford.

El análisis de la dispersión, se realiza mediante un espectrómetro de doble focalización. Los electrones son detectados por un contador de Cerenkov adecuadamente apantallado de las intensas radiaciones de fondo producidas por el acelerador.

El análisis teórico de las distribuciones angulares experimentales se lleva a cabo en principio de una forma análoga a como se realizan los cálculos de estructuras mediante rayos X. Sobre la base de la aproximación de Born, se deduce que la correspondiente sección eficaz elemental viene dada por

$$\sigma(\theta) = \left(\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 E} \right)^2 \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2} F^2 \quad (14)$$

donde θ es el ángulo de difusión y F es un factor de forma. La magnitud que multiplica a F^2 constituye la expresión de Mott para la difusión de un electrón relativista por una carga puntual, válida cuando $Ze^2/2\pi\epsilon_0 \hbar c \ll 1$. Si la carga se distribuye en un volumen finito, la difusión es menor debido a la interferencia de las ondas procedentes de diferentes puntos de dicho volumen. De acuerdo con el principio de Huygens, el factor de forma $F (\ll 1)$ es igual a la integral de la densidad de carga $\rho(r)$ por un factor de fase extendida a todo el volumen del núcleo. Esta integral se puede escribir en términos del momento q transferido al núcleo en el proceso de difusión en la forma siguiente

$$F = F(q) = \int_0^\infty e^{iq \frac{r}{\hbar}} \rho(r) dr \quad (15)$$

donde $q = 2E_i/c \sin(\theta/2)$ para un electrón incidente de energía E_i . Para un determinado ángulo de difusión θ , el factor de fase alcanza el mínimo de interferencia y la difusión presenta un valor inferior al correspondiente a una carga puntual; esto proporciona la base

para proceder a una primera estimación del tamaño nuclear ($\lambda/2\pi R \approx \theta$). Desgraciadamente, este procedimiento relativamente simple sólo resulta indicado para núcleos ligeros, puesto que para blancos pesados la aproximación de Born (ondas planas) no resulta válida debido a la distorsión de las ondas incidente y difundida en el correspondiente campo coulombiano.

2-7. Spin nuclear y momento magnético nuclear.

El descubrimiento del spin nuclear fue el resultado de un estudio detallado de las líneas espectrales. Al estudiar con aparatos del mayor poder posible de resolución los componentes individuales de los multipletes se descubrió que se desdoblán en un número de líneas que aparecen sumamente juntas entre sí; este desdoblamiento da lugar a la llamada *estructura hiperfina*; el valor total del desdoblamiento, expresado en número de ondas, es sólo de 2 cm^{-1} o inferior a esta cantidad; como la estructura hiperfina no podía explicarse mediante los electrones extranucleares, fue necesario suponerla (Pauli 1924) en relación con ciertas propiedades del núcleo atómico, como su masa y su momento angular.

El protón y el neutrón tienen cada uno un espín intrínseco; el *momento angular de espín* se calcula a partir de

$$L_s = \sqrt{I(I+1)} \hbar \quad (16)$$

Donde el número cuántico I , llamado comúnmente el espín, es igual a $1/2$. El momento angular de espín tiene el valor

$$L_s = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar$$

En presencia de un campo magnético externo \mathbf{B}_{ext} , el momento angular de espín es cuantizado espacialmente con respecto al campo. Escogiendo la dirección z en la dirección del campo \mathbf{B}_{ext} , el momento angular de espín sólo tiene las componentes

$$L_s = \pm \frac{1}{2} \hbar$$

Además del momento angular de espín, los protones y los neutrones en el núcleo tienen un *momento angular orbital*. El momento angular resultante del núcleo se obtiene añadiendo los momentos angulares orbitales y de espín de todos los nucleones en el interior del núcleo. El momento angular total de un núcleo está dado por

$$L_N = \sqrt{I_N(I_N+1)} \hbar \quad (17)$$

donde I_N es un número cuántico conocido como *espín nuclear*, puede ser cero o un entero para todos los núcleos con número de masa par o semientero impar para todos los núcleos

con número de masa impar. La figura 2-11 ilustra las orientaciones posibles del espín nuclear y sus proyecciones a lo largo del eje z para el caso donde $I_N = 3/2$.

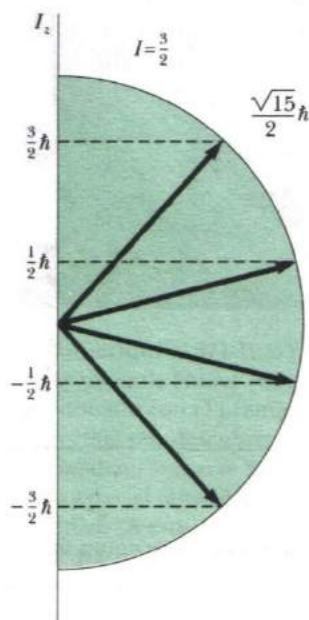


Figura 2-11. Las orientaciones posibles del espín nuclear y sus proyecciones a lo largo del eje z para el caso $I_N = 3/2$.

El momento angular nuclear está cuantizado espacialmente con respecto a un campo magnético aplicado externamente. La componente z en la dirección del campo aplicado es

$$L_{Nz} = m_l \hbar \quad (18)$$

donde $m_l = \pm I_N, \pm(I_N - 1), \dots, \pm 1/2$ si I_N es un semientero o $m_l = \pm I_N, \pm(I_N - 1), \dots, 0$ si I_N es un entero. Y $I_N = 0, 1, 2, 3, \dots$ si A es par, e $I_N = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$ si A es impar. El valor máximo de la componente del vector L_N a lo largo del eje z es $I_N \hbar$ y se conoce generalmente como espín nuclear.

El momento angular nuclear tiene un momento magnético nuclear correspondiente asociado a él, similar al del electrón. El momento magnético de un núcleo se mide en términos del *magnetón nuclear* μ_n , una unidad de momento definida como

$$\mu_n \equiv \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \frac{\text{J}}{\text{T}} \quad (19)$$

donde m_p es la masa del protón. La expresión (19) puede deducirse de la expresión matemática del magnetón de Bohr sustituyendo en ésta la masa del electrón por la del protón; dada la pequeñez del momento magnético nuclear, la interacción del núcleo con el electrón es también pequeña, lo cual explica la escasísima separación entre los componentes de la estructura hiperfina de las líneas espectrales.

Existen muchos experimentos en los cuales es posible medir el momento angular nuclear L_N ; sin embargo, en estos experimentos no se mide realmente L_N sino una cantidad relacionada, a saber, el momento magnético nuclear μ_N .

La *razón giromagnética nuclear* γ_N , es igual al cociente entre el momento magnético nuclear, expresado en unidades absolutas, y el espín nuclear, también expresado en dichas unidades, es decir

$$\gamma_N = \frac{\mu_N}{L_N} = \frac{|\mu_N|}{|L_N|} = \frac{\mu_{Nz}}{L_{Nz}} \quad (20)$$

El cociente entre el momento magnético nuclear, expresado en magnetones nucleares, y el espín nuclear, expresado en unidades de \hbar , se define como el *coeficiente g del núcleo* g_N , adimensional, relacionado con γ_N por la ecuación

$$g_N = \gamma_N \frac{2m_p}{e} \quad (21)$$

El momento magnético del núcleo puede representarse, a partir de la ecuación (20), como

$$\mu_N = \frac{g_N \mu_n}{\hbar} L_N \quad (22)$$

Las expresiones cuánticas correctas para la magnitud y componente z del momento magnético nuclear son

$$\mu_L = g_N \mu_n \sqrt{I_N(I_N + 1)} \quad (23)$$

$$\mu_{Nz} = \frac{g_N \mu_n}{\hbar} L_{Nz} = g_N m_I \mu_n \quad (24)$$

La componente en un eje z arbitrario (las únicas que pueden ser observadas) del momento magnético de un protón libre en presencia de un campo magnético externo \mathbf{B}_{ext} , aplicado en dirección del mismo eje, es $2,7928\mu_n$. Otro valor sorprendente es que el neutrón también tiene un momento magnético, el cual tiene un valor de $-1,9135 \mu_n$. El signo menos indica que este momento es opuesto al momento angular de espín del neutrón. Es importante notar que estos valores no son bien comprendidos desde el punto de vista teórico.

Los valores medidos experimentalmente de los momentos magnéticos de diferentes núcleos son mucho más pequeños que el del electrón, resultando difícil de comprender si los electrones aportan su momento magnético al total del núcleo.

2-7-1. Resonancia magnética nuclear.

Los momentos magnéticos nucleares realizan un movimiento de precesión cuando se colocan en un campo magnético externo. La frecuencia a la cual lo hacen, conocida como *frecuencia de precesión de Larmor*, es directamente proporcional al campo magnético. Esto

se describe de manera esquemática en la figura 2-12a, donde el campo magnético está a lo largo del eje z . Por ejemplo, la frecuencia de Larmor de un protón en un campo magnético de 1T es de 42,577MHz. La energía potencial de un momento de dipolo magnético en un campo magnético está dada por

$$E = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \quad (25)$$

Cuando la proyección de $\boldsymbol{\mu}$ es a lo largo del campo, la energía potencial del momento de dipolo es $-\mu B$, es decir, tiene su valor mínimo. Cuando la proyección de $\boldsymbol{\mu}$ es contra el campo, la energía potencial es μB y tiene su valor máximo. Estos dos estados de energía para un núcleo con un espín de $\frac{1}{2}$ se muestran en la figura 2-12b.

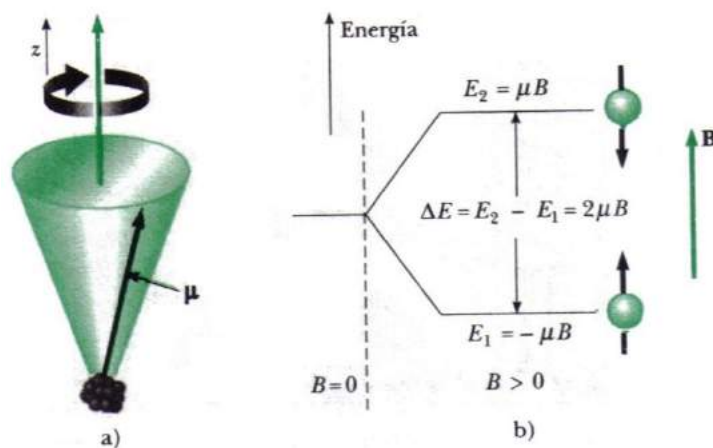


Figura 2-12. (a) Cuando un núcleo se coloca en un campo magnético externo, B , el momento magnético precesiona alrededor del campo magnético con una frecuencia proporcional al campo. (b) Un protón cuyo espín es $\frac{1}{2}$, puede ocupar uno de dos estados de energía cuando se pone en un campo magnético externo.

Si se emplea una técnica llamada RMN, por *resonancia magnética nuclear* es posible observar transiciones entre estos dos estados de espín. Un campo magnético de cd se introduce para alinear los momentos magnéticos (figura 2-12a), junto a un segundo y débil campo magnético oscilante orientado perpendicular a \mathbf{B} . Cuando la frecuencia del campo oscilante se ajusta para igualar la frecuencia de precesión de Larmor, un momento de torsión que actúa sobre los momentos que realizan precesión causa que ellos se “muevan rápidamente” entre los dos estados de espín. Estas transiciones producen una absorción neta de energía por el sistema de espín, una absorción que puede detectarse electrónicamente.

El diagrama de un aparato empleado en resonancia magnética nuclear se ilustra en la figura 2-13. La energía absorbida es suministrada por el generador que produce el campo oscilante y es medida por medio de un circuito resonante como lo es el RLC.

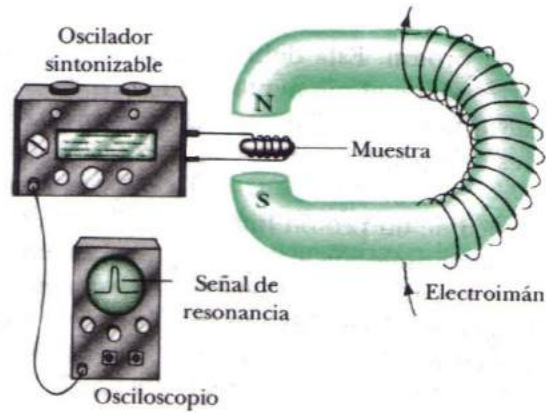


Figura 2-13. Un arreglo experimental para la resonancia magnética nuclear.

2-7-2. Espín nuclear y momento magnético deducidos de la estructura hiperfina.

La energía total de un átomo con electrones no apareados, cuyo núcleo tiene un espín no nulo, incluye un término dependiente de la interacción del momento magnético nuclear con el momento magnético de los electrones, así como con el campo magnético debido al movimiento de los electrones en el átomo. Es fácil comprender que, como sucede en el caso de la estructura fina, los niveles energéticos del átomo se desdoblan en un grupo de estado cuyo número puede ser determinado por el espín nuclear y cuya separación es dependiente del momento magnético nuclear. Por tanto, las respectivas líneas espectrales también se desdoblan, como se puede observar utilizando métodos de alta resolución, y constituyen sendos multipletes, conocidos generalmente como *estructura hiperfina*.

Si el momento angular total debido al movimiento de los electrones es \mathbf{J} ($\neq 0$) y el espín nuclear es \mathbf{L} ($\neq 0$), el momento angular total \mathbf{F} vendrá dado por

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{L} \quad (26)$$

Desde el punto de vista de la mecánica cuántica, esta suma vectorial puede ser realizada de $2L + 1$ maneras si $\mathbf{L} < \mathbf{J}$ y de $2J + 1$ maneras si $\mathbf{J} < \mathbf{L}$. Cada una de estas formas corresponderá a una orientación relativa diferente de los vectores \mathbf{L} y \mathbf{J} . Cada una de tales formas corresponde también a una energía diferente. El campo magnético interno en el núcleo, con una intensidad B_i de 10 a 100 T, es proporcional a \mathbf{J} , aunque de sentido opuesto a este vector en el caso de un átomo con un único electrón debido al signo negativo de la carga electrónica. El momento magnético nuclear μ_N es paralelo a \mathbf{L} , pero puede ser positivo o negativo. Por lo tanto, la energía de interacción

$$W = -(\mu_N \cdot B_i) = -|\mu_N||B_i|\cos(\mu_N B_i)$$

puede ser escrita de la forma

$$W = +a|\mathbf{L}||\mathbf{J}|\cos(\mathbf{LJ})$$

e introduciendo el valor mecánico cuántico del $\cos(\mathbf{LJ})$, resulta:

$$W = \frac{a}{2} \{F(F + 1) - L(L + 1) - J(J + 1)\} = \frac{aC}{2} \quad (27)$$

La constante de acoplamiento a es proporcional al aumento nuclear y, si éste es positivo, al estado hiperfino con el F más bajo corresponde el valor de W más bajo. La constante acoplamiento a incluye también el campo atómico interno, que debe calcularse a partir de la función de onda electrónica. Si dicha función de onda es conocida, se puede deducir el valor de a a partir de los intervalos μ_N observados en la estructura hiperfina. En principio, es espín nuclear se puede conocer por simple recuento de las componentes de la línea óptica cuando $L < J$, pero si no puede conseguirse la resolución de tales componentes, al menos puede observarse la relación entre las intensidades totales asociadas con transiciones a los dos estados de diferente F . De acuerdo con la ecuación (27), la diferencia energética entre los dos estados F y $F - 1$ es igual a aF ; este intervalo se conoce como la separación o *desdoblamiento de la estructura hiperfina* ΔW ; el correspondiente $\Delta\nu$ resulta ser típicamente igual a algunos miles de MHz.

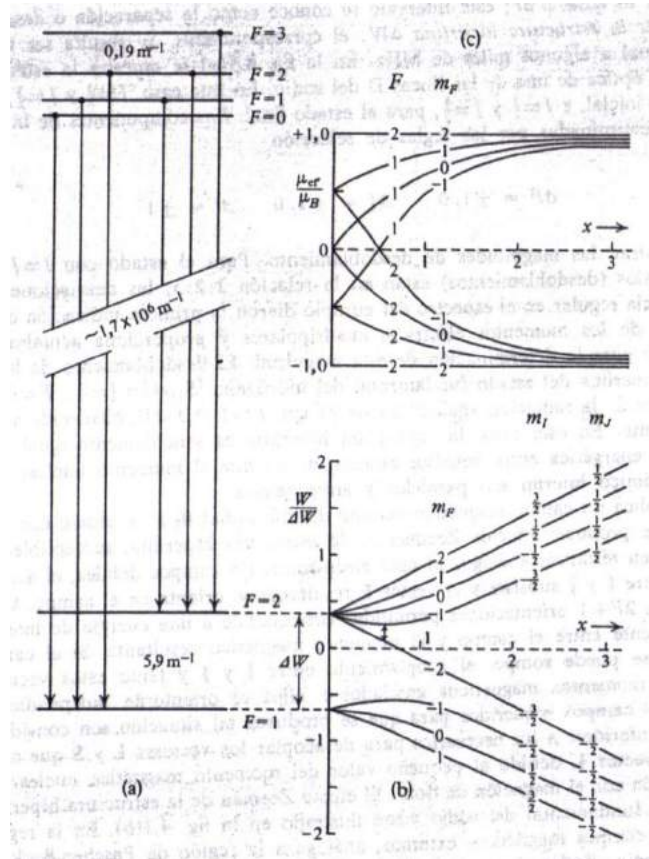


Figura 2-14. (a) Estructura hiperfina de una de las líneas D del sodio ($^2P_{3/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$). (b) Niveles energéticos del átomo de sodio en campos magnéticos débiles y moderados. El desdoblamiento Zeeman de los niveles hiperfinos del sodio. (c) momentos magnéticos efectivos del átomo de sodio en los estados representados en la figura 3-14b.

Si se aplica un campo magnético externo de intensidad B_0 a un átomo con espín nuclear, se producen efectos Zeeman en la estructura hiperfina, susceptibles de discusión en términos análogos al caso electrónico. En campos débiles, el acoplamiento entre \mathbf{L} y \mathbf{J} subsiste y el vector \mathbf{F} resultante se orienta en el campo. Cada una de las $2F + 1$ orientaciones permitidas corresponden a una energía de interacción diferente entre el campo y el momento magnético resultante. Si el campo aumenta, se puede romper el acoplamiento entre \mathbf{L} y \mathbf{J} y tanto estos vectores como los momentos magnéticos asociados a ellos se orientarán independientemente. Los campos requeridos para que se produzca tal situación son considerablemente inferiores a los necesarios para desacoplar los vectores \mathbf{I} y \mathbf{S} que componen el vector \mathbf{J} , debido al pequeño valor del momento magnético nuclear en comparación con el magnetón de Bohr.

2-8. Referencias.

1. W.E. BURCHAM F.R.S., FÍSICA NUCLEAR. Primera edición, EDITORIAL REVERTÉ, S.A., España 1974.
2. I. KAPLAN, FÍSICA NUCLEAR. Segunda edición, AGUILAR, S.A. DE EDICIONES, España 1962.
3. W. GREINER, y J. A. MARUHN: NUCLEAR MODELS. First edition, SPRINGER-VERLAG BERLIN HEIDELBERG, Germany 1996.
4. S. GLASSTONE, y A. SESONSKE: INGENIERÍA DE REACTORES NUCLEARES. Primera edición, EDITORIAL REVERTÉ, S. A. España 1982.
5. A. BOROVÓI, COMO SE REGISTRAN LAS PARTÍCULAS. Primera edición, EDITORIAL MIR., Moscú 1985.
6. D. A. SKOOG, F. J. HOLLER, y T. A. NIEMAN: PRINCIPIOS DE ANÁLISIS INSTRUMENTAL. Quinta edición, MCGRAW-HILL/INTERAMERICANA DE ESPAÑA S. A. U., España 2001.
7. EISBERG, R., y RESNICK, R.: Física Cuántica: átomos, moléculas, sólidos, núcleos y partículas. Segunda edición, EDITORIAL LIMUSA, S.A. de C.V. México D.F. 2002.
8. SERWAY R. A. FÍSICA Tomo II. Cuarta edición, MCGRAW-HILL INTERAMERICANA EDITORES, S. A. de C. V., México D. F. 1997.

CAPÍTULO III

MODELOS NUCLEARES

Los primitivos modelos nucleares eran de dos tipos: aquellos en que se podían distinguir los estados de los nucleones y aquellos en los que se hacía un mayor énfasis sobre las propiedades continuas de la materia nuclear. El desarrollo posterior en este campo ha tenido lugar en ambas directrices y, en consecuencia, es posible clasificar todos los modelos existentes actualmente en dos grandes grupos:

- a) Modelos del *tipo de partícula individual*, para los cuales la estructura estratiforme es una característica básica, y
- b) Modelos del *tipo colectivo o de fuerte interacción*, tales como el modelo de la gota líquida, en los cuales se pone de manifiesto una fuerte correlación entre el movimiento de los nucleones.

Desde luego, estos dos tipos de modelos no se excluyen entre sí, dado que la materia nuclear está lejos de poder ser considerada como un líquido clásico. De hecho, el principio de Pauli permite que un nucleón en un núcleo posea el gran recorrido libre medio que exige la evidencia de una estructura estratiforme nuclear.

3-1. El modelo de la gota líquida.

El modelo de la gota, propuesto por Bohr en 1935, considera a los nucleones como si fueran moléculas en una gota de líquido, los cuales interactúan fuertemente entre sí y experimentan choques frecuentes cuando se agitan dentro del núcleo. Este movimiento es similar al movimiento de moléculas en una gota líquida agitada térmicamente. Se basa en dos propiedades que se ha encontrado son comunes a todos los núcleos, excepto aquellos de A pequeña; (1) sus densidades de masa interior son aproximadamente iguales y (2) sus energías de enlace total son aproximadamente proporcionales a sus masas ya que $\Delta E/A \approx$ constante. Ambas propiedades se pueden comparar con otras análogas relacionadas con gotas macroscópicas de algún líquido incompresible. Para esas gotas clásicas de diversos tamaños (1) sus densidades en interiores son iguales y (2) sus calores de vaporización son proporcionales a sus masas. La segunda comparación es significativa, ya que el calor de vaporización es la energía necesaria para dispersar la gota en sus moléculas constituyentes y, por lo tanto, es comparable con la energía de enlace del núcleo.

El modelo de la gota aproxima al núcleo a una esfera con una densidad interior uniforme, que cae a cero bruscamente en su superficie. El radio es proporcional a $A^{1/3}$; el área de la superficie es proporcional a $A^{2/3}$; y el volumen es proporcional a A .

La fórmula para la masa consiste de una suma de seis términos

$$M_{Z,A} = f_0(Z, A) + f_1(Z, A) + f_2(Z, A) + f_3(Z, A) + f_4(Z, A) + f_5(Z, A) \quad (1)$$

donde $M_{Z,A}$ representa la masa de un átomo cuyo núcleo está especificado por Z y A . El primer término es la *masa de las partes constituyentes* del átomo

$$f_0(Z, A) = 1,007825Z + 1,008665(A - Z) \quad (2)$$

El coeficiente de Z es la masa del átomo ${}^1_1\text{H}$ en unidades de masa y el coeficiente de $(A - Z)$ es la masa del neutrón, ${}^0_1\text{n}$, en las mismas unidades. Los siguientes términos corrigen para los equivalentes de masa de varios efectos que contribuyen a la energía de enlace total del núcleo.

De suma importancia, es el término del *volumen*

$$f_1(Z, A) = -a_1A \quad (3)$$

Esto corresponde a una energía de enlace proporcional a la masa o volumen nuclear. El término describe la tendencia de que la energía de enlace por nucleón sea constante. Un término como ese, estaría presente en el caso de una gota clásica. Debido a que es negativo reduce la masa y, por lo tanto, aumenta la energía de enlace.

Enseguida, se encuentra el término de la *superficie*

$$f_2(Z, A) = a_2A^{2/3} \quad (4)$$

Esta es una corrección proporcional al área de la superficie del núcleo. Como el término es positivo, aumenta la masa y consecuentemente reduce la energía de enlace. En una gota clásica este término representaría el efecto de la tensión superficial. Aparecería por el hecho de que una molécula en la superficie de la gota sólo experimenta fuerzas atractivas de un solo lado, de modo que su energía de enlace es menor que la energía de enlace de una molécula en el interior que experimenta fuerzas atractivas por todos lados. Por lo tanto, si la energía de enlace total se hace simplemente proporcional al volumen de la gota se estará sobreestimando la energía de enlace de las moléculas de la superficie y entonces deberá hacerse una corrección proporcional al número de esas moléculas, o al área de la superficie, con el fin de reducir la energía de enlace. En un núcleo sucede lo mismo.

El término de Coulomb que es

$$f_3(Z, A) = a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (5)$$

Toma en cuenta la energía de Coulomb positiva del núcleo cargado que se supone tiene una distribución de carga uniforme cuyo radio es proporcional a $A^{1/3}$. El efecto de las repulsiones de Coulomb entre los protones aumenta la masa y reduce la energía de enlace. Un término similar estaría presente para una gota cargada de un líquido clásico.

El siguiente término introduce una propiedad específica a los núcleos. Es el término de *asimetría*

$$f_4(Z, A) = a_4 \frac{(Z - A/2)^2}{A} \quad (6)$$

que toma en cuenta la tendencia observada de tener $Z = N$. La función f_4 es cero para $Z = N = (A - Z)$, o $2Z = A$, pero de otro modo es positiva y aumenta conforme aumenta la desviación de esta condición.

La tendencia de los núcleos de tener Z par y N par es tomada en cuenta por el término de *apareamiento*

$$\begin{aligned} &= -f(A), \text{ si } Z \text{ par, } N = (A - Z) \text{ par} \\ f_5(Z, A) &= 0, \begin{cases} \text{si } Z \text{ par, } N = (A - Z) \text{ impar} \\ \text{o } Z \text{ impar, } N = (A - Z) \text{ par} \end{cases} \quad (7) \\ &= +f(A), \text{ si } Z \text{ impar, } N = (A - Z) \text{ impar} \end{aligned}$$

Si ambas Z y N son pares, la masa disminuye, y si ambas Z y N son impares, aumenta. Por lo tanto, la energía de enlace se maximiza si ambas Z y N son pares. La forma exacta de la función $f(A)$ por lo general se determina ajustando los datos. En el caso de una ley potencial simple, el mejor ajuste se obtiene con

$$f(A) = a_5 A^{-1/2} \quad (8)$$

Juntando de (2) a (8) se tiene

$$\begin{aligned} M_{Z,A} &= 1,007825Z + 1,008665(A - Z) - a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 Z^2 A^{-1/3} + a_4 \left(Z - \frac{A}{2}\right)^2 A^{-1} \\ &+ \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ +1 \end{pmatrix} a_5 A^{-1/2} \text{ en u. m. a.} \quad (9) \end{aligned}$$

Esta es la llamada *fórmula semiempírica de la masa* (Weizsacker 1935) porque los parámetros a_1 hasta a_5 se obtienen empíricamente ajustando las masas que se miden. Un conjunto de parámetros que proporciona buenos resultados es

$$a_1 = 0,01691 \text{ uma}$$

$$a_2 = 0,01911 \text{ uma}$$

$$a_3 = 0,000763 \text{ uma}$$

$$a_4 = 0,10175 \text{ uma}$$

$$a_5 = 0,012 \text{ uma}$$

Utilizando estos parámetros, la fórmula proporciona una gran concordancia con el comportamiento promedio de las masas medidas de todos los núcleos estables excepto aquellos con A muy pequeña. En la figura 3-1, se muestran los términos de volumen, de superficie, de Coulomb y de asimetría individualmente.

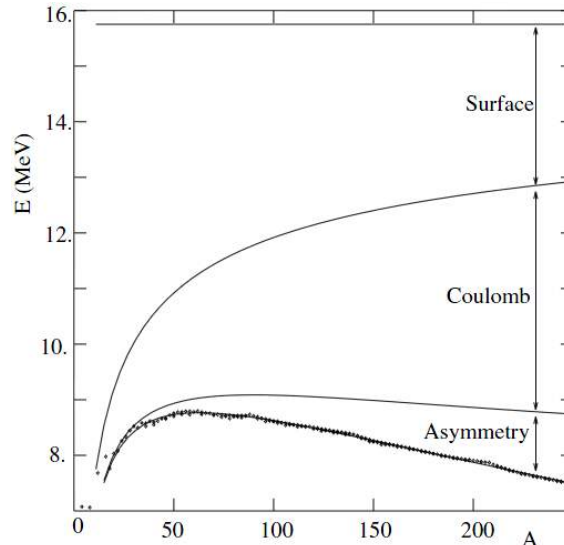


Figura 3-1. Ilustración de cómo los términos de volumen, de superficie, de Coulomb y de asimetría de la fórmula semiempírica de la masa se combinan para producir la energía de enlace por nucleón.

El modelo de la gota líquida es el modelo nuclear más antiguo y más clásico. Anteriormente los parámetros eran totalmente empíricos y no se tenía ni siquiera un conocimiento cualitativo de los términos de asimetría y apareamiento. Sin embargo, la fórmula fue significativa porque describió con bastante exactitud las masas de cientos de núcleos en términos de sólo 5 parámetros. En la actualidad, ya se tiene una visión más profunda sobre el origen de los dos términos mencionados. El parámetro más importante, el término del volumen a_1 ya no es puramente empírico. La teoría nuclear ha sido desarrollada a tal punto que predice, razonablemente bien, el valor de a_1 , en términos de las propiedades detalladas de las fuerzas nucleares.

El modelo de la gota líquida brinda una descripción cualitativa de la fisión nuclear; sin embargo, no explica algunos detalles más finos de la estructura nuclear, como las reglas de estabilidad y el momento angular.

3-2. Modelo del gas de Fermi.

Weisskopf fue el primero en señalar que existe una explicación simple de cómo los nucleones se pueden mover independientemente a través del núcleo en su estado base. La explicación se basa en el *modelo del gas de Fermi del núcleo*. Este modelo es esencialmente igual al modelo del gas de electrones libres para los electrones de conducción en un metal. Supone que cada nucleón del núcleo se mueve en un *potencial*

neto atractivo que representa el efecto promedio de sus interacciones con otros nucleones en el núcleo. El potencial neto posee una profundidad constante dentro del núcleo ya que la distribución de nucleones es constante en esa región; fuera del núcleo se va a cero en una distancia igual al alcance de las fuerzas nucleares. Por lo tanto, el potencial neto es aproximadamente igual a un pozo cuadrado finito tridimensional cuyo radio es un poco mayor que el radio nuclear y cuya profundidad se determina a partir de la energía de Fermi de un núcleo típico. En el estado base del núcleo, sus nucleones, que son todos fermiones con espín intrínseco $s = 1/2$, ocupan los niveles de energía del potencial neto, de modo tal que minimizan la energía total sin violar el principio de exclusión.

En la figura 3-2 se indican los estados cuánticos que se encuentran llenos por neutrones en el estado base de un núcleo. Como los protones son distinguibles de los neutrones, el principio de exclusión opera independientemente en los dos tipos de nucleones y se debe imaginar un diagrama separado e independiente que represente los estados cuánticos que llenan los protones. De estos diagramas resulta inmediatamente evidente por qué el *principio de exclusión* evita que los nucleones sean dispersados entre sí cuando el núcleo está en su estado base.

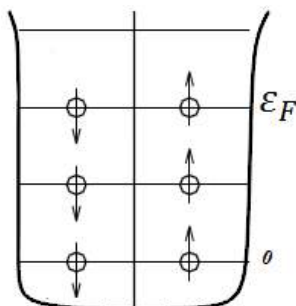


Figura 3-2. Representación esquemática de los niveles de energía que llenan los neutrones en el estado base de un núcleo.

El punto es que casi todos los estados energéticamente accesibles se encuentran ya completamente llenos, por lo tanto, esencialmente no podrán ocurrir colisiones en aquellos casos en los que los dos nucleones del mismo tipo intercambien estados cuánticos. Sin embargo, el efecto neto de un intercambio tal, de dos partículas indistinguibles es el mismo que si no hubiese habido colisión. Desde luego que si existe un conjunto de estados degenerados, parcialmente llenos, a la energía de Fermi, los pocos nucleones en estos estados podrán chocar entre sí, pero una sola fracción pequeña del número total de nucleones podrá estar en dichos estados. Por lo tanto, se puede ver que *casi todos los nucleones que componen el núcleo se pueden mover libremente dentro del núcleo si este se encuentra en su estado base*.

La energía de Fermi ϵ_F , es la energía que se indica en la figura 3-2 para el nucleón que llena el nivel más alto del sistema, medido a partir del fondo del pozo de potencial. Se relaciona con la masa del nucleón M y la densidad de nucleones ρ , como se escribe a continuación

$$\varepsilon_F = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2M} \left(\frac{3}{\pi} \rho \right)^{\frac{2}{3}} \quad (10)$$

La tendencia de los nucleones a tener $Z = N$, también encuentra una explicación simple en el modelo del gas de Fermi. Considérese un núcleo con Z muy pequeña, para el cual la fuerza de Coulomb que actúa entre protones puede ser ignorada en comparación con la fuerza nuclear que es mucho más fuerte. En este núcleo se tienen dos gases de Fermi independientes, los neutrones y los protones. Ambos se mueven en potenciales nucleares netos que, en esta aproximación, son iguales, básicamente porque la fuerza nuclear que actúa entre neutrones es igual a la fuerza nuclear actuando entre protones, puesto que la fuerza nuclear es independiente de la carga. En esta aproximación, los niveles de energía de los dos sistemas deberán ser iguales, como se indica en la figura 3-3. Para un valor dado de A , la energía total del núcleo obviamente se minimiza si los niveles de energía se llenan con $Z = N$, ya que si esta condición se violara, los nucleones ocuparían niveles de energía más altos de los necesarios.

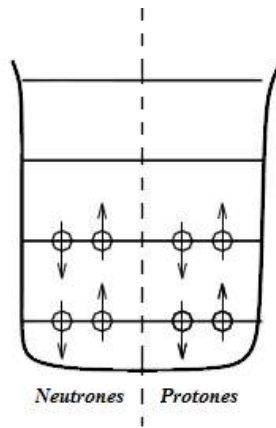


Figura 3-3. Representación esquemática de gases de Fermi independientes de neutrones y protones en el estado de mínima energía de un núcleo con Z muy pequeña, lo que se indica por un pozo cuadrado de aristas redondeadas.

Un tratamiento cuantitativo de este argumento conduce a la expresión matemática (6), utilizada en el término de asimetría de la fórmula semiempírica de la masa. La razón por la que aparece el factor $1/A$ en ese término, es que los niveles correspondientes al pozo de potencial tridimensional se encuentran menos espaciados entre mayor sea el valor de A . De esta manera, a medida que aumenta A , existe una disminución en el castigo energético asociado con la violación de la condición $N = Z$, que se describe por medio del factor $(Z - A/2)^2$.

3-3. Modelo de capas.

El modelo de Fermi establece la validez de tratar el movimiento de los nucleones ligados en un núcleo, en términos del movimiento independiente de cada nucleón en un potencial

nuclear neto. El siguiente paso, obviamente, será resolver la ecuación de Schrödinger para este potencial y obtener una descripción detallada del comportamiento de los nucleones. Este procedimiento es el empleado en el *modelo de capas del núcleo*. El modelo de capas tiene una función en la física nuclear comparable a la teoría de Hartree en la física atómica. Sin embargo, el modelo de capas es más rígido, ya que la forma exacta del potencial atómico neto, se determina internamente mediante la teoría atómica autoconsistente, mientras que la forma exacta del potencial nuclear neto debe ser insertada al modelo nuclear. Desde luego que existe alguna información general acerca del potencial nuclear neto, proveniente del modelo del gas de Fermi.

El procedimiento que se sigue en el modelo de capas, implica encontrar, en primer lugar, los niveles de energía para neutrones y protones para una forma supuesta del potencial neto de un núcleo particular. Es decir, si se considera a cada nucleón como moviéndose independientemente en un potencial nuclear neto $V(r)$, el nucleón tendrá niveles de energía permitidos que estarán determinados por la forma del potencial $V(r)$, y que se encuentran resolviendo la ecuación de Schrödinger para ese potencial. Las únicas formas consideradas para el potencial neto son funciones esféricamente simétricas, $V(r)$, donde r es la distancia entre el nucleón y el centro del núcleo; otras formas aumentarían considerablemente la dificultad para resolver la ecuación de Schrödinger.

Así como en la teoría de Hartree para átomos, se encuentra que la energía de un nivel de energía de un nucleón del potencial nuclear neto $V(r)$, depende de los números cuánticos n y l , que especifican el comportamiento radial y angular de un nucleón en ese nivel. El número cuántico l es el mismo que se ha encontrado en la física atómica cuando se trata con cualquier potencial esféricamente simétrico como $V(r)$. El número cuántico n que se utiliza en física nuclear se relaciona con, *pero no es lo mismo* que, el número cuántico de la física atómica que se simboliza con la misma letra. Debido a la forma aproximada del pozo cuadrado del potencial neto $V(r)$ que aparece en física nuclear, es más conveniente en ese campo utilizar lo que se ha denominado *número cuántico de nodo radial* n .

Los resultados relacionados con pozos cuadrados tridimensionales que son de mayores consecuencias son que las energías de niveles ligados aumentan conforme aumenta n , para una l dada, y que también aumenta al aumentar l , para una n dada.

Habiendo encontrado los niveles de energía del nucleón en el potencial nuclear neto $V(r)$, supuesto en la forma de un pozo cuadrado, el siguiente paso en el modelo de capas es “construir” el núcleo llenando los niveles en orden de energía creciente, con los N neutrones y Z protones que contiene el núcleo. El principio de exclusión limita la ocupación de cada nivel a $2(2l + 1)$ neutrones o protones. Esta ocupación corresponde a los dos valores posibles del número cuántico m_s , que especifica la orientación del impulso angular de espín intrínseco de un nucleón, y los $(2l + 1)$ valores posibles del número cuántico m_l , que especifica la orientación del impulso angular orbital del nucleón. El procedimiento

utilizado para construir un núcleo llenando los niveles de energía nucleónica es justamente el mismo que el utilizado en la teoría de Hartree para construir un átomo llenando sus niveles de energía electrónicos, excepto que en un núcleo existen partículas de dos especies distinguibles –los neutrones y los protones– a las cuales se aplica en principio de exclusión independientemente.

Originalmente, se esperaba encontrar una forma particular para los potenciales $V(r)$ de los diversos núcleos, en la cual el ordenamiento y espaciamiento de los niveles de energía nucleónicos serían tales que, un nivel fuertemente ligado, conteniendo un número apropiado de neutrones y protones se llenaría en aquellos núcleos que tuviesen valores de N o Z iguales a los números mágicos –así como llenando niveles de energía electrónicos, fuertemente ligados, conduce a átomos de gas noble cuando Z es igual a un número mágico atómico. Se intentaron muchas formas detalladas y diferentes para la dependencia radial del potencial nuclear (incluyendo una apropiadamente denominada “potencial de la botella de vino”, un pozo cuadrado con una prominencia centrada en el fondo, como el perfil del fondo de una botella de vino, lo que suprime de cierto modo la dependencia en l de la energía). Se encontró que *no hay* forma de $V(r)$ que conduzca siquiera al ordenamiento de los niveles de energía nucleónicos requerido para explicar los números mágicos.

