CONCYTEC

Perú

FÍSICA NUCLEAR

Modesto Montoya Zavaleta

1996

Serie CIENCIAS

Serie CIENCIAS

Editorial HOZLO



Modesto Montoya Zavaleta, *nació el 24 de febrero de 1949, en Salpo, Otuzco, La Libertad.*
Sus estudios primarios los realizó en la Escuela del Santa de Chimbote y los terminó en la Escuela 255 de Salpo, el año 1960. Siguió electricidad en secundaria técnica en el Instituto Industrial Nº 36 de Chimbote, siendo becado para estudiar en el Politécnico Superior José Pardo de Lima en 1966. En 1967 ingresó a la Universidad Nacional de Ingeniería (UNI) donde obtuvo los grados de bachiller y maestría en Ciencias Físicas así como el título de licenciado. En la UNI ejerció la docencia a partir del año 1971. Desde 1975 hasta 1981 estudió en la Universidad de París XI, donde obtuvo el Diploma de Estudios Especializados en Física Nuclear y de Partículas, el doctorado del tercer ciclo en esa especialidad y el Doctorado de Estado en Ciencias, con especialidad en Física Nuclear.

Es autor de numerosos artículos científicos sobre su especialidad y los libros "Tecnología Nuclear en el Perú" (1993), "Origen del Universo y Física de Altas Energías" (1994) y "Los Secretos de Huarangal" (1996).

Actualmente es profesor principal de la Facultad de Ciencias de la Universidad Nacional de Ingeniería y Director de Promoción y Desarrollo Tecnológico del Instituto Peruano de Energía Nuclear y Director del Centro de Preparación para la

Física Nuclear

Modesto Montoya

Física Nuclear

Primera edición, febrero de 1996
1 000 ejemplares

©1996 *Modesto Montoya*
Lima, Perú

Dirección: CEPRECYT
Centro de Preparación para la Ciencia y Tecnología
Juan de la Fuente 541, San Antonio, Miraflores, Lima, Perú
Tel/fax 4475713

A mis padres

Presentación

Este trabajo corresponde a los cursos de física nuclear dictados en la Facultad de Ciencias de la Universidad Nacional de Ingeniería (UNI) y en los programas de maestría que se realizan en el marco del convenio entre la UNI y el Instituto Peruano de Energía Nuclear (IPEN). El libro es complementario con "Tecnología Nuclear en el Perú" (1993), dedicado a las aplicaciones de esa ciencia y con "Origen del Universo y Altas Energías" (1994), el que se refiere a la física de partículas.

La primera parte toca aspectos de base, siguiendo el texto *Introductory to Nuclear Physics* (K.S. Krane, John Wiley and Sons, New York, 1987). La segunda parte corresponde a temas investigados para fines de utilización del reactor RP-10 de Huarangal, como la fisión nuclear y las aplicaciones neutrónicas. El libro debe ser tomado como un inicio para profundizar los diversos temas de la física nuclear y sus aplicaciones en las ciencias y la ingeniería.

Se empieza por explicar los componentes del núcleo, neutrones y protones, y las interacciones que hay entre ellos.

En el capítulo 2 se describe las propiedades de los núcleos y la forma como éstas son medidas a través de sondas nucleares constituidas por partículas. Entre estas propiedades se tiene el radio del núcleo, la distribución de la masa nuclear, la energía de ligadura y el momento magnético.

En el capítulo 3 se trata las fuerzas entre nucleones, tomando el deuterón como el sistema nuclear más simple para explicar estas fuerzas. Asimismo se toca la dispersión entre nucleones desde el punto de vista teórico y experimental.

En el capítulo 4 se menciona el modelo de capas con el que se interpreta algunas propiedades nucleares, como es el caso de los niveles de energía. Se abordan también los modos de rotación y vibración del núcleo.

Los capítulos 5, 6, 7 y 8 son dedicados a la radiactividad, tomando los temas de decaimiento α, decaimiento β, y decaimiento γ. La emisión de fotones y partículas es tratada cuánticamente. Se muestra cómo el

decaimiento del núcleo ha dado valiosas informaciones sobre sus características.

El capítulo 9 contiene una introducción a la física neutrónica, la que sirve de base para el funcionamiento de los reactores y de las aplicaciones de la radiación neutrónica.

Un tema especial lo constituye la fisión nuclear, tratada en el capítulo 10, donde se muestra cómo se ha ido avanzando en el conocimiento de este fenómeno que dió lugar a la bomba atómica y a los reactores nucleares.

Los usos del reactor nuclear en diversos campos de la ciencia y la ingeniería son tratados en el capítulo 11. Algunas otras aplicaciones de la física nuclear son mencionadas en el capítulo 12.

Indice

1 Introducción

1.1 Un poco de historia.

1.2 Componentes nucleares

1.3 Propiedades nucleares

1.4 Unidades y dimensiones

2 Propiedades nucleares

2.1 Radio nuclear

2.2 Distribución de carga nuclear

2.3 Distribución de masa nuclear

2.4 Masa y abundancia nuclear

2.5 Energía de ligadura

2.6 Momento angular nuclear y paridad

2.7 Momento electromagnético nuclear

2.8 Estados nucleares excitados

3 La fuerza entre nucleones

3.1 El deuterón

3.1.1 Energía de ligadura

3.1.2 Espín y paridad

3.1.3 Momento dipolar magnético

3.2 Dispersión nucleón-nucleón

3.3 Características de la fuerza nuclear

3.3.1 Dependencia radial y del espín de los nucleones

3.3.2 Dependencia tensorial

3.3.3 Otras características de la fuerza entre nucleones

3.4 El modelo de la fuerza de intercambio

4 Modelos nucleares

4.1 Modelo de capas
4.2 Potencial en el modelo de capas
4.3 Potencial espín-órbita
4.4 Nucleones de valencia
4.5 Emparejamiento de nucleones y modelos colectivos
4.6 Vibraciones nucleares
4.7 Rotaciones nucleares

5 Radiactividad

5.1 Ley de decaimiento radiactivo
5.2 Teoría cuántica en radiactividad
5.3 Activación y decaimiento
5.4 Tipos de radiactividad
5.4.1 Radiactividad α
5.4.2 Radiactividad β
5.4.3 Radiatividad γ
5.4.4 Fisión espontánea
5.4.5 Emisión de nucleones
5.4.6 Vidas medias parciales
5.5 Radiactividad natural
5.6 Datación nuclear
5.7 Unidades de la radiactividad

6 Decaimiento α

6.1 Repulsión coulombiana
6.2 Emisión cuántica
6.3 Momento angular y paridad en decaimiento α
6.4 Espectrometría α

7 Decaimiento β

7.1 Energía liberada en el decaimiento β
7.2 Teoría de Fermi del decaimiento β
7.3 Reglas de selección de momento angular y paridad
7.4 Física del neutrino
7.5 Emisión beta-nucleón retardado
7.6 No conservación de la paridad

8 Decaimiento γ

8.1 Energética del decaimiento γ
8.2 Radiación electromagnética clásica
8.3 Transición cuántica
8.4 Reglas de selección de momento angular
8.5 Mediciones de distribución angular y polarización
8.6 Conversión interna
8.7 Tiempos de vida de la emisión γ
8.8 Espectrometría γ
8.9 Fluorescencia de resonancia nuclear y efecto Mössbauer

9 Física neutrónica

9.1 Fuentes de neutrones
9.2 Absorción y moderación de neutrones
9.3 Secciones eficaces y reacciones neutrónicas
9.4 Captura neutrónica
9.5 Difracción de neutrones

10 Fisión nuclear

10.1 Barreras de fisión
10.2 Dinámica de la fisión
10.3 Distribución de carga, masa y energía cinética
10.4 Estructura fina en la distribución de masas

10.5 Distribución de energía cinética
10.6 Efectos de la emisión de neutrones

11 Usos de un reactor de investigación

11.1 Características del RP-10
11.2 Neutrografía
11.3 Difracción de neutrones
11.4 Difractómetros
11.5 Espectrómetro de doble cristal
11.5.1 Principio teórico
11.5.2 Dispositivo experimental

12 Aplicaciones nucleares

12.1 Análisis por activación neutrónica
12.2 Sondas neutrónicas
12.3 Huellas de fisión
12.4 Dopado de silicio
12.5 Radiofármacos
12.6 Radiotrazadores
12.7 Control nucleónico
12.8 Irradiación de alimentos y productos médicos
12.9 Mejoramiento de plantas por mutación

Capítulo 1

Introducción

El descubrimiento de la radioactividad por Becquerel, en 1896, y la hipótesis de Rutherford, en 1911, sobre la existencia del núcleo, constituyen los hitos históricos de la física nuclear experimental y teórica. Durante el siglo XX se ha logrado una amplia comprensión del comportamiento del núcleo atómico. Asimismo, las técnicas usadas en la física nuclear han sido aplicadas en diversos otros campos de la ciencias físicas como la física atómica y la física de estado sólido. Por otro lado, las técnicas experimentales nucleares se han usado para estudiar la física de los quarks y la evolución del universo después del Big Bang.

La física nuclear ha dado lugar también a una serie de aplicaciones en el campo de la medicina, la agricultura, ciencias e ingeniería de materiales, entre otras. Tal vez lo más espectacular que se conoce de las aplicaciones nucleares sean la bomba atómica y las centrales nucleares.

A pesar del avance de la física nuclear, no se ha logrado una teoría coherente que se aplique para interpretar todos los fenómenos nucleares. Ello ha llevado a una parcelización fenomenológica de la física nuclear. La emisión beta, la emisión gamma, la emisión de neutrones, la fisión, las colisiones nucleares, por ejemplo, son descritas fenomenológicamente, en el marco de modelos independientes.

Ultimamente se ha encontrado que la interacción fuerte entre los quarks (constituyentes de los nucleones: neutrón y protón) es también responsable de la interacción entre nucleones. Sin embargo, este avance no ha permitido una interpretación global de los fenómenos nucleares.

En este contexto vamos a estudiar los diversos fenómenos nucleares como la radioactividad, la estructura nuclear, las reacciones nucleares y la relación con otras disciplinas.

1.1 Un poco de historia

Los filósofos griegos especulaban sobre la naturaleza fundamental de la materia. Cuatro siglos A.C., Demócrito pensó que la materia podía subdividirse hasta una mínima expresión llamada *átomo*. El átomo era entonces el constituyente fundamental de la materia. En el siglo XIX, la física experimental confirmó la validez de esta teoría. Nació entonces la física atómica, dedicada al estudio de las propiedades de los átomos de los diversos elementos. En esta especialidad trabajaron Dalton, Avogadro, Faraday y Mendeleyev. Este último hizo una clasificación sistemática de los elementos, caracterizados por las propiedades de los átomos respectivos.

En 1896, Becquerel descubre que algunos tipos de átomos son radiactivos. En 1898, los esposos Curie lograron identificar varias sustancias radioactivas. Rutherford estudió las propiedades de la radiactividad usándolas luego para estudiar los átomos. Este físico británico planteó la tesis de la existencia del núcleo. De esa forma se inició la física nuclear, dedicada precisamente al estudio de las propiedades de ese núcleo.

En los años 40 y 50, como una continuación de la física nuclear, emergió la física de partículas elementales, dedicada al estudio de un nivel más elemental de la materia que el núcleo. Las técnicas nucleares fueron usadas para el desarrollo de la física experimental en otros campos.

1.2 Componentes nucleares

Rutherford planteó la tesis según la cual el átomo neutro está compuesto por Z electrones orbitando alrededor de un núcleo, el que que a su vez tiene una carga de Ze, donde Z es el número atómico y $-e$ es la carga del electrón. El número másico A es el entero más próximo de la razón entre la masa nuclear y la masa del protón, que aproximadamente es unas 2000 veces la masa del electrón (m_e). En 1932, Chadwick descubrió

el neutrón, sin carga y con una masa aproximadamente igual a la del protón. De esa forma se estableció que el núcleo contiene Z protones y $A - Z$ neutrones. El número de neutrones es indicado por N.

Una especie nuclear o nuclido es representado por ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}_{N}$, donde X es el símbolo químico del elemento. El símbolo ${}^{238}_{92}\mathrm{U}_{146}$ corresponde al uranio con 146 neutrones. El uranio tiene un número atómico 92. Dado que el elemento uranio define el número atómico 92 y el número de neutrones es 238-92, el símbolo puede ser solamente ${}^{A}\mathrm{U}$. La forma de representar el nuclido depende del fenómeno que se está estudiando. Para cada número atómico Z, pueden haber varios *isótopos*, es decir nuclidos con el mismo Z pero con diferente A. Algunos de estos nuclidos pueden ser estables o radiactivos, en cuyo caso se les llama *radioisótopos*. En la Fig. 1.1 se representa los valores de Z y N de núcleos estables y radiactivos. En ciertos tipos de estudio es conveniente referirse a los *isotonos*, es decir a nuclidos con el mismo N pero con diferente Z. Los nuclidos con el mismo A son llamados *isóbaros*.

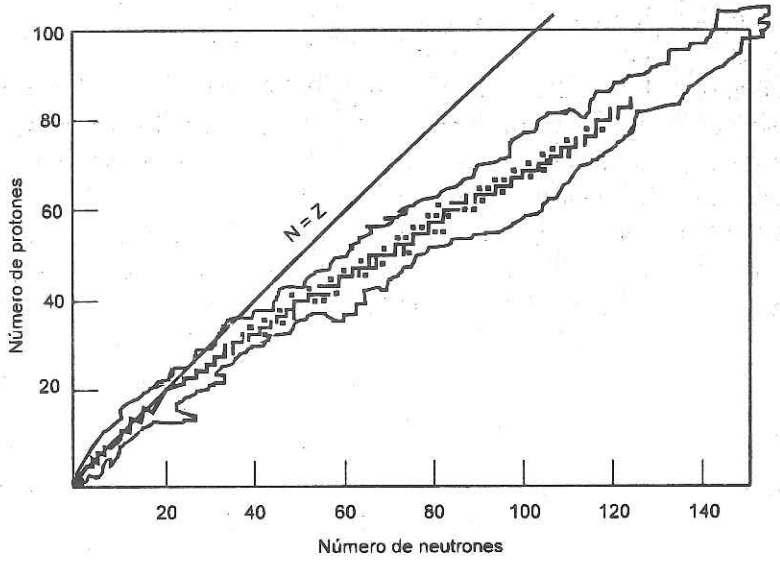


Figura 1.1: Núcleos estables (cuadrados negros) y núcleos radiactivos (entre los límites demarcados).