3-3-1. Explicación de los números mágicos.

El misterio de los números mágicos fue resuelto en 1949 por Mayer, e independientemente por Jensen, quienes introdujeron la idea de una interacción espín-órbita nuclear. Su propuesta se basa en que cada nucleón en un núcleo experimenta además del potencial nuclear neto, una *interacción espín-órbita invertida fuerte* proporcional a $\mathbf{S}\cdot\mathbf{L}$, el producto escalar entre los vectores de espín y momento angular orbital. Fuerte quiere decir que la energía de interacción es mucho mayor (aproximadamente 20 veces) que la que se predice utilizando la fórmula atómica para la interacción espín-órbita

$$\Delta E = \frac{\hbar^2}{4m^2c^2} [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)] \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr}$$

igualando $V(r)$ al potencial nuclear neto y m a la masa del nucleón. Invertido quiere decir que la energía del nucleón disminuye cuando $\mathbf{S}\cdot\mathbf{L}$ es positiva, y aumenta cuando es negativo. Por lo tanto, el signo de la interacción es opuesto al signo de la interacción espín-órbita magnética que experimenta un electrón en el átomo; es decir, la energía de interacción es *negativa* cuando el momento angular total del nucleón $\mathbf{J} = \mathbf{S} + \mathbf{L}$ tiene la máxima magnitud posible (es decir, cuando \mathbf{S} y \mathbf{L} son tan paralelos como sea posible y $\mathbf{S}\cdot\mathbf{L}$ es positiva) sin embargo, como la magnitud de la interacción espín-órbita es proporcional a $\mathbf{S}\cdot\mathbf{L}$, igual que para un electrón atómico, la magnitud del desdoblamiento de los niveles de energía nucleónicos será aproximadamente proporcional al valor numérico cuántico l , igual que para los niveles de energía electrónicos. A pesar de que existen similitudes entre las interacciones espín-órbita nuclear y atómico, sus diferencias hacen evidente que la primera

no es de origen magnético. En su lugar, es un atributo de la fuerza nuclear cuyo origen no se entiende aún completamente.

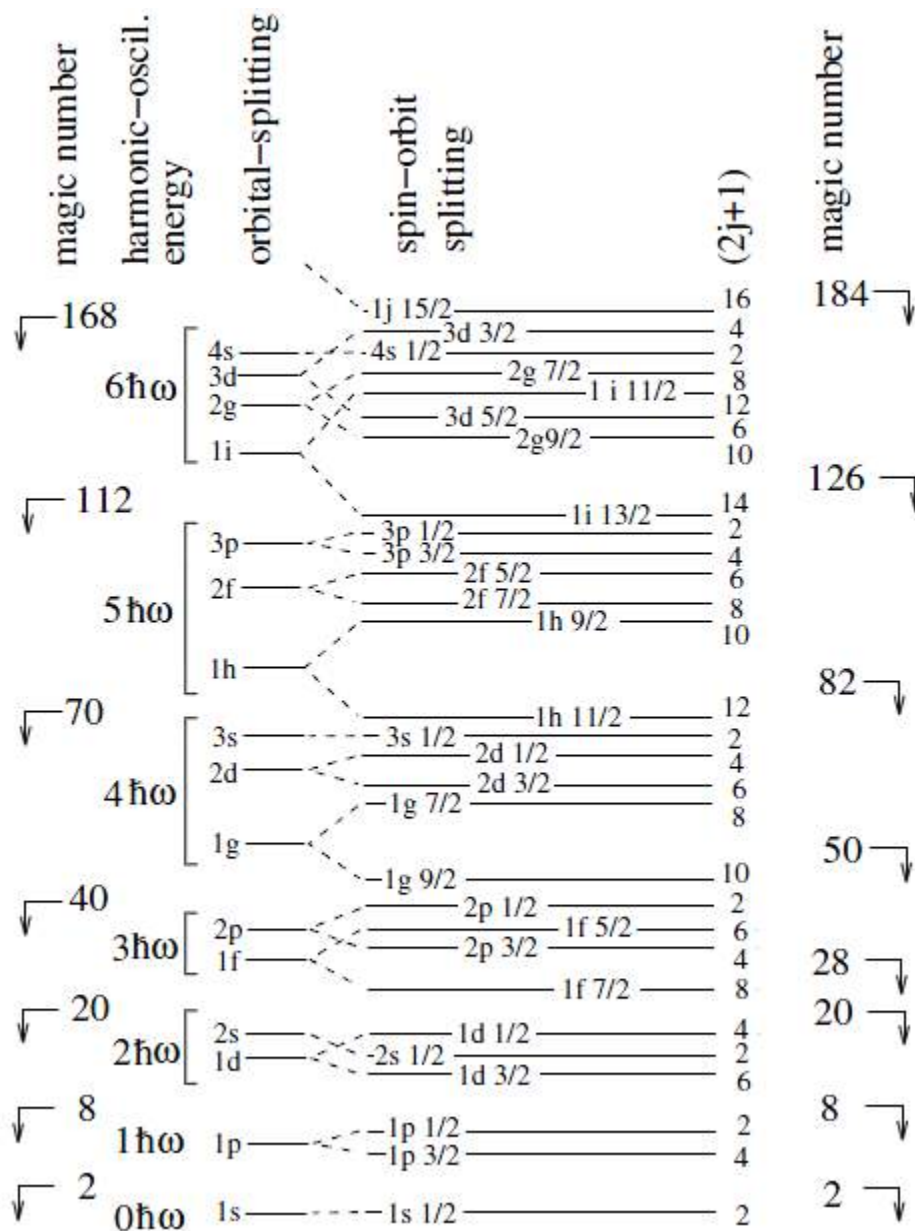


Figura 3- 4. *Izquierda:* Orden en que se llenan los niveles correspondientes a pozos cuadrados con aristas redondeadas, sin interacción espín-órbita, a medida que la ocupación y el radio del pozo aumentan. *Derecha:* Niveles que aparecen cuando se añade una fuerte interacción S.L invertida. La columna marcada con (2j+1) muestra en número de nucleones iguales que pueden ocupar el nivel correspondiente sin violar el principio de exclusión.

En el lado izquierdo de la figura 3-4, se muestra el ordenamiento y espaciamiento aproximado de los niveles de energía que llenan los nucleones en núcleos con potenciales $V(r)$ en la forma de pozos cuadrados con aristas redondeadas, como los potenciales que se muestran en la figura 3-3. Al llenarse los niveles, y procediendo hacia arriba en la tabla

periódica, la profundidad de los potenciales se mantiene constante mientras que sus radios aumentan en proporción a la raíz cubica del número de nucleones que contienen en los niveles llenos. Las mismas características generales que se pueden ver en el lado izquierdo de la figura 3-4, se encuentran en todos los potenciales esféricamente simétricos que tienen una forma que guarda alguna semejanza con un pozo cuadrado atractivo.

El lado derecho de la figura 3-4 muestra como se desdoblán los niveles de energía nucleónicos por la interacción espín-órbita nuclear. En presencia de la interacción espín-órbita, m_l y m_s no son ya número cuánticos útiles puesto que las componentes z de los momentos angulares orbital y de espín intrínseco de un nucleón ya no son constantes cuando estos momentos angulares se acoplan por medio de una interacción. Por lo tanto, n , l , j y m_j , se deben utilizar para denotar los niveles de energía desdoblados. El número cuántico j especifica la magnitud del momento angular total J , de un nucleón, que es la suma de sus momentos angulares de espín y orbital; m_j es el número cuántico que especifica la componente z de su momento angular total J_z . Como resultado de la interacción espín-órbita, las energías de los niveles dependen tanto de j como de n y l y la j que es mayor produce la menor energía ya que el signo de la interacción espín-órbita nuclear esta invertido.

De acuerdo con el principio de exclusión, cada uno de estos niveles tiene una capacidad de $(2l + 1)$, que es el número de valores posibles de m_j . Esto se muestra en la primera columna de la derecha en la figura. La segunda columna muestra la capacidad total para cada nivel que quede extraordinariamente por debajo del siguiente nivel hacia arriba. Como existen niveles que estarán desusadamente fuertemente ligados, se puede ver que el modelo de capas con una fuerte interacción espín-órbita invertida predice precisamente los número mágicos.

3-4. Referencias.

1. W.E. BURCHAM F.R.S., FÍSICA NUCLEAR. Primera edición, EDITORIAL REVERTÉ, S.A., España 1974.
2. I. KAPLAN, FÍSICA NUCLEAR. Segunda edición, AGUILAR, S.A. DE EDICIONES, España 1962.
3. W. GREINER, y J. A. MARUHN: NUCLEAR MODELS. First edition, SPRINGER-VERLAG BERLIN HEIDELBERG, Germany 1996.
4. S. GLASSTONE, y A. SESONSKE: INGENIERÍA DE REACTORES NUCLEARES. Primera edición, EDITORIAL REVERTÉ, S. A. España 1982.

5. EISBERG, R., y RESNICK, R.: Física Cuántica: átomos, moléculas, sólidos, núcleos y partículas. Segunda edición, EDITORIAL LIMUSA, S.A. de C.V. México D.F. 2002.

CAPÍTULO IV DESINTEGRACIONES NUCLEARES

Toda vez que muchas de las ideas y técnicas de la física atómica y nuclear se fundamentan en las propiedades de los elementos radiactivos y de sus radiaciones, resulta esencial el estudio de la radiactividad. Ya se ha visto cómo la emisión de partículas α y β por ciertos átomos sugirió la idea de que estos estaban constituidos por entidades menores, conduciendo al actual concepto de la estructura atómica. Las experiencias de dispersión de partículas α por los átomos proporcionó el concepto nuclear del átomo, fundamental en toda la teoría atómica. El análisis de las relaciones químicas entre los distintos elementos radiactivos dio como resultado el descubrimiento de los isótopos. El bombardeo de átomos con partículas α rápidas (de alta energía) procedentes de emisores radiactivos provocaba la desintegración de los núcleos atómicos, lo que permitió el descubrimiento del neutrón y la elaboración de la moderna teoría acerca de la composición del núcleo.

El estudio de las radiaciones emitidas por los radionúclidos naturales y artificiales ha demostrado que el núcleo posee niveles de energía análogos a los atómicos como se mencionó en el capítulo anterior; la *espectroscopia nuclear*, cuyo objeto es la investigación de estos niveles, es una fuente importante de información sobre la estructura nuclear. Así pues, la radiactividad ha estado íntimamente ligada al desarrollo de la física nuclear, siendo imposible concebir ésta como algo desunido de aquella.

4-1. La radiactividad natural y las leyes de la transformación radiactiva.

Las leyes que rigen las transformaciones radiactivas nacieron de la información que se poseía sobre los radioelementos naturales; pero son también válidas para los artificiales y pueden, por tanto, aplicarse a cualquier transformación radiactiva.

Los experimentos iniciales de Crookes, Becquerel y Rutherford y Soddy proporcionan las primeras indicaciones sobre el modo como se produce una sustancia radiactiva a partir de otra. Crookes (1900) observó que al precipitar por adición de carbonato amónico una sal de uranio disuelta y redisolver el precipitado en exceso de reactivo, quedaba un pequeño residuo que, al separarlo de la solución, resultaba ser muy radiactivo, mientras que el producto obtenido al evaporar la solución, que contenía prácticamente todo el uranio, presentaba una radiactividad muy débil; debía deducirse, pues, que la mayor parte de la actividad observada en los compuestos de uranio no era debida a este elemento, sino a otra sustancia que podía separarse del mismo y a la que se dio el nombre de uranio X (UX) para distinguirla del uranio corriente. Becquerel descubrió que manteniendo separadas durante cierto tiempo las fracciones constituidas por uranio y UX, la actividad de éste disminuía, en tanto que la del primero aumentaba.

Rutherford y Soddy obtuvieron resultados análogos con las sales de torio; separaron un material activo al que denominaron torio X, mientras el resto, constituido prácticamente por torio era casi inactivo; al cabo de unos día observó que el torio X perdía su actividad, mientras que el torio, del que se había eliminado esta sustancia, recuperaba gradualmente la suya anterior y, al estudiar cuantitativamente la velocidad de desaparición de la actividad del ThX y la velocidad con que recuperaba la suya el torio, obtuvieron las curvas de la figura 4-1.

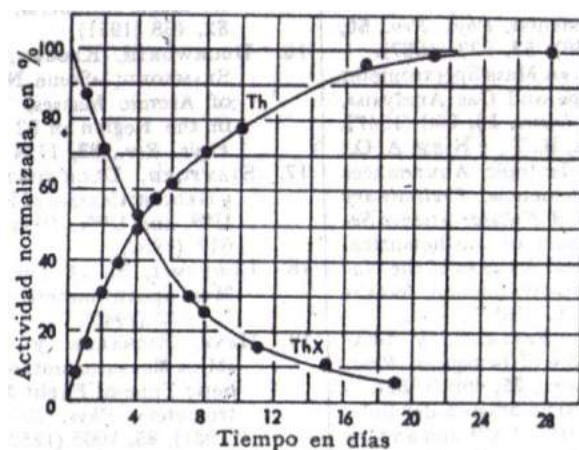


Figura 4-1. Disminución de la actividad del ThX, y crecimiento de la del Th.

La curva experimental de decrecimiento de la actividad del ThX era de naturaleza exponencial; es decir, la actividad (intensidad de radiación) podía expresarse en función del tiempo mediante la ecuación

$$A_X(t) = A_{X0}e^{-\lambda t} \quad (1)$$

donde A_{X0} es la actividad inicial del ThX, $A_X(t)$ es la actividad al cabo del tiempo t y λ es una constante denominada *constante de desintegración*. Se observó que la curva de recuperación de actividad por parte del torio correspondía a la expresión

$$A(t) = A_0(1 - e^{-\lambda t}) \quad (2)$$

donde λ tiene el mismo valor que la ecuación (1); por consiguiente, las curvas de decrecimiento y recuperación son simétricas. En la figura 4-2 se recogen los resultados correspondientes al UX y al U; las curvas son análogas a las dadas para el torio, si bien la escala de tiempos es diferente, pues el ThX pierde la mitad de sus actividad en unos 3,5 días, en tanto que el UX necesita 24 días, por lo que el valor de λ es mayor para ThX que para UX.

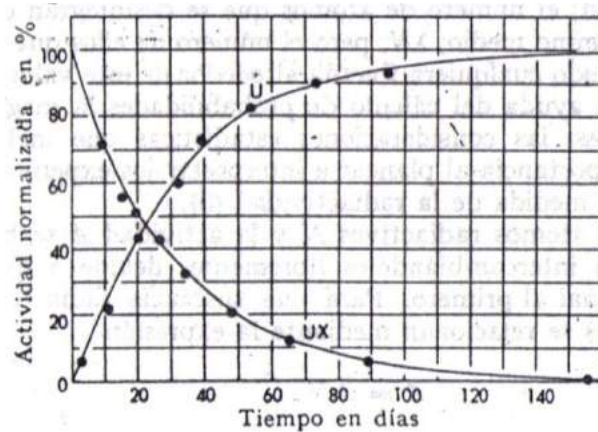


Figura 4-2. Disminución de la actividad del UX, y crecimiento de la del U.

Estas observaciones experimentales permitieron a Rutherford y Soddy formular una teoría de la transformación radiactiva; sugirieron que los átomos de los elementos radiactivos sufren una desintegración espontánea con emisión de partículas α o β y formación de átomos de un nuevo elemento; la intensidad de la radiactividad (*actividad*) es proporcional al número de átomos que se desintegran por unidad de tiempo, por lo que la actividad A , medida por uno de los métodos comentados en el capítulo I, puede sustituirse por el número de átomos N , con lo que la ecuación (1) se transforma en

$$N_x(t) = N_{x0} e^{-\lambda t} \quad (3)$$

La notación queda simplificada eliminando el subíndice x , que se utiliza solo para distinguir entre el cuerpo X y su predecesor; es decir,

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4)$$

es la ecuación que representa la variación con el tiempo del número de átomos de una sustancia radiactiva que se desintegra de modo sencillo. Derivando la ecuación (4) resulta:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (5)$$

donde, para abreviar, $N(t)$ se ha sustituido por N . Según la ecuación (5), el número de átomos de un elemento radiactivo que se desintegra por unidad de tiempo es proporcional al número de los que todavía no se han desintegrado, siendo el factor de proporcionalidad la constante de desintegración; característica de cada especie radiactiva.

La ecuación (5) expresa la ley fundamental de la desintegración radiactiva; con ella y con dos hipótesis complementarias se pudo explicar el crecimiento de actividad en las muestras de torio o uranio de las que se había eliminado el ThX o el UX; estas hipótesis son:

- i. La producción de una nueva sustancia radiactiva, por ejemplo UX por parte del elemento radiactivo predecesor, uranio, es constante.

- ii. La nueva sustancia, UX, se desintegra también según la ley expresada por la ecuación (5).

E. von Schweidler (1905) dedujo la ley del decrecimiento exponencial sin hacer ninguna hipótesis especial sobre la estructura de los átomos radiactivos o acerca del mecanismo de la desintegración; supuso tan sólo que la desintegración de un átomo de un elemento radiactivo está sujeta a las leyes del azar, y que la probabilidad de que un átomo se desintegre en un intervalo de tiempo es independiente de su historia anterior y es la misma para todos los átomos existentes en un tiempo dado. De este modo logró obtener una interpretación estadística de los procesos de desintegración, llegando a los mismos resultados de (4). Así pues, la ley de la desintegración radiactiva es de naturaleza estadística y se aplica a un gran número de sucesos sometidos a las leyes de la probabilidad; sin embargo, las consideraciones estadísticas que incluye el cálculo de probabilidades, tienen importancia al plantear e interpretar los experimentos relacionados con la medida de la radiactividad.

El número de átomos radiactivos N y la actividad A se han utilizado hasta ahora intercambiándolos libremente, debido a que la última es proporcional al primero. Para una sustancia radiactiva dada, ambas magnitudes se relacionan mediante la expresión

$$A = c\lambda N \quad (6a)$$

El factor de proporcionalidad c , que se denomina a veces *coeficiente de detección*, depende de la naturaleza y eficacia del instrumento detector y puede variar mucho de unas sustancias radiactivas a otras. Para cualquier sustancia dada, la magnitud que normalmente interesa conocer es la relación entre el número de átomos existentes en dos instantes determinados; pero de (6a) se deduce que

$$\frac{N(t_1)}{N(t_2)} = \frac{A(t_1)}{A(t_2)} \quad (6b)$$

eliminándose el coeficiente de detección. Por consiguiente, el empleo de N y A como cantidades equivalentes no produce de ordinario confusión alguna en el caso de una sustancia aislada. Cuando se consideran dos sustancias diferentes, las actividades medidas son $A_1 = c_1\lambda_1N_1$ y $A_2 = c_2\lambda_2N_2$; si el número de átomos que se desintegran por unidad de tiempo es el mismo para ambas sustancias, $\lambda_1N_1 = \lambda_2N_2$, pero las actividades medidas, en cuentas por minuto, por ejemplo, no son necesariamente iguales, y sólo lo serían si lo fueran los coeficientes de detección; se supondrá, con algunas excepciones, que los coeficientes de detección son todos iguales a la unidad; es decir, que se detectan todas las desintegraciones, condición que corrientemente no se cumple en la práctica. De este modo, a menos de que se indique lo contrario, la actividad será igual al número de átomos que se desintegran, $A = \lambda N$.

4-1-1. La constante de desintegración, el periodo de semidesintegración y la vida media.

Un núcleo radiactivo queda caracterizado por la velocidad con que se desintegra y, para este fin resulta aplicable cualquiera de las tres magnitudes relacionadas con ella: la constante de desintegración, el periodo de semidesintegración o la vida media. En muchos casos debe determinarse experimentalmente el valor de la constante de desintegración λ con ayuda de la ecuación (4), que puede transformarse en

$$\ln \frac{N(t)}{N_0} = -\lambda t \quad (9)$$

que sustituyendo el logaritmo natural o neperiano por el decimal, la ecuación (9) se transforma en

$$\log \frac{N(t)}{N_0} = -0,4343\lambda t \quad (10)$$

Como el número de átomos $N(t)$ es proporcional a la actividad medida $A(t)$, $N(t)/N_0 = A(t)/A_0$ y la ecuación (10) se transforma así en

$$\log A(t) = \log A_0 - 0,4343\lambda t \quad (11)$$

Por consiguiente, si se representa en función del tiempo el logaritmo de la actividad medida, debe obtenerse una línea recta cuya pendiente es igual a $-0,4343\lambda$. En la figura 4-3 se ve un ejemplo de este método de determinación de λ , donde, por comodidad, se ha hecho en papel semilogarítmico; en el ejemplo planteado, la pendiente vale $-0,00808$, si el tiempo se expresa en minutos, de donde λ vale $0,0186 \text{ min}^{-1}$ o $3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

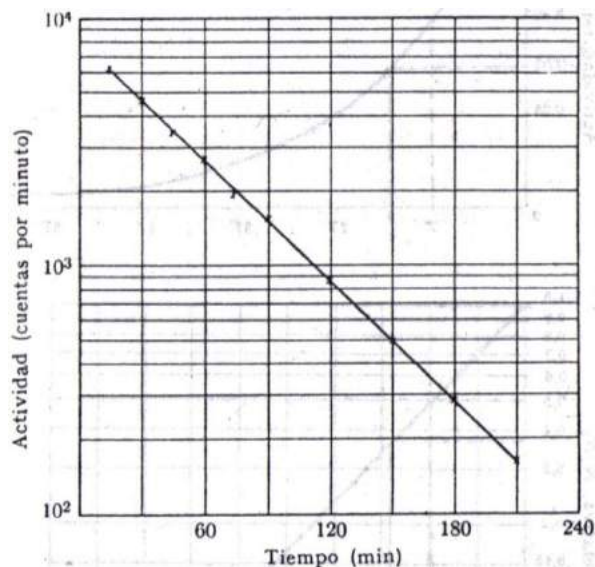


Figura 4-3. Método gráfico de determinación de la constante de desintegración.

Otra magnitud utilizada para caracterizar un radionúclido es el *periodo de semidesintegración*, T , que es el tiempo necesario para que se desintegre la mitad de los átomos radiactivos existentes en un instante dado; al cabo de un periodo, $N(t)/N_0 = 1/2$, resultando de la ecuación (11) que $\log 0,5 = -0,4343\lambda T$ o $\log 2 = 0,4343\lambda T$, de donde:

$$T = 0,693/\lambda \quad (12)$$

En la figura 4-4 se ha representado la relación entre actividad y periodo; al cabo de n periodos ($t = nT$), la fracción restante de actividad es $(1/2)^n$, cuyo valor nunca es cero, si bien puede llegar a ser tan pequeño como quiera; al cabo de diez periodos, por ejemplo, la actividad se ha reducido a $1/1024$, o sea aproximadamente un 0,1% de su valor inicial, siendo corrientemente despreciable en comparación de éste.

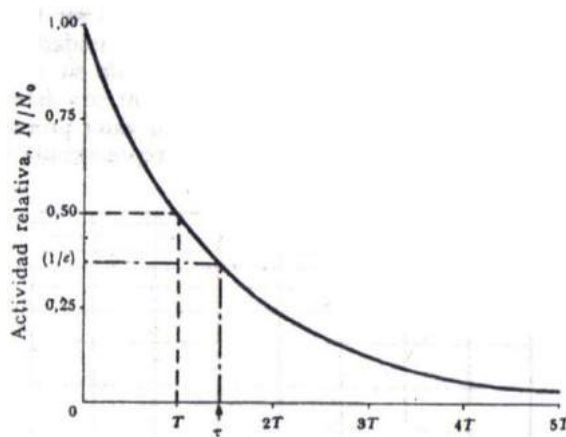


Figura 4-4. Desintegración radiactiva: el periodo de semidesintegración.

Se puede determinar también la *vida media*, o valor promedio de la vida de los átomos de una especie radiactiva; representada corrientemente por τ , viene dada por la suma de las duraciones de la existencia de cada uno de los átomos, dividida por el número inicial de éstos; para hallar matemáticamente su valor, se parte del número de átomos que se desintegran durante un intervalo de tiempo comprendido entre t y $t + dt$,

$$dN = \lambda N dt$$

pero como el número de átomos que existían todavía en el tiempo t es

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

resulta:

$$dN = \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt$$

Como el proceso de desintegración es de naturaleza estadística, cualquier átomo aislado puede tener una vida comprendida entre 0 e ∞ ; por consiguiente, la vida media vendrá dada por

$$\begin{aligned}\tau &= \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda N_0 t e^{-\lambda t} dt \quad (13) \\ &= \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}\end{aligned}$$

resultando, por tanto, que su valor es el recíproco de la constante de desintegración. De las ecuaciones (12) y (13) se deduce que la vida media y el periodo de semidesintegración son magnitudes proporcionales:

$$T = 0,693\tau \quad (14)$$

Si el periodo de semidesintegración de una sustancia radiactiva está comprendido entre algunos segundos y varios años, puede determinarse experimentalmente su valor midiendo su actividad en función del tiempo, como en el caso de la constante de desintegración.

4-1-2. *Las series radiactivas naturales.*

Como resultado del estudio físico y químico de los productos radiactivos naturales, se pudo demostrar que cada uno de ellos se incluye en alguna de tres largas cadenas o series radiactivas que se extienden a lo largo de la última parte del Sistema Periódico y que se denominan, respectivamente, del uranio, del actinio y del torio, según el elemento que se encuentre a su cabeza o cerca de la misma. En la serie del uranio, el número de masa de cada componente puede expresarse en la forma $4n + 2$, donde n es un entero, por lo que se llama, a veces, serie $4n + 2$. En las del actinio y el torio el número de masa viene dado por las expresiones $4n + 3$ y $4n$ respectivamente. No existe serie alguna natural de núclidos radiactivos cuyos números de masa puedan expresarse por $4n + 1$.

En la tabla 4-1 se agrupan los miembros de la serie del uranio, indicándose, además, su modo de desintegración, su periodo, la constante de desintegración y la energía máxima de las partículas emitidas; en la figura 4-5 se representan las variaciones correspondientes de los números atómicos y de masa. En la tabla 4-2 y en la figura 4-6 se incluye la misma información para la serie del actinio, y la tabla 4-3 y la figura 4-7 corresponden a la serie del torio.

La primera columna de cada tabla da los nombres históricos de los radionúclidos, mientras que en la segunda se indica su símbolo moderno, incluyéndose ambos por encontrarse en la literatura sobre física nuclear, por lo que resulta interesante disponer de sus equivalencias; el nombre primitivo indica corrientemente la serie a que pertenece una sustancia radiactiva y da una cierta idea de su posición en la misma, mientras que el símbolo moderno indica sus números atómicos y de masa. La radiactividad de una sustancia queda caracterizada por el método de desintegración, el valor del periodo (o de la constante de desintegración) y la energía de la partícula emitida; el periodo puede expresarse en años, días, horas, minutos y segundos, cuya notación abreviada es a, d, h, m, y s; en el caso de las partículas β la energía

indicada es la máxima; las partículas α de algunos radionúclidos son monoenergéticas, pero las de otros presentan varios valores posibles, indicándose en este caso el mayor, lo cual se denota con la abreviatura *m*.

Tabla 4-1*. La serie del uranio.

Especie radiactiva	Núclido	Modo de desintegración	Periodo	Constante de desintegración (s^{-1})	Energía de las partículas (MeV)
Uranio I (UI)	^{238}U	α	$4,5 \times 10^9$ a	$4,88 \times 10^{-18}$	4,20
Uranio X ₁ (UX ₁)	^{234}Th	β	24,1 d	$3,33 \times 10^{-7}$	0,20
Uranio X ₂ (UX ₂)	^{234}Pa	β	1,18 m	$9,77 \times 10^{-3}$	2,32
Uranio Z (UZ)	^{234}Pa	β	6,7 h	$2,88 \times 10^{-5}$	1,2
Uranio II (UII)	^{234}U	α	$2,5 \times 10^5$ a	$8,80 \times 10^{-14}$	4,763
Ionio (Io)	^{230}Th	α	8×10^4 a	$2,75 \times 10^{-13}$	4,68 m
Radio (Ra)	^{226}Ra	α	1620 a	$1,36 \times 10^{-11}$	4,777 m
Radón (Rn)	^{222}Em	α	3,82 d	$2,10 \times 10^{-6}$	5,486
Radio A (RaA)	^{218}Po	α, β	3,05 m	$3,78 \times 10^{-3}$	α : 5,998 β : ?
Radio B	^{214}Pb	β	26,8 m	$4,31 \times 10^{-4}$	0,7
Astato 218 (^{218}At)	^{218}At	α	1,5-2,0 s	0,4	6,63
Radio C (RaC)	^{214}Bi	α, β	19,7 m	$5,86 \times 10^{-4}$	α : 5,51 m β : 3,17
Radio C' (RaC')	^{214}Po	α	$1,64 \times 10^{-4}$ s	$4,23 \times 10^3$	7,680
Radio C'' (RaC'')	^{210}Tl	β	1,32 m	$8,75 \times 10^{-4}$	1,9
Radio D (RaD)	^{210}Pb	β	22 a	$1,00 \times 10^{-9}$	0,018
Radio E (RaE)	^{210}Bi	β	5,0 d	$1,60 \times 10^{-6}$	1,17
Radio F (RaF)	^{210}Po	α	138,3 d	$5,80 \times 10^{-8}$	5,300
Talio 206 (^{206}Tl)	^{206}Tl	β	4,2 m	$2,75 \times 10^{-3}$	1,51
Radio G (RaG)	^{206}Pb	Estable			

* Según I. Kaplan¹.

Tabla 4-2*. La serie del actinio.

Especie radiactiva	Núclido	Modo de desintegración	Periodo	Constante de desintegración (s^{-1})	Energía de las partículas (MeV)
Actinouranio (AcU)	^{235}U	α	$7,10 \times 10^8$ a	$3,09 \times 10^{-17}$	4,58 m
Uranio Y (UY)	^{231}Th	β	24,6 h	$7,82 \times 10^{-6}$	0,30
Protactinio (Pa)	^{231}Pa	α	$3,43 \times 10^4$ a	$6,40 \times 10^{-18}$	5,042 m
Actinio (Ac)	^{227}Ac	α, β	22,0 a	$1,00 \times 10^{-9}$	α : 4,94 β : 0,04
Radiactinio (RdAc)	^{227}Th	α	18,6 d	$4,31 \times 10^{-7}$	6,05 m
Actinio K (AcK)	^{233}Fr	β	21 m	$5,50 \times 10^{-4}$	1,2
Actinio X (AcX)	^{223}Ra	α	11,2 d	$7,16 \times 10^{-7}$	5,75 m
Actinón (An)	^{219}Em	α	3,92 s	0,177	6,824 m
Actinio A (AcA)	^{215}Po	α, β	$1,83 \times 10^{-3}$ s	$3,79 \times 10^2$	α : 7,365
Actinio B (AcB)	^{211}Pb	β	36,1 m	$3,20 \times 10^{-4}$	1,39
Astato 215 (^{215}At)	^{215}At	α	10^{-4} s	7×10^3	8,00
Actinio C (AcC)	^{211}Bi	α, β	2,16 m	$5,25 \times 10^{-3}$	α : 6,621 m
Actinio C' (AcC')	^{211}Po	α	0,52 s	1,33	7,434 m
Actinio C'' (AcC'')	^{207}Tl	β	4,79 m	$2,41 \times 10^{-3}$	1,44
Actinio D (AcD)	^{207}Pb	Estable			

* Según I. Kaplan¹.

Tabla 4-3*. La serie del torio.

Especie radiactiva	Núclido	Modo de desintegración	Periodo	Constante de desintegración (s^{-1})	Energía de las partículas (MeV)
Torio (Th)	^{232}Th	α	$1,39 \times 10^{10}$ a	$1,58 \times 10^{-18}$	3,98
Mesotorio 1 (MsTh1)	^{228}Ra	β	6,7 a	$3,28 \times 10^{-9}$	0,04
Mesotorio 2 (MsTh2)	^{228}Ac	β	6,13 h	$3,14 \times 10^{-5}$	2,18
Radiotorio (RdTh)	^{228}Th	α	1,90 a	$1,16 \times 10^{-8}$	5,423 m
Torio X (ThX)	^{224}Ra	α	3,64 d	$2,20 \times 10^{-6}$	5,681 m
Torón (Tn)	^{220}Em	α	54,5 s	$1,27 \times 10^{-2}$	6,282
Torio A (ThA)	^{216}Po	α, β	0,16 s	4,33	6,774
Torio B (ThB)	^{212}Pb	β	10,6 h	$1,82 \times 10^{-5}$	0,58
Astato 216 (^{216}At)	^{216}At	α	3×10^{-4} s	$2,3 \times 10^3$	7,79
Torio C (ThC)	^{212}Bi	α, β	47 m	$2,46 \times 10^{-4}$	α : 6,086 m β : 2,25
Torio C' (ThC')	^{212}Po	α	$3,0 \times 10^{-7}$ s	$2,31 \times 10^6$	8,776
Torio C'' (ThC'')	^{208}Tl	β	2,1 m	$3,73 \times 10^{-5}$	1,79
Torio D (ThD)	^{208}Pb	Estable			

* Según I. Kaplan¹.

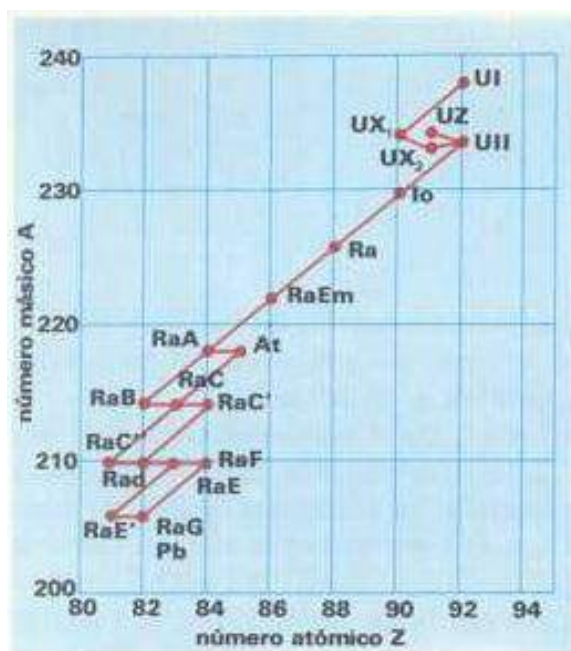


Figura 4-5. La serie $(4n + 1)$ o del uranio.

Las figuras 4-5 a 4-7 ponen de manifiesto los efectos de la *ley del desplazamiento*. En la emisión de una partícula α , la carga del núcleo disminuye en dos unidades, y su masa, en cuatro, mientras que la emisión de una partícula β provoca un aumento de la carga en una unidad y deja inalterado el número de masa, por lo que en las figuras mencionadas se representan las desintegraciones α con una flecha inclinada hacia abajo y hacia la izquierda, y las transiciones β por una flecha horizontal dirigida hacia la derecha. Todos los elementos situados en una misma columna tienen el mismo número atómico y ocuparán el mismo lugar en el Sistema Periódico.

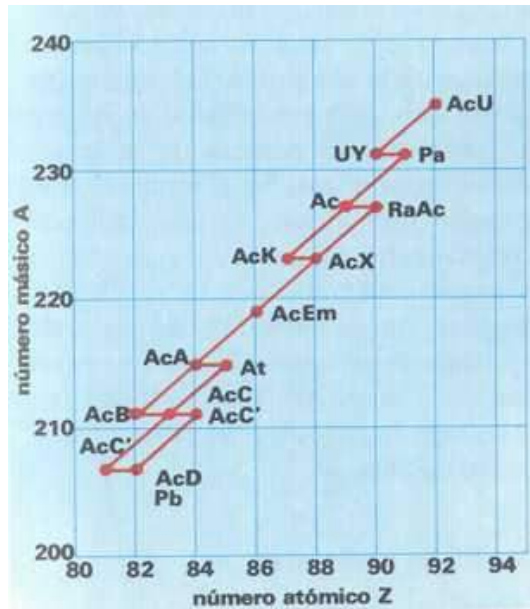


Figura 4-6. La serie $(4n + 3)$ o del actinio.

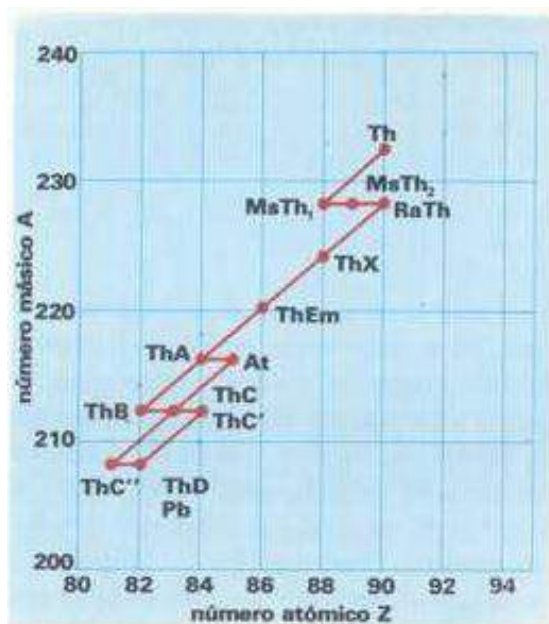


Figura 4-7. La serie $(4n)$ o del torio.

En la mayoría de los procesos de desintegración que constituyen una serie radiactiva, cada uno de los radionúclidos se comporta de un modo definido, produciendo una partícula α o β y un átomo de la sustancia siguiente; sin embargo, algunos presentan dos modos de desintegración, originando dos productos con propiedades distintas; este fenómeno, denominado *desintegración con ramificación*, lo presentan el ^{215}Po (AcA), ^{214}Bi (AcC) en la serie del actinio, y el ^{216}Po (ThA) y ^{212}Bi (ThC) en la del torio.

4-2. Desintegración alfa.

La medida cuidadosa de la energía de las radiaciones emitidas por los radionúclidos naturales permitió establecer el concepto de estados de energía o niveles del núcleo, análogos a los del átomo, y el estudio de las radiaciones emitidas por los radionúclidos naturales y artificiales ha permitido acumular gran cantidad de información sobre dichos niveles nucleares.

4-2-1. Velocidad y energía de las partículas alfa.

La medida precisa de la energía de las partículas α permite determinar ciertos valores de ésta que difieren muy poco entre sí, lo cual condujo al descubrimiento de que algunos radionúclidos emiten en realidad un espectro de partículas α . El conocimiento de las energías de los componentes de dichos espectros α permite definir con certeza ciertos niveles nucleares de energía. Es necesario conocer con precisión los valores de las energías de las partículas α para poder desarrollar y utilizar la teoría de la desintegración α .