1.3 Propiedades nucleares

El núcleo, como objeto de estudio, es observado por sus diversas propiedades. Entre éstas se tiene la masa, la carga, el radio, su abundancia relativa, las formas de decaimiento y sus vidas medias, la forma como reaccionan y sus secciones eficaces, el espín, el dipolo eléctrico y magnético, el cuadruplo eléctrico, sus niveles de excitación, etc.

Hasta el momento se han identificado números atómicos hasta el 111. Más de 1000 nuclidos han sido estudiados. Cada día se identifican nuevos nuclidos en reacciones en reactores nucleares o aceleradores de partículas. Muchos de esos nuclidos tienen una vida media muy corta, y se conoce sólo algunas de sus propiedades.

1.4 Unidades y dimensiones

Las dimensiones nucleares son del orden de 10^{-15} m, el cual es un femtómetro (fm), más conocido como fermi, en honor al físico italiano Enrico Fermi. El tamaño de los núcleos va desde 1 fm, para un nucleón, hasta 7 fm para los núcleos más pesados.

La escala de tiempo empleada en física nuclear es muy amplia. Algunos fenómenos como la ruptura del ^{5}He es del orden de 10^{-20} s. La vida media de los núcleos que generalmente decaen por emisión γ está en el rango entre 10^{-9} s (nanosegundo) hasta 10^{-12} s (picosegundo). Pero, en realidad, hay decaimientos más cortos y más lentos, los que pueden ir hasta una vida media de millones de años.

Los valores de energía que entran en juego en reacciones nucleares son convenientemente expresados en millones de electron-voltios (MeV), donde $1\text{eV} = 1,602 \times 10^{-19}\text{J}$, es la energía que adquiere una unidad electrónica de carga al atravesar una diferencia de potencial de un voltio.

La masa nuclear es expresada en *unidades de masa atómica*, u, definida de tal forma que la masa de un átomo de ^{12}C es exactamente 12 u. Para el estudio de reacciones nucleares es conveniente expresar la masa en su equivalente en energía, usando la conversión $E = mc^2$. De esa forma, una unidad de masa es 931,502 MeV.

Capítulo 2

Propiedades nucleares

Describir el núcleo compuesto por Z protones y N neutrones, en función de cada uno de los nucleones, es una tarea imposible, debido a la complejidad del problema y el elevado número de variables. Sin embargo, el núcleo puede describirse en función de algunas propiedades que pueden ser medidas en el laboratorio.

En este capítulo vamos a mencionar los parámetros siguientes: masa, carga, radio, energía de ligadura, momento angular, paridad, dipolo magnético y eléctrico, cuadrupolo eléctrico y energías de excitación.

En los siguientes capítulos veremos las propiedades dinámicas de los núcleos. Cabe señalar, sin embargo, que el objetivo final de la física nuclear es interpretar las propiedades del núcleo en función de las interacciones entre los nucleones.

2.1 Radio nuclear

El tamaño del núcleo no es definido como lo es en una esfera sólida. No hay cambio abrupto de densidad al pasar de la región interna del núcleo a la parte que la rodea. Lo mismo ocurre con el átomo. En el átomo, los electrones ocupan el espacio atómico en forma de distribución de probabilidad, la que se extiende hasta el infinito, aunque tendiendo a cero más allá del radio atómico 10^{-10} m. Para obtener una cantidad relacionada con el átomo es necesario una definición operacional de medición del radio atómico. Ello significa que el radio dependerá de esa definición,

por lo que surgirán siempre algunos inconvenientes.

En el caso del núcleo podemos pensar en la densidad de nucleones que tiene una dependencia espacial similar al potencial nuclear. Dentro del núcleo, la densidad es relativamente constante, cayendo rápidamente a cero en la superficie. Por esta razón se define el radio del núcleo y el ancho de la corteza nuclear, en la que la densidad pasa aproximadamente de su máximo a su mínimo.

Aún así, el valor dependerá del experimento que sirva para medir el radio y el espesor de la corteza nuclear. Entre los experimentos usados se tiene la dispersión de electrones de alta energía, rayos X muónicos, corrimiento isotópico de rayos X y óptico, y las diferencias de energía entre núcleos espejo. En estos casos, se mide la distribución de carga nuclear.

En la dispersión de Rutherford con partículas α y rayos X muónicos se mide la interacción fuerte entre partículas, determinándose la distribución de nucleones, llamada la distribución de la materia nuclear.

2.1.1 Distribución de carga nuclear

Para determinar su tamaño y forma, el núcleo es sondeado con radiación, usando la técnica de dispersión. Los detalles observados serán tanto más precisos cuanto más pequeña sea la longitud de onda de la radiación. Se trata de usar una longitud de onda de la radiación menor que el radio del núcleo. La longitud de onda asociada a una partícula de momento lineal p es $\lambda = h/p$. En la Fig. 2.1 se muestra el resultado de la dispersión de electrones por núcleos de ^{208}Pb. Si consideramos al núcleo como un disco de difracción, el primer mínimo en la dispersión angular debería aparecer aproximadamente en el ángulo de acuerdo a $\text{sen}(2\theta) = \lambda/D$. El tratamiento del problema es bastante aproximado, dado que el núcleo no es un disco ni tiene una superficie definida en forma precisa.

Veamos el problema con mayor amplitud.

La función de onda inicial del electrón de momento $\boldsymbol{p}_\text{i}$ es $e^{i\boldsymbol{k}_\text{i}\cdot\boldsymbol{r}}$.

El electrón dispersado también puede ser considerado como una partícula libre de momento $\boldsymbol{p}_\text{f} = \hbar\boldsymbol{k}_\text{f}$ y de función de onda $e^{i\boldsymbol{k}_\text{f}\cdot\boldsymbol{r}}$.