El método que permite llegar a resultados más precisos para la velocidad y la energía de las partículas α se funda en la medida de la desviación de sus trayectorias en un campo magnético. Cuando una partícula cargada se mueve en un campo magnético, su órbita es un círculo cuyo radio queda determinado por la relación

$$qHv = \frac{Mv^2}{r} \quad (15)$$

donde H es la intensidad del campo; q y M son, respectivamente, la carga y masa de la partícula, y r , el radio de la órbita. La ecuación (15) puede escribirse:

$$v = \frac{q}{M} Hr \quad (16)$$

Si se conoce la intensidad del campo magnético y se mide el radio de la órbita, es posible determinar la velocidad, pues se conoce con exactitud el valor de la relación entre la carga y la masa.

En la figura 4-8 puede verse un esquema de un aparato fundado en este principio. Las partículas α procedentes de una fuente radiactiva surgen en forma de haz estrecho de una rendija que define su forma; su trayectoria sufre luego una desviación de 180° por la acción de un campo magnético de intensidad conocida, que actúa en dirección perpendicular al plano del esquema.; las rendijas intercaladas en la cámara contribuyen a reducir el efecto de la dispersión de las partículas en el techo, suelo y paredes de aquella. Todas las partículas de la misma velocidad describen trayectorias semicirculares de igual radio, y pueden detectarse con una placa fotográfica o mediante detectores adecuados, y medir el radio de la trayectoria; en la figura se observan las trayectorias de dos grupos de partículas de distinta velocidad. En la mayoría de los instrumentos de este tipo, las partículas describen un

semicírculo de 40 ó 50 cm de radio máximo. El instrumento se denomina *espectrógrafo magnético* y está diseñado sobre el principio del enfoque magnético semicircular.

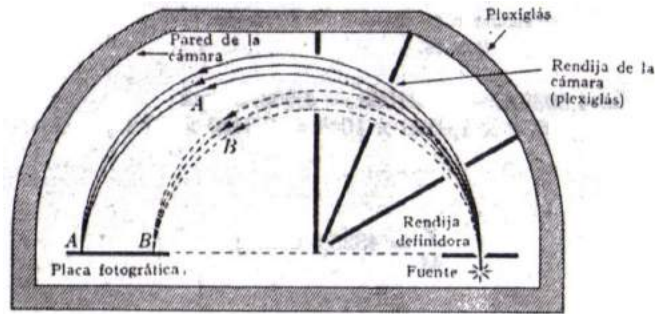


Figura 4-8. Esquema de la cámara de desviación de un espectrógrafo magnético para partículas α .

Expresando H en gauss, r en cm y q/M en uem por gramo, se obtiene la velocidad v en cm/s. La relación carga-masa de una partícula α es:

$$\frac{q}{M} = 4823,5 \frac{\text{uem}}{\text{g}} = 48,20 \cdot 10^6 \frac{\text{C}}{\text{Kg}}$$

y

$$v = 4823,5 H r \quad (17)$$

La intensidad del campo magnético utilizado para la desviación de las partículas α de los radionúclidos artificiales es, generalmente, del orden de 10000 gauss y los valores de Hr quedan comprendidos entre 300000 y 500000 gauss-cm. Las velocidades medibles con este método varían entre $1,6 \times 10^9$ cm/s y $2,2 \times 10^9$ cm/s, valores para los que la corrección relativista de la masa es pequeña y puede frecuentemente despreciarse, en cuyo caso la energía cinética K se considera igual a $\frac{1}{2}(Mv^2)$ y viene dada por

$$K = 2,074 \cdot 10^{-18} v^2 \text{ MeV} \quad (18)$$

donde v se obtiene de la ecuación (17). Cuando hay que tomar en consideración la corrección relativista, como ocurre en trabajos de alta precisión, las ecuaciones (17) y (18) se sustituyen por las expresiones más complicadas:

$$v = H r \left(\frac{q}{M_0} \right) \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (19)$$

y

$$T = M_0 c^2 \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}} - 1 \right] \quad (20)$$

donde T representa la energía cinética relativista.

En la tabla 4-4(a) se presentan algunos resultados primitivos obtenidos por Rosenblum, donde el error probable de la velocidad es de 1 por 1000 aproximadamente. En la tabla 4-4(b) se recogen algunos resultados más precisos obtenidos por Briggs. Los valores obtenidos independientemente por ambos investigadores presentan una concordancia excelente; en ambos casos se introdujeron correcciones relativistas, que, si se hubieran despreciado, habrían producido el efecto de reducir la energía en $\frac{1}{4}$ ó $\frac{1}{2}$ por ciento, o sea, en 0,015 MeV para el caso del ThX y en 0,039 para el caso del ThC'.

Tabla 4-4*. Velocidades y energías de las partículas alfa medidas con el método de la desviación magnética: (a) Rosenblum y (b) Briggs.

(a)

Radionúclido	Desviación magnética (Hr: gauss-cm x10 ⁻⁶)	Velocidad (cm/s x10 ⁻⁹)	Energía (MeV)
ThC' (²¹² Po)	4,26930	2,0514	8,783
RaC' (²¹⁴ Po)	3,99280	1,9218	7,683
AcC (²¹¹ Bi)	3,70670	1,7846	6,621
ThC (²¹² Bi)	3,54280	1,7058	6,048
RaA (²¹⁸ Po)	3,52700	1,6982	5,995
RaF (²¹⁰ Po)	3,31580	1,5967	5,297

(b)

Radionúclido	Velocidad (cm/s x10 ⁻⁹)	Energía (MeV)
Rn (²²² Rn)	1,62467 ± 0,00010	5,4860 ± 0,0005
RaA (²¹⁸ Po)	1,69865 ± 0,00010	5,9981 ± 0,0005
RaC' (²¹⁴ Po)	1,92148 ± 0,00010	7,6802 ± 0,0006
ThX (²²⁴ Ra)	1,65327 ± 0,00012	5,6813 ± 0,0007
Tn (²²⁰ Rn)	1,73725 ± 0,00012	6,2818 ± 0,0008
ThA (²¹⁶ Po)	1,80484 ± 0,00013	6,7744 ± 0,0008
ThC (²¹² Bi)	1,70649 ± 0,00012	6,0537 ± 0,0007
ThC' (²¹² Po)	2,05352 ± 0,00011	8,7759 ± 0,0009

* Según I. Kaplan¹.

Aunque el método de la desviación de la trayectoria por un campo magnético proporciona resultados muy precisos, requiere muestras de actividad relativamente grande, por lo que no puede aplicarse con éxito a sustancias como ²³⁵U, ²³⁸U o ²³²Th.

4-2-2. Espectros de partículas alfa: las partículas de gran alcance y la estructura fina.

Mediante experimentos cuidadosos se ha demostrado que un núclido puede, frecuentemente, emitir partículas de distintas energías. El RaC' y el ThC' emiten algunas

partículas de gran alcance, cuyas energías son considerablemente mayores que las del grupo principal. La existencia de estas partículas fue observada por primera vez por Rutherford y Wood al estudiar la absorción de las partículas α con un alcance medio de 4,73 cm de aire de una muestra de ThC que se desintegra también por emisión β a ThC', el cual, a su vez, emite partículas α con un alcance medio de 8,57 cm de aire, por lo que una muestra de ThC contiene ThC' y se comporta como una fuente de partículas α con los dos alcances citados. Rutherford y Wood encontraron que algunas partículas procedentes de una fuente de este tipo podían atravesar una pantalla absorbente capaz de frenar todas las que tuvieran 8,6 cm de aire de alcance; al poner más material absorbente, se determinó que las partículas penetrantes tenían un alcance de unos 11 cm en el aire, siendo evidente que eran distintas de las partículas normales emitidas por el ThC y el ThC'.

Estudios posteriores realizados en gran parte con el espectrógrafo magnético indicaron que el ThC' emite dos grupos de partículas de gran alcance con energías de 9,489 MeV y 10,536 MeV, respectivamente, ambas mayores que la de 8,776 MeV de las partículas del grupo principal; las últimas medidas realizadas con un espectrógrafo magnético demuestran la presencia de un tercer grupo con una energía de 10,417 MeV. Por cada millón de partículas del grupo principal hay 40, aproximadamente, del grupo de 9,489 MeV de energía, 20 con energía de 10,417 MeV, y 170 con 10,536 MeV.

Hasta 1930 se creyó que, con excepción de las escasas partículas de gran alcance, todas las partículas α emitidas por un núclido activo tenían la misma energía inicial; pero entonces Rosenblum, mediante experiencias muy cuidadosas de desviación de trayectorias en campos magnéticos, demostró que las partículas α emitidas por algunos núclidos activos se clasificaban en varios grupos de velocidades muy parecidas que, lo mismo que la energía, diferían tan poco que los alcances de todas las partículas quedaban dentro de la propia región de dispersión de éstos, razón por la cual los diferentes grupos sólo podían diferenciarse con un espectrógrafo magnético de elevado poder de resolución. Cabe decir, pues, que los componentes discretos y muy próximos de la radiación α forman un *espectro* o que exhiben una *estructura fina*.

Tabla 4-5*. Espectro de partículas alfa del ThC

Grupo	Velocidad (cm/s x 10 ⁻⁹)	Energía de la partícula α (MeV)	Número relativo de partículas (tanto por ciento)	Energía de desintegración (MeV)	Diferencia entre la energía de desintegración α de cada grupo con respecto a la del grupo α_0 (MeV)
α_0	1,7108	6,084	27,2	6,201	0
α_1	1,7053	6,044	69,9	6,161	0,040
α_2	1,6651	5,762	1,7	5,873	0,328
α_3	1,6445	5,620	0,15	5,728	0,473
α_4	1,6418	5,601	1,1	5,708	0,493
α_5	5,481	0,016	5,585	0,616

* Según I. Kaplan¹.

En la tabla 4-5 se describe con detalle el espectro de las partículas α del ThC (^{212}Bi). Los valores indicados para la energía corresponden a la media de dos series de medidas dada en la *Isotope Table* de Hollander, Perlman, Seaborg.

La información de que se dispone hoy día sobre los espectros de partículas α permite llegar a la conclusión de que pueden dividirse en tres grupos:

1°: Espectros formados por un solo grupo o *línea*, por ejemplo Rn, RaA, RaF.

2°: Aquellos que consisten en dos o más componentes discretos muy próximos en velocidad o en energía y con intensidades del mismo orden o ligeramente distintas; por ejemplo ThC, An, AcX, Pa, RdAc.

3°: Los espectros formados por un grupo principal y varios grupos de partículas con energía mucho mayor, de largo alcance, conteniendo, sin embargo estos últimos una fracción muy pequeña (10^{-4} a 10^{-7}) del número de partículas del grupo principal. Esta tercera clase de espectros se presenta sólo en dos núclidos de vida extremadamente corta, RaC' y ThC'.

4-2-3. Niveles nucleares.

El descubrimiento de los espectros de partículas α planteó el problema de determinar la causa por la cual un núcleo dado emitía partículas α cuya energía sólo tomaba ciertos valores discretos. A la vista de la afortunada interpretación de los espectros atómicos por medio de los discretos niveles de energía ocupados por los electrones, según la teoría atómica de Bohr y la mecánica ondulatoria, pareció razonable tratar de explicar los espectros de partículas α admitiendo la existencia de niveles nucleares de energía.

Se supuso que existe para el núcleo cierto número de niveles energéticos posibles, de los que él ocupa en estado normal el de energía más baja, pero en ciertas condiciones puede asumir durante corto tiempo estados excitados, es decir, configuraciones con una energía mayor que la normal, siendo de esperar que un núcleo en estado excitado ceda su energía a través de un proceso de emisión de radiación. Como etapa previa a la aceptación y aplicación de estas ideas era preciso poder determinar experimentalmente los niveles de energía correspondientes al núcleo.

Se sabía ya que los emisores α que dan espectros discretos de partículas emiten también rayos γ ; la medida cuidadosa de la energía de las partículas α y de los rayos γ permitió llegar a la conclusión de que éstos eran emitidos por el núcleo residual, después de la emisión de la partícula α , que había quedado en un estado excitado a consecuencia de este proceso.

Es necesario establecer una distinción entre la energía cinética de una partícula α y la variación total de energía en el proceso de desintegración que la produce, cantidad esta última que se ha denominado *energía de desintegración α* . Después de emitir una partícula

α , el núcleo residual se desplaza con cierta cantidad de energía de retroceso; la energía de desintegración α es la suma de las energías cinéticas de la partícula y del núcleo residual. El principio de conservación de la cantidad de movimiento exige que

$$Mv = M_r v_r \quad (21)$$

donde M_r es la masa de dicho núcleo residual, v_r es su velocidad y las cantidades no acompañadas de subíndice son las correspondientes a la partícula α . Si se desprecian las correcciones relativistas, la energía de desintegración α viene dada por

$$E_\alpha = \frac{1}{2} Mv^2 + \frac{1}{2} Mv_0^2$$

Según la ecuación (21), $v_r = (M/M_r)v$, y

$$E_\alpha = \frac{1}{2} Mv^2 \left(1 + \frac{M}{M_r} \right) \quad (22)$$

En la quinta columna de la tabla 4-4 se indica la energía de desintegración α correspondiente a los grupos de partículas α del ThC.

El ThC posee 6 grupos de partículas α cuyas características se dan en la tabla 4-4. Se supone que un átomo de ThC libera siempre 6,201 MeV de energía cuando se desintegra por emisión α para formar un átomo de ThC'', la cual se asocia al componente de energía mayor del espectro. Cuando el ThC emite una de estas partículas α de energía máxima, el núcleo resultante ThC'' queda en su estado fundamental; pero cuando emite una partícula del grupo α_1 , al que corresponde una energía de desintegración de 6,161 MeV, el núcleo resultante de ThC'' queda en un estado excitado cuya energía de excitación vale 0,040 MeV, diferencia entre 6,201 MeV y 6,161 MeV. Es de esperar que el núcleo excitado libere este exceso de energía casi de modo inmediato y, probablemente, por emisión de radiación γ , habiéndose hallado precisamente un rayo γ de esta energía. Si el átomo de ThC se desintegra emitiendo una partícula del grupo α_2 cuya energía de desintegración es de 5,873 MeV, la energía de excitación del núcleo producido debe ser $6,201 - 5,873 = 0,328$ MeV, encontrándose de nuevo, experimentalmente, un rayo γ de esta energía. A veces el núcleo excitado de ThC'' no pasa directamente a su estado fundamental, sino a algún estado intermedio, en cuyo caso se encuentra un rayo γ cuya energía es igual a la diferencia entre las correspondientes a los dos estados; así pues, debe haber un rayo γ cuya energía de $6,161 - 5,873 = 0,288$ MeV corresponde a una transición del estado definido por el grupo α_2 al definido por el grupo α_1 , habiéndose encontrado experimentalmente este rayo γ . En total, se han encontrado nueve rayos γ relativamente importantes, con energías de 0,040, 0,144, 0,164, 0,288, 0,295, 0,328, 0,432, 0,452 y 0,472 MeV; en cada caso la energía corresponde a una posible transición entre los estados del ThC'' definidos por los componentes del espectro de partículas α del ThC.

En la figura 4-9 puede verse el diagrama correspondiente al ThC'', donde los niveles de energía representan los posibles estados excitados del núcleo ThC'' formados como resultado de la desintegración del ThC por emisión de una partícula α , y las líneas diagonales corresponden a los distintos grupos de partículas α observados experimentalmente en la desintegración de este último; las líneas verticales representan los rayos γ hallados experimentalmente. El diagrama pone en evidencia que no se han encontrado rayos γ que correspondan a todas las transiciones que parecen posibles; su ausencia puede ser debida a la débil intensidad de los rayos, que los hace difíciles de detectar, o a reglas nucleares de selección que hacen muy pequeña la probabilidad de las transiciones correspondientes.

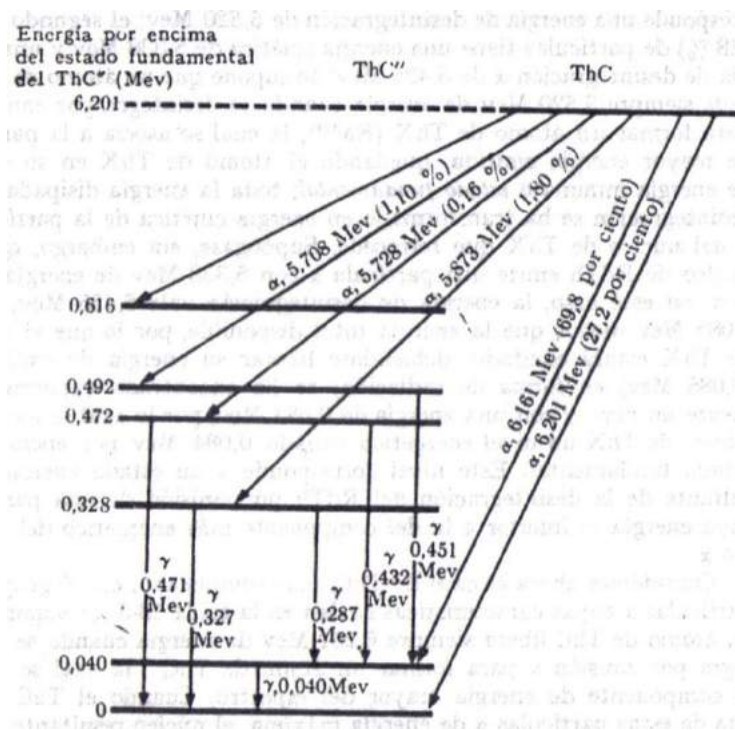


Figura 4-9. Diagrama de niveles de energía en la desintegración α del ThC a ThC''.

4-2-4. La teoría de la desintegración alfa.

Al comparar el alcance, la energía, el periodo y la constante de desintegración de los emisores α naturales, se ponen de manifiesto ciertos hechos notables, según indican los datos incluidos en la tabla 4-6. La constante de desintegración varía de modo sumamente rápido para pequeñas variaciones de la energía.

Tabla 4-6*. Alcance, energía, periodo y constante de desintegración de algunos emisores alfa.

Núclido	Alcance medio (cm de aire patrón)	Energía de desintegración α (MeV)	Periodo	Constante de desintegración (s^{-1})
^{232}Th	2,49	4,05	$1,39 \times 10^{10}$ a	$1,58 \times 10^{-18}$
^{226}Ra (Ra)	3,30	4,88	1620 a	$1,36 \times 10^{-11}$
^{228}Th (RdTh)	3,98	5,52	1,90 a	$1,16 \times 10^{-8}$
^{222}Em (Rn)	4,05	5,59	3,82 d	$2,10 \times 10^{-6}$
^{218}Po (RaA)	4,66	6,12	3,05 m	$3,78 \times 10^{-3}$
^{216}Po (ThA)	5,64	6,89	0,16 s	4,33
^{214}Po (RaC')	6,91	7,83	$1,64 \times 10^{-4}$ s	$4,23 \times 10^3$
^{212}Po (ThC')	8,57	8,95	$3,0 \times 10^{-7}$ s	$2,31 \times 10^6$

* Según I. Kaplan¹.

Los núclidos de vida más larga emiten las partículas α de energía más débil, mientras que los núclidos de vida mínima emiten las partículas de energía máxima. Todos estos hechos experimentales se relacionaron entre sí por primera vez mediante la regla de Geiger-Nuttall, la cual dice que al representar el logaritmo de la constante de desintegración (en s^{-1}) en función del logaritmo del alcance en el aire (en cm de aire patrón) para los miembros emisores α de una misma serie radiactiva se obtiene una línea aproximadamente recta, resultando, además, que las rectas correspondientes a las tres series naturales son prácticamente paralelas. Esta regla puede representarse mediante la fórmula

$$\log \lambda = A \log R + B \quad (23)$$

La constante A es la pendiente de la recta y tiene aproximadamente el mismo valor para las tres series, pero B tiene valores distintos. La regla de Geiger-Nuttall queda ilustrada por la figura 4-10.

Hasta una distancia del núcleo de unos 3×10^{-12} cm, por lo menos, la energía potencial de las partículas α en el campo nuclear puede expresarse por la fórmula de Coulomb,

$$U(r) = \frac{2Ze^2}{r}$$

Para $r = 3 \times 10^{-12}$ cm, la energía potencial vale, aproximadamente 9 MeV y aumenta hasta un cierto valor máximo, por lo menos, para valores menores de r , hasta que deja de cumplirse la ley de Coulomb. Este potencial repulsivo impide la entrada en el núcleo a la partícula α incidente y puede considerarse que constituye una *barrera de potencial*.

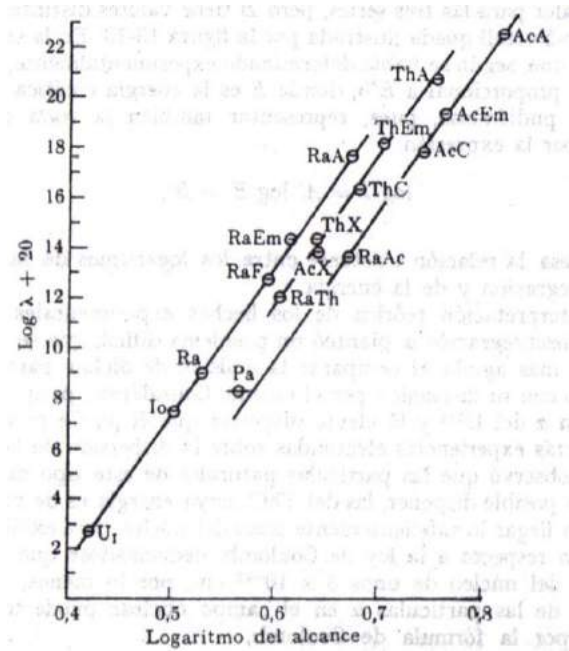


Figura 4-10. Regla de Geiger-Nuttall.

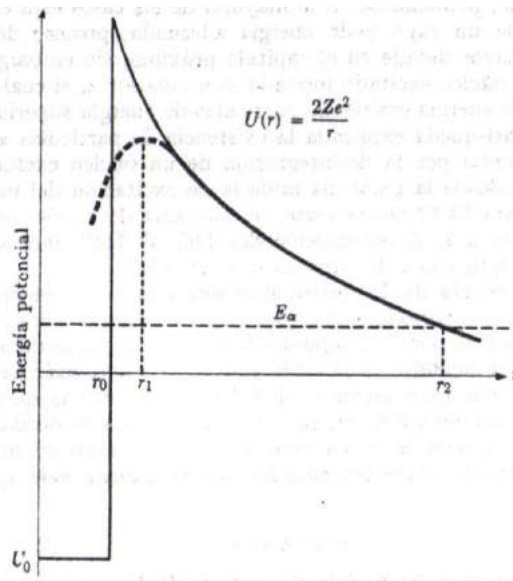


Figura 4-11. Emisión de una partícula α ; energía potencial de un núcleo y una partícula α en función de la distancia.

Las interacciones de un núcleo radiactivo con una partícula α situada fuera o dentro de núcleo pueden representarse por una curva de energía potencial como la de la figura 4-11; la parte creciente de la curva entre r_1 y r_2 representa también repulsión creciente que sufre una partícula α a medida que se aproxima al núcleo; no se conoce con certeza la forma de la curva de la energía en la proximidad de éste y en su interior, pero el potencial definido por la ley de Coulomb debe extinguirse y ser sustituido por otro de carácter atractivo. La acción mutua del núcleo con la partícula α en la región donde no se conocen con exactitud las

fuerzas existentes puede representarse por un potencial atractivo constante U_0 , que actúa sobre una distancia r_0 denominada *radio efectivo del núcleo*, diciéndose que existe un pozo de potencial de profundidad U_0 y anchura r_0 .

Si se estudia desde el punto de vista de la mecánica ondulatoria, el movimiento de un partícula en las proximidades de una barrera de potencial; es decir, si se resuelve la ecuación de Schrödinger para una partícula α , se llega al resultado de que existe una probabilidad finita de que la partícula se filtre a través de la barrera, aunque su energía cinética sea inferior a la potencial, representada por la altura de dicha barrera. En otras palabras cuando una choca con la barrera no es necesariamente reflejada, sino que puede atravesarla y proseguir su movimiento en la dirección primitiva de la misma. Es posible calcular la probabilidad existente de que se infiltre una partícula α a través de la barrera, infiltración conocida denominada *efecto túnel*; la *permeabilidad* de una barrera rectangular sencilla viene dada matemáticamente por una expresión del tipo

$$P = \exp \left\{ -\frac{2\sqrt{2M}}{\hbar} \int (U - E_\alpha)^{\frac{1}{2}} dr \right\} \quad (24)$$

donde M es la masa de la partícula α , y la integral se extiende a toda la región donde $U(r) > E_\alpha$. El estudio mecánico cuántico de la desintegración α conduce a una expresión de la constante de desintegración que depende de la permeabilidad o *transparencia* de la barrera; una forma aproximada de este resultado es:

$$\lambda = \frac{v_\alpha}{r_0} \exp \left\{ -\frac{8(Z-2)e^2}{\hbar v_\alpha} (\alpha_0 - \text{sen}\alpha_0 \text{cos}\alpha_0) \right\} \quad (25)$$

donde

$$\alpha_0 = \arccos \left\{ \frac{Mv_\alpha^2 r_0}{4e^2(Z-2)} \right\}^{1/2}$$

r_0 es el radio del núcleo o, de modo más estricto, el radio efectivo del núcleo para la desintegración α ; v_α es la velocidad de la partícula con relación al núcleo, siendo igual a:

$$v_\alpha = v \left(1 + \frac{M}{M_r} \right)$$

donde v es la velocidad medida de la partícula α , y M_r , la masa del núcleo que retrocede. La cantidad E_α es la energía de desintegración, dada por la ecuación (22) y $(Z - 2)$ es la carga del núcleo producido. La expresión (25) representa un éxito de gran importancia en la aplicación de la mecánica ondulatoria a la física nuclear y permite explicar el problema de que las partículas α con menor energía que la altura de la barrera de potencial atreviese la misma y puedan ser detectadas después del proceso.

La teoría también permite aclarar el significado de la regla de Geiger-Nuttall. Tomando logaritmos en la ecuación (25) resulta:

$$\log \lambda = \log \frac{v_\alpha}{r_0} - \frac{8e^2(Z-2)}{2,303\hbar v_\alpha} (\alpha_0 - \text{sen}\alpha_0 \text{cos}\alpha_0) \quad (26)$$

interviniendo el factor 2,303 por utilizarse logaritmos decimales. Puede demostrarse que

$$\alpha_0 - \text{sen}\alpha_0 \text{cos}\alpha_0 \approx \frac{\pi}{2} + \text{términos de orden superior}$$

y, con buena aproximación,

$$\log \lambda = \log \frac{v_\alpha}{r_0} - \frac{4\pi e^2(Z-2)}{2,303\hbar v_\alpha} + \frac{8e}{2,303\hbar} [(Z-2)r_0 M]^{1/2} + \dots \quad (27)$$

La variación de $\log \frac{v_\alpha}{r_0}$ es pequeña, porque tanto r_0 como v_α varían relativamente poco y los términos de orden superior de la ecuación (27) son pequeños; pueden, por ello, agruparse en un solo término que es prácticamente constante, resultando:

$$\log \lambda \approx a - b \frac{(Z-2)}{v_\alpha} \quad (28)$$

donde a y b son constantes. Según esta ecuación, si se representa para los diferentes isótopos de un elemento radiactivo (Z constante) el logaritmo de la constante de desintegración en función de la velocidad de la partícula α con relación al núcleo, el resultado debe ser una línea recta. Cabe considerar la ecuación como una forma teórica de la regla de Geiger-Nuttall y se puede comparar convenientemente con los datos experimentales.

4-3. Desintegración beta.

El estudio de las propiedades de las partículas β emitidas por núclidos radiactivos artificiales y naturales, ha contribuido a nuestro conocimiento actual de la estructura y propiedades de los núcleos atómicos. El interés se centro primitivamente en la serie de transformaciones que sufren el uranio, torio y actinio. Hoy en día merece atención máxima la información que proporciona la emisión de partículas β sobre los niveles de energía nuclear y los esquemas de desintegración. La cantidad de núclidos que se desintegran por emisión de electrones, positrones y captura electrónica orbital es mucho mayor que la de los que lo hacen por emisión de partículas α , por lo que dichos procesos de desintegración proporcionan información sobre centenares de especies nucleares, no limitándose sólo a las que poseen masas grandes.

La emisión de partículas β difiere de la emisión de partículas α en cuanto al espectro de energías de las partículas emitidas; la característica más notable de la desintegración β espontánea de un núcleo es la distribución continua de la energía de los electrones emitidos, lo cual contrasta vivamente con el espectro de líneas observado para las partículas α .

4-3-1. *velocidad y energía de las partículas β .*

La velocidad de las partículas β puede medirse por la desviación que sufre su trayectoria en un campo magnético; frecuentemente se utiliza para este fin un espectrógrafo magnético de enfoque semicircular, o de 180° , cuyo principio es análogo al del instrumento empleado para las partículas α ; sin embargo, ambos difieren en los detalles de su diseño, debido a las diferencias existentes entre las propiedades de las partículas α y β . El valor de la carga específica es mucho mayor para los electrones que para las partículas α , pudiéndose emplear campos magnéticos mucho menores para desviar las partículas β ; en lugar de los campos de 10000 gauss utilizados en el espectrógrafo de partículas α , resultan suficientes campos de 1000 gauss o menos. Actualmente se utilizan *campos magnéticos provistos de forma* para mejorar el enfoque de las partículas.

Como resultado de los experimentos efectuados con las partículas β emitidas por fuentes naturales, se observó que éstas llegaban a alcanzar velocidades hasta del 99 por ciento de la velocidad de la luz. En general, la energía de las partículas β , positivas y negativas, es menor que la de las partículas α emitidas por los núclidos radiactivos; la mayoría de las primeras tienen energías inferiores a 4 MeV. Para un mismo valor de energía cinética, la velocidad de las partículas β , por su menor masa, es mucho mayor que la de las partículas α . Una partícula α con una energía de 4 MeV tiene una velocidad que corresponde a $1/20$ de la velocidad de la luz, en tanto que la de un electrón con 4 MeV de energía es muy próxima a un 99,5 por ciento de la correspondiente a las ondas luminosas.

Debido a las grandes velocidades, el estudio de las partículas β exige la aplicación de la mecánica relativista, de acuerdo con la cual las expresiones de la velocidad y de la energía cinética, análogas a las ecuaciones (19) y (20) dadas para las partículas α , son:

$$v = Hr \left(\frac{e}{m_0} \right) \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (29)$$

$$T = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}}} - 1 \right] \quad (30)$$

donde m_0 es la masa en reposo del electrón y e es la magnitud de la carga electrónica. Resulta conveniente expresar las cantidades Hr y T en función de la relación v/c , transformándose la ecuación (29) en

$$\frac{v}{c} = Hr \left(\frac{e}{m_0 c} \right) \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (31)$$

La carga específica del electrón en unidades electromagnéticas vale $e/m_0 = 1,75888 \times 10^7$ uem/g, y la velocidad de la luz es $2,99793 \times 10^{10}$ cm/s, por lo que

$$Hr \text{ (gauss - cm)} = 1704,5 \frac{v}{c} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (31)$$

La cantidad $m_0 c^2$ es la energía asociada con la masa del electrón en reposo y vale 0,5110 MeV; por tanto, la energía cinética será:

$$T = 0,511 \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}}} - 1 \right] \quad (32)$$

En la tabla 4-7 se indican los valores de Hr y de T que corresponden a valores diferentes de v/c .

Al estudiar con un espectrógrafo magnético las partículas β , los resultados obtenidos son más complejos que los correspondientes a las partículas α . Si después de desviadas, se hace que las partículas β incidan sobre una placa fotográfica, aparece en ésta una zona velada que se extiende a lo largo de una distancia definida, cesando el efecto en un punto que es característico del núcleo emisor de las partículas β .

La impresión fotográfica obtenida no es homogénea, sino que el ennegrecimiento varía en intensidad a lo largo de la misma. Además de este *espectro continuo primario*, se observan a veces varias rayas nítidas en posiciones que son características de la sustancia emisora, formando dichas rayas el llamado *espectro secundario o espectro de líneas*, propio de muchos emisores β , pero no de todos. Debido al espectro continuo, resulta difícil determinar, a partir del ennegrecimiento de la placa fotográfica, el número de partículas β con energías diferentes.

Tabla 4-7*. La rigidez magnética (Hr) y la energía cinética de las partículas beta en función de la velocidad.

Velocidad (v/c)	Rigidez magnética (Hr : gauss-cm)	Energía cinética (MeV)
0	0	0
0,10	171,3	0,00258
0,15	258,6	0,00585
0,20	347,9	0,01045
0,25	440,1	0,01676
0,30	536,0	0,02468
0,35	636,9	0,03450
0,40	743,9	0,04655
0,45	858,9	0,06121
0,50	984,1	0,07905
0,55	1122	0,10085
0,60	1278	0,1278
0,65	1458	0,1614
0,70	1671	0,2045
0,75	1933	0,2616
0,80	2273	0,3407
0,85	2750	0,4590
0,90	3519	0,6613
0,92	4001	0,7928
0,94	4696	0,9868
0,96	5844	1,314
0,98	8394	2,057
0,99	11960	3,111
0,995	16980	4,605
0,996	19000	5,208
0,997	21960	6,901
0,998	26910	7,573
0,999	38085	10,92

* Según I. Kaplan¹.

Para obtener una curva de distribución de velocidades o de energías se utiliza como detector de las partículas β un contador Geiger en lugar de la placa fotográfica; el instrumento así concebido recibe la denominación más adecuada de *espectrómetro*. El contador se coloca en una posición fija; es decir, se da a r un valor determinado, pero hace variar el campo magnético, obteniéndose así el número de partículas β que llegan al contador por unidad de tiempo en función de los diferentes valores de H ; como a cada uno de éstos le corresponde un valor distinto de Hr , y, por consiguiente, un valor también distinto de la energía cinética, se obtiene así el número de partículas correspondientes a los diferentes valores de la energía. De este modo se obtuvo el espectro continuo de energías de las partículas β del RaE (figura 4-12); en este caso particular no apareció espectro alguno de líneas, correspondiendo el límite superior, o energía máxima, a 1,17 MeV. Cuando existe también un espectro de líneas, éstas aparecen como picos diferenciados superpuestos a la curva continua de distribución, como en la figura 4-13.

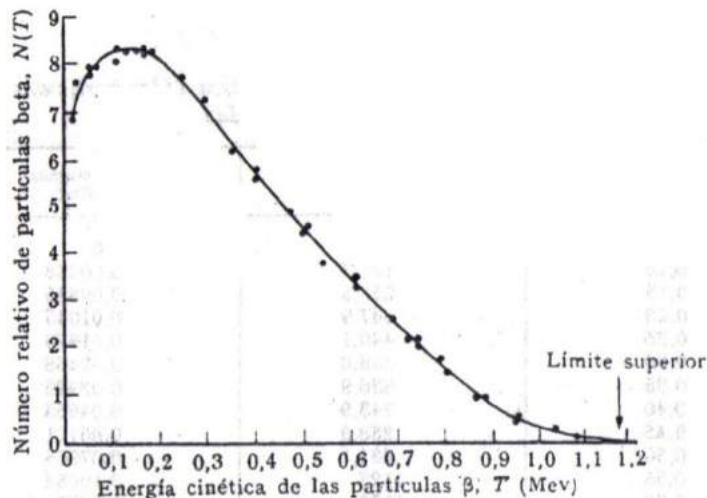


Figura 4-12. Espectro de partículas β del RaE. (Neary).

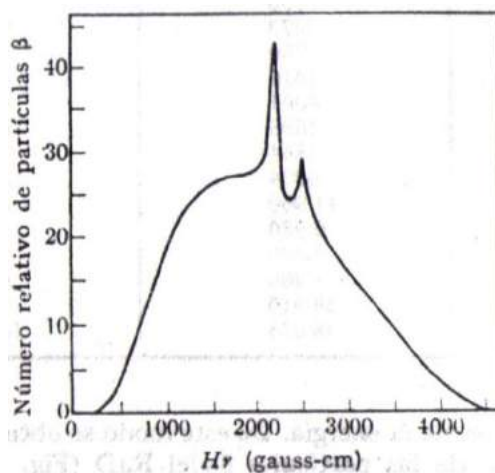


Figura 4-13. Espectro de partículas β del ^{198}Au , apreciándose las líneas.

El espectro de energías de las partículas β del RaE presenta las características más importantes de los espectros continuos. Cada uno de éstos tiene un máximo bien definido cuya altura y posición depende del núcleo emisor de las partículas; existe también un límite superior definido para la energía de dichas partículas, o energía máxima, que es diferente de unos núclidos a otros; no se conoce con certeza la forma de la curva en la zona de bajas energías por la dificultad que presentan las medidas precisas en esta zona. Tales propiedades de los espectros continuos corresponden a los emisores β , tanto naturales como artificiales, independientemente de que las partículas emitidas sean electrones o positrones.

Es posible determinar la energía de las partículas β a partir de medidas de su absorción en la materia. Las partículas β son mucho más penetrantes que las α , por lo que hay diferencias notables en los métodos usados en ambos casos para medir la absorción; una partícula α con una energía cinética de 3 MeV tiene un alcance de unos 2,8 cm en aire en condiciones patrón y produce alrededor de 4000 pares iónicos por milímetro de recorrido; en cambio,

una partícula β de 3 MeV tiene un alcance en el aire de más de 1000 cm y solo produce 4 pares iónicos por milímetro de recorrido. Por consiguiente, como las partículas β son suficientemente penetrantes, pueden emplearse absorbentes sólidos, que resultan más prácticos que el aire. Se utilizan mucho, como absorbente, las láminas de aluminio, pero también se usan frecuentemente el oro y la mica. En las experiencias de absorción, las láminas de material absorbente se colocan entre la fuente activa y un detector de ventana delgada, corrientemente un contador Geiger, determinándose la velocidad de recuento en función del espesor de absorbente.

Una vez conocido el alcance de las partículas β a partir de medidas de absorción, es posible determinar la energía máxima del espectro β a partir de su relación mutua que ha sido determinada para el aluminio y puede representarse, bien gráficamente o mediante ecuaciones empíricas.

4-3-2. Espectros de partículas beta: el espectro continuo.

Los problemas planteados por los espectros de partículas β se cuentan entre los más importantes de la física nuclear. Un espectro de líneas o espectro secundario, procede de los electrones extranucleares expulsados del átomo por un proceso denominado *conversión interna*. Un núcleo en un estado excitado puede pasar espontáneamente a un estado de energía inferior emitiendo un rayo γ de energía $h\nu$ igual a la diferencia entre las energías de los dos estados nucleares, o cediendo la energía en exceso a un electrón del nivel K , L , etc., del mismo átomo, que resulta expulsado con una energía cinética $h\nu - E_K$, $h\nu - E_L$, etc., donde E_K , E_L , ..., son, respectivamente, las energías de enlace del electrón en los niveles K , L , etc. Este proceso se denomina *conversión interna* por analogía con la conversión fotoeléctrica ordinaria de la energía de un rayo γ en un átomo distinto a aquel del que procede.

Durante algún tiempo se creyó que la energía de la transición nuclear se emitía primero como radiación γ , que provocaba luego la expulsión de un fotoelectrón del mismo modo que lo hubiera hecho en cualquier átomo que pudiera atravesar, pero se ha demostrado que esta explicación es incorrecta y que el proceso de la conversión interna se debe a la interacción directa del núcleo con los electrones que lo rodean. En cualquier caso, la carga nuclear no se modifica en la conversión interna, por lo que este proceso no es una forma de desintegración β , estando, en consecuencia, el espectro de líneas de los electrones relacionado más íntimamente con la emisión de radiación γ que con el proceso de desintegración β .

En la figura 4-14 se ven algunos espectros típicos; en cada caso la ordenada es proporcional al número de partículas β detectado por unidad de la magnitud Hr tomándose como abscisas los valores de esta última; como Hr es proporcional a la velocidad, las curvas representan la distribución ésta, pudiéndose convertir en curvas de distribución de la

energía transformando los valores de Hr en las energías correspondientes. La curva de la distribución de la velocidad tiene las mismas propiedades que la de distribución de energías.

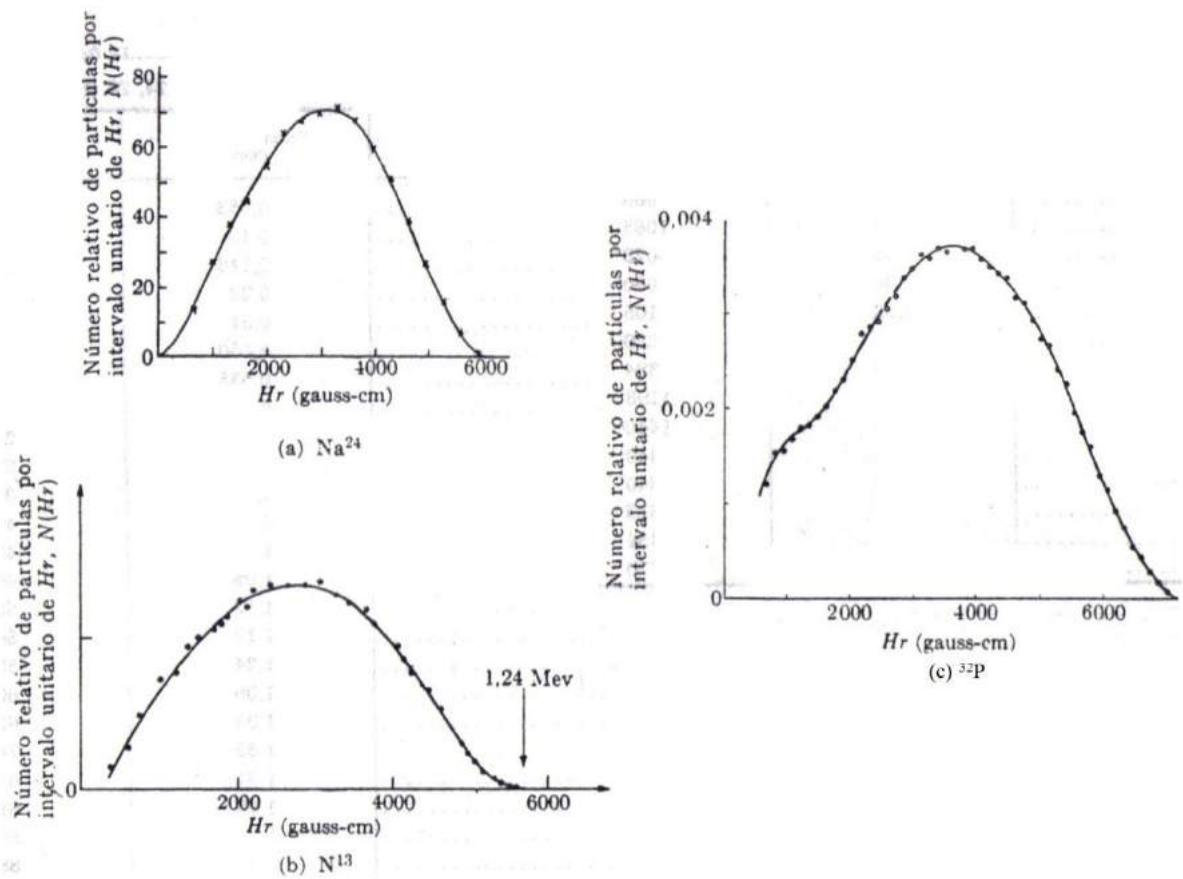


Figura 4-14. Algunos espectros típicos.

Todas las curvas pasan por un máximo y luego decrecen hasta cero para un valor de la abscisa que representa la energía máxima correspondiente al final de la curva. En algunos casos de emisión β , se halla un solo espectro continuo y, por tanto, una sola energía máxima; un espectro así se denomina *simple* y es análogo a la emisión de un solo grupo de partículas por un emisor α . La emisión de partículas β puede estar o no asociada con la emisión de rayos γ . Muchos emisores β tienen *espectros complejos*, es decir, dos o más espectros con energías máximas e intensidades diferentes, los cuales pueden separarse por análisis gráfico de la curva de distribución obtenida con el espectrómetro magnético. En la figura 4-15 se representa el espectro del ^{38}Cl , junto con los tres espectros sencillos que lo componen.

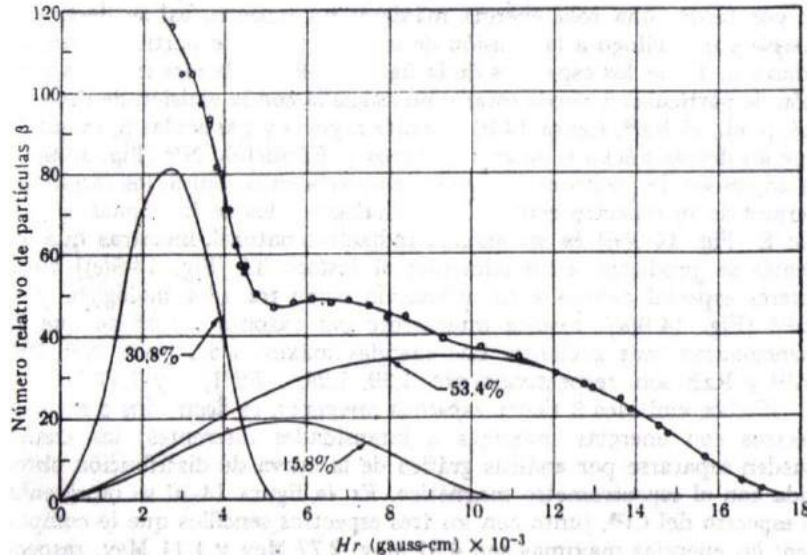


Figura 4-15. El espectro de partículas β del ^{38}Cl .

A partir de la curva de distribución de energías puede calcularse la energía media de las partículas β que forman el espectro continuo. La energía total se obtiene integrando el producto del número de partículas con una energía dada por ésta; el número de partículas se determina integrando con respecto a la energía el número de las que poseen una energía dada; este número total es precisamente el área limitada por la curva de distribución y el eje de abscisas. Expresada en forma matemática, la energía media vale

$$\bar{T} = \frac{\int_0^{T_0} N(T)T dT}{\int_0^{T_0} N(T) dT} \quad (33)$$

donde T_0 es la energía máxima, T es la energía de una partícula cualquiera y $N(T)dT$ es el número de partículas con una energía comprendida entre T y $T + dT$.

La energía media asociada a una desintegración puede medirse directamente colocando un emisor β dentro de un calorímetro diseñado para absorber todos los productos de desintegración conocidos, y midiendo la cantidad total de calor producida por un número dado de desintegraciones. Se han realizado experimentos de este género con el RaE, y tres investigadores (Ellis, Meitner y Neary) han obtenido independientemente los valores $0,35 \pm 0,04$ MeV, $0,337 \pm 0,020$ MeV y $0,340$ MeV, respectivamente; estos resultados calorimétricos concuerdan perfectamente con el valor deducido, $0,34$ MeV, a partir de la curva de distribución, pudiéndose decir que la energía media es sólo un tercio de la energía máxima, $1,17$ MeV.

Es posible demostrar que, cuando ocurre una transformación β , la energía del núcleo disminuye en una cantidad igual precisamente a la energía máxima del espectro de las partículas emitidas. Sea, por ejemplo, la desintegración del ThC al estado fundamental del

ThD, proceso que puede ocurrir según dos caminos diferentes; el torio C (^{212}Bi) puede desintegrarse por emisión de electrones, con una energía máxima de 2,250 MeV, a ThC', que se desintegra por emisión α (energía de desintegración $\alpha = 8,946$ MeV) al estado fundamental del ThD (^{208}Pb); la variación total de energía es de $2,250 + 8,946 = 11,196$ MeV. Por otra parte, el ThC se desintegra por emisión α para dar ThC'' (energía de desintegración $\alpha = 6,203$ MeV); el ThC'' puede a su vez desintegrarse por emisión β (energía máxima = 1,792 MeV) a un estado excitado del ThD, que se desintegra luego mediante dos emisiones sucesivas de rayos γ , con una energía total de 3,20 MeV, al estado fundamental del ThD. La variación total de la energía en el segundo modo de desintegración vale $6,203 + 1,797 + 3,20 = 11,195$ MeV. La variación total de energía debe ser la misma en los dos casos, como así ocurre en realidad, siempre que se utilice la energía máxima de desintegración β en los cálculos. Si se hubiera usado la energía media, no se habría obtenido esta concordancia.

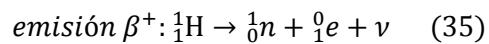
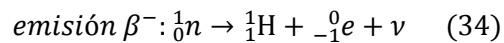
El resultado anterior conduce a la paradoja de que un núcleo en un estado definido de energía emite un electrón, engendrando otro núcleo que se halla también en un estado definido de energía; sin embargo, la energía del electrón emitido no es igual a la diferencia entre la energía del núcleo antes y después de la emisión sino que puede tomar un valor cualquiera comprendido entre cero y la energía máxima del espectro continuo, siendo la energía media de la partícula emitida aproximadamente un tercio tan solo de la energía máxima. Parte de la energía, aproximadamente dos tercios, parece haber desaparecido, violando el principio de su conservación. Dado el carácter fundamental de este principio para la física nuclear, la posibilidad de que no fuera válido para la desintegración β supuso un serio desafío a la física teórica.

4-3-3. *La teoría de la desintegración beta.*

En 1934 sólo parecía haber dos modos de explicar las dificultades planteadas por el espectro continuo. Uno era admitir que en la desintegración β no se cumplía el principio de conservación de la energía, solución que despertaba cierta desconfianza porque dicho principio había tenido un éxito general en todas sus aplicaciones anteriores, siendo difícil aceptar su fracaso en la desintegración β ; además, este principio es prácticamente un artículo de fe para los físicos, quienes hubieran preferido cualquier otro modo de salir de la dificultad. La segunda solución, aplicada con fortuna por Fermi en su teoría de la desintegración β , se funda en la hipótesis del neutrino, sugerida por primera vez por Pauli; fundamentalmente postula la existencia de una nueva partícula, el neutrino, que se produce en la desintegración β y lleva consigo el resto de la energía. Toda vez que no se ha podido detectar experimentalmente, las propiedades del neutrino deben ser tales que hagan difícil su detección; por tanto, se admite que el neutrino es eléctricamente neutro, que su masa es muy pequeña comparada con la del electrón, pudiendo incluso ser nula. La ausencia de carga no es una hipótesis arbitraria, pues está de acuerdo con la conservación de la carga en la desintegración β .

Según la hipótesis del neutrino, cada proceso de desintegración β va acompañado de la liberación de una cantidad de energía, dada por el límite superior del espectro, que se comparte entre la partícula β , el neutrino y el núcleo en retroceso. En mecánica racional se demuestra que cuando la energía se distribuye entre tres partículas, los principios de conservación de la energía y la cantidad de movimiento no son suficientes para determinar unívocamente la energía y la cantidad de movimiento de cada partícula, como ocurre cuando intervienen sólo dos cuerpos; al aplicar esto a la desintegración β , la energía disponible para los diferentes núcleos de una misma especie, igual para todos ellos, puede distribuirse entre las partículas producidas según una gama continua en modos diferentes. Así pues, la hipótesis de la emisión simultánea de un neutrino permite explicar de manera general el espectro continuo de la energía de las partículas β ; sin embargo, para que una teoría de la desintegración β sea aceptable, debe hacer aun más: tiene que explicar la forma de la curva de distribución, la existencia de una energía máxima y la de un máximo en la curva y, además, tiene que dar también la relación correcta entre la energía media y la máxima.

La teoría de Fermi se funda en las siguientes ideas: Cuando un núcleo emite partículas β , su carga varía en una unidad, mientras que su masa permanece prácticamente inalterada; cuando la partícula β expulsada es un electrón, el número de protones del núcleo aumenta en uno y el de neutrones disminuye también en uno; en la emisión de positrones aumenta en una unidad el número de neutrones y disminuye también en una unidad el de protones, pudiendo representarse las transformaciones β por los procesos siguientes:



donde ν representa el neutrino; no debe considerarse el neutrón como compuesto por un protón, un electrón y un neutrino, sino que se transforma en estas tres partículas en el instante de la emisión β ; análogamente, también se transforma en el mismo instante el protón en el caso de la emisión de positrones. El protón o neutrón transformados no son, naturalmente, partículas libres, sino que permanecen unidos al núcleo por las fuerzas nucleares; se ha observado que el neutrón libre sufre una desintegración β según la ecuación (34) con un periodo de 15 min; en un núcleo radiactivo complejo, los neutrones no pueden actuar como partículas libres y su desintegración es una propiedad del núcleo en su conjunto, que no debe confundirse con la del neutrón libre.

De las ecuaciones (34) y (35) se deduce otra propiedad del neutrino, su *espín*. Cuando un núcleo se transforma en otro por emisión de una partícula β , surge una dificultad relacionada con el momento angular. Supóngase que un núcleo A emite una partícula β , originando un núcleo B y que no hay emisión de neutrino; el momento angular del sistema ($B + \beta$) consta de tres componentes: el momento angular de B , el momento angular orbital de B y de la partícula β respecto al centro de masas del sistema, y el espín de β ; para que se

conservar el momento angular total, la resultante de las tres contribuciones citadas debe ser igual al momento angular del núcleo inicial A . Como el número de masa del núcleo no cambia en el proceso de desintegración, la primera contribución (momento angular de B) debe ser igual al momento de A o diferir de él en un múltiplo entero de $h/2\pi$. En mecánica ondulatoria se demuestra que la segunda contribución, el momento angular orbital, sólo puede valer cero o un múltiplo entero de $h/2\pi$. Finalmente, el espín de la partícula β , electrón o positrón, vale, como se sabe, $\frac{1}{2} (h/2\pi)$. De acuerdo con la mecánica ondulatoria, cuando se suman dos o más momentos angulares, la resultante es igual a la suma de los componentes, o difiere de ella en un múltiplo entero de $h/2\pi$. Al sumar las tres contribuciones de acuerdo con esta regla, resulta que el momento angular total del sistema ($B + \beta$) sólo debe diferir del correspondiente a A en un múltiplo impar de $\frac{1}{2} (h/2\pi)$; el momento angular total de un sistema con número de masa par será un múltiplo entero de $h/2\pi$ para el núcleo predecesor, y un múltiplo semientero de $h/2\pi$ para el núcleo producido y la partícula β conjuntamente; para un sistema con número de masa impar, el momento angular total será un múltiplo semientero de $h/2\pi$ para el núcleo predecesor, y un múltiplo entero de $h/2\pi$ para el conjunto formado por el núcleo producido y la partícula β . Sin embargo, si se supone que se emite un neutrino con *espín* $\frac{1}{2} (h/2\pi)$, la resultante de los espines del electrón y el neutrino es un número entero (1 ó 0) de unidades $h/2\pi$. Por consiguiente, el momento angular resultante de la totalidad de las partículas producidas en la desintegración (núcleo producido, electrón y neutrino) es entero o semientero, en las unidades mencionadas, según sea entero o semientero el del núcleo predecesor, pudiéndose conservar el momento angular total del sistema.

Sin el neutrino, el número de partículas del sistema difiere en una unidad antes y después de la transformación β , lo cual supone un cambio de estadística, pasándose de la de Fermi-Dirac a la de Bose-Einstein o viceversa, falta de conservación desagradable para el físico y que se evita suponiendo que el neutrino obedece a la estadística de Fermi-Dirac. En este caso, el número de partículas cambia en 2 unidades y toda vez que el neutrón, protón, electrón y neutrino obedecen dicha estadística, los núcleos inicial y final la obedecerán también.

Así pues, las propiedades supuestas del neutrino pueden resumirse como sigue:

- Ausencia de carga.
- Masa muy pequeña, posiblemente nula, o, por lo menos, insignificante en comparación con la del electrón.
- Espín igual a $\frac{1}{2} (h/2\pi)$.
- Estadística de Fermi-Dirac.

Sargent observó que, al representar el logaritmo de la constante de desintegración de los emisores β naturales en función de su energía máxima, la mayoría de los puntos caían sobre dos líneas casi rectas, según puede verse en la figura 4-16; estas líneas, denominadas *curvas*

de Sargent, representan reglas empíricas análogas a la de Geiger-Nuttall para la desintegración α . En contraste con los resultados obtenidos para ésta, la constante de desintegración β no varía tan rápidamente con la energía, no existiendo, además, una curva para cada una de las series radiactivas.

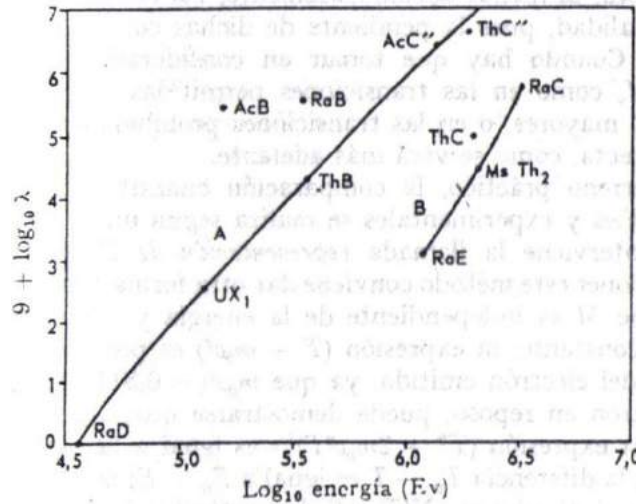


Figura 4-16. Representación de Sargent para los emisores β naturales.

Para un valor dado de la energía máxima, la curva superior de la figura 4-16 da un valor de λ que es aproximadamente 100 veces mayor que el valor correspondiente en la curva inferior, por lo que, dado un valor de la energía, resulta 100 veces más probable una transformación representada en la curva superior que la correspondiente de la curva inferior; se dice que la curva superior representa transiciones *permitidas* y la inferior transiciones *prohibidas*, denominaciones que deben tomarse en sentido relativo y que representan diferentes grados de probabilidad de la desintegración espontánea. La idea de Sargent de representar el logaritmo de λ en función de $\log T_0$ se ha aplicado a los emisores artificiales, habiéndose obtenido un gran número de curvas del mismo tipo.

El problema planteado a la teoría de la desintegración β es el cálculo de la probabilidad de los procesos (34) y (35); para poder hacer este cálculo es necesario introducir una fuerza que pueda provocar los cambios que expresan estas ecuaciones, la conversión de un neutrón en un protón o viceversa, con la producción simultánea de un electrón o de un positrón y un neutrino. Fermi introdujo dicha fuerza y estudio matemáticamente su efecto. La teoría de Fermi llega a una ecuación que expresa la distribución de la energía de las partículas β , y que da la fracción de núcleos que se desintegran por unidad de tiempo emitiendo una partícula β cuya energía está comprendida entre T y $T + dT$; esta ecuación es:

$$P(T)dT = G^2|M|^2F(Z, T)(T + m_0c^2)(T^2 + 2m_0c^2T)^{\frac{1}{2}}(T_0 - T)^2dT \quad (36)$$

El factor G es una constante natural que representa la intensidad de la fuerza de Fermi; su valor real carece de importancia en la exposición que sigue. $F(Z, T)$ es una función

complicada que describe el efecto producido por el campo coulombiano del núcleo sobre la partícula β emitida; cuando $Z = 0$, F vale la unidad; varía muy lentamente a medida que Z aumenta hasta que, al llegar a un valor alrededor de 20, su variación es más rápida; cuando se emiten electrones se da a Z un valor positivo en la expresión de F y negativo cuando se emiten positrones; el factor $|M|^2$ es el cuadrado del valor absoluto de una magnitud mecanocuántica, M , denominada *elemento de matriz*, que mide la probabilidad relativa de que el núcleo sufra una transformación β ; en muchos casos no puede calcularse exactamente el valor de M , pero partiendo de consideraciones de tipo general sobre ella es posible establecer teóricamente la distinción entre transiciones permitidas y prohibidas. Los restantes términos del segundo miembro de la ecuación (36) constituyen un factor estadístico que describe el modo como se reparte la energía T_0 entre el electrón, el neutrino y el núcleo producido; de este factor estadístico dependen las propiedades generales del espectro β continuo; T_0 es la energía disponible para la desintegración β .

La ecuación (36) se simplifica en el caso en que se trate de transiciones permitidas en núclidos con bajo número atómico; F resulta ser igual a la unidad, y M puede considerarse independiente de la energía. La probabilidad teórica de desintegración, para las consideraciones anteriores, es

$$P(T)dT = (G')^2(T + m_0c^2)(T^2 + 2m_0c^2T)^{\frac{1}{2}}(T_0 - T)^2dT \quad (37)$$

donde G' es una nueva constante. La ecuación (37) resulta más aplicable a ciertos emisores β como el neutrón, ^3H , ^6He , ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O y ^{17}F , y resulta más fácil de discutir que la ecuación (36). Se observa que, para $T = 0$ y $T = T_0$ se anula la probabilidad de desintegración, mientras que para valores de T comprendidos entre 0 y T_0 , $P(T)$ es positivo. Al representar $P(T)$ en función de T , se ve que toma el valor 0 cuando $T = 0$, aumenta al crecer T , pasa por un máximo y disminuye de nuevo hasta 0 para $T = T_0$. Para un valor dado de T_0 , el valor medio de la energía de la partícula β emitida puede determinarse por integración, llegándose a resultados que coinciden bien con los valores medidos de la misma. Así pues, la expresión teórica de la distribución de la energía en una transición permitida determina correctamente las características más importantes de los espectros β experimentales.

Integrando las ecuaciones (36) y (37) para todos los valores posibles de la energía cinética, se obtienen los valores teóricos de la constante de desintegración λ y de la vida media τ :

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \int_0^{T_0} P(T)dT \quad (38)$$

En el caso de un espectro sencillo correspondiente a una transición permitida representada por la ecuación (37), la integración puede hacerse analíticamente, y λ se expresa directamente en función de la energía máxima T_0 ; en primera aproximación resulta que el

logaritmo de la constante de integración es proporcional a la quinta potencia de la energía máxima:

$$\log \lambda = kT_0^5$$

donde k es una constante. La última ecuación puede transformarse en

$$\log \lambda = \log k + 5 \log T_0^5$$

que representa, al menos aproximadamente, las curvas de Sargent; así ocurre en realidad, pues la pendiente de dichas curvas vale aproximadamente 5.

El éxito logrado por la teoría de la desintegración β al explicar las propiedades de muchas transformaciones conocidas de este tipo constituye una prueba indirecta de la existencia de los neutrinos. Este éxito ha servido de estímulo para el intento de demostrar experimentalmente la existencia de los neutrinos. Se ha hecho una compilación de los experimentos directos sobre la validez de la hipótesis del neutrino y sobre su detección y los resultados pueden resumirse en las siguientes afirmaciones:

1. Si se supone que no hay emisión de neutrinos, no es posible explicar la conservación de la cantidad de movimiento y de la energía en el proceso de desintegración β .
2. Los resultados experimentales no contradicen la hipótesis de que en la desintegración β se emite un solo neutrino.

4-4. Referencias.

1. I. KAPLAN, FÍSICA NUCLEAR. Segunda edición, AGUILAR, S.A. DE EDICIONES, España 1962.
2. W.E. BURCHAM F.R.S., FÍSICA NUCLEAR. Primera edición, EDITORIAL REVERTÉ, S.A., España 1974.
3. EISBERG, R., y RESNICK, R.: Física Cuántica: átomos, moléculas, sólidos, núcleos y partículas. Segunda edición, EDITORIAL LIMUSA, S.A. de C.V. México D.F. 2002.
4. W. GREINER, y J. A. MARUHN: NUCLEAR MODELS. First edition, SPRINGER-VERLAG BERLIN HEIDELBERG, Germany 1996.

CAPÍTULO V

MÉTODOS DE DETECCIÓN DE PARTÍCULAS NEUTRAS

Desde el descubrimiento del neutrón en 1932, el campo y la importancia de la física nuclear han crecido notablemente, existiendo hoy en día gran interés por los conceptos, métodos y aplicaciones desarrollados en este terreno. Los neutrones, por su carácter de partículas pesadas carentes de carga, tienen propiedades que los hacen muy interesantes y de gran importancia en la ciencia y tecnología contemporáneas. El gran número de reacciones nucleares que inducen constituye una valiosa fuente de información sobre el núcleo y con su concurso se han producido muchas nuevas especies nucleares que, a su vez, proporcionan datos sobre los núcleos, encontrando también aplicación en otras ramas de la ciencia como la química, biología y medicina; por otro lado las reacciones de desintegración en cadena de materiales fisibles constituyen la aplicación más trascendental del neutrón, tanto en su aspecto militar, que ha marcado el nacimiento de una nueva era, como el de su posible desarrollo como fuente de importancia industrial de calor y de energía eléctrica.

5-1. Descubrimiento del neutrón.

Los experimentos de Rutherford demostraron que la carga positiva en el núcleo la portan las partículas pesadas, los protones. Sin embargo, cuando se hacían intentos de explicar la correlación entre la carga y la masa de núcleos más complejos que el hidrógeno, inmediatamente surgían dificultades. Si los núcleos constan de protones, ¿por qué, entonces, la carga del núcleo de helio es dos veces mayor que la del protón, mientras que su masa lo es cuatro veces? Esta falta de correspondencia aparece también para otros núcleos. Entonces se supuso que a la par de protones el núcleo contiene electrones. En el núcleo de helio hay cuatro protones y dos electrones, los cuales, precisamente, compensan la carga de dos protones. Los núcleos pesados contienen mayor número de electrones.

Al parecer esta hipótesis explica la estructura de la materia, pero la mecánica cuántica, que acababa de aparecer, se opuso al deseo de los físicos de “meter a la fuerza” los electrones en el núcleo. En efecto, si el electrón se encuentra dentro de este último, entonces, la indeterminación de su coordenada Δr no puede superar considerablemente las dimensiones del núcleo, aproximadamente, 10^{-14} m. En este caso, los valores mínimos de indeterminación del impulso de conformidad con la relación de Heisenberg

$$\Delta p = \frac{\hbar}{\Delta r} \approx 10^{-20} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$$

y de la energía del electrón

$$\Delta K \approx \Delta p \cdot c \geq 20 \text{ MeV}$$

Para retener el electrón en el núcleo la profundidad del pozo de potencial debe superar ΔK , es decir, $\Delta I < -20 \text{ MeV}$ (ΔI energía de enlace con el núcleo). Pero las fuerzas eléctricas a la distancia $\Delta r = 10^{-14} \text{ m}$ dan el valor absoluto de I muchas veces menor. De este modo, si los electrones se encuentran en el interior del núcleo no es del todo comprensible qué es lo que les retiene allí. De acuerdo con lo anterior, un electrón libre, confinado en un espacio tan pequeño como el interior del núcleo debiera tener una energía cinética del orden de los 20 MeV, y una velocidad superior a $0,999c$; sin embargo, se ha determinado experimentalmente que los electrones emitidos por los núcleos radiactivos no poseen nunca energía superiores a 4 MeV o, cuando menos, son de un orden de magnitud inferior al calculado a partir del principio de incertidumbre.

La argumentación anterior no contradice la existencia de protones en el núcleo, pues su masa ($1,67 \times 10^{-24} \text{ g}$) es casi 1867 veces mayor que la del electrón en reposo, obteniéndose, con un cálculo similar al anterior, que la energía total del protón dentro del núcleo es $E \approx 940 \text{ MeV}$, valor sólo ligeramente mayor que la energía en reposo del protón, que es $1,008 \times 931 = 938 \text{ MeV}$. Por lo tanto, como la energía cinética de un protón situado en el interior del núcleo es sólo de algunos MeV, debe ser posible su existencia en estado libre en el interior del mismo.

Otro problema que se puso de manifiesto y que ponía en duda la hipótesis protono-electrónica del núcleo fue la *catástrofe del nitrógeno*. El número de masa y el número atómico del núcleo de la variedad de nitrógeno más abundante son: $A = 14$, $Z = 7$. El espín nuclear medido y el carácter de la simetría son: $i = 1$, simétrico. Si el núcleo contiene 14 protones y 7 electrones, contiene un número impar, $14 + 7 = 21$, de las partículas que poseen números cuánticos del impulso angular de espín intrínseco, semientero. (Todas tienen $s = 1/2$). Las reglas para combinar los números cuánticos del impulso angular hacen evidente que si hay un número impar de partículas (fermiones) el impulso angular total del núcleo (espín nuclear) deberá ser semientero. También resulta evidente que el carácter de la simetría de un núcleo que contiene un número impar de partículas antisimétricas debe ser antisimétrico. La razón está en que un intercambio de marcas de dos de esos núcleos es equivalente a un número impar de intercambios de las marcas de las partículas antisimétricas. Esto implica un factor multiplicativo con la eigenfunción total del sistema que es una potencia impar de menos uno, lo que es igual a menos uno y, por lo tanto, la eigenfunción total es antisimétrica. Una vez más se ve que el núcleo de nitrógeno no puede contener 14 protones y 7 electrones, dando así un número impar de partículas, ya que las mediciones indican que es un núcleo de tipo simétrico.

Rutherford y Chadwick en 1920 encontraron que casi todos los elementos ligeros hasta el potasio emitían protones por bombardeo con partículas α . Con un rasgo propio de su clarividencia, Rutherford intuyó que en estas transmutaciones, o como resultado de ellas,

no sólo se producían protones. En 1930, Bothe y Becker demostraron que en el bombardeo con partículas α de elementos tales como el Li, Be, B, Mg y Al, se producía algo que parecía ser radiación electromagnética. La radiación, particularmente intensa en el caso de un blanco de berilio, fue detectada por medio de un contador especial. Se sugirió entonces que, al menos para algunos de los elementos blanco, la radiación podría estar asociada con los estados excitados de los núcleos residuales producidos en las correspondientes reacciones (α , p). El trabajo posterior de Mme. Curie-Joliot demostró que la radiación producida en el caso del berilio poseía un poder penetrante considerablemente mayor que el de cualquier radiación γ conocida. Sin embargo, el descubrimiento más sorprendente de todos fue hecho por Mme. Curie-Joliot y M. Joliot quienes, suponiendo que la nueva radiación debería poseer alguna afinidad con la radiación cósmica, investigaron la existencia de posibles efectos secundarios y encontraron que la radiación procedente del berilio era capaz de expulsar *protones* de alta velocidad de materiales hidrogenados. Los protones tenían un alcance de unos 26 cm de aire y la única explicación posible para su producción, si la radiación incidente era electromagnética, parecía ser el efecto Compton. La energía necesaria de los fotones era del orden de 35 a 50 MeV.

La eyección de protones como resultado de un proceso Compton no era una hipótesis demasiado atractiva. Algunos años antes de su descubrimiento, Rutherford sugirió la existencia de una partícula que tuviese las propiedades de lo que hoy se llama neutrón. Fueron muchos los experimentos para tratar de detectarla. Esto fue difícil, ya que muchos de los dispositivos utilizados para detectar partículas dependen de la ionización y al no tener carga el neutrón, no puede ionizar átomos fácilmente cuando pasa a través de la materia. En consecuencia, Chadwick llevó a cabo nuevas experiencias y, utilizando una cámara de ionización y un amplificador, demostró que la radiación procedente del berilio era capaz de producir átomos de retroceso de otros muchos elementos ligeros además del hidrógeno. Este hecho era muy difícil de explicar según la hipótesis cuántica, pero resultaba consistente con la suposición de que la radiación era un flujo de partículas neutras (neutrones) de masas iguales a la del protón, capaces de proyectar a los átomos por un proceso de colisión elástica. Esta hipótesis fue capaz de explicar de forma inmediata todas las propiedades de la nueva radiación.

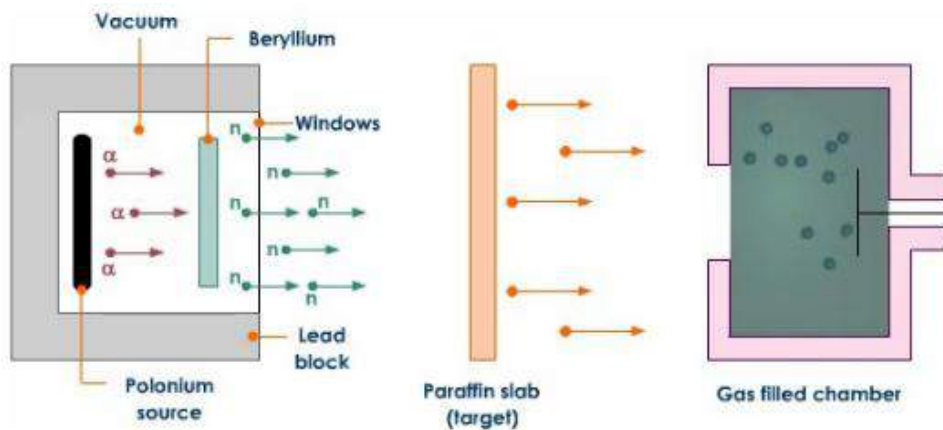


Figura 5-1. Montaje experimental. Los neutrones originados en la reacción (α, n) en un bloque de berilio, producen la eyección de protones al incidir sobre una lámina de parafina.

El dispositivo experimental de Chadwick era extremadamente sencillo; la cámara de ionización representada en la figura 5-1 se colocaba cerca de una fuente de polonio-berilio. Cuando la fuente se aproximaba a la cámara de ionización, el número de impulsos que registraba el oscilógrafo por unidad de tiempo aumentaba desde 0,1 por minuto hasta 4 por minuto; por otro lado, esta velocidad de recuento aumentaba también considerablemente cuando se interponía una lámina de parafina entre la fuente y la cámara. El primer aumento se interpretó como debido a la producción de átomos de retroceso en el aire que llenaba la cámara de ionización; el segundo era debido a la eyección de protones de retroceso de la parafina. Utilizando láminas absorbentes de aluminio, se demostró que el alcance de los protones de retroceso era del orden de 40 cm de aire.

El alcance y la velocidad inicial ($4,7 \times 10^6$ m/s) de las partículas de retroceso en nitrógeno se determinó a partir de las fotografías que tomó Feather en una cámara de expansión. La comparación entre estos valores y la velocidad de retroceso del hidrógeno ($3,3 \times 10^7$ m/s) demostró que serían necesarios rayos gamma de diferente energía en cada caso si se aceptara la hipótesis de un proceso Compton. Ahora bien, si en lugar de ello se supone la existencia de una partícula pesada (sin carga neta al objeto de poder explicar su gran poder penetrante), las dos velocidades de retroceso observadas u resultan consistentes entre sí, siempre que la masa M y la velocidad v de la partícula primaria satisfagan la ecuación

$$u = \frac{2M}{M + M_s} v \quad (1)$$

que se obtiene del estudio de la colisión de dos partículas con la mecánica clásica. Donde M_s es la masa del átomo con el que colisiona dicha partícula. Para el caso de hidrógeno y nitrógeno, se encontró que

$$\frac{u_H}{u_N} = \frac{3,3 \cdot 10^7}{4,7 \cdot 10^6} = \frac{M + M_N}{M + M_H}$$

Y resolviendo esta ecuación ($M_N = 14$, $M_H = 1$) resultaba

$$M = 1,15 \text{ unidades de masa atómica}$$

con un error del orden de 10%.

Determinando la energía máxima de tales neutrones, Chadwick encontró que $1,005 < M_n < 1,008$, con un resultado muy próximo al valor aceptado en la actualidad (1,00867 uma). Este cálculo constituye la culminación de una experiencia que, por su brillante concepción y por la fuerza de sus conclusiones, mereció una aceptación general e inmediata.

5-1-1. *Propiedades del neutrón.*

La carga eléctrica es igual a cero. La masa es de 939,54 MeV (o bien, $1,6749 \times 10^{-27}$ kg) lo que en 1,3 MeV supera la masa del protón (la diferencia constituye cerca del 0,1%). El espín es de $h/4\pi$. El neutrón es una partícula que obedece a la estadística de Fermi-Dirac. El hecho de que el neutrón libre es más pesado que el protón lo convierte en inestable, ahora bien, en los núcleos este puede permanecer sin desintegrarse.

5-2. Fuente de neutrones.

Las reacciones nucleares constituyen la única fuente de que se dispone para producir neutrones, y las reacciones (α , n) sobre los elementos ligeros, que permitieron el descubrimiento del neutrón, se utilizan todavía para producirlos. Si se mezcla 1 g de radio (1 curio) con varios gramos de berilio en polvo, se producen alrededor de 10^7 neutrones rápidos por segundo como resultado de la reacción



Esta mezcla tiene un volumen de 6 ó 7 cm³ y constituye una fuente adecuada de neutrones. El radio y sus productos de desintegración emiten partículas α de energías comprendidas entre 4,79 MeV y 7,68 MeV (RaC'), mientras que las de los neutrones producidos varían entre 1 MeV y 12 ó 13 MeV. Como el periodo de semidesintegración del radio es largo, aproximadamente 1600 años, la mezcla Ra-Be suministra neutrones con una intensidad suficientemente constante para que la fuente pueda utilizarse como patrón de la emisión de neutrones.

Cuando se desea una fuente que emita una cantidad relativamente pequeña de rayos γ se utiliza la mezcla del polonio con berilio; un curio de Po mezclado con berilio en polvo produce aproximadamente 3×10^6 neutrones por segundo; la utilización del polonio ofrece varios inconvenientes: la cantidad producida de neutrones es más pequeña que con una fuente de Ra-Be; se requieren instalaciones químicas especiales para preparar el polonio

puro, y el periodo de semidesintegración (140 días) es pequeño comparado con el de una fuente de Ra-Be.