El potencial radial $V(r)$ dispersa la radiación con una probabilidad proporcional al cuadrado de

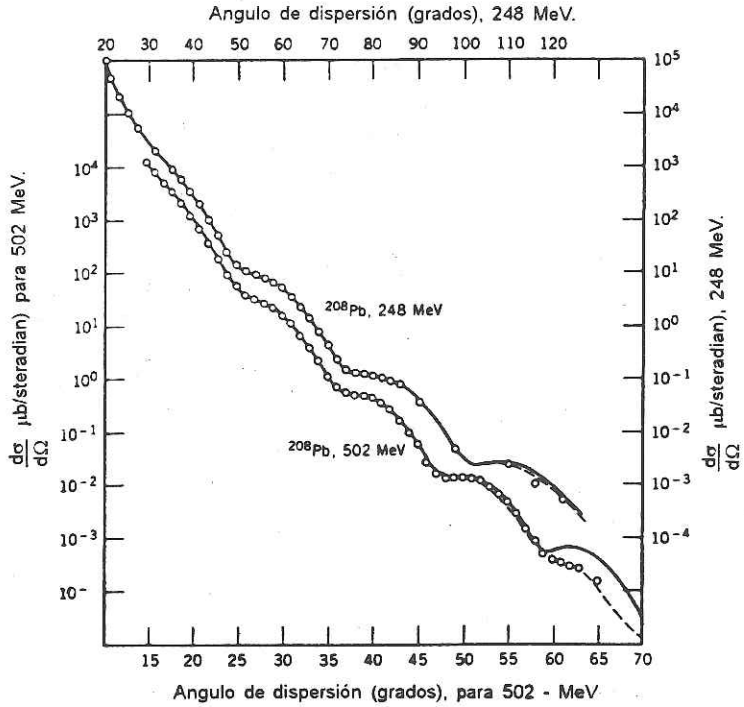


Figura 2.1: Dispersión elástica de electrones por ^{208}Pb. De J. Heisenberg y cols., *Phys. Rev. Lett.* **23**, (1969)1402.

$$F(\boldsymbol{k}_\text{i}, \boldsymbol{k}_\text{f}) = \int \psi_\text{f}^* V(r) \psi_\text{i} dv$$
$$F(\boldsymbol{q}) = \int e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}} V(r) dv, \qquad (2.1)$$

donde $\boldsymbol{q} = \boldsymbol{k}_\text{i} - \boldsymbol{k}_\text{f}$.

$V(r)$ es el potencial de interación entre el electrón y la distribución de carga en el núcleo, dada por $Ze\rho_e(r)$, donde r es la coordenada que describe la densidad de carga. Ver Fig. 2.2. Tomando en cuenta que $\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r} = qr\text{sen}\theta$ y que la distribución de carga tiene una simetría esférica, y asumiendo que $|\boldsymbol{p}_\text{f}| = |\boldsymbol{p}_\text{i}| = p$, se logra

$$F(q) = \frac{4\pi}{q} \int \text{sen} qr' \rho_e(r') r' dr', \qquad (2.2)$$

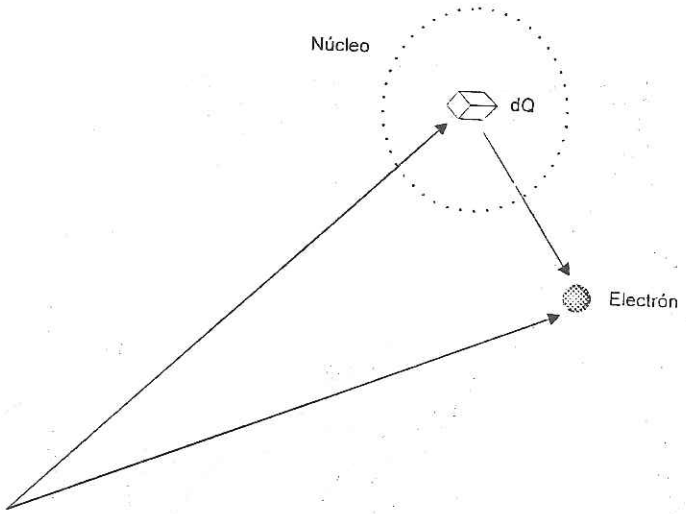


Figura 2.2: Coordenadas para experimentos de dispersión. El origen de coordenadas es arbitrario. $\boldsymbol{r}$ señala el elemento de carga dQ en el núcleo, y $\boldsymbol{r}$ es la posición del electrón.

donde q es $|q| = (2p/\hbar)\text{sen}(\alpha/2)$, siendo α el ángulo entre p_i y p_f. $F(q)$ es llamado factor de forma, cuya transformada de Fourier viene a ser $\rho_e(r')$.

Los resultados muestran que la densidad nuclear es aproximadamente constante en todo el núcleo y es la misma para todos los núcleos. El número de nucleones por unidad de volumen es aproximadamente constante.

$$\frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} =\sim \quad \text{constante.} \tag{2.3}$$

Lo que nos lleva a la relación

$$R = R_0 A^{1/3}, \tag{2.4}$$

donde R es el radio del núcleo. De los experimentos con dispersión de electrones, como los que se muestran en la Fig. 2.3 se obtiene $R_0 \simeq 1,2$ fm.

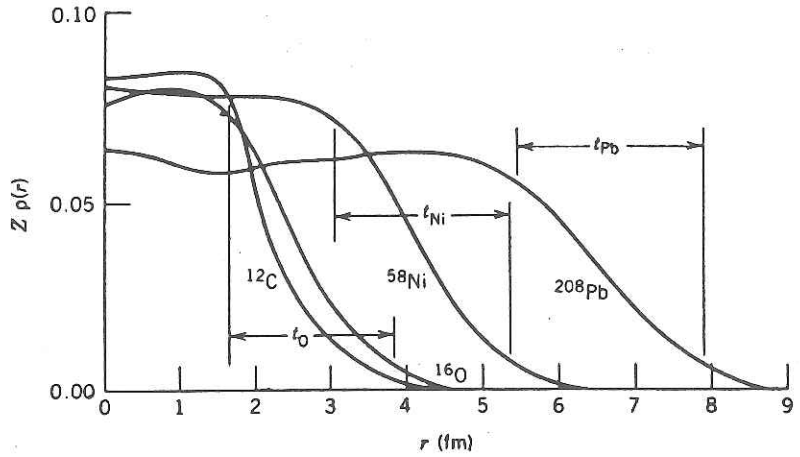


Figura 2.3: Distribución de carga de varios núcleos, determinada por dispersión de electrones. De R.C. Barrett y D.F. Jackson, *Nuclear Sizes and Structure* (Oxford:Clarendon, 1977), adaptados por K. S. Krane, *Introductory to Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, New York, 1987.

El espesor de la corteza nuclear, t, es definido como la distancia en la que la densidad de carga cae de 90% a 10%. El valor de t es aproximadamente 2,3 fm.

Una de las formas de obtener el radio nuclear es midiendo la diferencia de energía nuclear. Consideremos los núcleos ${}^3_1H_2$ y ${}^3_2He_1$. La diferencia entre los valores de energía de estos núcleos viene de la interacción coulombiana entre los protones, la que se puede calcular suponiendo una distancia entre estos nucleones, relacionada con el tamaño de los núcleos.

Para calcular de la diferencia de los valores de energía coulombiana, debido a que un protón reemplaza a un neutrón en un núcleo, es necesario tomar núcleos espejo, como ${}^{13}_7N_6$ y ${}^{13}_6C_7$.