5-2-1. Fuentes de fotoneutrones.

Las fuentes más frecuentemente utilizadas son las de fotoneutrones porque los suministran prácticamente monoenergéticos y no exigen el empleo de sustancias radiactivas naturales. La mayoría de estas fuentes se basan en las reacciones ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$ y ${}^2\text{H}(\gamma, n){}^1\text{H}$; como la energía de ligadura del último neutrón es particularmente baja en el ${}^2\text{H}$ y en el ${}^9\text{Be}$, las correspondientes reacciones (γ, n) tienen umbrales bajos: 2,23 MeV para la reacción con el deuterio y 1,67 MeV para la reacción con el berilio. Los reactores nucleares facilitan la obtención económica de emisores de radiación γ de elevada intensidad, lo que permite producir fuentes mucho más intensas de neutrones que con los emisores γ naturales.

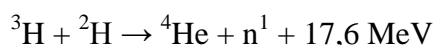
En la tabla 5-1 se relacionan las propiedades de algunas fuentes de fotoneutrones¹; los valores que se dan del rendimiento en neutrones se han tomado del libro de Hughes² y se refieren a emisores preparados en condiciones específicas determinadas.

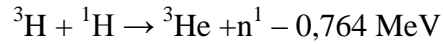
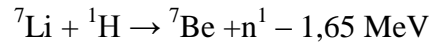
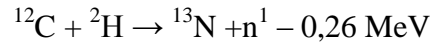
Tabla 5-1. Propiedades de las fuentes de fotoneutrones.

Fuente	Periodo	Energía media de los neutrones (KeV)	Rendimiento en neutrones (neutrones por segundo)
${}^{24}\text{Na} + \text{D}_2\text{H}$	14,8 h	220 (\pm 20)	$8,9 \times 10^6$
${}^{24}\text{Na} + \text{Be}$	14,8 h	830 (\pm 40)	$7,9 \times 10^6$
${}^{56}\text{Mn} + \text{D}_2\text{H}$	2,6 h	220	$4,9 \times 10^6$
${}^{56}\text{Mn} + \text{Be}$	2,6 h	100	$8,4 \times 10^7$
${}^{124}\text{Sb} + \text{Be}$	60 días	30	$1,9 \times 10^7$
${}^{140}\text{La} + \text{D}_2\text{H}$	40 h	140	$2,3 \times 10^6$
${}^{140}\text{La} + \text{Be}$	40 h	260	$1,5 \times 10^6$

5-2-2. Neutrones producidos en aceleradores de partículas.

Los neutrones se pueden producir también con aceleradores de partículas, habiéndose utilizado fuentes de este tipo en muchas investigaciones sobre tales partículas. El hielo pesado (D_2O) o parafina que contenga deuterio, bombardeados con deuterones acelerados en un generador de Van de Graaff constituyen una fuente de neutrones sencilla y eficaz; como la reacción ${}^2\text{H}(\text{d}, \text{n}){}^3\text{He}$ es exotérmica, con un valor de Q igual a 3,28 MeV, pueden obtenerse buenos rendimientos en neutrones con deuterones de sólo 100 ó 200 KeV de energía y, si se controlan cuidadosamente las condiciones del experimento, se obtienen neutrones aproximadamente monoenergéticos. Otras reacciones que es posible utilizar con el mismo fin son:





Se ha demostrado que las cinco reacciones mencionadas constituyen las fuentes más útiles entre las que se fundan en el bombardeo con partículas cargadas y aceleradas artificialmente y permiten obtener haces casi monoenergéticos de neutrones con energías comprendidas entre 5 KeV y 20 MeV.

5-2-3. Neutrones lentos.

Los neutrones producidos con los métodos anteriores tienen energías medias o elevadas. Los neutrones lentos, de energía comprendida entre 0,01 eV y algunos eV, necesarios para muchas aplicaciones, se obtienen partiendo de neutrones de elevada energía, obligándolos a disiparla recorriendo un material donde sufren dispersiones por colisión elástica o inelástica; los neutrones pierden energía en las dispersiones que sufren por colisión inelástica con los núcleos ligeros. Si se introduce una fuente de neutrones rápidos en el seno de una masa voluminosa de una sustancia que contenga núcleos ligeros, los neutrones, al moverse a través de la misma, pierden energía a medida que sufren colisiones; si la sección eficaz de absorción de la sustancia para los neutrones es pequeña en comparación con la sección eficaz de dispersión, los neutrones perderán energía de una manera continua hasta que sus velocidades sean comparables a las de vibración térmica de los núcleos del material, llamándoseles entonces *neutrones térmicos*. Se denominan *moderador* al material ligero cuya sección eficaz de absorción para los neutrones es adecuadamente baja, diciéndose de éstos que han sido frenados o moderados hasta energías térmicas. Los moderadores más frecuentes usados son el agua, la parafina y el grafito; a veces se usan también el agua pesada y el berilio, si bien son materiales caros.

Las fuentes más poderosas de neutrones son los reactores nucleares, que son un conjunto formado por un material fisible, uranio, y un moderador donde son frenados los neutrones rápidos producidos en la fisión del uranio. Si el reactor funciona mediante la fisión provocada por neutrones lentos, los neutrones existentes en su interior son rápidos, lentos y de velocidades intermedias.

5-3. Registro de neutrones.

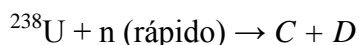
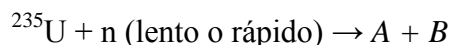
Como los neutrones son partículas carentes de carga y la ionización que producen al atravesar la materia es despreciable, no pueden detectarse directamente con ningún instrumento (detector de Geiger, cámara de ionización) cuyo funcionamiento dependa de la ionización provocada por la partícula que penetre en él. Para detectar los neutrones es

preciso aprovechar los efectos secundarios resultantes de su interacción con los núcleos, algunos de los cuales son:

1. Absorción de un neutrón por un núcleo con emisión inmediata de una partícula cargada rápida.
2. Absorción de un neutrón con fisión subsiguiente del núcleo compuesto resultante.
3. Absorción de un neutrón con formación de un núclido radiactivo cuya actividad puede medirse.
4. Dispersión de un neutrón por un núcleo ligero, por ejemplo un protón, que, al retroceder, produce una ionización.

El detector de neutrones fundado en el primer tipo de interacción puede ser una cámara de ionización o un contador proporcional; en uno de los dispositivos utilizado con mayor frecuencia se aprovecha la reacción $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, exotérmica, cuya Q vale 2,78 MeV. El núcleo de ^{10}B bombardeado, cuya abundancia relativa en el boro natural es de 18,8%, es el causante de la elevada sección eficaz (750 barns) de este último para los neutrones térmicos. La cámara, o el detector proporcional pueden llenarse con BF_3 gaseoso o recubrirse interiormente con un compuesto de boro. Cuando se necesita una gran sensibilidad, el BF_3 se sustituye con $^{10}\text{BF}_3$, obtenido a partir del isotopo ^{10}B separado por métodos adecuados. Toda vez que la sección eficaz para la reacción (n, α) es proporcional a $1/v$, decreciendo al aumentar la energía del neutrón o su velocidad v , la sensibilidad de los detectores de BF_3 disminuye al aumentar la energía de los neutrones, por lo cual dichos detectores sólo son útiles para los neutrones lentos.

También es posible utilizar el proceso de fisión para detectar neutrones, método que, en realidad, es un caso especial del anterior. Se aplican las reacciones típicas:



donde A , B , C y D representan fragmentos de fisión fuertemente ionizados, es decir, núcleos con carga elevada y con gran energía de excitación, cuya energía cinética es del orden de 100 MeV, por lo que la intensa ionización que producen es fácilmente distinguible de la producida por los protones, partículas α u otras radiaciones ionizantes. Los núcleos fisibles pueden incorporarse a una cámara de ionización bien en forma de gas (UF_6) o como recubrimiento de sus paredes. Cuando las cámaras contienen materiales fisibles bajo la acción de los neutrones térmicos (^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu) son unos detectores eficaces de los mismos. Las cámaras que contienen uranio natural o uranio privado de parte de su contenido de ^{235}U pueden utilizarse como detectores de los neutrones rápidos con energía superior a 1,0 MeV, aproximadamente, siendo también posible usar para el mismo objeto el torio, el protoactinio y el neptunio.

El tercer método se funda en el hecho de que muchas reacciones nucleares inducidas por los neutrones dan lugar a la formación de núcleos radiactivos, pudiéndose detectar los neutrones mediante la actividad inducida por ellos en una sustancia expuesta a su acción; las posibilidades de aplicación de este método dependen del periodo de semidesintegración de la especie radiactiva producida, que no puede ser inferior al tiempo que debe transcurrir por razones experimentales entre la exposición a los neutrones y la medida de la actividad inducida; por otra parte, dicho periodo no debe ser tampoco tan largo que la velocidad de desintegración sea despreciable; además, la sección eficaz para la reacción nuclear ha de ser lo suficientemente grande para que se forme una cantidad apreciable de núcleos radiactivos durante la exposición. Se han encontrado muchas sustancias que satisfacen estos requisitos entre las cuales cabe citar el indio, el oro, el manganeso y el disprosio, por lo que se los puede utilizar como detectores. El método consiste en exponer durante cierto tiempo a la acción de la fuente de neutrones una lámina de la sustancia usada como detector; al cabo de este tiempo se determina la actividad inducida contando las radiaciones emitidas con un detector adecuado, como el de Geiger, una cámara de ionización, un detector de centelleo, etc. Este *método por activación* es aplicable selectivamente a neutrones de diferentes energías siempre que se escoja cuidadosamente el material que vaya a emplearse como detector.

El método más utilizado para la detección de los neutrones rápidos se funda en la observación y medida de la ionización producida por los protones en retroceso por choque elástico con los neutrones y dispersión de éstos últimos en sustancias hidrogenadas, utilizándose una cámara de ionización y otro detector análogo lleno de un gas hidrogenado o provisto de una ventana constituida por un material hidrogenado sólido. El neutrón incidente puede comunicar energía suficiente a un núcleo de hidrógeno para que la ionización provocada por este último active el detector.

5-4. Registro de neutrinos.

5-4-1. Interacciones débiles.

Los físicos tropezaron por primera vez con las interacciones débiles al estudiar la desintegración β . Ésta transcurre en lapsos realmente “humanos”, en segundos, minutos y años. Y, en consecuencia, las fuerzas que la provocan son mucho más débiles que las electromagnéticas: de aquí, precisamente, viene el nombre de esta interacción.

Como se vio en el capítulo anterior, la desintegración β se hace posible cuando al sustituir en el núcleo el neutrón por el protón (o, viceversa, el protón por el neutrón) el nuevo núcleo obtenido tiene una masa en reposo menor, es decir, mayor energía de enlace. El exceso de energía se distribuye entre los productos de la reacción. La desintegración beta puede ser de tres tipos:

1. Uno de los neutrones en el núcleo se transforma en protón y se emite un electrón (desintegración β^-): $n^1 \rightarrow {}_1\text{H}^1 + {}_{-1}\text{e}^0$. Es evidente que durante esta desintegración la energía en reposo del núcleo precursor debe superar la energía en reposo del núcleo hijo más que en $m_0c^2 = 0,511 \text{ MeV}$.
2. El protón que forma parte de la composición del núcleo se descompone en un neutrón y un positrón (desintegración β^+): ${}_1\text{H}^1 \rightarrow n^1 + {}_{+1}\text{e}^0$.
3. Finalmente, el núcleo, a veces, capta el más próximo de los electrones atómicos (captura electrónica) transformándose en otro núcleo con una carga menor en una unidad: ${}_1\text{H}^1 + {}_{-1}\text{e}^0 \rightarrow n^1$. En este caso la partícula β no se irradia.

5-4-2. La teoría de Fermi.

Basándose en la hipótesis de Pauli, Fermi supuso que el electrón y el neutrino nacen en el momento de desintegración en un mismo punto, al igual que los cuantos gamma irradiados por los núcleos. Para la interacción débil Fermi introdujo la constante G que desempeñaba el mismo papel de la carga elemental e en los procesos electromagnéticos y, apoyándose en datos experimentales, calculó su valor. La teoría de Fermi permitió calcular la forma de los espectros β y relacionar la energía límite de desintegración con el tiempo de vida del núcleo radiactivo. En esta teoría el neutrino poseía una carga y un momento magnético iguales a cero, una masa en reposo, también igual a cero (o bien, mucho menor que la masa del electrón), y un espín $h/4\pi$.

5-4-3. Intentos por detectar el neutrino.

Pauli afirmaba, en sí mismo, que su hipótesis del neutrino era horrible pues jamás podría ser comprobada experimentalmente. Sin embargo, experimentos llevados a cabo dos o tres años después de dicha suposición, confirmaron una vez más que en la desintegración β participa “algo” que arrastra consigo la energía y el impulso. Aunque el fenómeno de la desintegración β constituye en sí mismo una prueba concluyente de la existencia de los neutrinos, se han llevado a cabo numerosos intentos para ponerlos de manifiesto de una forma directa.

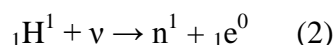
A. I. Alijánov y A. I. Alijanián propusieron realizar el siguiente experimento. Durante la captura electrónica del núcleo (${}_1\text{H}^1 + {}_{-1}\text{e}^0 \rightarrow n^1 + \nu$) escapa tan sólo una partícula, el neutrino. Es natural que en este caso el núcleo experimente un retroceso, moviéndose en dirección opuesta a la del vuelo de esta partícula. Todos los neutrinos tienen la misma energía, como así mismo los núcleos de retroceso. Éstos pueden ser registrados y la energía, medida. Los físicos soviéticos no lograron poner en práctica los experimentos en cuestión; la guerra lo impidió.

Muchos experimentadores sometieron también a comprobación la teoría de Fermi en que al neutrino pertenecía el papel fundamental. Pero todo ello no era sino testimonios indirectos. Así y todo, el “neutrino” podía aun ser meramente un juego de palabras cómodo que

encubría la infracción de las leyes de conservación en la interacción débil. Una demostración unívoca podía ser dada por un experimento en que esta partícula fuera registrada lejos del punto de su nacimiento. El hecho de hallar en otro punto la energía que faltaba es precisamente lo que demostraría la materialidad y la realidad física de la partícula que la transporta.

Poner en práctica un experimento de este tipo representaba una cosa extraordinariamente difícil, por cuanto la teoría suponía que el neutrino carece de todo: carece de masa, de carga, de momento magnético. Esta partícula no es capaz de ionizar ni de excitar los átomos, mientras que los detectores de partículas elementales son sensibles precisamente a los procesos electromagnéticos. Claro, se quedaban eflujos de la siguiente índole: ¿y si el neutrino tiene una carga minúscula, mucho menor que la del electrón? (Nadie daba crédito a esta suposición puesto que todo el mundo creía en la ley de la conservación de la carga). O bien, el neutrino tiene un momento magnético, pero también muy pequeño (en esto era más fácil creer). Y si no hay ni lo uno ni lo otro, entonces el neutrino es un representante “puro” de las interacciones débiles, sin propiedades electromagnéticas algunas. Esta partícula puede revelar su presencia sólo en el caso de transferir, por medio de la interacción débil, parte de su energía a partículas cargadas, y éstas ya podrán registrarse. Lo único que quedaba era hallar un proceso adecuado³.

Y ya en 1934, para descubrir la presencia del neutrino, se propuso realizar la reacción en que éste entra en interacción con el hidrógeno (con los protones) y engendra un neutrón y un positrón:



Por muchas características, esta reacción tenía un gran atractivo. En primer término, tenía que desarrollarse obligatoriamente (hecho que no se conocía de antemano para muchos otros procesos del neutrino). De acuerdo con los principios físicos generales, si es posible el proceso ${}_0^1\text{n} \rightarrow {}_1^1\text{H} + {}_{-1}^0\text{e} + \nu$, o sea, la desintegración del neutrón en protón, electrón y neutrino, entonces, indispensablemente, existe también la reacción inversa (2).

En segundo término, la teoría de Fermi presagiaba que en el flujo de neutrinos de pequeñas energías, digamos, irradiados durante la desintegración β , la probabilidad de este proceso es mayor que la de cualquier otro.

En tercer término, las dos partículas que escapan como resultado de la reacción son bastante “pintorescas”, de modo que se puede abrigar la esperanza de registrarlas. La reacción (2) posee un umbral de energía. Esto significa que se desarrolla solamente en el caso de que la energía del neutrino supere 1,8 MeV. No es difícil calcular este umbral: a la diferencia de masas del protón y neutrón igual a 1,3 MeV hay que añadir la masa en reposo del positrón formado igual a 0,5 MeV. Se obtienen 1,8 MeV.

Sin embargo, la probabilidad de este proceso inverso es desesperanzadora. Suponiendo que se posee una fuente que irradia un haz de neutrinos con una energía de 3 MeV y que este haz incide sobre un blanco, por ejemplo, un metro cúbico de agua (en el agua la concentración de protones es bastante grande), resulta que de 10^{10} (un trillón) de partículas nada más que una reaccionará en el blanco.

A pesar de que la caza del neutrino comenzó inmediatamente después de que Pauli descubrió esta partícula “en la punta de su pluma”, los resultados se hicieron esperar veinte años. Durante este lapso los métodos de la física nuclear se transformaron por completo. En primer lugar, se han creado potentes manantiales de irradiación de neutrinos. En segundo lugar, aparecieron detectores sensibles que contienen gran cantidad de sustancia: varios metros cúbicos. Y, por fin, los experimentadores han inventado los métodos para suprimir la radiación de fondo. Es que, en efecto, otras partículas, al llegar al detector de neutrinos, también se registran.

5-4-4. Reactores nucleares como fuente de neutrinos.

En 1935, Namias trató de determinar el número de iones que el neutrino engendra en el aire. (¿Y si la partícula tiene momento magnético?) Trabajo con una fuente que contenía 5 g de radio, y el número de neutrinos irradiados por esta en todas las direcciones era, aproximadamente, de 10^{11} partículas por segundo. Namias no descubrió la ionización. Del experimento se deducía que el recorrido de la partícula hasta la interacción con los átomos del aire superaba el millón de kilómetros y, por consiguiente su posible momento magnético era muchos órdenes menor que el del electrón.

El 2 de diciembre de 1942, bajo la dirección de Fermi, en EEUU, fue puesto en funcionamiento el primer reactor nuclear. En el reactor, después de la captura del neutrón, el núcleo de ^{235}U (o de ^{239}Pu) fusiona en dos fragmentos. Los fragmentos formados, al principio, emiten neutrones y, luego, cuantos gamma, con la particularidad de que estos procesos se desarrollan en un tiempo muy breve. Seguidamente, llega el turno de las desintegraciones β .

En término medio, cada uno de los fragmentos experimenta la desintegración β tres veces y, por consiguiente, durante una fisión se irradian seis neutrinos. Sus energías se extienden desde 0 hasta 10 MeV, pero el número relativo de partículas con energía grande es muy pequeño. Si la potencia del reactor es de 1000 MW (lo que a escala contemporánea, no es un número muy elevado), al espacio circundante, cada segundo, se emiten $N = 2 \times 10^{20}$ neutrinos. Esta radiación, para la cual son absolutamente transparentes las paredes, la protección, las planchas de hormigón y hasta el propio globo terráqueo, arrastra consigo cerca de 50 MW.

Sobre un detector dispuesto a la distancia $R = 10 \dots 15$ m de la zona activa del reactor incide un haz de neutrinos con $\sim 10^{13}$ partículas a través de 1 cm^2 por segundo. Es muy difícil

situar el detector a una distancia más cercana debido a la necesidad de protegerse contra otros tipos de radiación del reactor. Los físicos obtuvieron un potente manantial de neutrinos. Lo que ahora importaba eran los detectores; el éxito se debe esperar del método de centelleo.

5-4-5. Método de centelleo para el registro del neutrino.

El contador de centelleo (capítulo I) desempeñó un papel importante en las investigaciones relacionadas con la física nuclear y la física de las partículas elementales. Gracias a la utilización de este instrumento fue posible el registro de neutrinos procedentes de un reactor nuclear (experimentos de Reines y Cowan), la demostración de la dispersión de neutrinos en los electrones (experimentos de Wu) y la experimentación subterránea con neutrinos cósmicos.

Sólo una modificación en el contador de centelleo era necesaria para la detección del neutrino, el material centelleante adecuado. Los procesos de transformación de la energía de la partícula en luz se diferencian considerablemente para los diferentes materiales centelleantes y para las diferentes clases de partículas. Así pues, una parte de la energía de la partícula E se transforma en energía de la luz ΔE que puede salir fuera de los márgenes del material centelleante para ser captada por cualquier método, por ejemplo, con un fotomultiplicador. La atención de los físicos dedicados a la casa del neutrino se centró, al principio, en los contadores de centelleo líquidos debido a que el cultivo de los cristales, tanto orgánicos, como inorgánicos, era una cosa complicada y costosa. Y se necesitaba una cantidad muy grande de éstos.

La exactitud de cualquier medición de una actividad pequeña siempre depende de en qué medida se logra atenuar el fondo. Y para atenuarlo, es necesario conocer bien su naturaleza, así como las propiedades de las partículas que lo constituyen. La primera componente del fondo está relacionada con la radiación cósmica. Ésta se pudo detectar gracias a la descarga de los electroscopios, así como a los contratiempos que deparaba a los físicos que en el siglo XIX experimentaban en el campo de la electricidad.

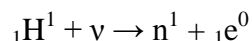
La radiación cósmica se divide en tres componentes: los electrones, positrones y cuantos gamma representan la componente blanda; las partículas que participan en la interacción nuclear –los nucleones y los mesones π - son la componente nuclear, y, finalmente, los mesones μ positivos y negativos son la componente dura. Ya los nombres propios sugieren la posibilidad de proteger el detector contra cada una de estas componentes. La blanda se absorbe por una placa de plomo de 10 a 15 cm de espesor (protección pasiva). Más difícil es librarse de la componente nuclear, para su absorción se necesitan 2 ó 3 m de hierro, o bien, de 15 a 20 m de agua. Por este motivo, si se ofrece tal posibilidad, el detector se ubica en un local subterráneo. Quedan los muones (mesones μ) de grandes energías que penetran profundamente bajo la tierra. La lucha contra éstos se libra por medio de la llamada

protección activa. Se trata de rodear la instalación, sobre todo por encima, ya sea con recipientes que contienen líquido centelleante o con placas fabricadas de plástico centelleante o bien con contadores de gas. Los mesones que alcanzan el detector principal pasan con gran probabilidad a través de los detectores de protección activa, registrándose en éstos últimos. El circuito electrónico capta el momento en que los impulsos del detector principal y los de protección coinciden en el tiempo y refiere este acontecimiento a los de fondo. Así, se logra disminuir el fondo mesónico en centenares y miles de veces.

Otro tipo de fondo lo constituye la radiactividad natural. Los materiales radiactivos naturales están presentes, en estado disperso, en todos los materiales de la instalación, de la protección, en el aire y en los propios experimentadores (al medir la radiactividad del hombre, ésta constituye cerca de 3000 partículas por segundo). En la naturaleza existen tres familias de elementos que poseen radiactividad natural: del uranio, del torio y del actinio. Cada familia es una serie de átomos que experimentan una desintegración consecutiva y transformación en otros elementos. También se dan isótopos radiactivos aislados creados en la atmósfera por la radiación cósmica que no forman parte de estas familias. Por fin, hay un isótopo muy adverso para una serie de experimentos, el ^{40}K . La mayor cantidad de potasio la contienen los vidrios, el fotomultiplicador y las resistencias del divisor de éste instrumento.

El tercer tipo de fondo guarda relación con la propia fuente de neutrinos. Durante la fisión de los fragmentos de uranio en la zona activa del reactor se emiten las más diversas partículas. De ellas penetran a través de la protección biológica los cuantos gamma y neutrones rápidos. El fondo relacionado con el trabajo del reactor es uno de los más desagradables.

Una vez identificadas los efectos del fondo y la forma de reducirlo, los físicos norteamericanos, Reines y Cowan en 1953, por primera vez, registraron el neutrino lejos del lugar de nacimiento de esta partícula. Para detectar el ν ellos se valieron de la reacción inversa a la desintegración β del neutrón que se discutió en la sección 5-4-3:



De fuente de neutrinos sirvió un potente reactor nuclear en el centro atómico de Los Álamos.

El principio del registro se puede comprender al examinar la figura 5-2. El neutrino que parte del reactor incide sobre el blanco que es un recipiente de plástico con 200 litros de agua. En el agua está disuelta una sal de cadmio CdCl_2 . De la interacción del neutrino con el hidrógeno (${}_1\text{H}^1$) se forma un neutrón y un positrón. Éste último en la práctica decelera inmediatamente, entra en la reacción de aniquilación con un electrón de medio, y dos cuantos gamma, cada uno con la energía de 0,5 MeV, salen volando en sentidos opuestos. El blanco era lo suficientemente delgado como para que los cuantos escapados de éste

diesen en los recipientes con el líquido centelleante instalados a ambos lados del blanco. Cada recipiente contiene 1400 litros de líquido. Su superficie interior está cubierta de material reflector con el fin de que sobre los fotocátodos de los 110 fotomultiplicadores que “observan” el recipiente se concentre la mayor cantidad posible de luz de centelleo. Para nivelar el flujo luminoso, los fotomultiplicadores están separados del líquido centelleante por los conductos lumínicos, y para éstos sirve de material el disolvente puro (sin adiciones centelleantes).

La primera noticia sobre el registro de los neutrinos la envían los cuantos gamma con determinada energía que son producto de la aniquilación y que se registran simultáneamente en los detectores; sin embargo, esto no es suficiente. A pesar de que el detector se encuentra protegido por plomo y hormigón, el número de impulsos del fondo que imitan la aparición del positrón en el blanco supera todavía decenas de veces el efecto esperado.

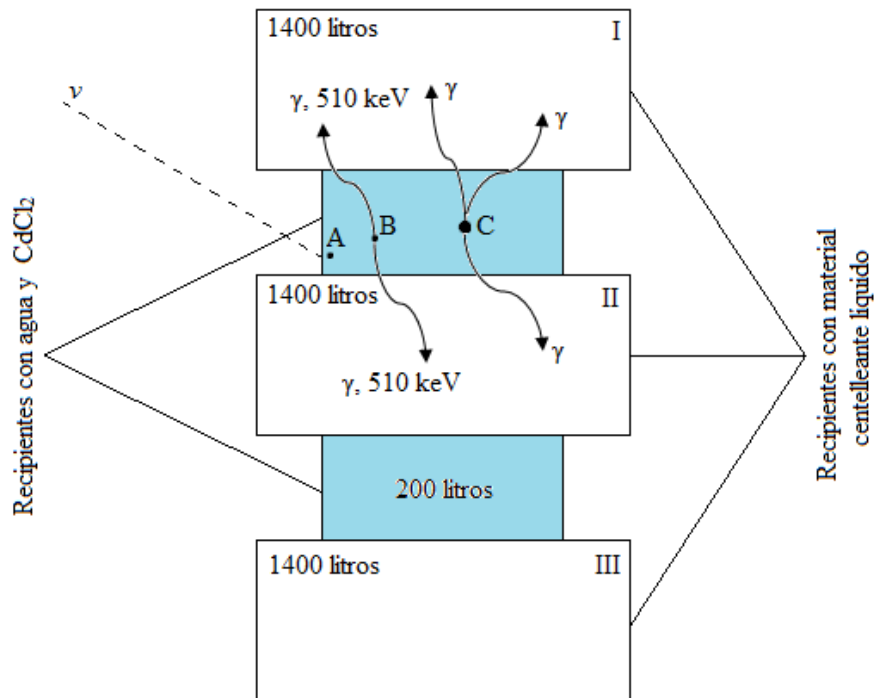


Figura 5-2. Esquema del registro de los neutrinos en los experimentos de Rines y Cowan (A es el punto de absorción de ν y de aparición de e^+ y n^1 ; B, el punto de aniquilación de β^+ , y C, el de captura del neutrón por el núcleo de Cd).

Ésta fue la razón de que se hiciera necesario recurrir también a los “servicios” del neutrón. Éste se retarda rápidamente en el agua –en varias millonésimas partes de segundo- y se capta por el núcleo de cadmio. El cadmio fue introducido en la composición del blanco precisamente porque capta con una probabilidad muy grande los neutrones lentos y como resultado de este proceso irradia varios cuantos gamma con alta energía. Estos últimos también van a parar en los detectores de centelleo y se registran.

Ahora el acontecimiento relacionado con el neutrino puede destacarse del fondo con arreglo a los siguientes rasgos:

1. En los detectores aparecen simultáneamente impulsos que, por su energía, corresponden a los cuantos debidos a la aniquilación.
2. Al cabo de un tiempo determinado en los detectores, también simultáneamente, aparecen impulsos, cuyo valor se encuentra en el diapason prefijado. Estos impulsos están relacionados con la captura del neutrón por el núcleo de cadmio.

Las energías determinadas, la coincidencia en el tiempo, el retardo entre el primer acontecimiento y el segundo todas estas particularidades de la reacción (2) permitieron atenuar con éxito el fondo y registrar el neutrino.

5-5. Referencias.

1. I. KAPLAN, FÍSICA NUCLEAR. Segunda edición, AGUILAR, S.A. DE EDICIONES, España 1962.
2. D. J. HUGHES, PILE NEUTRON RESEARCH. Cambridge: Addison-Wesley, 1953.
3. A. A. BOROVÓI, COMO SE REGISTRAN LAS PARTÍCULAS: Siguiendo la pista del neutrino. EDITORIAL MIR MOSCÚ, URSS 1981.
4. W.E. BURCHAM F.R.S., FÍSICA NUCLEAR. Primera edición, EDITORIAL REVERTÉ, S.A., España 1974.

CAPÍTULO VI ACELERADORES DE PARTÍCULAS

Cockcroft y Walton, en el Cavendish Laboratory de Cambridge, anunciaron en 1930 la producción de un haz de iones hidrógeno con una energía de 280 keV y una intensidad de 10 μ A. Más adelante, fue posible aumentar el voltaje de aceleración hasta los 700 kV; el éxito alcanzado en 1932 con la transmutación del litio (${}^7\text{Li} + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$), utilizando protones de dicha energía (sección 2-2-1), impulsó el desarrollo de la tecnología de los aceleradores.

En la actualidad, el diseño y construcción de aceleradores constituye un campo muy importante de la ciencia, en el que se invierten enormes sumas de dinero. El tremendo crecimiento de esta rama de la física en los últimos treinta años se debe, en parte, a la aparición de nuevos problemas físicos y, en parte, a los progresos de la técnica que ha proporcionado los medios necesarios para abordarlos. En esencia, los citados problemas se refieren al estudio de la estructura del núcleo por medio de reacciones nucleares o al estudio de las propiedades de las partículas elementales.

Los aceleradores se pueden clasificar en dos grandes grupos, distinguiendo entre máquinas de corriente continua (CC) y pulsante (RF). Esta última clase puede subdividirse en aceleradores lineales y orbitales. La única excepción a esta clasificación es el betatrón, un acelerador orbital cuya salida se produce a impulsos, pero cuyo funcionamiento no se basa en una aceleración por radiofrecuencias¹.

6-1. Aceleradores de corriente continua de alta tensión.

Las instalaciones de este tipo incluyen siempre una fuente de iones, un tubo de aceleración, un sistema de generación de alto voltaje para su aplicación a los electrodos del tubo de aceleración y un sistema analizador que seleccione un tipo determinado de iones tras el proceso de aceleración o mejore la homogeneidad energética de los correspondientes haces.

Los aceleradores de corriente directa son los más empleados en la investigación de la estructura nuclear debido a sus numerosas características favorables, como:

- La sección transversal del haz de partículas es pequeña y su corriente puede mantenerse constante durante un experimento, o se puede producir un haz pulsado.
- Las partículas del haz tienen prácticamente la misma energía, y ésta se puede variar en forma continua en un intervalo de energía muy amplio.
- El intervalo de valores de la energía que cubren (hasta 20 MeV si se trata de protones y deuterones, hasta 30 MeV si las partículas son núcleos de helio y más

aun si son iones pesados), es el que se necesita para realizar numerosas investigaciones nucleares.

Son aceleradores muy confiables, que pueden trabajar en forma casi continua y que permiten realizar investigaciones de gran precisión y resolución. Algunos de ellos se emplean para acelerar electrones y producir así corrientes de hasta 10 mA a 4MeV (haces de 40 kW, que se emplean en la irradiación de plásticos y derivados del petróleo para mejorar sus propiedades físicas y químicas, y para producir rayos X muy penetrantes).

6-1-1. El generador de cascada o máquina de Cockcroft-Walton.

El circuito utilizado por Cockcroft y Walton para la producción de un voltaje terminal constante de 700-800 kV estaba constituido por un transformador y una serie de rectificadores y condensadores; la figura 6-1 ilustra el principio.

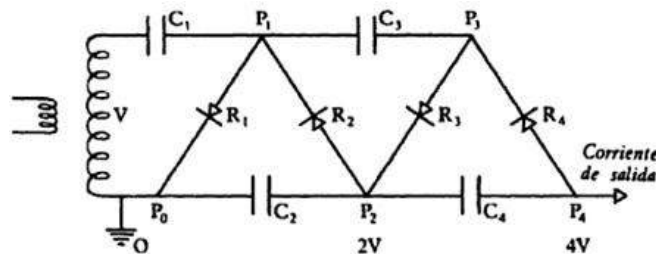


Figura 6-1. Circuito de un generador cascada (con dos etapas de duplicación de voltaje).

Si el secundario del transformador proporciona un voltaje máximo V ; el condensador C_1 se carga hasta esta diferencia de potencial a través del rectificador R_1 (las corrientes de carga y caídas de voltaje en el rectificador son despreciables). A través de R_1 el voltaje varía sinusoidalmente, desde 0 a $2V$, durante cada ciclo. Este voltaje se aplica al circuito R_2C_2 y carga el condensador C_2 a una diferencia de potencial $2V$, con lo cual se completa la primera etapa de duplicación de voltaje. El voltaje a través de R_2 varía también sinusoidalmente desde 0 a $2V$; así, siguiendo el razonamiento anterior, los condensadores C_3 y C_4 se cargarán igualmente a una diferencia de potencial $2V$. En el estado estacionario, el condensador C_1 está cargado a un potencial V y los C_2, C_3, C_4 a un potencial $2V$; C_1 y C_3 están en serie con el secundario del transformador y su voltaje *respecto a tierra* variara en $\pm V$ durante cada ciclo, pero C_2 y C_4 tienen potenciales fijos respecto a tierra y, por lo tanto, el voltaje en el terminal P_4 será $4V$.

El número de etapas de multiplicación del voltaje se puede aumentar añadiendo más rectificadores y condensadores; para un número $2n$ de cada uno de estos componentes, el circuito es un multiplicador de voltaje de n etapas que proporciona un voltaje de salida de $2nV$. Si se extrae una corriente i del terminal de alto voltaje P_4 y si la frecuencia de la corriente de la red que alimenta el transformador es f Hz, la caída del voltaje del condensador C_4 , en cada ciclo, es igual a i/fC . Como resultado, se producen en la salida una

caída del voltaje ΔV , respecto al valor sin carga, y un *rizado del voltaje* δV . Para una instalación con n etapas, en la que todos los condensadores tengan la misma capacidad C , se tiene que:

$$\delta V = \frac{n(n+1)}{2} \frac{i}{fC} \quad (1)$$

y

$$\Delta V = \left(\frac{2}{3}n^3 + \frac{1}{2}n^2 + \frac{1}{3}n \right) \frac{i}{fC} \quad (2)$$

En consecuencia, resulta más ventajoso utilizar el menor número posible de etapas y las máximas capacidades y frecuencias de carga, desde luego, siempre dentro de las posibilidades que en tal sentido permitan los oportunos componentes.

Los generadores cascada aislados por aire resultan aceptables para voltajes de hasta unos 1000 kV, pero por encima de este valor el tamaño constituye su principal limitación. Esta dificultad se puede superar encerrando el generador en un recinto bajo presión, en especial si la estructura cascada se simplifica realizando la operación a alta frecuencia.

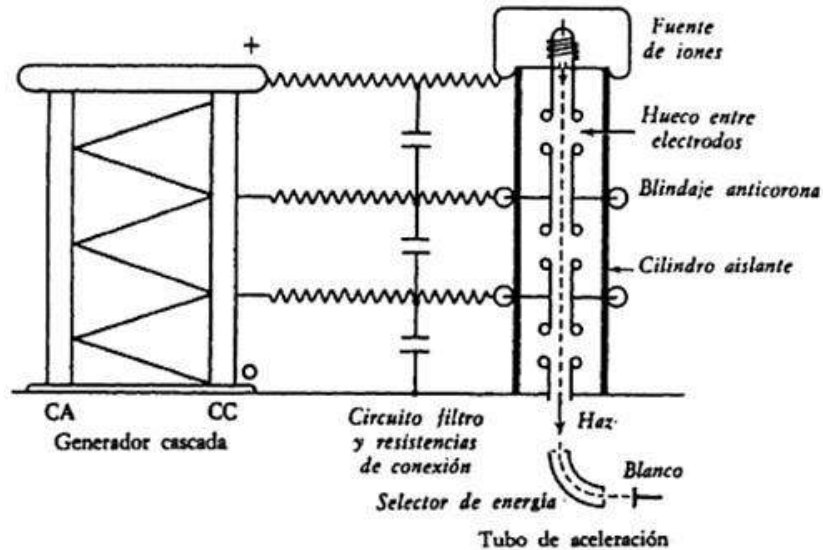


Figura 6-2. Disposición general del generador cascada y tubo de aceleración.

El generador de cascada se conecta al tubo de aceleración (en el que, por bombeo continuo, la presión se mantiene a 10^{-4} - 10^{-5} mmHg) mediante una serie de resistencias elevadas (figura 6-2), a través de las cuales los electrodos de dicho tubo se mantienen a potenciales constantes. En la figura se representan esquemáticamente algunos huecos (gaps) de aceleración; de hecho, dichos huecos constituyen una sección de lentes electrostáticas de gran distancia focal. Una fuente de iones proporciona un haz focalizado de iones a través de un pequeño canal practicado en el extremo del tubo de aceleración (alto voltaje positivo) y

emerge al potencial de tierra con una velocidad que corresponde al voltaje de aceleración. La velocidad de bombeo del canal es muy baja, y ello hace posible que la presión en la fuente de iones sea muy superior a la del tubo de aceleración.

6-1-2. El generador electrostático o máquina de Van de Graaff.

El generador de Van de Graaff se funda en el principio de que al poner en contacto un conductor cargado con la parte interior de un segundo conductor hueco pasa a éste toda la carga del primero, independientemente de la tensión a que pueda estar ya el conductor hueco; si no se tienen en cuenta las dificultades planteadas por el aislamiento del sistema, la carga y, por tanto, el potencial del conductor hueco puede alcanzar cualquier valor que se desee por adición sucesiva de cargas eléctricas mediante contactos internos; como el conductor exterior debe estar sostenido de alguna manera, su potencial máximo viene limitado por aquel para el cual la pérdida de carga a través de los soportes o del aire que rodea el sistema por unidad de tiempo es igual a la carga que se le transfiera en el mismo periodo.

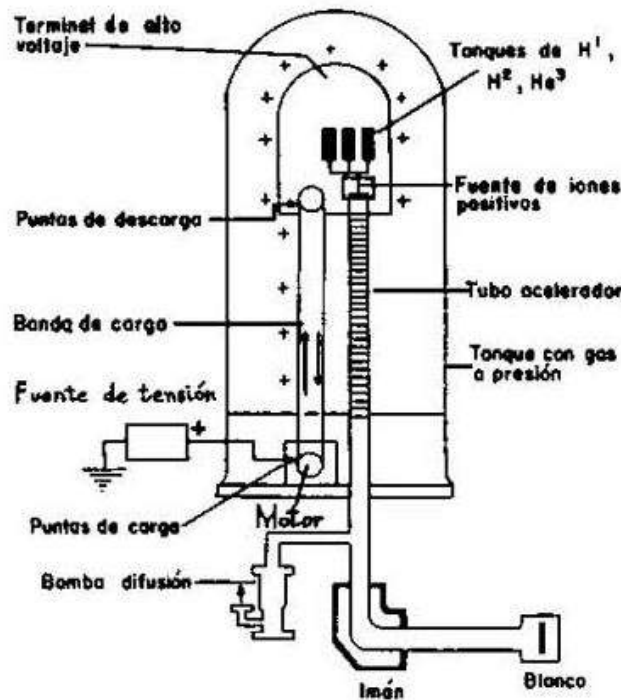


Figura 6-3. Esquema de un generador de Van de Graaff para acelerar iones positivos.

En la figura 6-3 se incluye un esquema de un generador de Van de Graaff destinado a acelerar iones positivos. En el aparato existe un terminal, consistente en un cierto número de puntas agudas que emergen de una barra horizontal, que se mantiene a un potencial positivo comprendido entre 5000 y 20000 voltios con respecto a tierra; este terminal viene indicado en el esquema con la denominación de *puntas de carga*, porque, debido al valor elevado del campo electrostático en el aire en la proximidad de dichas puntas, se forman

iones positivos y negativos (efluvio de corona), sufriendo los primeros una intensa repulsión por parte de las puntas de carga. Los iones positivos se fijan a la superficie de una cinta flexible hecha de papel, seda, rayón o algún otro material no conductor, que se desliza sobre poleas de las cuales la inferior se mueve con un motor y la superior está montada como un piñón libre, con lo cual los iones positivos son arrastrados por la cinta transportadora a la cúpula metálica que forma el terminal superior, hacia donde transfieren la carga otra serie de puntas (*puntas de descarga*), mientras que los iones negativos son arrastrados en dirección contraria por la cinta, emigrando hacia las punta de carga. La repetición del proceso de transferencia de cargas hace que aumente el potencial de la cúpula hasta que el flujo eléctrico en ella sea igual a la velocidad con que le llegan nuevas cargas. Cabe reducir al mínimo la fuga de cargas, y aumentar en consecuencia la tensión máxima que se puede lograr, encerrando el aparato en una cámara hermética de acero y operando a presiones de hasta 15 atmosferas; como gas de relleno de la cámara se utiliza aire, nitrógeno, metano o freón.

Si la banda suministra al terminal una corriente i , siendo C la capacidad terminal-tierra, la velocidad con que aumenta el potencial del terminal es

$$\frac{dV}{dt} = \frac{i}{C} \quad (3)$$

Pudiendo llegar a valer 10^6 voltios/s. A medida que aumenta el voltaje del terminal, las pérdidas debidas al efecto corona, las que tienen lugar a través de los aislantes de soporte y, finalmente, las que entraña la propia aceleración de los iones o electrones, aumentan hasta que se establece un equilibrio entre las corrientes de carga y de descarga. Si por la banda sube más corriente de la necesaria, se produce una descarga entre el terminal y el tanque a través del gas, o una descarga superficial a través de la columna aisladora que sostiene al terminal, la banda o el tubo acelerador.

Como fuente de iones positivos utilizados como proyectiles se emplea un tubo de descarga gaseosa colocado en el interior de la cúpula, acelerándose los iones a lo largo del tubo hacia la sustancia que se desea bombardear y que se sitúa en el extremo del mismo donde la tensión es mínima. Los tubos aceleradores están constituidos por secciones hechas de vidrio, porcelana u otro material aislante, unidas por sus extremos mediante juntas herméticas al vacío, y deben ser lo suficientemente largas para evitar la posibilidad de que salte la chispa u ocurra cualquier otro fenómeno de descarga entre ambos extremos del tubo al aplicar el potencial acelerador. Mediante un sistema de bombas se mantiene el interior del tubo un vacío al menos del orden de 10^{-5} mmHg.

En la primera máquina de Van de Graaff el potencial máximo logrado fue de 1,5 MeV; en máquinas posteriores se consiguió aumentar esta tensión hasta 5 MeV y hoy día se deben poder alcanzar con tales instrumentos energías más elevadas, posiblemente de hasta 10 MeV. Estas máquinas resultan adecuadas como fuentes de partículas aceleradas con

energías homogéneas y que emerjan del aparato constituyendo un haz de trayectorias paralelas y con un acompañamiento lo más débil posible de radiación parásita.

6-2. Aceleradores lineales.

En un acelerador lineal, las partículas cargadas se mueven en un tubo de vacío bajo la influencia de un campo eléctrico que puede acompañar a las partículas en forma de una onda en movimiento, o bien puede aparecer regularmente, en fase correcta, en los sucesivos huecos o separaciones (gaps) entre los oportunos electrodos. De esta forma, se pueden alcanzar velocidades elevadas sin que sea necesaria la utilización de voltajes elevados, con lo cual se evitan serios problemas de aislamiento. El acelerador de onda en movimiento opera en la banda de frecuencias de 3000 MHz y resulta particularmente indicado para la aceleración de electrones, en tanto que la secuencia de huecos, separados por tubos de deriva, trabaja a frecuencias considerablemente menores y resulta indicado para partículas no relativistas, tales como protones o iones pesados.

6-2-1. Aceleradores de tubos de derivas.

Los primeros aceleradores (Wideroe 1928, Sloan y Lawrence 1931, Beams y Snoddy 1934) fueron de este tipo. El principio de funcionamiento se ilustra en la figura 6-4. El acelerador de Sloan y Lawrence operaba a unos 30 MHz y estaba constituido por una serie de tubos de deriva de longitudes L_1, L_2, \dots, L_n , separados por pequeños huecos de aceleración, y conectados alternativamente a los terminales de salida de un oscilador de longitud de onda en el espacio libre λ . La longitud de los tubos de deriva es tal que el campo en un hueco se invierte precisamente en un tiempo igual al que una partícula emplea en pasar de un hueco cualquiera al siguiente. Si V representa el voltaje a lo largo de cada hueco, en el instante en que las partículas pasan por él, su energía a la entrada del tubo n -ésimo será neV (siendo eV la energía inicial) y la correspondiente velocidad

$$v_n = \sqrt{\frac{2neV}{M}} \quad (4)$$

donde M representa la masa de las partículas consideradas. La frecuencia del oscilador es c/λ y por lo tanto, para un tiempo de vuelo de medio ciclo, la longitud del tubo n -ésimo debe ser

$$L_n = \frac{1}{2} v_n \frac{\lambda}{c} \quad (5)$$

Para energías no relativistas de las ecuaciones (4) y (5) se desprende que

$$L_n \propto \sqrt{n}$$

La ecuación (5) pone también de manifiesto que el tamaño (longitud total) de un acelerador lineal, para una energía de salida dada, viene determinado conjuntamente por la longitud de onda λ y el voltaje V . Si la ganancia de energía por hueco es constante, el tamaño del acelerador será directamente proporcional a la longitud de onda. Las partículas emergen arracimadas, a impulsos, correspondiendo al valor máximo del campo en los huecos; la resonancia sólo es posible para aquellas partículas que correspondan a campos muy próximos a este valor.

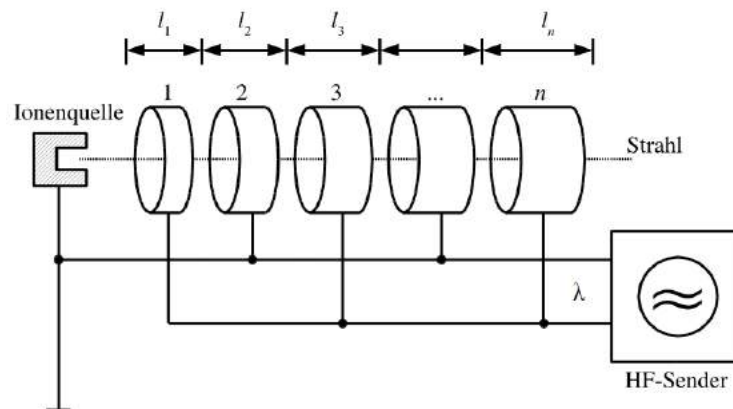


Figura 6-4. Principio del acelerador lineal de Sloan-Lawrence.

Se han construido numerosos aceleradores lineales tanto para protones como para iones pesados; en ambos casos los principios básicos son similares. Para una estructura y longitud de onda dadas, la ecuación (5) establece que los incrementos de velocidad en cada hueco de aceleración deben ser los mismos para cualquier tipo de partícula. Es decir, en principio, es posible acelerar diferentes tipos de partículas, con diferentes estados de carga, y con diferentes valores de Ze/M , ajustando el voltaje de radiofrecuencias de forma que el valor del campo E en los correspondientes huecos se mantenga proporcional a la relación M/Z . sin embargo, en la práctica se utilizan estructuras diferentes para la aceleración de protones y iones pesados. En la tabla 6-1 se reseñan las características del acelerador de protones de Alvarez en la Universidad de Berkeley.

Las principales ventajas del acelerador lineal como fuente de proyectiles nucleares son la buena colimación, la alta homogeneidad y la alta intensidad del haz emergente, así como la posibilidad de extensión de la máquina hasta energías extremadamente altas. Ahora bien, el inconveniente principal del acelerador lineal estriba en que cada partícula, en lugar de pasar muchas veces por el mismo campo alternante, utilizando siempre la misma fuente de energía y el mismo espacio acelerador, tiene que atravesar una serie de campos alternantes, requiriéndose un cierto número de unidades de alimentación cuya multiplicidad exige disponer de muchos ejemplares de aparatos de alta frecuencia con el gasto y complicación resultantes. Es preciso construir un tubo muy largo y complicado, próximo al cual debe instalarse el número de unidades de alimentación necesario, constituyendo un problema

difícil de resolver el ajuste de la fase del campo eléctrico oscilante sobre la gran longitud del acelerador para asegurar su concordancia con la marcha de las partículas³. Por otro lado, resulta difícil variar la energía de salida, a no ser por interposición de láminas absorbentes; en este sentido, el acelerador lineal es muy inferior al generador electrostático.

Tabla 6-1. Características del acelerador de protones de Berkeley.

Máquina	Acelerador de protones de Berkeley
Energía	31,5 MeV
Secciones	47 tubos de deriva
Longitud	12 m
Frecuencia	202,5 MHz
Duración del impulso	400 μ s
Frecuencia de repetición de los impulsos	15 Hz
Potencia de entrada máxima	2,3 MW
Impedancia Shunt	280 M Ω
Corriente media	1 μ A
Dispersión de energía	0,5%

6-3. Aceleradores orbitales.

Cuando una partícula de masa M y carga e se mueve en un plano perpendicular a las líneas de fuerza de un campo magnético de intensidad B , el radio r de su trayectoria está relacionado con su velocidad v por la ecuación

$$Bev = \frac{Mv^2}{r} \quad (6)$$

La velocidad angular de las partículas es

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{eB}{m} \text{ rad/s} \quad (7)$$

y su momento viene dado por

$$p = Mv = Ber \quad (8)$$

como se deduce de la ecuación (6). Estas ecuaciones son igualmente válidas para velocidades relativistas si se considera que la masa M no representa a la masa en reposo de la partícula M_0 , sino que está relacionada con ella por la ecuación

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

Teniendo en cuenta las conocidas expresiones de la teoría especial de la relatividad, así como la ecuación (8), se deduce que la correspondiente energía total de la partícula está dada por

$$E = Mc^2 = \sqrt{p^2c^2 + M_0^2c^4}$$

$$= \sqrt{(Ber)^2c^2 + M_0^2c^4} \quad (9)$$

La oportuna energía cinética T será

$$T + M_0^2c^2 = E \quad (10)$$

En la aproximación no relativista $T \ll M_0c^2$ se tiene

$$T = \frac{p^2}{2M_0} \quad (11)$$

Por el contrario, para velocidades altamente relativistas $T \gg M_0c^2$, resulta

$$E \approx T = Ber \quad (12)$$

La ecuación (9) proporciona la energía total de una partícula que describe una trayectoria de radio r en un acelerador orbital en el que la intensidad del campo magnético es B . Si la velocidad de la partícula es uniforme, la órbita es circular.

6-3-1. El ciclotrón.

El primer acelerador que permitió obtener protones de alta velocidad, sin hacer uso de voltajes correspondientemente elevados, fue el ciclotrón, descrito por Lawrence y Edlefsen en 1930 y desarrollado por Lawrence y sus colaboradores en, especialmente Livingston, en los años subsiguientes. El funcionamiento del ciclotrón se basa en el principio de la resonancia magnética. La figura 6-5a ilustra este principio para una partícula de masa M y carga e en un campo magnético de intensidad B_0 . En la aproximación no relativista ($M = M_0 = \text{constante}$) es evidente, de acuerdo con la ecuación (7), que la velocidad angular es independiente del radio de la órbita. La <<frecuencia del ciclotrón>> es

$$f_0 = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{eB_0}{2\pi M_0} \quad (13)$$

$$f_0 = 15,25 \text{ MHz por tesla (para protones)}$$

De la ecuación (13) se deduce que si la partícula se acelera mientras se mueve en el seno de un campo B_0 , y siempre que su carga y masa se mantengan constantes, la frecuencia del ciclotrón será también constante; es precisamente este hecho el que hace posible la existencia del ciclotrón.

En la realización de la práctica de este acelerador, los dos electrodos en forma de <<D>> se sitúan dentro de una cámara de vacío (figura 6-5b), dejando un hueco estrecho entre sus bordes opuestos. Los electrodos se excitan mediante un circuito oscilante a la frecuencia del ciclotrón f_0 , con lo cual aparece un campo eléctrico alterno de dicha frecuencia a lo largo del citado hueco. El campo magnético B_0 se aplica perpendicularmente al plano de los electrodos. Como fuente de iones se utiliza generalmente una fuente de arco de cátodo incandescente, cuyo esquema se representa en la figura 6-5c; dicha fuente se sitúa en el centro del espacio hueco entre las D .

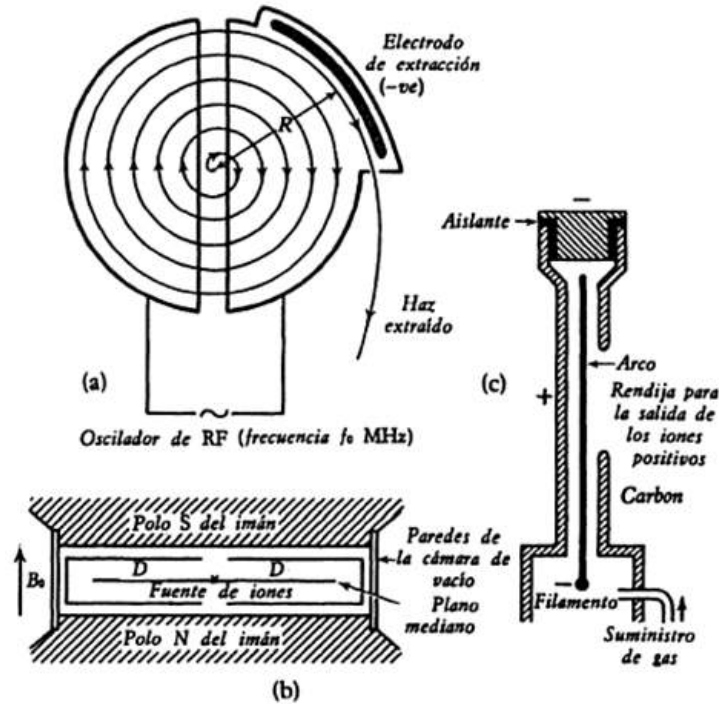


Figura 6-5. (a) Trayectoria de los iones en el ciclotrón de frecuencia constante, desde la fuente de iones hasta la extracción del haz. (b) Sección vertical del acelerador, mostrando las <<D>> y las paredes de la cámara de vacío en que se alojan. (c) Esquema de la fuente de iones.

Un ion positivo de baja velocidad que emerja de la fuente será acelerado hacia el electrodo negativo y entrará en el espacio libre del campo dentro del electrodo, en el cual, bajo la acción del campo magnético, describirá un arco circular, volviendo de este modo al hueco entre las D , en donde recibe una nueva aceleración gracias al sincronismo existente entre el voltaje aplicado y la frecuencia orbital f_0 . Idealmente, este sincronismo se mantiene inalterado en el transcurso del tiempo y, en consecuencia, la partícula describe una trayectoria consistente en una serie de semicircunferencias de radio creciente hasta que alcanza el radio máximo R , determinado por las dimensiones de los electrodos. En este momento, y de acuerdo con las ecuaciones (11) y (8), su energía cinética será

$$T = \frac{e^2 B_0^2 R^2}{2M_0} \quad (14)$$

En condiciones normales, esto significa sencillamente que la velocidad de la partícula en la órbita final es igual al cociente entre la longitud de la correspondiente circunferencia y el periodo de la radiofrecuencia aplicada, es decir

$$v = \frac{2\pi R}{1/f_0} \quad (15)$$

De hecho, la condición de resonancia (13) se cumple exactamente tan sólo para un radio dado, debido al aumento relativista de la masa del ion a medida que es acelerado. Para un *campo magnético uniforme radialmente*, de intensidad $B = B_0$, la frecuencia de resonancia cuando la velocidad de la partícula es v viene dada por

$$f = \frac{eB}{2\pi M} = f_0 \sqrt{1 - v^2/c^2} = f_0 \frac{M_0 c^2}{E} \quad (16)$$

como se desprende de (9). De (16) se ve como f disminuye a medida que aumenta la energía de la partícula, es decir, a medida que aumenta el radio de la órbita. Para una frecuencia fija $f = f_0$, la condición de resonancia se puede mantener si B se hace crecer con el radio, a partir de su valor para baja energía B_0 . Teniendo en cuenta la ecuación (7) se deduce que

$$B = \frac{2\pi M}{e} f_0 = \frac{B_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = B_0 \frac{E}{M_0 c^2} \quad (17)$$

donde B_0 viene dado por la ecuación (13). Para un protón de 10 MeV ($M_0 c^2 = 938$ MeV), esto supone un incremento en B del orden del 1%.

Desgraciadamente, si el campo magnético del ciclotrón es acimutalmente uniforme, su aumento radial da lugar a la aparición de una fuerza defocalizadora. Ahora bien, la existencia de una fuerza de este tipo impide la divergencia del haz pero, con ella, deja de cumplirse la condición de resonancia. Así, el valor máximo de la energía que pueden alcanzar las partículas en un ciclotrón viene limitado por el aumento relativista de la masa con la velocidad, es decir, la velocidad angular del ion disminuye a medida que la velocidad aumenta, disminuyendo en consecuencia la frecuencia de la rotación, con lo cual los iones invierten en recorrer sus trayectorias semicirculares un tiempo mayor que el periodo de oscilación del campo eléctrico y no llegan en el momento adecuado al espacio entre las cámaras, desfasándose cada vez más con respecto a la tensión aplicada a las mismas, hasta que llega un momento en que la aceleración es nula.

La velocidad de los iones para la que el aumento relativista de la masa empieza ya producir este efecto supone una limitación de las dimensiones que es posible dar a los ciclotrones y de las energías que se pueden obtener con ellos. Puede deducirse que el ciclotrón sólo funciona adecuadamente con las partículas relativamente pesadas y que no es de utilidad

para la aceleración de los electrones, inconveniente que no presenta el generador de Van de Graaff. La máxima velocidad que se puede alcanzar es del orden de $0,2c$, esto supone una energía de unos 35 MeV para el caso de deuterones.

6-3-2. El sincrociclotrón: ciclotrón de frecuencia modulada.

En principio, la pérdida de resonancia motivada por el aumento relativista de la masa se compensa de dos modos diferentes, según puede deducirse de la condición de resonancia determinada por la ecuación (16), que también se escribe del modo siguiente:

$$f = \frac{eB}{2\pi M_0} \sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (18)$$

Parece posible compensar la disminución de la frecuencia de rotación de los iones aumentando la intensidad del campo B de modo tal que el producto $B (1 - v^2/c^2)^{1/2}$ permanezca constante, o bien disminuyendo gradualmente la frecuencia del campo eléctrico aplicado. Durante muchos años se creyó que las dificultades de tipo técnico planteadas por la aplicación de estas soluciones impedirían su realización; sin embargo, Veksler y McMillan lograron superarlas con éxito aprovechando una propiedad denominada *estabilidad de fase* característica de ciertas órbitas de un ciclotrón.

Supóngase que un ion se mueve describiendo una trayectoria circular en un campo magnético uniforme y que en cada revolución atraviesa el espacio existente entre los electrodos aceleradores donde se le aplica un campo eléctrico, que oscila con la misma frecuencia que la de rotación del ion; en estas condiciones existirán ciertas órbitas *estacionarias* o estables, en las que puede moverse el ion; considérese ahora, en primer lugar, que los iones atraviesan el espacio entre los electrodos en los momentos en que el valor del campo eléctrico oscilante es nulo; se dice que a dichos iones les corresponde la fase cero, condición indicada por los puntos $0, 2\pi, 4\pi$, etc., de la figura 6-6. Estos iones no ganarán ni perderán energía y continuaran girando a frecuencia constante con la misma trayectoria.

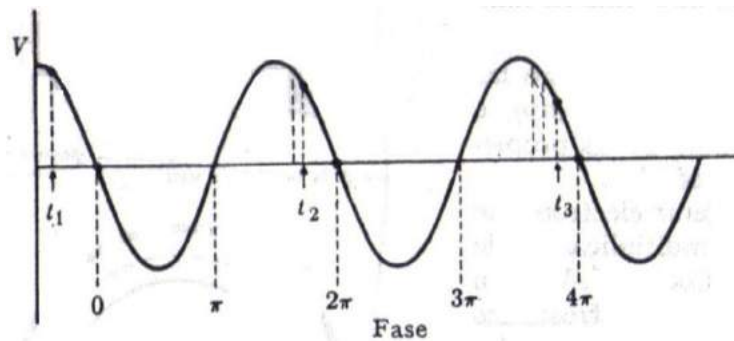


Figura 6-6. Estabilidad de fase en un acelerador magnético cíclico.

Al ion que atraviese el espacio entre los electrodos un instante antes, tal como el t_1 , le corresponde una fase positiva; irá ganando velocidad y energía, puesto que la tensión es positiva, y la frecuencia de su rotación disminuirá de acuerdo con la ecuación (18), con lo cual el ion invertirá un tiempo mayor en volver de nuevo al espacio entre los electrodos, indicado por los puntos t_2 y t_3 , en las aceleraciones siguientes, aplicándosele en las dos una tensión menor en el espacio entre electrodos, el cual puede incluso llegar a ser cruzado por la partícula en un momento al que le corresponda una fase cero, continuando en este caso la partícula en movimiento por el exceso de energía recibido en las aceleraciones anteriores; el proceso de desplazamiento de fase proseguirá hacia la zona en que no hay ya aceleración, sino frenado, al ser negativa la tensión aplicada, por lo cual la partícula pierde energía y velocidad, y su frecuencia aumenta hasta que se encuentra de nuevo en un estado de movimiento al que le corresponde una fase cero. Ha habido, pues, una variación cíclica de la fase alrededor del valor de equilibrio $\theta = 0$, mientras que el ion ha oscilado alrededor de una órbita *estacionaria* o de equilibrio.

Según Veksler y McMillan, al aumentar la intensidad del campo magnético o al reducir la frecuencia de la tensión aplicada a las cámaras, o al hacer ambas cosas, puede provocarse la expansión de la órbita y lograrse un aumento de la energía. Si la variación es suficientemente lenta, se conserva la estabilidad de la fase durante el proceso de aceleración, lo que permite rebasar los límites establecidos para el ciclotrón ordinario. Para acelerar las partículas puede mantenerse fija la frecuencia del campo eléctrico y variar el campo magnético; en este caso la máquina se denomina *sincrotrón*. Los protones, los deuterones y las partículas α se llegan a acelerar hasta energías elevadas manteniendo constante el campo magnético y haciendo variar la frecuencia del campo eléctrico, denominándose entonces la máquina *ciclotrón de frecuencia modulada o sincrociclotrón*. El nombre de sincrotrón fue propuesto por McMillan, porque la máquina se comporta de un modo que hasta cierto punto puede considerarse análogo al de un motor síncrono.

El primer sincrociclotrón que se construyó es la máquina de 184 pulg (465 cm) de la Universidad de California, en Berkeley, con el que se han producido deuterones de 200 MeV y partículas α de 400 MeV; para estas partículas la frecuencia se modula entre 11,5 millones de ciclos por segundo en el instante de la inyección de las mismas, hasta 9,8 millones de ciclos por segundo cuando alcanzan la periferia de la cámara; con un oscilador de frecuencia modulada entre 23 y 15,6 ciclos/s se pueden obtener protones con una energía próxima a 350 MeV; el peso del imán es de 4000 ton, mientras que la tensión aplicada para obtener estos órdenes de energía es de 15 kV y el campo magnético en el centro del espacio entre las piezas polares es de 15000 gauss.

6-3-3. *El betatrón.*

El betatrón es un acelerador de electrones, donde para la aceleración se hace uso de la inducción magnética. El principio de un betatrón puede compararse con el del

transformador, donde la aplicación de una corriente alterna a un arrollamiento primario induce una corriente análoga en el secundario, debido a que la corriente en el primario produce un campo magnético oscilante que, a su vez, induce un potencial también oscilante en el secundario. El betatrón es un transformador, en el que hace el papel de arrollamiento secundario una nube electrónica localizada en el interior de una cámara anular hueca, donde se ha hecho el vacío y que se coloca entre los polos de un electroimán excitado mediante una corriente alterna pulsada, creando el electroimán un campo intenso en el espacio central de la cámara anular mencionada. Los electrones se mueven dentro de la cámara describiendo una órbita de radio constante, como se indica en la figura 6-7, y ganan energía por inducción, debido a la variación con el tiempo del flujo magnético Φ que fija la órbita.

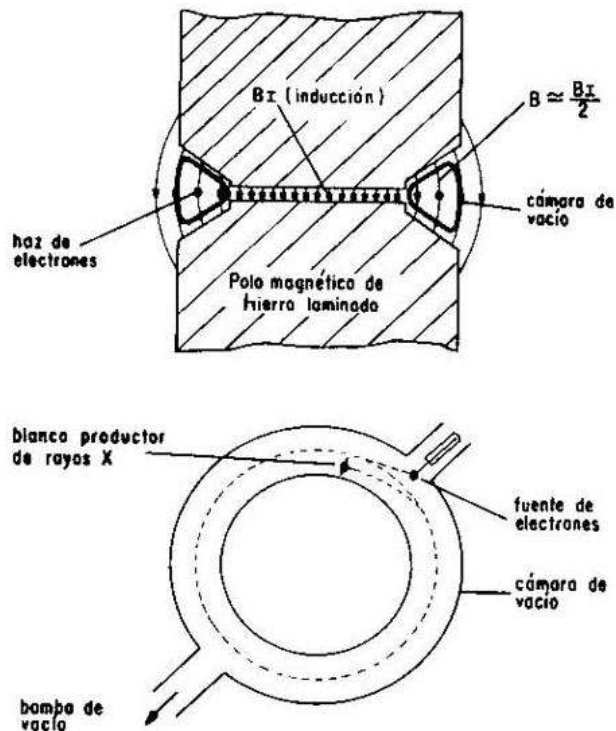


Figura 6-7. La cámara aceleratriz de un betatrón.

Para que el aparato dé el resultado esperado, el campo inducido acelerador debe tener exactamente la intensidad correspondiente a la órbita estable, para evitar que los electrones dejen dicha órbita cuando aumente el campo magnético; es decir, que el flujo que define esta órbita debe tener la magnitud correcta. Sin mucha dificultad puede deducirse la expresión que relaciona el flujo con el campo magnético; la diferencia de potencial inducida en cada vuelta vale $d\Phi/dt$, igual que para un transformador, y el campo eléctrico (potencial por unidad de longitud) valdrá:

$$E = \frac{1}{2\pi R} \frac{d\Phi}{dt} \quad (19)$$

donde R es el radio de la órbita estable. La fuerza que actúa sobre el electrón es eE ; por tanto, la ecuación que define el movimiento del electrón es

$$\frac{d}{dt}(mv) = eE = \frac{e}{2\pi R} \frac{d\Phi}{dt} \quad (20)$$

Para que la trayectoria del movimiento sea circular, con un radio constantemente igual a R , la intensidad del campo magnético, B , debe aumentar a medida que aumenta la energía del electrón, cuya cantidad de movimiento en el seno del campo magnético viene dada por la expresión ya familiar

$$eBv = mv^2/R$$

por lo que

$$\frac{d}{dt}(mv) = eR \frac{dB}{dt} \quad (21)$$

Para lograr por inducción magnética una aceleración a radio constante, es preciso que el valor de la derivada de la cantidad de movimiento con respecto al tiempo, determinada a partir de la derivada del flujo, coincida con el obtenido a partir de la derivada de la intensidad del campo magnético; es decir, que las expresiones de los segundos miembros de las ecuaciones (20) y (21) deben ser iguales, resultando:

$$\frac{d\Phi}{dt} = 2\pi R^2 \frac{dB}{dt} = 2 \frac{d}{dt}(\pi R^2 B) \quad (22)$$

La ecuación (22) constituye la llamada *condición del betatrón*, de acuerdo con la cual en cualquier intervalo de tiempo la variación respecto a t del flujo Φ debe ser el doble del valor que tendría si el campo magnético central fuera uniforme e igual al campo en la órbita; esta condición es válida tanto para las energías relativistas como para las que no lo son, porque la fuerza definida en las ecuaciones (20) y (21) satisfacen las condiciones impuestas por la teoría especial de la relatividad.

La condición del betatrón impone la necesidad de disponer de un núcleo central de hierro capaz de suministrar en el interior de la órbita una elevada densidad de flujo; como el potencial inducido está determinado por la velocidad de variación del flujo, el núcleo de hierro está constituido, como en un transformador, por un conjunto de láminas, aplicándose una corriente alterna de 60 ó 180 ciclos de frecuencia para producir el campo magnético variable.

En la cámara de aceleración se inyectan los electrones procedentes de un cañón en el que los termoelectrones procedentes de un filamento caliente que actúa de cátodo se aceleran y enfocan mediante una diferencia de potencial de algunos millares de voltios; la inyección se hace coincidir con el instante en que el campo magnético aumenta por encima de su valor

cero, en el primer cuarto de un ciclo, según se indica en la figura 6-7; el campo magnético creciente induce una fuerza electromotriz en el interior de la cámara anular del aparato, la cual provoca un aumento en la energía de los electrones que, como se mueven en un campo magnético, describen una trayectoria circular, contribuyendo el crecimiento del campo magnético a mantenerlos en una órbita estable. Cuando la intensidad de dicho campo ha rebasado su valor máximo y empieza a disminuir, cambia el sentido de la fuerza electromagnética de inducción y los electrones empiezan a ser frenados, lo cual se evita apartándolos de su órbita una vez el campo magnético ha alcanzado su valor máximo; mediante un arrollamiento auxiliar se envía un impulso eléctrico que hace variar el campo magnético, con lo cual los electrones son arrancados de su trayectoria circular para incidir en un material adecuado, produciéndose rayos X, o bien emergen del aparato.

El betatrón instalado en los General Electric Research Laboratories produce electrones con una energía de 100 MeV; el diámetro de las piezas polares es de 76 pulg (194 cm), el imán pesa 130 ton y la intensidad máxima del campo magnético en la órbita es de 4000 gauss; los electrones en el momento de ser inyectados, tienen energías de 30 a 70 keV y recorren la cámara de aceleración unas 250000 veces antes de salir de la misma, ganando en cada vuelta 400 eV de energía; los electrones de 100 MeV tienen una velocidad de $0,9999c$ y su masa es aproximadamente igual a 200 veces la masa en reposo. Con el betatrón de la Universidad de Illinois se ha conseguido obtener electrones con energía superior a 300 MeV.

6-4. Aceleradores de gradiente alterno.

Las energías sucesivamente crecientes a que se han acelerado las partículas cargadas han venido acompañadas de un aumento en la complejidad y coste de las máquinas necesarias. Pero para energías más elevadas, el tamaño y el precio de los aceleradores los harían impracticables. Todo esto pone de manifiesto la necesidad de una nueva base conceptual en el diseño de dispositivos que permitiendo aumentar las energías a que pueden acelerarse las partículas, se mantengan dentro de las posibilidades tecnológicas y de los fondos disponibles. Un camino conveniente podría ser la mejora del enfoque de los iones, lo cual permitiría reducir considerablemente el tamaño del imán.

El problema que plantea la mejora del enfoque puede ponerse de relieve a través de algunas de las propiedades del Cosmotrón (sincrotrón para protones) de Brookhaven, donde los protones se mueven a través de un tubo cuya sección mide 36 pulg por 7 pulg (aproximadamente 91 cm por 18 cm) introducido dentro de un imán cuya sección es de 8×8 pies², necesario para mantener las partículas en la órbita deseada mediante fuerzas de corrección que las empujen cuando empiecen a desviarse de su trayectoria por colisiones con moléculas o por fluctuaciones de la tensión aceleradora o de la frecuencia; ahora bien, si pudiera controlarse la dispersión de las partículas con suficiente precisión para que permanecieran casi exactamente en una órbita circular, el tubo donde se mueven podría ser

muy estrecho y se necesitaría un imán de mucho menor diámetro a su alrededor. Recientemente se ha descubierto que esto se logra con un aparato denominado *sincrotrón de gradiente alternante* o de *enfoque intenso*, cuyo funcionamiento se funda en la posibilidad de disponer alternadamente lentes de enfoque y desenfoco de los iones, con el fin de conseguir un efecto neto de enfoque, lo cual es análogo a lo que ocurre en el enfoque de un haz luminoso con una serie de lentes alternativamente convergentes y divergentes. Así pues, si se distribuye en círculo un cierto número de imanes en forma de C, de modo que sus polos estén alternativamente en direcciones opuestas, es decir, el dorso de uno hacia el centro del círculo y el del siguiente hacia la parte exterior, esta distribución deberá mantener las partículas dentro de una órbita estable, y, además, con un diseño adecuado sería posible lograr que las fuerzas de enfoque fueran muy intensas.

En un proyecto existente de un sincrotrón de gradiente alternante para aplicar a los protones energías de hasta 100 BeV se calcula que se necesitarían 300 imanes en forma de C distribuidos alrededor de un círculo de 2300 pies (aproximadamente 690 m) de diámetro, en lugar de los 75 pies del Cosmotrón. Cada imán tendría 20 pies (6 m) de longitud y una sección de 2 pies x 3 pies (60 cm x 90 cm) en lugar de 8x8 pies². En el espacio comprendido entre las caras polares de los imanes las partículas viajarían encerradas en un tubo cuya sección sería de 3x4 pulg² en lugar de la sección mencionada de 7x36 pulg². El peso total de los imanes de la nueva máquina de 100 BeV sería de 6000 ton, alrededor de 3 veces el peso correspondiente al Cosmotrón y la mitad del correspondiente al Bevatrón (sincrotrón para electrones).

6-5. Referencias.

1. W.E. BURCHAM F.R.S., FÍSICA NUCLEAR. Primera edición, EDITORIAL REVERTÉ, S.A., España 1974.
2. F. A. ANDRADE, ACELERADORES DE PARTÍCULAS Monografía No. 7. Segunda edición, OEA, México D. F.1982.
3. I. KAPLAN, FÍSICA NUCLEAR. Segunda edición, AGUILAR, S.A. DE EDICIONES, España 1962.

CAPÍTULO VII

ALGUNAS APLICACIONES DE LA FÍSICA NUCLEAR

El estudio de la física nuclear permitió el desarrollo de una nueva etapa en el conocimiento del humano. A través de los capítulos anteriores se pudo observar cómo los desarrollos experimentales, llevados a cabo en este campo, permitieron revolucionar nuestra concepción de la estructura de la materia y del propio Universo. Los métodos de experimentación y los instrumentos de medición en la física nuclear, también son útiles a la hora de relacionarlos con las aplicaciones en otras ramas del conocimiento como lo son la biología, la geología, la química, la paleontología, la arqueología, la astronomía, etc.; sin embargo, las teorías y los modelos propuestos para la explicación de diferentes fenómenos presentados a escalas nucleares, también han servido como soporte para la explicación de los procesos que se dan en las estrellas, las galaxias, la radiación cósmica; entre otras cosas, para la creación de teorías acerca del origen del Universo, la composición y la edad del mismo. Cabe resaltar que tres de las aplicaciones más importantes de la física nuclear son: la obtención de fuentes gran cantidad de energía, el uso de la radiación para tratamientos médicos y la ingeniería militar que marco el nacimiento de una nueva era de la humanidad.

7-1. Energía nuclear.

El descubrimiento de la fisión nuclear, en 1939, fue uno de los acontecimientos que hacen época, ya que abrió el camino a una fuente de energía totalmente nueva, mediante la utilización de la energía interna del núcleo atómico. Los materiales básicos que pueden emplearse para obtener energía nuclear por fisión son los elementos uranio y torio. Estos elementos están contenidos en minerales diversos ampliamente distribuidos por la corteza terrestre, de suerte que representan una fuente potencial de energía muy grande.

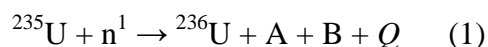
Durante los últimos cincuenta años, las necesidades energéticas del mundo han sido cubiertas por los combustibles fósiles, principalmente carbón, petróleo y gas natural. Ahora bien, se sabe desde hace mucho que estas fuentes de energía se agotarán, prácticamente, en un futuro no muy lejano. En la actualidad, el consumo mundial de energía es del orden de $3,16 \times 10^{20}$ J por año. Teniendo en cuenta el crecimiento constante de la población mundial, así como el aumento de consumo de energía *per cápita*, cabe prever para el año 2020 un ritmo de utilización de energía de cinco a diez veces superior al valor actual. Se ha estimado que las cantidades de carbón, petróleo y gas natural, que pueden extraerse a costos no superiores al doble de los actuales, equivalen en números redondos a $4,22 \times 10^{22}$ J. Esto significa que dentro de 100 años, más o menos, las reservas mundiales de combustibles fósiles, económicamente utilizables, estarán próximas a su agotamiento.