La energía coulombiana de una esfera uniformemente cargada de radio R es

$$E_c = \frac{3}{5}\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{Q^2}{R}, \tag{2.5}$$

donde Q es la carga total de la esfera.

La diferencia de los pares de núcleos espejo es

$$\Delta E_c = \frac{3}{5}\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{e^2}{R}\left[Z^2-(Z-1)^2\right] \quad (2.6)$$

$$= \frac{3}{5}\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{e^2}{R}(2Z-1). \quad (2.7)$$

Usando $R = R_0 A^{1/3}$ se obtiene

$$\Delta E_c = \frac{3}{5}\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{e^2}{R}A^{2/3}. \quad (2.8)$$

La medición de la diferencia de energía coulombiana en núcleos espejo puede hacerse por dos métodos. El primero mediante la detección de emisión β, donde un protón se convierte en neutrón, emitiendo un electrón positivo o positrón. El segundo es mediante reacciones nucleares, bombardeando un núcleo con protones, de modo que se emita un neutrón y el protón ocupe su lugar. La diferencia de energía coulombiana será igual a la mínima energía necesaria para producir la reacción.

Usando las diversas técnicas para medir el radio nuclear se obtiene esencialmente el mismo valor que el calculado con $R_0 = 1,2 - 1,25$fm.

2.1.2 Distribución de la masa nuclear

En una colisión nuclear entra en juego la fuerza nuclear y la fuerza coulombiana. En tal razón, las colisiones nucleares dan información sobre la distribución de los protones y neutrones.

En la dispersión de partículas α por un núcleo pesado, se tendrá dos etapas nítidamente diferenciadas. La primera, cuando las partículas α están sometidas a la repulsión coulombiana; y la segunda, cuando las partículas α entran en el rango de acción de las fuerzas nucleares ejercidas por el núcleo pesado. En este caso, las mediciones de dispersión angular de partículas α, en función de la energía, estarán de acuerdo con la dispersión coulombiana de las partículas α que no vencen la barrera coulombiana. Ello permite calcular la energía límite, para luego obtener el radio nuclear como la distancia mínima a la que se puede acercar una partícula α bajo sólo el campo coulombiano. Ver Fig. 2.4. Otra forma de medir el radio nuclear es mediante el decaimiento α. Las partículas α salen de los núcleos con una vida media en función de la forma de la barrera coulombiana, la que depende de la distribución de la masa nuclear. Ver Fig. 2.5.

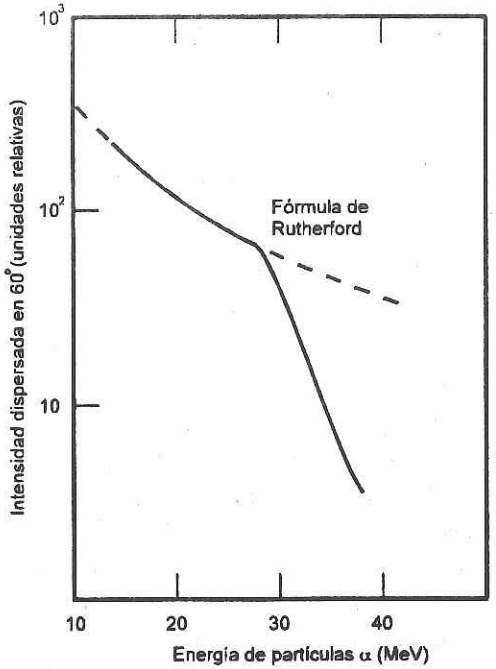


Figura 2.4: Ruptura entre la dispersión coulombiana y el acercamiento de una partícula α al núcleo del blanco Pb.

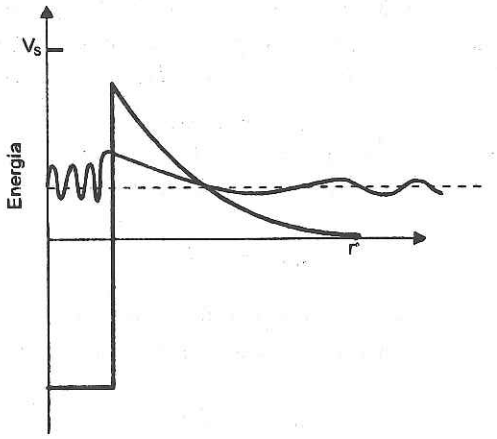


Figura 2.5: Barrera de penetración en el decaimiento α.

Hay una serie de otros métodos para medir el radio de la masa nuclear. Los resultados muestran que éste es el mismo que el radio de la carga nuclear, con una aproximación de 0,1 fm.

2.1.3 Masa y abundancia nuclear

La masa nuclear es el resultado de la masa de los nucleones, $Zm_p + Nm_n$, y de la energía de ligadura, producto de la interacción nuclear. Esta energía de ligadura es del orden de 10^{-3} respecto a la masa del núcleo. Por esta razón, el número másico es aproximadamente igual a la masa del núcleo dividido por la masa de un nucleón.

La energía de ligadura se obtiene de la masa de los núcleos. Sin embargo, no se puede medir la masa nuclear. Lo que es accesible es la masa atómica. Para medir masas nucleares con una precisión de 10^{-6} se usa métodos espectroscópicos. Cuando los núcleos son separados por su masa y son focalizados en una placa fotográfica, se trata de un espectrógrafo. En el caso de los espectrómetros, los núcleos pasan por ranuras y llegan a ser detectados electrónicamente.

En un espectroscopio, se cuenta en primer lugar con una fuente de iones, producido generalmente por un bombardeo de un blanco con electrones. De la fuente, los iones tienen un amplio rango de velocidades y masas.

Los iones pasan luego por un selector de velocidades. Para ello, el haz de iones es sometido a un campo eléctrico $\boldsymbol{E}$ que ejerce una fuerza $q\boldsymbol{E}$ sobre los iones y un campo magnético $\boldsymbol{B}$, para contrarrestar el desvío con la fuerza qvB.

Las partículas sobre las que se equilibran las fuerzas y, por lo tanto, no se produce desvío, son aquellas para las cuales

$$qE = qvB. \tag{2.9}$$

Finalmente, se aplica un selector de momento, que desvía los iones a órbitas circulares de radio r según la relación

$$mv = qBr. \tag{2.10}$$

Como q, B y v son definidas, a cada masa le corresponderá un determinado r de trayectoria. Ver Fig. 2.6. De estas dos relaciones se obtiene

$$m = \frac{qrB^2}{E}. \tag{2.11}$$

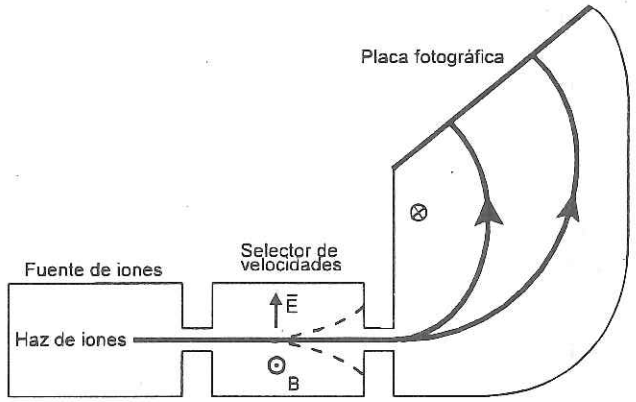


Figura 2.6: Vista esquemática de un espectrógrafo de masa.