Aun concediendo un margen de error a las estimaciones anteriores, resulta inevitable la conclusión siguiente: es preciso buscar nuevas fuentes de energía, o de lo contrario, la tierra

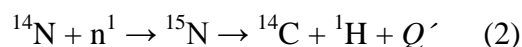
no podrá soportar su ritmo creciente de población con cierto incremento en el nivel de vida. Dos fuentes de este tipo han sido consideradas: energía solar y energía nuclear. Aunque la idea de utilizar en forma más directa la energía del sol es muy atractiva, el desarrollo de procesos adecuados a escala industrial parece algo lejano. La energía nuclear puede obtenerse bien por fisión de los elementos más pesados o bien por fusión de núcleos muy ligeros. Los problemas que plantea la liberación controlada de energía de fusión son formidables y están siendo investigados en la actualidad. En cambio, la fisión nuclear se ha establecido ya como un método práctico para la producción de energía, que compite actualmente con la energía procedente de combustibles fósiles¹.

7-1-1. *Fisión nuclear.*

El proceso de fisión del ^{235}U



donde A y B son núcleos inestables (cuyo número másico está comprendido entre 70 y 170) y Q es la energía liberada (del orden de 150 MeV), parece ser muy diferente de las reacciones más familiares producidas por neutrones lentos, que tienen lugar a través de la formación de un núcleo compuesto, como por ejemplo



De hecho, la diferencia es tan sólo cuantitativa. La energía liberada Q , aunque mucho mayor que Q' , se puede calcular de forma análoga a la de ésta a partir de las masas de los respectivos núcleos. Por otra parte, ambas reacciones transcurren con un rendimiento observable debido exclusivamente al hecho de que existe suficiente energía disponible para que las correspondientes partículas superen su barrera de potencial mutua.

La energía liberada Q en un proceso de fisión binario fue calculada por Bohr y Wheeler aplicando la fórmula semiempírica de la masa (sección 3-1). Dada su generalidad, éste es todavía un método útil, aunque las masas de muchos productos de fisión se pueden estimar hoy en día con una mayor precisión a partir del conocimiento de sus cadenas de desintegración. Los resultados de estos cálculos se puede predecir cuantitativamente a partir de la grafica 4 (sección 2-5-1). La energía de enlace por nucleón es de unos 7,5 MeV para $A = 240$ y de unos 8,5 MeV para $A = 120$; por lo tanto, la división del primero de estos núcleos en dos fragmentos que finalmente, decaigan a especies estables de masa 120 puede liberar unos 240 MeV en total. Un cálculo más detallado proporciona la energía liberada para cualquier par determinado de fragmentos. Puesto que los núcleos pesados contienen un elevado número de neutrones con el fin de contrarrestar la repulsión coulombiana de los protones, los fragmentos de fisión formados en primer lugar contienen un número excesivo de neutrones en relación con su estabilidad y, en consecuencia, sufren una serie de desintegraciones β^- sucesivas. Este proceso, y ocasionalmente la emisión de neutrones por

parte de los núcleos excitados que se forman como resultado de la desintegración β , da cuenta de parte de la energía liberada total.

Meitner, Hahn y Strassmann observaron que al bombardear uranio con neutrones de algunos eV se inducía una actividad β^- cuyo periodo era de 23 minutos y señalaron que la sección eficaz de este proceso era mucho mayor que el valor de $\pi(\lambda/2\pi)^2$ para el neutrón incidente si el responsable era el isótopo ^{235}U . Por lo tanto, dicha actividad se atribuyó a un proceso de captura radiativa resonante en el ^{238}U . Ahora bien, la compleja distribución de las actividades de los productos de fisión que se ponía de manifiesto en el caso de neutrones térmicos no se observaba para los neutrones de la energía requerida para la captura resonante en el ^{238}U . En virtud de ello, Bohr y Wheeler sugirieron que la fisión por neutrones térmicos tenía lugar únicamente sobre el isótopo ^{235}U , presente en el uranio natural en una cuantía de 1 parte en 140. La fisión del uranio se observó también con neutrones de energías superiores a 1 MeV; sin embargo, la oportuna sección eficaz era demasiado grande como para que el efecto pudiera atribuirse al ^{235}U (debido a su baja abundancia). En consecuencia, este proceso, al que corresponde un umbral del orden de 1 MeV, se asignó al ^{238}U . Todas estas conclusiones fueron confirmadas posteriormente por experiencias realizadas con isótopos separados y, por otra parte, se demostró también que eran teóricamente razonables a la luz de los cálculos del umbral de fisión realizados en términos de un modelo clásico.

Considérese el núcleo compuesto (A, Z) formado por la absorción de un neutrón por un núcleo blanco pesado que se comporta como una gota esférica de un líquido incompresible. Se supone que la correspondiente masa atómica $M(A, Z)$ viene dada por la fórmula semiempírica de la masa y que es mayor que la suma de las masas de dos fragmentos constituyentes en una energía equivalente Q . La cuestión es ¿bajo qué circunstancias tendrá lugar la fisión de ese núcleo en tales fragmentos? La estabilidad del núcleo inicial respecto a la fisión depende críticamente de la importancia relativa de las fuerzas nucleares de corto alcance y de las fuerzas de coulomb de largo alcance, cuyos efectos vienen representados en la fórmula semiempírica de la masa por los términos cuyos coeficientes son: a_1 , a_2 y a_3 . En el caso de un núcleo muy pesado (por ejemplo, $A = 300$), la fuerza de coulomb es la más importante y el núcleo, una vez formado, se rompe en dos fragmentos casi instantáneamente. Este hecho viene ilustrado en la curva (a) de la figura 7-1, en la que se ha representado la energía potencial de los dos fragmentos en cuestión en función de su separación. Para un núcleo más ligero ($A = 236$), la repulsión entre los protones puede estar más que compensada por las atracciones de corto alcance siempre que el núcleo (A, Z) posea una forma tal que presente una superficie mínima, al objeto que se obtenga el máximo efecto del término de enlace principal en la fórmula semiempírica de la masa. Para tal núcleo, el gráfico de la energía potencial en función de la separación de los fragmentos es del tipo que se representa en la curva (b) de la figura 7-1; el núcleo inicial es estable frente a pequeñas deformaciones de la forma esférica, pero si la deformación es

relativamente importante, la superficie libre aumenta tanto que el efecto de las atracciones de corto alcance se reduce hasta un punto tal que la repulsión de coulomb ya no resulta compensada. Se llega así al concepto de una <<barrera de fisión>> o <<energía crítica para la fisión>> E_f , para la cual tiene lugar una rápida separación de los fragmentos (ya energéticamente posible con una energía liberada Q). La separación de los fragmentos se puede producir antes de que se alcance la deformación correspondiente a E_f , pero tal separación transcurrirá lentamente, debido a la necesaria penetración de la barrera de fisión. Este último proceso es análogo a la emisión de partículas α por parte de los núcleos radiactivos y se describe como *fisión espontánea*. Para un núcleo todavía más ligero ($A = 100$), la barrera de fisión es más elevada (figura 7-1c). En cada uno de los casos representados de la figura 7-1, los dos fragmentos, una vez formados, se repelen entre sí; la energía cinética que poseen cuando su separación es infinita viene determinada por el cambio de las correspondientes masas (aparte de la emisión inmediata de energía en forma de rayos γ o neutrones).

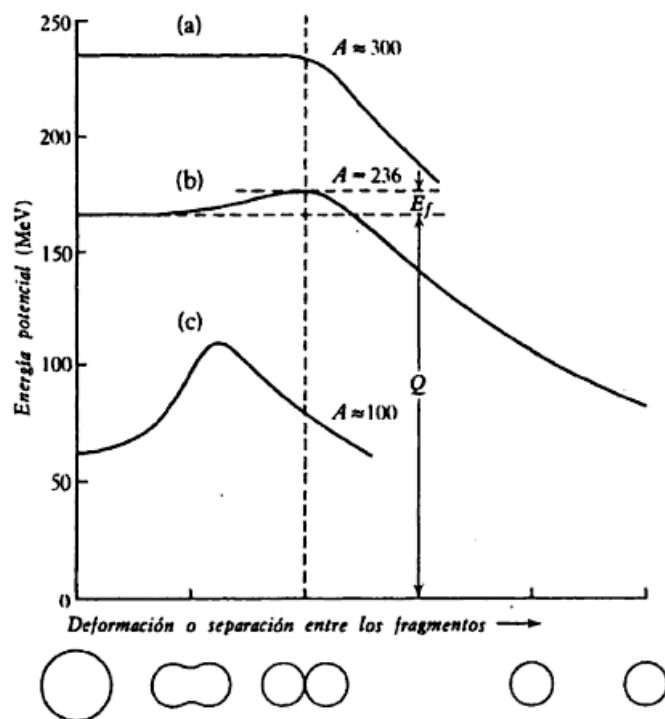


Figura 7-1. Energía crítica y energía liberada en la fisión. En la parte de la izquierda de estas curvas se presenta la energía potencial de un núcleo en función de su deformación; en la parte de la derecha se presenta la energía potencial de los dos fragmentos a medida que se separan en virtud de su repulsión de Coulomb mutua.

La energía para la fisión crítica E_f , que debe ser suministrada por la partícula incidente en el caso de la fisión inducida, depende de la magnitud Z^2/A para el núcleo compuesto. Este parámetro interviene debido a que la corrección de su superficie del término principal de la energía de enlace es proporcional a $A^{2/3}$ y la energía potencial de Coulomb es proporcional

a $Z^2/A^{1/3}$. Puesto que la fisión del ^{238}U exige un neutrón cuya energía sea del orden de 1 MeV, el valor de E_f para el ^{239}U debe ser al menos igual a 6 MeV, es decir, la suma de la energía de separación del neutrón (4,8 MeV) y la energía cinética incidente. Este hecho permitió a Bohr y Wheeler estimar que un núcleo sería instantáneamente físil si

$$\frac{Z^2}{A} \geq 47,8 \quad (3)$$

y calcular la energía E_f , para la cual la energía potencial alcanza su valor máximo, para aquellos núcleos cuyo Z^2/A es menor que este valor límite. Para el ^{236}U ($^{235}\text{U} + n^1$), la energía crítica parecía ser de 5 MeV; puesto que este valor es mayor que la energía de separación de un neutrón (6,4 MeV), se puede alcanzar por absorción de un neutrón con energía cero y, por lo tanto, el ^{235}U , en contraste con el ^{238}U , es fisionable por neutrones térmicos. La mayor energía de separación de un neutrón en el caso de ^{236}U , en comparación con el ^{239}U , se debe al hecho de que el primero de estos nucleidos es par-par y está más fuertemente ligado en su estado fundamental que un núcleo vecino del tipo par-impar. Como regla general, los núcleos térmicamente físis forman núcleos compuestos par-par por absorción de un neutrón lento.

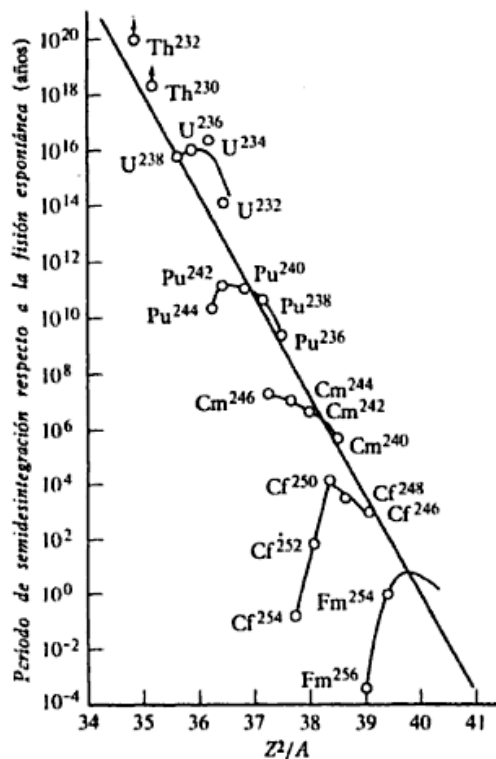


Figura 7-2. Fisión espontánea.

Está claro a la vista de estos argumentos y de la figura 7-1 que la fisión inducida por neutrones lentos estará limitada a unos pocos núcleos. Si A es demasiado pequeño, la energía que aporta el neutrón capturado será insuficiente para permitir que el núcleo en

cuestión remonte la barrera de fisión; si A es demasiado grande, ya tiene lugar la fisión espontánea. La ocurrencia de este modo de desintegración limita el número de elementos transuránicos que se pueden producir; La figura 7-2 muestra como disminuye la vida media para la fisión espontanea a medida que se aproxima al valor límite de Z^2/A .

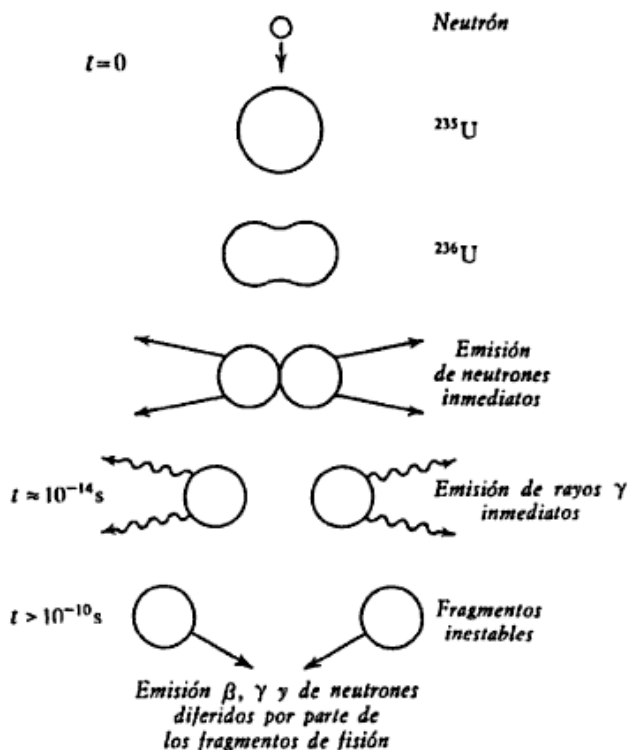


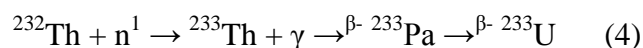
Figura 7-3. Representación esquemática del proceso de fisión del ^{235}U . La escala temporal da solamente órdenes de magnitud.

El proceso de fisión, tal como fue interpretado por Bohr y Wheeler, puede ser expresado esquemáticamente ahora en la forma en que lo hace la figura 7-3. Los dos fragmentos excitados del núcleo compuesto, que poseen un gran exceso de neutrones en comparación con los núcleos estables de su misma carga, se separan en un tiempo muy pequeño en relación con la vida media radiativa del estado compuesto (es decir, en un tiempo mucho menor que 10^{-14} s). En el momento de la separación se emite un cierto número de neutrones (conocidos como neutrones inmediatos), procedentes principalmente de los fragmentos en movimiento, como una primera etapa del proceso de desintegración hacia la estabilidad. El descubrimiento de estos neutrones sugirió inmediatamente la posibilidad de una reacción en cadena automantenida en el uranio. Una energía adicional se pierde por emisión de radiación γ inmediata de los respectivos estados excitados, con vidas medias típicas del orden de 10^{-14} s . Los fragmentos de fisión se detienen en la materia en virtud de los procesos ordinarios de pérdida de energía para partículas cargadas; como se trata todavía de nucleidos con exceso de neutrones, se producen las oportunas secuencias de emisión β^- con el objeto de reducir la relación neutrón/protón.

7-1-2. Características de los materiales físi les.

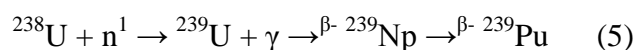
Las características de los núcleos físi les térmicamente ^{233}U , ^{235}U y ^{239}Pu , cuyo conocimiento preciso exigen los diseñadores de reactores nucleares, se han obtenido en una serie exhaustiva de experiencias llevadas a cabo en muchos laboratorios de investigación en ingeniería nuclear. La comparación y comprobación de los oportunos datos tiene lugar continuamente; las propiedades nucleares de estos materiales, se deben considerar entre los datos mejor establecidos de la física nuclear.

a) *Producción.* El ^{233}U se obtiene por captura de neutrones lentos por el torio



El ^{235}U existe disponible en la naturaleza, en una cuantía de 1 parte en 140 del uranio ordinario.

El ^{239}Pu se produce por captura de neutrones lentos (resonancia) por el ^{238}U



b) *Esquemas de desintegración.*

Núcleo	Partícula emitida	Energía (MeV)	Periodo de semidesintegración (años)	Velocidad de la fisión espontánea (desintegraciones $\text{g}^{-1} \text{s}^{-1}$)
^{233}U	α	4,8	$1,6 \times 10^5$	$< 2 \times 10^{-4}$
^{235}U	α	4,4	7×10^8	3×10^{-4}
^{239}Pu	α	5,1	$2,4 \times 10^4$	$1,0 \times 10^{-2}$

c) *Energía liberada en la fisión del ^{235}U (valores medios)*

Energía cinética de los fragmentos de fisión: 165 MeV

Neutrones inmediatos y diferidos: 5

Radiación γ inmediata: 7

Partículas β diferidas, antineutrinos asociados con ellos y radiación γ de la desintegración radiactiva: 25

Total de energía: 202 MeV

Si se tiene en cuenta que los antineutrinos no depositan su energía en la fuente de fisión, se encuentra que: $3,2 \times 10^{10}$ fisiones/s producen una potencia de 1 W.

d) *Secciones eficaces.* La sección eficaz total para la interacción de neutrones térmicos con el ^{235}U es de 708 barns. Los procesos que contribuyen a esta sección eficaz (para $v_n = 2200 \text{ m/s}$) son los siguientes:

- i. Difusión (n, n): $\sigma(n, n) = 10 \text{ barns}$
- ii. Reacción de captura (n, γ) dando lugar a ^{236}U en su estado fundamental: $\sigma(n, \gamma) = 108 \text{ barns}$
- iii. Fisión: $\sigma_F = 590 \text{ barns}$

e) *Número de neutrones emitidos por cada neutrón térmico absorbido.* Cuando un neutrón térmico incide sobre un material fisible, su absorción se puede producir a través de la reacción de captura (n, γ) o a través del proceso de fisión. Ahora bien, sólo este último proceso proporciona los neutrones rápidos adicionales que son necesarios para la generación de una reacción en cadena. El factor η representa la relación entre los neutrones rápidos producidos y los neutrones lentos absorbidos y se puede escribir en la forma:

$$\eta = v \frac{\sigma_F}{\sigma_F + \sigma(n, \gamma)} = \frac{v}{1 + \alpha} \quad (6)$$

Donde $\alpha = \sigma(n, \gamma) / \sigma_F$. Los valores de estas magnitudes son los siguientes:

Material	$\sigma(n, \gamma) + \sigma_F$ (barns)	σ_F (barns)	η
^{233}U	593 ± 8	524 ± 8	$2,29 \pm 0,03$
^{235}U	698 ± 10	590 ± 15	$2,08 \pm 0,02$
Uranio natural			$1,31 \pm 0,01$
^{239}Pu	1032 ± 15	729 ± 15	$2,08 \pm 0,03$

7-1-3. Reacción en cadena.

El descubrimiento de que en cada fisión térmica del ^{235}U se emiten unos 2,5 neutrones rápidos sugirió la posibilidad de que estos neutrones pudieran utilizarse para producir ulteriores fisiones y, por lo tanto, generan una reacción en cadena. Si se pudiera iniciar uno de estos procesos entre reactivos nucleares, cabría esperar la obtención de cantidades enormes de energía mayores que las que se conocen en relación con las explosiones químicas en un factor aproximadamente igual a la relación entre las energías del enlace nuclear y químico. Una liberación incontrolada de tal energía en un tiempo corto constituiría una explosión nuclear; la liberación controlada de la misma energía, a lo largo de un tiempo mucho mayor, podría proporcionar una fuente útil de energía. La dificultad radica en evitar la pérdida de los neutrones producidos en la fisión por otros procesos diferentes a nuevas fisiones; aunque tales procesos no se pueden eliminar, sus efectos se pueden reducir al mínimo mediante un diseño cuidadoso de las condiciones experimentales.

Un solo suceso de fisión libera unos $3,2 \times 10^{-11}$ J, que es una energía considerable en el mundo atómico, pero muy poca en la escala humana de las cosas. Esta era la razón de que la reacción en cadena –y en particular una reacción en cadena que se ampliara y creciera– fuera tan crucial. Si el primer núcleo se dividiera, liberara dos neutrones en el proceso, esos dos podrían romper otros dos en la segunda generación, que entonces emitirían un total de 4 neutrones, que a su vez, romperían 4 núcleos más en la tercera generación, y así sucesivamente. Todo esto parece inocente, pero al continuar la cascada, se crea una progresión casi increíble. Después de sólo 76 generaciones, se habrán roto $1,5 \times 10^{23}$ núcleos. Como esto ocurre con gran rapidez, digamos que en una millonésima de segundo, tiene lugar una explosión de energía equivalente a 20000 ton de TNT.

En realidad, sólo cerca del 85 por 100 de tales choques dan lugar a la rotura de núcleos. No todos los núcleos escindidos emiten dos neutrones, y algunos de estos se escapan o se pierden de alguna forma. Fue necesario hacer muchos experimentos antes de llegar a saber con certeza que el candidato favorito, el ^{235}U , daría lugar a una reacción en cadena. Un neutrón lento capturado por un núcleo de ^{235}U transforma a este en ^{236}U , que es muy inestable. Este, a su vez, se rompe de forma inmediata y violenta en dos grandes porciones, que no siempre son las mismas. Una de las parejas de fragmentos más comunes es el ^{138}Ba (compuesto de 56 protones y 82 neutrones) y el ^{95}Kr (con 36 protones y 59 neutrones). Como caso típico, alrededor del 0,1 por 100 de la masa en reposo implicada se transforma en energía. De esta forma, por cada kilogramo de uranio fraccionado, desaparece un gramo, liberando la fantástica cantidad de 25 millones de KW/h, en su mayor parte como energía cinética de los fragmentos de fisión.

7-1-4. Construcción y operación de un reactor: tipos de reactores.

Un sistema crítico en el que la densidad de neutrones alcance niveles elevados debe estar provisto de un blindaje biológico adecuado. En la mayoría de los reactores dicho blindaje consiste en un grueso muro de concreto, a través del cual se insertan las muestras para la irradiación, los instrumentos y las barras de control. Generalmente, estas últimas son barras macizas de cadmio, material que presenta una elevada sección eficaz de absorción de neutrones térmicos a través de la reacción (n, γ) . En el control de un reactor, las barras de cadmio se retiran hasta que la constante de reproducción k (número de fisiones secundarias producidas por un neutrón engendrado en la fisión anterior de otro núcleo igual) supere a la unidad. La densidad de neutrones en el reactor ρ aumenta entonces de acuerdo con la ecuación

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\rho(k - 1)}{t_0} \quad (7)$$

donde t_0 representa el <<tiempo de vida>> de los neutrones desde su nacimiento hasta su absorción ($t_0 = 1,4 \times 10^{-3}$ s). En consecuencia, dicha densidad aumenta exponencialmente con una constante de tiempo T , donde

$$T = \frac{t_0}{k - 1} \quad (8)$$

de forma que incluso un exceso de reactividad muy pequeño (1%) conduce a una constante de tiempo pequeñísima (1/10 s). Un aumento tan rápido de la potencia de la pila sería muy difícil de manejar; afortunadamente, la existencia de los neutrones diferidos, con periodos hasta de 55 s, aumenta considerablemente el tiempo de multiplicación efectivo y permite llevar a cabo un ajuste mecánico de las barras de control. Para llevar el reactor al nivel deseado, se ajustan las barras de control de forma que se obtenga un ligero exceso de reactividad y, a continuación, se insertan un poco más hasta que $k - 1$ valga cero; el reactor trabaja entonces a potencia constante.

Las versiones más importantes de las muchas clases de reactores de investigación y de potencia que han sido puestos a punto son:

- i) El tipo de uranio natural-grafito, utilizado en el programa de producción de energía de la U.K.A.E.A. (Inglaterra).
- ii) El tipo de uranio natural-agua pesada, cuyas dimensiones pueden ser menores que las del tipo i) debido a su menor absorción y que, por lo tanto, es capaz de proporcionar un flujo más elevado. Tales reactores se encuentran fundamentalmente en centros de investigación.
- iii) El tipo de uranio enriquecido-agua ordinaria, que conduce a una clase de reactor extremadamente simple, y que se conoce generalmente como reactor piscina.
- iv) El tipo de uranio enriquecido-agua pesada, que también se encuentra principalmente en centros de investigación, y que ha sido diseñado especialmente para la producción de densidades de neutrones elevadas para potencias bajas.

Todos estos reactores difieren entre sí considerablemente en cuanto a las medidas adoptadas para extraer de ellos el calor y, si corresponde, convertirlo en energía eléctrica. En la siguiente tabla se dan los niveles de potencia medios y los flujos de neutrones térmicos en el centro del sistema para algunos reactores².

Tabla 7-1. Características de algunos reactores nucleares.

Reactor	Tipo	Flujo central (neutrones $m^{-2}s^{-1}$)	Potencia (kW)
BEPO (Harwell)	Uranio-grafito	1×10^{16}	4000
Calder Hall	Uranio-grafito	$1,6 \times 10^{17}$	200000
NRX (Chalk River)	Uranio-agua pesada	5×10^{17}	10000
Brookhaven (1962)	Uranio-grafito	5×10^{16}	25000
DIDO (Harwell)	Uranio enriquecido-agua pesada	2×10^{18}	13000

En los reactores nucleares de potencia, utilizados para la producción de energía eléctrica, se busca obtener y aprovechar el calor que se produce a partir de la fisión nuclear. Ese calor generado, hace hervir agua generando vapor que mueve turbinas conectadas a generadores

eléctricos, que son, en realidad, quienes generan la electricidad de las centrales nucleares (figura 7-4).

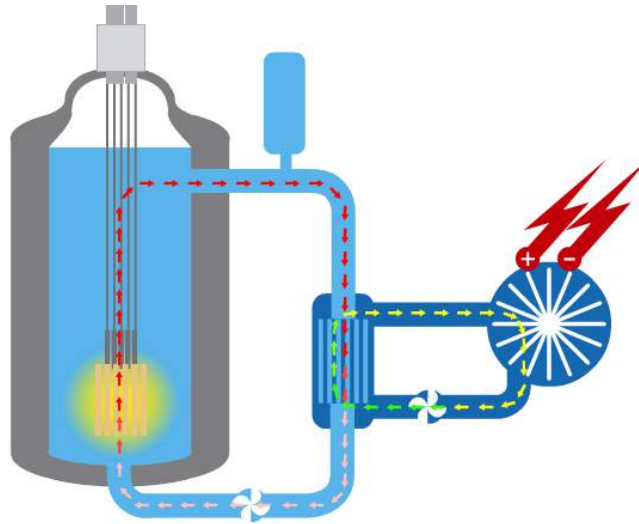


Figura 7-4. Esquema del funcionamiento de un reactor nuclear para la producción de energía eléctrica.

7-2. Medicina nuclear.

La medicina nuclear es una especialidad de la medicina actual. En medicina nuclear se utilizan radiotrazadores o radiofármacos, que están formados por un fármaco transportador y un isótopo radiactivo. Estos radiofármacos se aplican dentro del organismo humano por diversas vías (la más utilizada es la vía intravenosa). Una vez que el radiofármaco está dentro del organismo, se distribuye por diversos órganos dependiendo del tipo de radiofármaco empleado. La distribución del radiofármaco es detectada por un aparato detector de radiación llamado gammacámara y almacenada digitalmente. Luego se procesa la información obteniendo imágenes de todo el cuerpo o del órgano en estudio. Estas imágenes, a diferencia de la mayoría de las obtenidas en radiología, son imágenes funcionales y moleculares, es decir, muestran como están funcionando los órganos y tejidos explorados o revelan alteraciones de los mismos a un nivel molecular.

Por lo general, las exploraciones de medicina nuclear no son invasivas y carecen de efectos adversos. Algunas de las exploraciones más importantes utilizadas actualmente son:

- Gammagrafía renal: se utiliza para examinar la morfología y función de los riñones con el fin de detectar cualquier anomalía, como infecciones u obstrucción del flujo urinario.
- Gammagrafía de tiroides: se utiliza para evaluar la morfología y función tiroideas, especialmente en el hipertiroidismo.

- Gammagrafía ósea: se utiliza para evaluar enfermedades de los huesos y articulaciones, ya sean de origen tumoral, inflamatorio, degenerativo, traumatológico, metabólico o vascular.
- Gammagrafía con Galio-67 (Ga-67): se utiliza para diagnosticar enfermedades inflamatorias o infecciosas activas, tumores y abscesos.
- SPECT de perfusión miocárdica: se utiliza para el diagnóstico de la enfermedad coronaria y para evaluar su pronóstico y el estado de la función cardíaca.
- SPECT de perfusión cerebral: se utiliza para investigar demencias, epilepsias, enfermedades cerebrales vasculares y tumores cerebrales.
- PET-TAC: utiliza isótopos emisores de positrones para el diagnóstico y seguimiento de tumores, enfermedades cerebrales y cardíacas.
- Cirugía radiodirigida: se utilizan radiofármacos diseñados para detectar y extraer tejidos intraoperatoriamente.
- Tratamientos con radioisótopos: Tratamiento del hipertiroidismo y del cáncer de tiroides con Iodo-131 (I-131). Tratamiento del dolor óseo metastásico con Samario-153 (Sm-153).

7-2-1. Gammagrafía.

La gammagrafía es una prueba diagnóstica que se basa en la imagen que producen las radiaciones generadas tras la inyección o inhalación en el organismo de sustancias que contienen isótopos radiactivos. La emisión radiactiva (rayos γ) es captada por un aparato detector llamado gammacámara el cual procesa los datos recibidos que posteriormente y mediante tratamiento informático servirán para formar una imagen tridimensional.

La captación diferencial de dichas sustancias por las distintas células o tejidos permite distinguir zonas de diferente perfusión o captación. Las bases del estudio gammagráfico radican en la utilización de radiotrazadores (o radiofármacos) y el posterior registro de la distribución de éstos en el organismo mediante sistemas de detección.

Los radiotrazadores poseen una doble naturaleza; por una parte la molécula posee características que hacen que se distribuya por el organismo de forma específica, pero son los isótopos radiactivos emisores γ que llevan artificialmente incorporados, los que permiten su detección, y por tanto la puesta en evidencia del resultado de los procesos que hacen que esta sustancia se deposite en distintas localizaciones.

Dado que se inyecta una mínima cantidad de trazador al paciente, las gammagrafías son imágenes de muy baja resolución, por lo que la información anatómica que proporcionan no suele ser muy buena, aunque son excelentes para obtener imágenes de tipo funcional. Se puede, por ejemplo, marcar un tipo de moléculas o células determinadas y mirar cómo se distribuyen por el cuerpo para observar si el funcionamiento del metabolismo es correcto.

En la gammagrafía ósea se inyecta por vía intravenosa un isótopo radiactivo que tiene preferencia a depositarse en el hueso. El isótopo suele ser tecnecio. Posteriormente se utiliza una gammacámara para captar las radiaciones emitidas por el isótopo. Esta señal se procesa para obtener un escáner de todo el esqueleto como el de la figura 7-5. Suele referirse a la prueba como *rastreo óseo*. Es una prueba minuciosa y cara pero actualmente puede accederse a ella de forma generalizada.

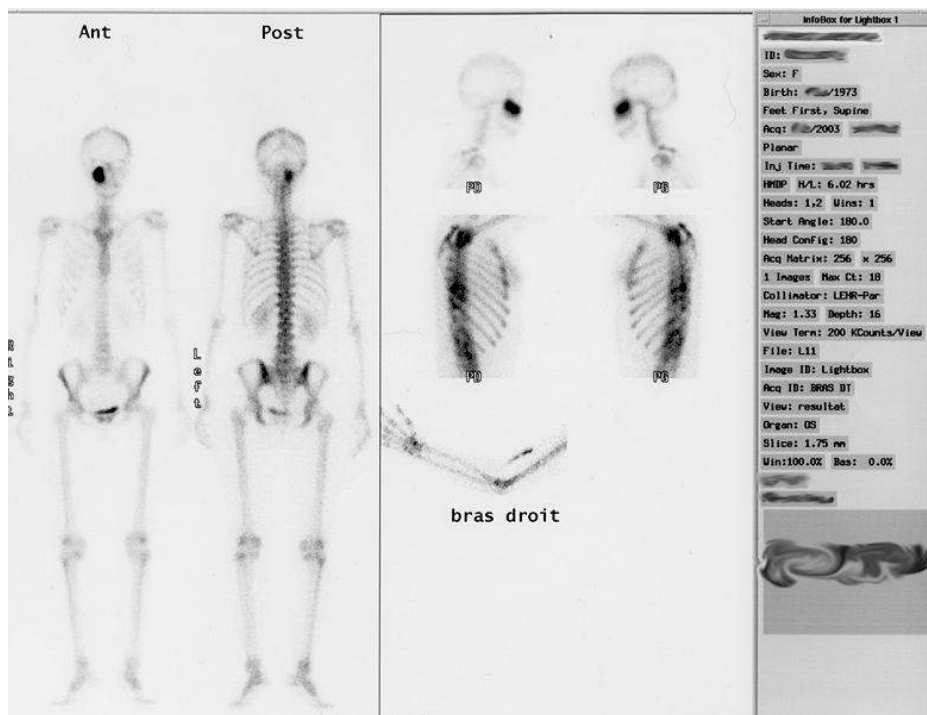


Figura 7-5. Gammagrafía ósea del esqueleto humano (mujer joven con lesión visible en la órbita derecha).

7-2-2. SPECT: single photon emission computed tomography.

La SPECT o Tomografía Computarizada por Emisión de Fotones Individuales es una técnica médica de tomografía que utiliza rayos γ . Es muy parecida a una radiografía, pero utiliza una cámara sensible a los rayos γ y no a los rayos X. Como en una radiografía, cada uno de las imágenes que se obtienen es bidimensional, pero pueden combinarse muchas imágenes tomadas desde distintas posiciones alrededor del paciente para obtener una imagen tridimensional. Esta imagen tridimensional puede después manipularse informáticamente para obtener secciones dimensionales del cuerpo en cualquier orientación.

El SPECT utiliza los rayos γ que producen isótopos radioactivos como el tecnecio (^{99m}Te). Estos isótopos se introducen en el cuerpo humano como parte de moléculas biológicamente activas. El procedimiento es similar al de la tomografía por emisión de positrones (PET), pero en el SPECT es el isótopo el que produce directamente el rayo γ , mientras en el PET el isótopo produce un positrón que después se aniquila con un electrón para producir los dos

rayos γ . Estos dos rayos γ salen en direcciones opuestas y su detección simultánea permite localizar el isótopo de forma más precisa que en el SPECT. El SPECT es, sin embargo, más simple porque pueden usarse isótopos más fáciles de obtener y de vida media más larga.

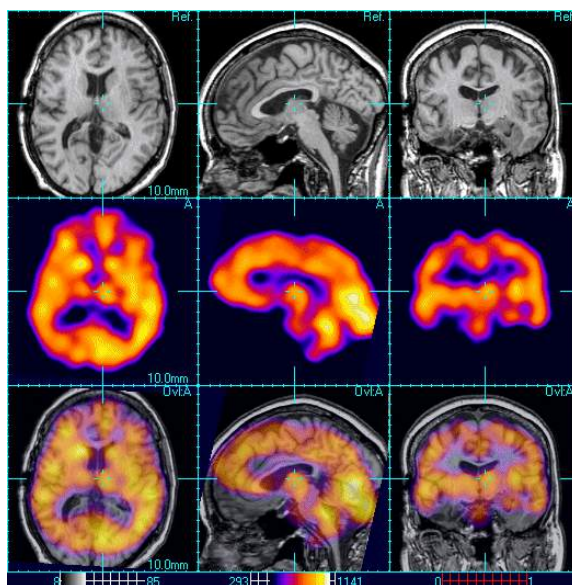


Figura 7-6. Tomografía computarizada por emisión de fotones γ SPECT.

La cámara de rayos γ se gira alrededor del paciente. Se adquieren imágenes en ángulos definidos, típicamente cada 3-6 grados. En la mayoría de los casos se realiza una rotación completa de 360 grados que permite una reconstrucción tridimensional óptima. Cada imagen tarda típicamente 15-20 segundos, con lo que el proceso completo tarda de 15 a 20 minutos. Se pueden utilizar también cámaras gamma con muchas cabezas para acelerar el proceso. Por ejemplo, se pueden poner dos cabezas espaciadas 180 grados para obtener dos proyecciones simultáneamente, o tres cabezas espaciadas 120 grados. En la figura 7-6 se puede apreciar una imagen capturada por el método SPECT.

Tabla 7-2*. Protocolos de adquisición típicos del SPECT.

Study	Radioisotope	Emission energy (keV)	Half-life	Radiopharmaceutical	Activity (MBq)	Rotation (degrees)	Projections	Image resolution	Time per projection (s)
Bone scan	technetium-99m	140	6 hours	Phosphonates / Bisphosphonates	800	360	120	128 x 128	30
Myocardial perfusion scan	technetium-99m	140	6 hours	tetrofosmin; Sestamibi	700	180	60	64 x 64	25
Brain scan	technetium-99m	140	6 hours	HMPAO; ECD	555-1110	360	64	128 x 128	30
Tumor scan	iodine-123	159	13 hours	MIBG	400	360	60	64 x 64	30
White cell scan	indium-111 & technetium-99m	171 & 245	67 hours	<i>in vitro</i> labelled leucocytes	18	360	60	64 x 64	30

* Cortesía de http://en.wikipedia.org/wiki/Single-photon_emission_computed_tomography

7-2-3. PET: Positron Emission Tomography.

La Tomografía por Emisión de Positrones es una técnica no invasiva de diagnóstico e investigación “in vivo” por imagen capaz de medir la actividad metabólica del cuerpo humano. Al igual que el resto de técnicas diagnósticas en medicina nuclear como el SPECT, la PET se basa en detectar y analizar la distribución tridimensional que adopta en el interior del cuerpo un radiofármaco de vida media ultracorta administrado a través de una inyección intravenosa. Según qué se desee estudiar se usan diferentes radiofármacos.