La masa nuclear también puede determinarse de reacciones nucleares. En la reacción $x + X \rightarrow y + Y$, se puede medir la diferencia de los valores de la energía cinética, conocido como el valor Q de la reacción y usar la relación

$$Q = m(x) + m(X) - m(y) - m(Y). \tag{2.12}$$

Con el espectrómetro de masas, variando E y B, se puede determinar la abundancia isotópica relativa, es decir la fracción de isótopos que pasan por las ranuras que determinan las masas. Con este método se ha obtenido, por ejemplo, la abundancia relativa del Kr, de la que se calcula la masa promedio de Kr natural:

$$\begin{aligned} m &= 0,00356m(^{78}\mathrm{Kr}) + 0,0227m(^{80}\mathrm{Kr}) + \ldots \\ &= 83,8u. \end{aligned}$$

La separación isotópica en un espectrómetro es usada para procesar grandes cantidades de materiales. Una de sus aplicaciones es el enriquecimiento de uranio. Esta técnica tiene aplicaciones en diversos campos, por ejemplo en la determinación de la abundancia isotópica de deuterio y tritio en el agua, información que sirve para estudiar su antigüedad y altura de precipitación.

Recientemente se ha desarrollado la técnica de separación por láser. Esta técnica se basa en las diferencias de energía de excitación de los átomos con núcleos de diferente masa. En una primera etapa se trata de irradiar un haz de átomos con rayos láser de una energía precisa para llevarlos a un determinado nivel. Luego, en otra etapa, se irradia con rayos láser con una energía precisa para ionizar los átomos excitados, pudiendo luego ser desviados por un campo eléctrico, y colectados adecuadamente.

2.2 Energía de ligadura nuclear

La masa nuclear m_N no es accesible directamente. Por ello, ésta se define como la masa del átomo m_A menos la masa de los Z electrones y la energía de ligadura electrónica:

$$m_N = m_A - Zm_e + \sum_{i=1}^{Z} B_i, \tag{2.13}$$

donde B_i es la energía de ligadura del $i$ésimo electrón. La energía de ligadura electrónica es del orden de 10^{-6} la masa nuclear, de modo que una buena aproximación de la *energía de ligadura nuclear* de un núcleo, con Z protones y A nucleones, es:

$$B = Zm_{\rm p} + Nm_{\rm n} - m(^A{\rm X}) + Zm_e, \tag{2.14}$$

donde $m(^A{\rm X})$ es la masa atómica de $(^A{\rm X})$. También se usa la definición *defecto de masa*:

$$\Delta = m - A. \tag{2.15}$$

Asimismo, es útil determinar la *energía de separación del protón*, $S_{\rm p}$, a partir del núcleo ${}^A_Z{\rm X}_N$, la que es expresada como:

$$\begin{aligned} S_{\rm p} &= B({}^A_Z{\rm X}_N) - B({}^{A-1}_{Z-1}{\rm X}_N) \\ &= m({}^{A-1}_{Z-1}{\rm X}_N) - m({}^A_Z{\rm X}_N) + m({}^1{\rm H}). \end{aligned} \tag{2.16}$$

La masa de ^{1}H aparece en lugar de la masa del protón porque se está considerando la masa atómica.

En forma similar se puede definir la *energía de separación de un neutrón*

$$\begin{aligned} S_{\rm n} &= B({}^A_Z{\rm X}_N) - B({}^{A-1}_{Z}{\rm X}_{N-1}) \\ &= m({}^{A-1}_{Z}{\rm X}_{N-1}) - m({}^A_Z{\rm X}_N) + m_{\rm n}. \end{aligned} \tag{2.17}$$

Otra cantidad útil es la *energía de ligadura promedio*, B/A. La *energía de ligadura promedio* con tendencia creciente desde $A = 1$ hasta $A = 60$ y con una media de aproximadamente 8 MeV. Ver Fig. 2.7.

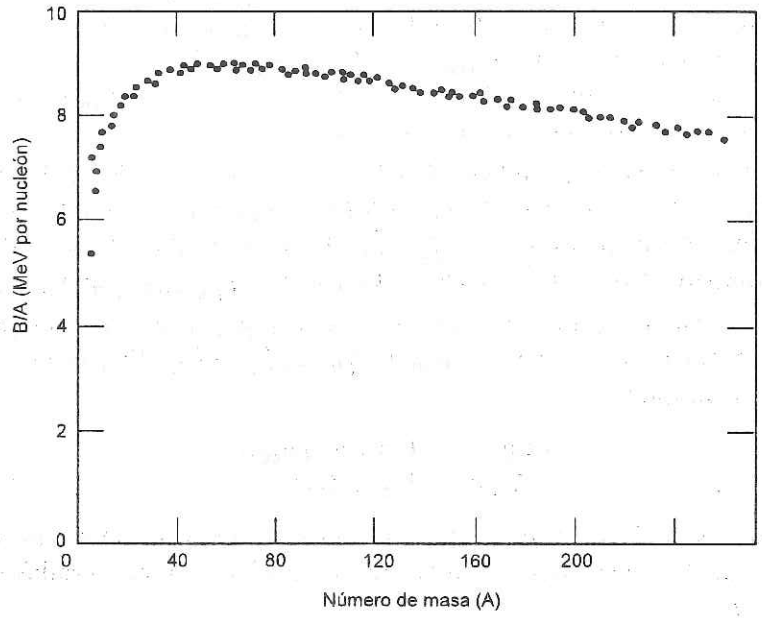


Figura 2.7: Energía de ligadura por nucleón.

Basado en las propiedades del núcleo se puede deducir una fórmula semi empírica de B.

Como B/A es aproximadamente constante, el primer término será la *energía de volumen*, $B = a_V A$, donde a_V es una constante, del orden de 8 MeV. La fuerza de ligadura es de corto alcance, por lo que un nucleón interactúa con sus vecinos. Por ello, el primer término de B es proporcional al volumen. Sin embargo, los nucleones que se encuentran en la superficie sólo interactúan con los nucleones interiores, por lo que es conveniente añadir el término correctivo proporcional a la superficie $-a_S A^{2/3}$.