La imagen se obtiene gracias a que los tomógrafos son capaces de detectar los fotones γ emitidos por el paciente. Éstos fotones γ de 511 KeV son el producto de una aniquilación entre un positrón, emitido por el radiofármaco, y un electrón cortical del cuerpo del paciente. Ésta aniquilación da lugar a la emisión, fundamentalmente, de dos fotones. Para que estos fotones acaben por conformar la imagen deben detectarse “en coincidencia”, es decir, al mismo tiempo; en una ventana de tiempo adecuada (nanosegundos), además deben provenir de la misma dirección y sentidos opuestos, pero además su energía debe superar un umbral mínimo que certifique que no ha sufrido dispersiones energéticas de importancia en su trayecto (fenómeno de scatter) hasta los detectores. Los detectores de un tomógrafo PET están dispuestos en anillo alrededor del paciente (figura 7-7), y gracias a que detectan en coincidencia a los fotones generados en cada aniquilación conformaran la imagen. Para la obtención de la imagen estos fotones detectados, son convertidos en señales eléctricas. Esta información posteriormente se somete a procesos de filtrado y reconstrucción, gracias a los cuales se obtiene la imagen.

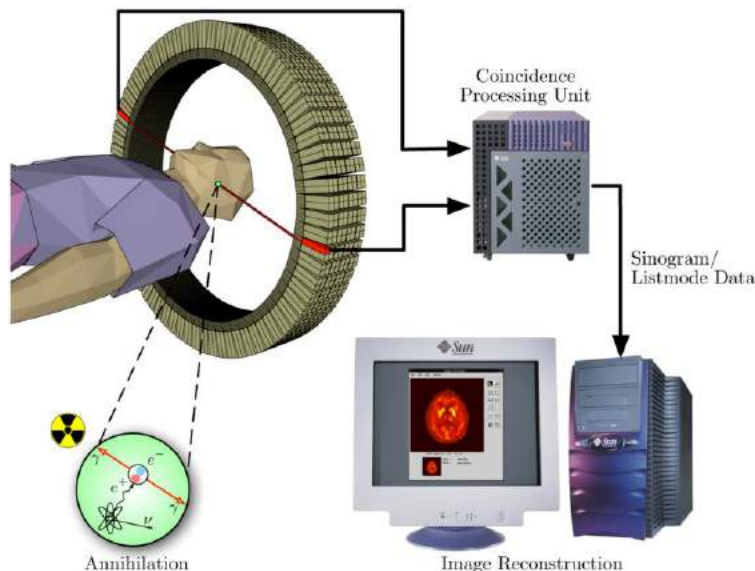


Figura 7-7. Esquema del proceso de captura de la PET.

Existen varios radiofármacos emisores de positrones de utilidad médica. El más importante de ellos es el ^{18}F , que es capaz de unirse a la 2-O-trifluorometilsulfonyl manosa para obtener

el trazador 18-Flúor-Desoxi-Glucosa (18FDG). Gracias a lo cual, se tiene la posibilidad de poder identificar, localizar y cuantificar, a través del SUV (Standardized Uptake Value), el consumo de glucosa. Esto resulta un arma de capital importancia al diagnóstico médico, puesto que muestra qué áreas del cuerpo tienen un metabolismo glucídico elevado, que es una característica primordial de los tejidos neoplásicos (proliferación anormal de células). La utilización de la 18FDG por los procesos oncológicos se basa en que en el interior de las células tumorales se produce, sobre todo, un metabolismo fundamentalmente anaerobio que incrementa la expresión de las moléculas transportadoras de glucosa (de la GLUT-1 a la GLUT-9), el aumento de la isoenzima de la hexokinasa y la disminución de la glucosa-6-fosfatasa. La 18FDG sí es captada por las células pero al no poder ser metabolizada, sufre un “atrapamiento metabólico” gracias al cual se obtienen las imágenes.

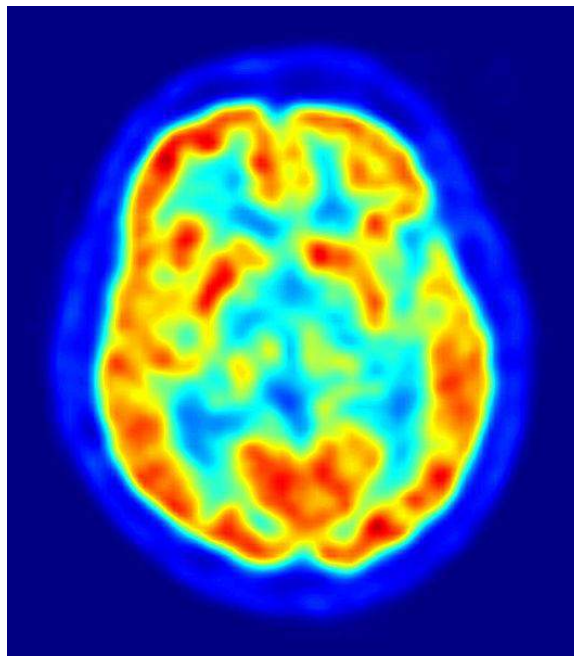


Figura 7-8. Imagen capturada en una PET cerebral típica.

Para el paciente la exploración no es molesta ni dolorosa. Se debe consultar en caso de mujeres lactantes o embarazadas ya que en estas situaciones se debe de retrasar la prueba, o bien no realizarse. Se debe acudir en ayunas de 4-6 horas, evitando el ejercicio físico en el día previo a la exploración y sin retirar la medicación habitual. La hiperglucemia puede imposibilitar la obtención de imágenes adecuadas, obligando a repetir el estudio posteriormente. Tras la inyección del radiofármaco, el paciente permanecerá en una habitación en reposo. La exploración tiene una duración aproximada de 30-45 minutos. Una imagen capturada en una PET se muestra en la figura 7-8.

7-2-4. Trazado radiactivo.

Las partículas radiactivas pueden usarse para seguir el recorrido de compuestos químicos que participan en diversas reacciones. El ^{131}I es un isótopo del yodo producido de modo artificial (el isótopo natural no radiactivo es el ^{127}I). El yodo, un nutriente necesario para el cuerpo humano, se obtiene en mayor grado a través de la ingestión de sal yodada y mariscos. La glándula tiroides desempeña un papel principal en la distribución del yodo por todo el cuerpo. Para evaluar el desempeño de la tiroides el paciente bebe una cantidad muy pequeña de yoduro de sodio radiactivo. Dos horas después, la cantidad de yoduro en la glándula tiroides se determina midiendo la intensidad de la radiación en el área del cuello.

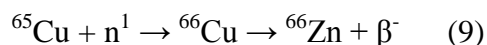
Un segundo empleo médico se hace mediante la inyección vía intravenosa (en una vena de la pierna), de sodio radiactivo. El tiempo en el cual el radioisótopo llega a otra parte del cuerpo se detecta con un contador de radiación. El tiempo transcurrido es una buena indicación de la presencia o ausencia de obstrucciones en el sistema circulatorio.

7-3. Geología.

7-3-1. Análisis de activación.

Por siglos, un método estándar para identificar elementos en una muestra de material ha sido el análisis químico, el cual implica probar una parte del material para que reaccione con diferentes compuestos químicos. Un segundo método es el análisis espectral, el cual se utiliza el hecho de que, cuando está excitado, cada elemento emite su propio conjunto característico de longitud de ondas electromagnéticas. Estos métodos ahora son suplementados por una tercera técnica el *análisis de activación de neutrones*. Tanto los métodos químicos como espectrales tienen la desventaja de que una muestra bastante grande del material debe destruirse para el análisis. Además, cantidades extremadamente pequeñas de un elemento pueden no detectarse por cualquiera de estos métodos. El análisis de activación tiene una ventaja sobre los otros dos métodos en ambos de estos aspectos.

Cuando el material bajo investigación se irradia con neutrones, los núcleos en el material los absorben y se transforman en diferentes isótopos, la mayor parte de los cuales son radiactivos. Por ejemplo, el ^{65}Cu absorbe un neutrón para convertirse en ^{66}Cu , mismo que sufre decaimiento β :

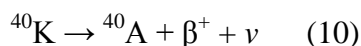


La presencia del cobre puede deducirse debido a que se sabe que el ^{66}Cu tiene una vida media de 5,1 minutos y decae con la emisión de partículas β que tienen energías máximas de 2,63 y 1,59 MeV. También se emite en el decaimiento del ^{66}Cu un rayo γ de 1,04 MeV. De esta manera, examinando la radiación emitida por una sustancia después de que se ha expuesto a la irradiación de neutrones, es posible detectar trazas en extremo pequeñas de un elemento.

7-3-2. Fechado por medio del decaimiento radiactivo.

El decaimiento de los elementos radiactivos es independiente de las condiciones físicas y químicas impuestas a ellos; y aunque el decaimiento de una partícula individual de un núcleo cualquiera es un proceso al azar, el decaimiento global de los muchos núcleos de una muestra dada suministra una forma muy conveniente para medir los tiempos. En 1913, Joly y Rutherford sugirieron que si las rocas ígneas, formadas como un resultado de las erupciones volcánicas prehistóricas, contenían una pequeña cantidad de uranio, este decaería uniformemente, dejando menos uranio y depositando más ^{206}Pb estable según la serie radiactiva del uranio. Midiendo la razón del uranio al plomo en las muestras de roca, se puede determinar con bastante exactitud el tiempo transcurrido desde el origen de los depósitos geológicos. Las determinaciones por medio del uranio miden tiempos del orden de millones de años.

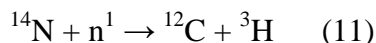
Otro medio similar utiliza el decaimiento del isótopo ^{40}K en ^{40}Ca o en ^{40}Ar por la emisión de un positrón,



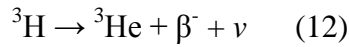
con una vida media de $1,3 \times 10^9$ años. Debido a que se mide más fácilmente, se usa más a menudo el ^{40}Ar . Una muestra geológica se calienta primero a una temperatura de 400°C por 12-48 h para evaporar cualesquiera residuos de ^{40}Ar que puedan haber sido recogidos del aire circundante. (Para las rocas lunares selladas, esto se reduciría consecuentemente). Entonces la muestra es calentada hasta que se funde, y el ^{40}Ar dentro de la muestra es evaporado y enviado a través de un espectrómetro de masas. Midiendo la razón del potasio al argón dentro de la muestra, se puede establecer la fecha de formación de la muestra.

Ya que todas las plantas usan dióxido de carbono de la atmósfera para su crecimiento, una parte del carbono de las plantas es ^{14}C radiactivo y las plantas son ligeramente radiactivas. Cuando una planta muere, ya no ingiere más ^{14}C adicional, y el que se encuentra en el interior de la planta empieza a decaer sin ser reemplazado. Las mediciones de las cantidades relativas de ^{14}C y ^{12}C en una muestra arqueológica orgánica suministran un método muy sensitivo para fechar. Algunos eventos arqueológicos interesantes determinados por W. F. Libby mediante el fechamiento por radiocarbono se tabulan en la tabla 7-3.

Otro elemento producido continuamente en la atmósfera por el bombardeo de los rayos cósmicos es el tritio, ^3_1H . Se forma por la colisión de neutrones con el nitrógeno, de acuerdo con



El tritio, isótopo del hidrógeno, decae con una vida media de 12,4 años por el decaimiento β en el isótopo estable del helio ^3_2He :



Un pequeño porcentaje de agua contiene ${}^3\text{H}$ en lugar de ${}^1\text{H}$, y midiendo las cantidades relativas de ${}^3\text{H}$ y ${}^1\text{H}$ en las muestras de agua de varias localidades, se obtiene una indicación sobre el tiempo transcurrido desde que esta agua cayó en forma de lluvia.

Tabla 7-3*: Algunos ejemplos típicos determinados por medio del fechamiento por radiocarbono.

Muestra	Edad conocida (años)	Edad por el ${}^{14}\text{C}$ (años)
Carbón de la caverna de Lascaux (bien conocida por sus pinturas rupestres)		15516 ± 900
Placa de madera de una viga de madera del techo de la tumba del Visir Hemaka	4700-5100	4883 ± 20
Viga de ciprés de la tumba del Faraón Sneferu	4575 ± 75	4802 ± 210
Cornamenta de venado de una reservación India en el condado de Butler, Kentucky		4333 ± 450
Madera de la cubierta de la nave sepulcral de la tumba del Faraón Sesostris III	3750	3621 ± 180
Pintura de bosquimanos, Sudáfrica		3368 ± 200
Madera de una secoya gigante conocida como el Tocón Centenario, caída en 1874	2928 ± 51	2710 ± 130
Rollos del Mar Muerto	2054 ± 100	1917 ± 200

*Según Acosta³.

7-4. Teorías cosmológicas.

Una de las preguntas más fundamentales que el hombre puede hacerle a la naturaleza concierne al origen mismo de ésta –como ha evolucionado el universo físico a partir de su principio para llegar a ser lo que ahora vemos a nuestro alrededor. La naturaleza consiste de partículas elementales libres y de elementos químicos, con los últimos predominando abrumadoramente³. Las respuestas a estas preguntas están lejos de ser completas. El tema es muy dinámico y se puede comenzar resolviendo con el estudio de la evolución de los elementos.

7-4-1. Distribución actual de los elementos.

Se conocen 105 elementos. Los 81 más ligeros tienen isótopos radiactivos. Estos, más nueve elementos radiactivos, se encuentran en la tierra, y el tecnecio y el promecio, se han identificado en las estrellas. Se han producido artificialmente trece elementos, del elemento 93 al 105. Estos elementos tienen cerca de 1512 isótopos, 280 de los cuales son estables, 67 son naturalmente radiactivos y 1165 son radiactivos y producidos artificialmente.

Todos los números de masa desde el 1 al 238 ocurren en forma natural en la tierra y las estrellas, excepto por las masas 5 y 8. Los tiempos de vida de decaimiento de estos elementos, el ${}^5\text{He}$, el ${}^5\text{Li}$, y el ${}^8\text{Be}$, varían de 10^{-21} s a 10^{-16} s.

Con respecto a la distribución de estos elementos, se obtienen datos de las rocas, océanos, y gases terrestres, del análisis de los meteoritos y de los vientos solares, del análisis de las rocas traídas a la tierra por las misiones Apolo, y del análisis de espectro óptico solar. Estas fuentes dan una idea de la distribución de la abundancia en el sistema solar, que se muestran en la tabla 7-4.

Tabla 7-4. Abundancia relativa de los elementos en cuanto a su masa.

Elemento	Abundancia fraccional en cuanto a la masa
^1H	0,71
^2D	0,0001
^3He	0,00006
^4He	0,27
Li, Be, B	0,00000001
C, N, O, Ne	0,018
Grupo del silicio: Na-Ti	0,002
Grupo del hierro: $A = 50-62$	0,0002
Grupo de peso medio: $A = 63-100$	0,000001
Grupo de peso pesado: $A > 100$	0,0000001

Fuente: Debida a W.A. Fowler, *Astrofísica nuclear*, Memorias de la Sociedad Americana de Filosofía, Filadelfia, Vol. 67(1967).

Entre el hidrógeno y el helio suman cerca del 98% del material del sistema solar. Los planetas y meteoritos (exceptuando a Júpiter) no tienen ni lejanamente una cantidad parecida, ya que son demasiado pequeños para retenerlos por medio de fuerzas gravitacionales. Sin embargo, la atmósfera solar es un mejor ejemplo de la distribución elemental.

Muchas estrellas similares al sol exhiben abundancias similares en sus espectros, pero muchas otras tienen distribuciones que difieren bastante. Si se toma la tabla 7-3 como representativa de la distribución universal general de los elementos y se trata de comprenderla junto con aquellos casos que se desvían de ella, se tiene una base para proceder. Los casos generales de las estrellas observables en las galaxias cercanas, así como la gran masa de aquellas en nuestra propia galaxia, la Vía Láctea, siguen esta distribución bastante bien.

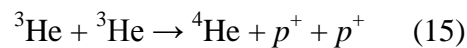
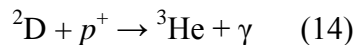
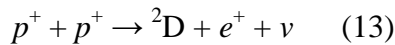
7-4-2. Nucleosíntesis primordial.

Varias teorías sobre el estado original del universo han conducido al sistema en expansión observado en la actualidad. Se estudiara a continuación, la línea de razonamiento que principia con un origen explosivo, o teoría de la “gran explosión”, sugerida por Gamow y sus colaboradores. Para este modelo, la teoría ha sido mejor establecida y mejor plenamente desarrollada.

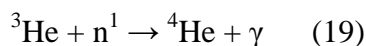
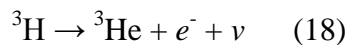
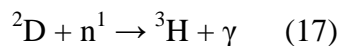
Según esta teoría, el universo consistía originalmente de una gran bola de fuego, de una muy densa radiación, en equilibrio con las partículas elementales. Empezando con el

“tiempo cero”, cuando solo había una bola de fuego a temperatura extraordinariamente elevada, suponemos esa bola se expandió y se enfrió, de acuerdo con $T \approx t^{1/2}$, donde T es la temperatura en MeV y t es la edad del universo en segundos. Cuando $t = 10^{-4}$ s, la temperatura era cerca de 100 MeV (10^{12} °K). A la edad de 1 s, la temperatura T era alrededor de 1 MeV (10^{10} °K). Para tiempos menores que 1 s, cuando las temperaturas excedían a 1 MeV, la radiación estaba en equilibrio con los pares partícula-antipartícula. Para tiempos mucho menores que este (10^{-6} s o menos), la creación y aniquilación de todas las partículas elementales contribuían al enfriamiento de la bola de fuego y al mantenimiento del equilibrio con la materia. Ya que los tiempos de los procesos nucleares son del orden de 10^{-23} s, se puede suponer que la bola de fuego se encontraba en equilibrio con la materia para tiempos que se aproximasen a este valor.

Todas las partículas elementales son inestables contra el decaimiento excepto los neutrinos, los protones, y los electrones. A medida que la bola de fuego se expandió y enfrió, las varias partículas decayeron a estas tres, que fueron sucesivamente apartadas del proceso a medida que pasaba el tiempo. Se puede, para empezar, buscar la síntesis de los núcleos a medida que la temperatura cae a valores por debajo de las energías nucleares de enlace pero lo suficientemente elevadas aun para activar las reacciones nucleares dejadas atrás. Esto ocurre a temperaturas que van desde los 10^{10} °K hasta cerca de 10^7 °K. La fusión de protones da principio a una cadena de reacciones conocidas como *combustión del helio*, las cuales provocan la producción del helio:

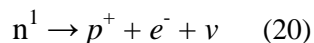


Otra partícula, el neutrón, también radiactivo, es apartada fuera de la bola de fuego debido a su largo tiempo de vida contra el decaimiento radiactivo (12 min). Eso da lugar a una segunda cadena de síntesis, que dura hasta temperaturas mucho más bajas y también produce helio:



Se ve así que el ${}^4\text{He}$ es producido bastante rápidamente en la bola de fuego por la reacción p - p durante los primeros segundos siguientes al enfriamiento inicial, el que llega a ser menor que 2,2 MeV, la energía de enlace del deuterón, y prosigue a través de una cadena de

capturas neutrónicas. Las reacciones (16) a (19) prosiguen en la realidad con una sección transversal mayor a baja temperatura, así que la cadena (16) a (19) termina con la expansión y consiguiente dilución del gas de hidrógeno, combinado con la captura completa de neutrones o con su decaimiento radiactivo:



La cadena de captura neutrónica no prosigue más allá del helio, debido a que la sección transversal de ${}^4\text{He}$ es igual a cero para la captura neutrónica térmica y a que el tiempo de vida de los elementos de masa 5, ${}^5\text{Li}$ y ${}^5\text{He}$, es extremadamente corto. Si el hueco en la masa 5 fuese salvado por algunas reacciones, aún hay que cruzar otro en la masa 8. Así el resultado en la bola de fuego primordial es el de producir un gas caliente consistente de hidrógeno y helio, con una pequeña mezcla añadida de deuterio, ${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Li}$, y ${}^{11}\text{B}$. Los porcentajes de estos son sensibles a los detalles de la expansión que se supone. Si la densidad durante los primeros minutos fue demasiado baja, la mayoría de los neutrones decaerán antes de ser capturados por los protones, mientras que si la densidad es demasiado alta, se producirá un exceso de helio.

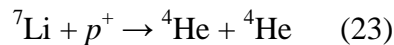
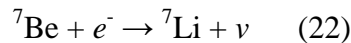
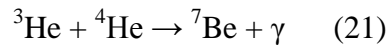
Uno de los muchos y fascinantes enigmas referentes al origen de los elementos entra ahora en fuego. Aparece en las observaciones de los espectros de las estrellas más antiguas de la vía láctea. Es una buena suposición, para todas las estrellas, que prácticamente no hay mezcla entre el núcleo central donde se produce la energía por medio de procesos nucleares y las capas superficiales de las estrellas. Esto significa que las capas superficiales representan con exactitud el material del cual la estrella se formó originalmente. Y en las estrellas más antiguas, se encuentra casi nada o nada de helio. Algunos piensan que esto significa que los detalles del modelo de la bola primordial de fuego están equivocados, y que en ésta se produjo muy poco helio; tal vez la explosión ocurrió mucho más rápidamente de lo que se piensa, o tal vez las menospreciadas reacciones de aniquilación de materia-antimateria destruyeron al helio, descomponiéndolo en sus nucleones. De cualquier forma, algunos astrofísicos sostienen que el gas primordial era solamente hidrógeno, y otros mantienen que las abundancias en el sistema solar son representativas de todo el universo, a pesar de las estrellas antiguas. La presencia de helio es muy difícil de detectar espectroscópicamente en las estrellas, así que esta puede ser una solución.

7-4-3. *Formación de elementos en las estrellas.*

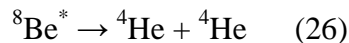
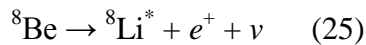
Si el proceso de la nucleosíntesis termina en la bola de fuego primordial, con la producción de sólo los elementos más ligeros que van hasta el helio, se debe buscar en otra parte —y obviamente en tiempos posteriores— los procesos que producirán los elementos más pesados. Las condiciones adecuadas se encuentran en las estrellas. La expansión y el enfriamiento de la bola de fuego primordial detuvieron las cadenas de captura neutrónica y $p-p$, pero la situación inversa se encuentra justamente cerca del centro de la protoestrella en

formación. Sin embargo, no hay neutrones libres de manera que sólo la cadena $p-p$ puede ser iniciada. A medida que la estrella se forma a partir de la nube de gas y polvo en su vecindad, empieza a contraerse bajo la acción de su propio campo gravitacional, y la densidad y temperatura centrales se elevan a grandes valores. Cuando la temperatura alcanza cerca de 10^7 °K y la densidad se aproxima 10^5 kg/m³ la combustión del hidrógeno empieza de nuevo.

Combustión del hidrógeno. Hay más ramas en la cadena que la única indicada en las reacciones (13) a (15). Las más importantes son:



ó



Se ve que la cadena de fusión $p-p$ da como resultado la consunción de cuatro protones para formar ${}^4\text{He}$ en cada rama. Los positrones frenan y se combinan con los electrones en una reacción de aniquilación, y los neutrinos escapan de la estrella con la velocidad de la luz. El ${}^4\text{He}$ sobre el lado izquierdo de la segunda rama (ecuación (21)), el que se combina con el ${}^3\text{He}$, reaparece al final de la cadena y puede ser considerado como un catalizador para la rama.

Un aspecto muy importante de la cadena $p-p$ el hecho de que es exoérgica, libera una gran cantidad de energía a medida que tiene lugar. Los cuatro protones tienen una masa mayor en el estado libre ${}^1\text{H}$ que cuando se combinan en el núcleo del ${}^4\text{He}$ en la forma de dos protones y dos neutrones (la conversión de un protón a un neutrón se indica por la aparición de un positrón en el lado derecho de una reacción). El exceso de masa –la diferencia entre la masa total de los cuatro protones libres y la del núcleo ${}^4\text{He}$ - aparece como energía cinética calorífica a través de la relación de Einstein,

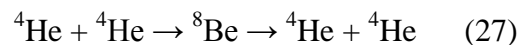
$$E = \Delta mc^2$$

Los cuatro protones consumidos tienen una masa total cerca de 0.7% mayor que el núcleo de ${}^4\text{He}$, así que la conversión de 1 g de hidrógeno en helio da cerca de 6×10^{11} J. En otras palabras, 1 lb de hidrógeno se transforma en 0,993 lb de helio, liberando cerca de 100 KW-h de energía mientras que ocurre. Esta es la fuente de energía para una estrella en su

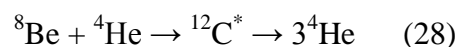
secuencia principal, tal como el sol, hasta que se consuma sus reservas de hidrógeno en el núcleo.

Combustión del helio. A medida que las reservas de hidrógeno en el núcleo de una estrella son convertidas en ${}^4\text{He}$, el helio se acumula en el núcleo, en concentraciones cada vez mayores hasta que diluye el hidrógeno a tal grado que la reacción $p-p$ “sale fuera” del centro. La combustión del hidrógeno continúa en un delgado cascaron alrededor del núcleo de helio, mientras que éste último lentamente se hace cada vez mayor. Eventualmente el diámetro de la cascara de hidrógeno en combustión es tal que su temperatura y presión disminuyen tanto, que también se sale fuera. En este punto, no hay suficiente radiación de energía para soportar la gran masa de la estrella, de manera que empieza a contraerse bajo la fuerza de su propia gravitación. La energía gravitacional liberada en el centro de la estrella que sufre el colapso empieza a calentar el núcleo, a temperaturas, aún más altas e incrementa grandemente su densidad. A medida que el núcleo se contrae, la envoltura de la estrella se *expande* debido a la más alta temperatura en su interior. Así, la atmósfera en la superficie de la estrella tiene una mayor área desde la cual radiar cualquier energía que la alcance desde abajo. La mayor superficie da por resultado un enfriamiento de la capa superior, la que a su vez cambia del amarillo intenso al rojo. Estas estrellas expandidas son llamadas *gigantes rojas*.

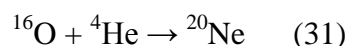
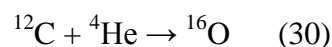
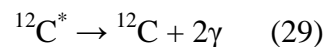
A medida que el núcleo continúa calentándose debido a la concentración gravitacional, su densidad se aproxima a 10^8 kg/m^3 y su temperatura se acerca a los $10^8 \text{ }^\circ\text{K}$. En esta etapa, el núcleo de helio se empieza a fundir en la cadena llamada *combustión del helio*:



ó



ó



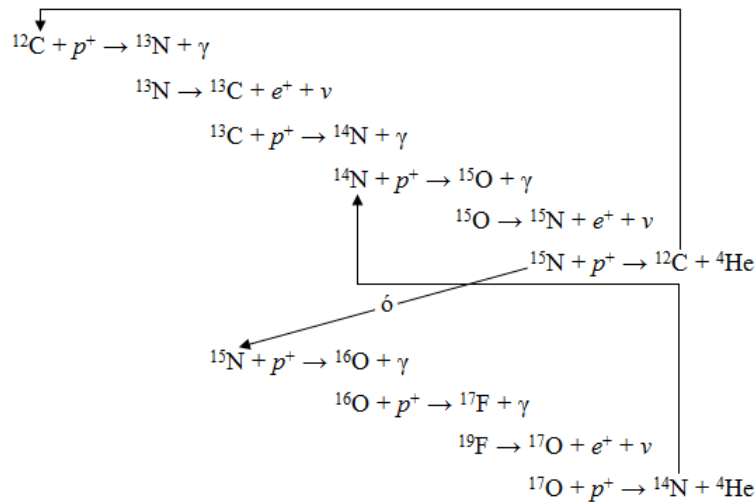
El tiempo de vida del ${}^8\text{Be}$ contra el rompimiento en dos núcleos de ${}^4\text{He}$ es extremadamente corto. A una temperatura y presión suficientemente altas, una pequeña cantidad de ${}^8\text{Be}$ captura un ${}^4\text{He}$ antes de que pueda romperse, yéndose a un estado excitado (7,656 MeV) del núcleo de carbono en una reacción muy rápida o “resonante”. La mayor parte del ${}^{12}\text{C}^*$ decae de nuevo en tres núcleos de ${}^4\text{He}$, pero una pequeña cantidad de este decae al ${}^{12}\text{C}$ estable con la emisión de los rayos γ . Una vez que el hueco en la masa 8 ha sido salvado

con éxito, se ve que también se forma algo de ^{16}O y ^{20}Ne . Este hueco representó un problema difícil durante mucho tiempo, al tratar de desarrollar una teoría de la nucleosíntesis en las estrellas, y fue resuelto solamente cuando el estado excitado del carbono se encontró con exactamente la energía correcta para permitir la rápida captura resonante de un ^4He por el ^8Be antes de que decayera. Este trabajo fue realizado en el Laboratorio Científico de Los Álamos, el Instituto Tecnológico de California, la Universidad de Stanford, y el Laboratorio Nacional de Brookhaven.

Sólo una pequeña fracción (0,07%) de la masa de ^4He se convierte en energía en este proceso, pero basta para invertir la fase de colapso que atraviesa la estrella. Las gigantes rojas no se estabilizan por grandes periodos después de que principia la combustión del helio. Las estrellas que se vuelven inestables en esta fase pueden expulsar al espacio interestelar grandes cantidades de gas que contiene hidrógeno, helio, carbono, oxígeno y neón. Las nuevas estrellas que se formen a partir de estos gases contendrán, por lo tanto, cantidades apreciables de éstos elementos más pesados en sus núcleos.

El bi-ciclo del CNO. Si una estrella contiene estos gases procesados, los que incluyen carbono, nitrógeno, y oxígeno, cuando su temperatura central alcanza un valor suficientemente elevado, una nueva serie de reacciones catalizadas empieza a procesar el hidrógeno en helio, el *bi-ciclo CNO* (tabla 7-5).

Tabla 7-5. El bi-ciclo CNO.



Nota: El número total de núcleos del CON no se altera.

Los gases expulsados por las estrellas de primera generación a través de procesos explosivos forman entonces estrellas de segunda generación que contienen hidrógeno, helio, carbono, y oxígeno. La combustión del hidrógeno puede proseguir a través de la cadena *p-p* y también a través del bi-ciclo CNO, con la producción de ^{13}C , ^{14}N y ^{15}N . Si

durante esta fase aparecen inestabilidades explosivas en la estrella, estos elementos son expulsados al medio interestelar para la formación de *estrellas de tercera generación*.

Si una gigante roja permanece estable, la reserva del helio que se quema en su núcleo también se va agotando y las “cenizas” de carbono y oxígeno se acumulan en su núcleo. La reacción de combustión del helio sale fuera, y la contracción del núcleo empieza de nuevo con la consiguiente elevación en la densidad y en la temperatura (una estrella en colapso genera calor en su centro a través de la conversión de su energía potencial gravitacional).

A medida que la temperatura y la densidad se elevan, el ^{12}C y el ^{16}O se empiezan a quemar en una serie de reacciones de fusión acompañadas por decaimientos que producen muchos nuevos elementos. Los más abundantes entre estos son isótopos que son múltiplos enteros de la partícula alfa (núcleo de ^4He): ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si y ^{32}S . Así, las estrellas formadas a partir de los gases y polvo resultantes de las explosiones de generaciones anteriores de estrellas, pueden sintetizar elementos superiores en la escala de masa.

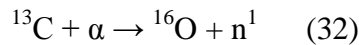
El proceso α . En el intervalo del neón al azufre, la resistencia suministrada por la repulsión de Coulomb de los núcleos desnudos a la simple fusión detiene este proceso. A medida que la estrella continúa contrayéndose en su núcleo, el intenso campo de radiación generado en el sumamente denso material empieza a fotodesintegrar los núcleos más pesados tales como el silicio. En este proceso, los rayos γ yacientes en la porción de alta energía de la distribución de radiación de Planck tienen suficiente energía para romper los núcleos. Un caso típico es el del ^{28}Si , el cual puede ser separado en 7 partículas α libres cuando la temperatura se aproxima a los 3 billones de $^\circ\text{K}$.

Con la producción de partículas α libres, de alta energía, tiene lugar un nuevo proceso –la captura directa de partículas α por aquellos núcleos que no han sido rotos por la fotodesintegración. Por ejemplo, un segundo núcleo de ^{28}Si puede capturar sucesivamente 7 partículas α para formar ^{56}Ni . Obviamente, el proceso es complejo, y la trayectoria de cualquier núcleo dado hacia un elemento de masa mayor puede ser acompañada por fotodesintegraciones sucesivas, seguidas por captura de partículas α . El ^{56}Ni es radiactivo, y puede capturar un electrón del plasma para volverse ^{56}Co . Este también es radiactivo, y puede capturar un segundo electrón para formar el ^{56}Fe estable. Con cada captura se emite un neutrino. Así se pueden producir muchos núcleos a través de la captura α , la fotodesintegración, y el decaimiento radiactivo. Aquellos cercanos al ^{56}Fe , desde el ^{50}V al ^{62}Ni , se producen en esta forma.

Las gigantes rojas estables constituyen una importante fábrica para la producción de elementos que van hasta el grupo de hierro, y al volverse inestables conducen a la emisión explosiva de estos elementos, suministrándolos al espacio interestelar para la posterior generación de estrellas enriquecidas con éstos elementos.

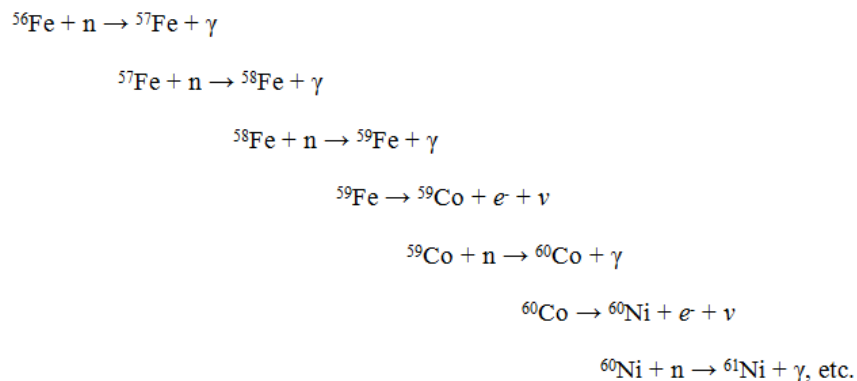
El proceso de equilibrio (Proceso e). A medida que la estrella continúa sufriendo el colapso en la región central y por lo tanto aumentando la temperatura de esta región, llega a calentarse hasta los 4 billones de °K y la densidad del núcleo se aproxima a los 3 billones de Kg/m³. La estrella se encuentra en el estado de rápida evolución el cual se aproxima a la catastrófica explosión que expulsará a los recién formados elementos al espacio. Todas las posibles reacciones nucleares ocurren ahora en estado de equilibrio: fusión, captura α, fotodesintegración y captura neutrónica. Así como procesos de interacción débil tales como la captura electrónica por los núcleos, y la emisión de neutrinos en la aniquilación de pares de electrón-positrón, todas suceden para mantener la mezcla isotópica en un estado de *cuasi equilibrio*. El colapso es acelerado por la acción refrigerante del rompimiento de los elementos del grupo de hierro y otros más ligeros. En esta etapa, son producidos los elementos del grupo del hierro: titanio, vanadio, cromo, manganeso, hierro, cobalto, y níquel.

Captura neutrónica en las gigantes rojas (Proceso s). Las altas temperaturas alcanzadas en el núcleo de una estrella gigante roja dan por resultado la producción de neutrones libres, a través de reacciones tales como



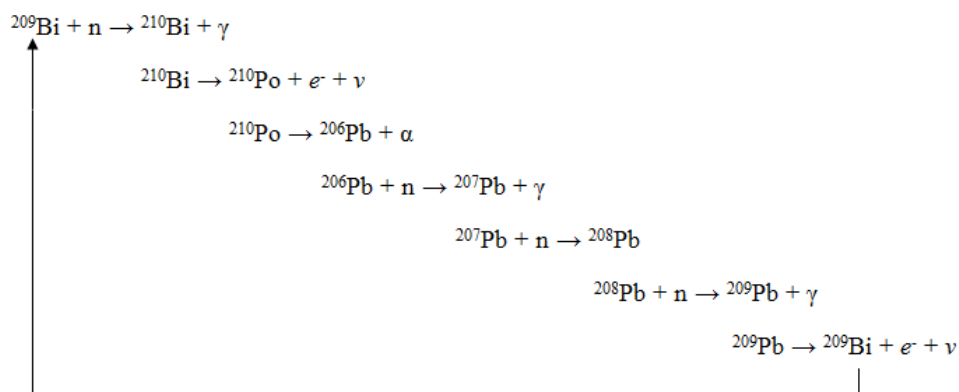
Así, las reacciones (α, n), acompañadas por (γ, n), (p, n) y (n, 2n) suministran neutrones libres. Estos son capturados en el hidrógeno o en los más pesados elementos del grupo del hierro, en general, en las reacciones (n, γ). Muy a menudo, el núcleo que captura se vuelve radiactivo en el proceso. Ya que la siguiente captura neutrónica para ese núcleo puede encontrarse a muchos años de distancia, tiene suficiente tiempo para decaer en un isótopo estable. Eventualmente ocurre la siguiente captura neutrónica y entonces acaece de nuevo el decaimiento a otro isótopo estable. Así, el núcleo –a través de capturas neutrónicas y decaimientos β sucesivos- se vuelve cada vez más pesado pero sin alejarse nunca del valle de la estabilidad. Ejemplo de una parte de esta cadena puede empezar con el ⁵⁶Fe y proseguir como se indica en la tabla 7-6.

Tabla 7-6. Una parte de la lenta cadena de captura neutrónica (Proceso s).



Este proceso puede explicar muchos, pero no todos, los isótopos estables por arriba del hierro así como muchos por abajo, y también aquellos isótopos con vidas muy largas con respecto al decaimiento β . El proceso s termina en el ^{209}Bi . Por arriba de este punto se forma una cadena de isótopos α –radiactivos que describen un ciclo de regreso al ^{209}Bi como se indica en la tabla 7-7.

Tabla 7-7. La cadena final en el proceso s.



El descubrimiento del tecnecio en los espectros de algunas estrellas fundamenta la hipótesis de la captura neutrónica en el proceso s, ya que aquellos isótopos de tecnecio que pueden ser hechos en esta forma ya habrían decaído si el tecnecio hubiese sido producido hace más de varios cientos miles de años. El reciente descubrimiento del promecio en una estrella es aun más sorprendente; tiene una vida media de sólo 18 años y no tiene isótopos estables.

7-5. Referencias.

1. S. GLASSTONE, y A. SESONSKE: INGENIERÍA DE REACTORES NUCLEARES. Primera edición, EDITORIAL REVERTÉ, S. A. España 1982.
2. W.E. BURCHAM F.R.S., FÍSICA NUCLEAR. Primera edición, EDITORIAL REVERTÉ, S.A., España 1974.
3. ACOSTA, V., COWAN, C., y GRAHAM B.J.: Curso de Física Moderna. Edición en español, OXFORD UNIVERSITY PRESS, México D.F.
4. SERWAY R. A. FÍSICA Tomo II. Cuarta edición, MCGRAW-HILL INTERAMERICANA EDITORES, S. A. de C. V., México D. F. 1997.
5. Disponible. En: http://es.wikipedia.org/wiki/Medicina_nuclear