2.3 Momento angular nuclear y paridad

Considerando el potencial nuclear como central, tanto $\boldsymbol{l}$ como $\boldsymbol{s}$ y por lo tanto $\boldsymbol{j}$ son constantes. El momento angular total es representado por $\boldsymbol{I}$ y cumple con las propiedades cuánticas $\boldsymbol{I}^2 = I(I+1)$ e $I_z = m\hbar$, donde $m = -I, ..., I$. Contrario a lo que pasa en física atómica, no hay campo tan fuerte como para romper el acoplamiento entre nucleones y dar lugar a $2j+1$ sub estados para cada nucleón. El comportamiento de I es entonces como el de una partícula.

Muchas veces, las propiedades del núcleo corresponden a las del nucleón de valencia, entonces $I = j$. En otros casos, esas las determinan dos nucleones, en cuyo caso $\boldsymbol{I} = \boldsymbol{j}_1 + \boldsymbol{j}_2$. También sucede que un nucleón interactúe con el resto del núcleo, entonces $\boldsymbol{I} = \boldsymbol{j}_{\text{partícula}} + \boldsymbol{J}_{\text{núcleo}}$.

Así, los valores j son semienteros y las componentes z del momento angular total de los nucleones son $(\pm\frac{1}{2}\hbar, \pm\frac{3}{2}\hbar, \pm\frac{5}{2}\hbar)$. Ello tiene como consecuencia que:

A impar: I = semientero
A par: I = entero

Junto con el espín nuclear, se tiene la *paridad*. Esta puede ser positiva o negativa. Tanto el espín como la paridad nuclear son expresadas en el símbolo I^π.

2.4 Momento electromagnético nuclear

Las distribuciones de carga y de corriente en el núcleo son expresadas como *momento multipolar* electromagnético, considerando las características cuánticas del núcleo, es decir los operadores respectivos.

La distribución más simple de carga la da un núcleo esférico, lo que corresponde a un monopolo eléctrico. Una corriente circular genera un dipolo magnético.

El momento eléctrico tiene también una paridad, la que está dada por $(-1)^L$, donde L es el orden del momento eléctrico. $L = 1$, para el monopolo; $L = 2$ para el dipolo, etc. La paridad del momento magnético es $(-1)^{L+1}$.

El monopolo eléctrico es Ze. El dipolo magnético es μ. Una espira circular con corriente i, que rodea un área A, tiene un momento magnético $|\mu| = iA$. Si la corriente es causada por un electrón con velocidad v, entonces

$$|\mu| \frac{e}{(2\pi r/v)} \pi r^2 = \frac{evr}{2} = \frac{e}{2m}|l|, \tag{2.18}$$

donde $|l|$ es mvr. En cuántica tendríamos

$$\mu = \frac{e\hbar}{2m} l, \tag{2.19}$$

donde l es el número cuántico del momento angular orbital.

La cantidad $e\hbar/2m$ es el *magnetón*. Para el electrón se tiene el *magnetón de Bohr* $\mu_B = 5,7884 \times 10^{-5}$ eV/T. Considerando la masa del protón, se define el *magnetón nuclear* $\mu_N = 3,1525 \times 10^{-8}$ eV/T.

Podemos también expresar lo siguiente:

$$\mu = g_l l \mu_N, \tag{2.20}$$

donde g_l es el factor g, asociado con el momento angular l. El factor g_l es 1 para protones y 0 para neutrones (no tienen carga).

Para el espín intrínseco se usa la misma nomenclatura:

$$\mu = g_s s \mu_N, \tag{2.21}$$

donde $s = 1/2$ para protones, neutrones y electrones. La cantidad g_s es el *factor espín*, el que es resuelto en el marco de la mecánica cuántica. Los valores experimentales son:

electrón:	g_s	=	2,0023
protón:	g_s	=	5,5856912 ± 0,0000022
neutrón:	g_s	=	- 3,8260837 ± 0,0000018

Cabe anotar que el factor espín no es entero para el protón y no es cero para el neutrón, lo que es un indicio que los nucleones no son partículas puntuales, sino que tienen una estructura.

Vemos que el factor espín del protón es 3,6 mayor que su valor esperado (2) como partícula puntual y el neutrón es 3,6 menor que el valor esperado (0) como partícula puntual. Estos resultados concuerdan con predicciones de la teoría de los quarks.

Los nucleones se acoplan de modo que en la mayoría de los núcleos par-par tienen un momento angular total igual a cero. El momento angular proviene de los nucleones periféricos.

El momento cuadrupolar eléctrico está dado por

$$eQ = e \int \psi^*(3z^2 - r^2)\psi dv, \tag{2.22}$$

para un protón. Para un neutrón orbitando $Q = 0$.

El momento cuadrupolar eléctrico puede ser estimado suponiendo sólo el nucléon de valencia, el que se puede asociar con un radio nuclear. El valor de Q puede ser estimado a $|eQ| \leq eR^2A^{2/3}$, el que va desde 0,06 eb hasta 0,5 eb, donde b es un *barn* igual a $10^{-28}\mathrm{m}^2$.

2.5 Estados nucleares excitados

Como en el caso de los átomos, el núcleo tiene estados excitados, los que resultan de las propiedades nucleares y sus características cuánticas. Los núcleos excitados decaen al estado fundamental.

Los estados nucleares excitados provienen de la deformación del núcleo, de la rotación, de las vibraciones, de la interacción de las partículas de valencia con el resto del núcleo, entre otras. Las características de estos niveles son energía de excitación, vida media y formas de decaimiento. El trabajo de tabulación de las formas de decaimiento de los núcleos ha sido amplio como intenso el trabajo de interpretación. Ello ha dado lugar a inumerables modelos, algunos de los cuales daremos a conocer en los siguientes capítulos.

Capítulo 3

La fuerza entre nucleones

La naturaleza de la fuerza nuclear se expresa en las propiedades del núcleo. Sin embargo, la complejidad del núcleo no permite una visión simple de esa fuerza. En tal sentido, es conveniente comenzar estudiando el núcleo compuesto por dos nucleones.

3.1 El deuterón

El *deuterón*, ^{2}H, designado también por D, está compuesto por un protón y un neutrón, el más simple sistema ligado de nucleones. Este sistema no tiene un estado excitado ligado. Vamos a estudiar las otras propiedades de este núcleo.

3.1.1 Energía de ligadura

La energía de ligadura se puede calcular usando la ecuación (2.14). Con el valor

$$m(^2\mathrm{H}) = 2,014101789 \pm 0,000000021u, \tag{3.1}$$

determinada con métodos espectroscópicos, se obtiene

$$B = [m(^1\mathrm{H}) + m(\mathrm{n}) - m(^2\mathrm{H})] = 2,22463 \pm 0,00004 \ \mathrm{MeV}. \tag{3.2}$$

Este valor es pequeño en comparación con la energía de ligadura promedio de los núcleos que es de 8 MeV.

Supongamos que el protón y el neutrón del deuterón interactúan a través de un pozo de potencial de la forma

$$V(r) = -V_0 \text{ para } r < R, \tag{3.3}$$
$$= 0 \text{ para } r > R, \tag{3.4}$$

donde r es la separación entre protón y neutrón y R es el diámetro del deuterón. Ver Fig. 3.1. Sea $u(r)$ la parte radial de la función de onda ψ(r) del deuterón en su estado de menor energía, $l = 0$, entonces

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2u}{dr^2} + V(r)u(r) = Eu(r). \tag{3.5}$$

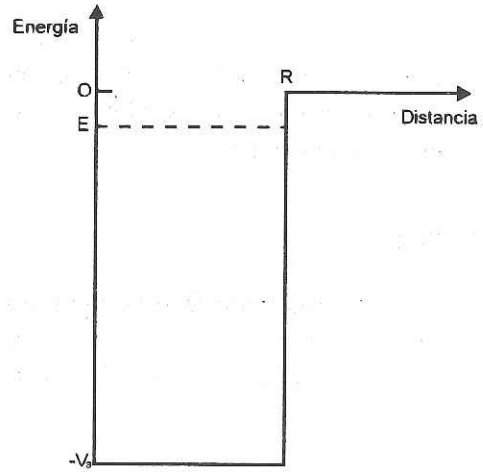


Figura 3.1: El pozo de potencial que representa el potencial nuclear entre los nucleones del deuterón.

La solución para $r < R$ es

$$u(r) = A\text{sen}(k_1 r) + B\cos(k_1 r), \tag{3.6}$$

con $k_1 = \sqrt{2m(E - V_0)/\hbar^2}$, y para $r > R$,

$$u(r) = Ce^{-k_2 r} + De^{+k_2 r}, \tag{3.7}$$

con $k_2 = \sqrt{-2mE/\hbar^2}$. Considerando la función de onda finita para $r \to \infty$ y $r \to 0$, debemos tener $D = 0$ y $B = 0$. De las condiciones de continuidad en r de u y du/dr en r resulta

$$k_1 cot(k_1 R) = -k_1. \tag{3.8}$$

De esta ecuación se establece una relación entre R y V. Como $R = 2,1$ fm, entonces $V_0 = 35$ MeV. La función de onda correspondiente se representa en la Fig. 3.2.

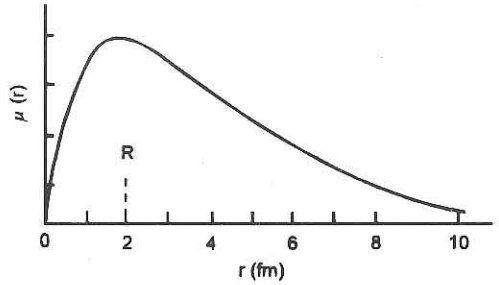


Figura 3.2: Función de onda del deuterio para $R = 2,1$ fm.

3.1.2 Espín y paridad

El momento angular $\boldsymbol{I}$ está dado por

$$\boldsymbol{I} = \boldsymbol{s}_\text{n} + \boldsymbol{s}_\text{p} + \boldsymbol{l}, \tag{3.9}$$

donde $\boldsymbol{s}_\text{n}$ y $\boldsymbol{s}_\text{p}$ son los espines del neutrón y el protón, respectivamente, y $\boldsymbol{l}$ es el momento angular orbital de los nucleones. El espín I del deuterón es 1. Entonces hay cuatro posibilidades:

a) $\boldsymbol{s}_\text{n}$ y $\boldsymbol{s}_\text{p}$ paralelos con $l = 0$,
b) $\boldsymbol{s}_\text{n}$ y $\boldsymbol{s}_\text{p}$ antiparalelos con $l = 1$,
c) $\boldsymbol{s}_\text{n}$ y $\boldsymbol{s}_\text{p}$ paralelos con $l = 1$,
d) $\boldsymbol{s}_\text{n}$ y $\boldsymbol{s}_\text{p}$ paralelos con $l = 2$.

Experimentos con reacciones nucleares con deuterones están de acuerdo con paridad par del deuterón. Como se ha visto que la paridad asociada con el momento angular está dada por $(-1)^l$, entonces $l = 0$ o $l = 2$.

3.1.3 Momento dipolar magnético

Si $l = 0$, el momento magnético es generado sólo por los espines de los nucleones:

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_{\rm n} + \mu_{\rm p} \\ &= \frac{g_{sn}\mu_{\rm N}}{\hbar} s_{\rm n} + \frac{g_{sp}\mu_{\rm N}}{\hbar} s_{\rm p}, \end{aligned} \tag{3.10}$$

donde $g_{sn} = -3,826084$ y $g_{sp} = 5,585691$. El valor máximo del componente z del momento magnético resulta cuando los espines tienen el valor $(+\frac{1}{2}\hbar)$, entonces:

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{1}{2}\mu_{\rm N}(g_{sn} + g_{sp}) \\ &= 0,879804\mu_{\rm N}. \end{aligned} \tag{3.11}$$

El valor experimental es $0,8574376 \pm 0,0000004\mu_{\rm N}$. La discrepancia puede venir de una pequeña contribución del estado d ($l = 2$) en la función de onda. Esto significa

$$\psi = a_{\rm s}\psi(l = 0) + a_{\rm d}\psi(l = 2). \tag{3.12}$$

Calculando el momento magnético de esta función de onda, resulta:

$$\mu = a_{\rm s}^2\mu(l = 0) + a_{\rm d}^2\mu(l = 2), \tag{3.13}$$

donde $\mu(l = 0)$ viene de la ecuación (3.13) y $\mu(l = 2) = \frac{1}{4}(3 - g_{sn} - g_{sp})\mu_{\rm N}$ es el valor para el estado d. El valor experimental es compatible con $a_{\rm s}^2\mu(l = 0) = 0,96$ y $a_{\rm d}^2\mu(l = 2) = 0,04$.

3.1.4 Momento cuadrupolar eléctrico

El momento cuadrupolar del deuterio es

$$Q = 0,00288 \pm 0,00002 \text{ b}. \tag{3.14}$$

Este valor no nulo es compatible con una participación del estado $l = 2$.

El momento cuadrupolar, de acuerdo a la ecuación (2.22), resulta

$$Q = \frac{\sqrt{2}}{10} a_{\rm s} a_{\rm d} < r^2 >_{\rm sd} - \frac{1}{20} a_{\rm d}^2 < r^2 >_{\rm dd}, \tag{3.15}$$

donde $< r^2 >_{\rm sd} = \int r^2 R_{\rm s}(r) R_{\rm d}(r) dr$ es la integral de r^2 sobre las funciones de onda. $< r^2 >_{\rm dd}$ es definido en forma similar. Usando los porcentajes de participación de los estados s y d, deducidos del valor de μ, se logra un buen acuerdo con el valor experimental de Q. Estos resultados como los correspondientes al momento magnético deben ser tomados con cuidado, porque falta considerar aspectos como las interacciones espín órbita, los efectos relativistas y los intercambios de mesones.

3.2 Dispersión nucleón-nucleón

Para la interacción nucleón-nucleón se establece un pozo de potencial similar al que se da en el caso de deuterón, con la diferencia que $E > 0$. Para la ecuación de Schrödinger suponemos que $l = 0$, puesto que considerando que el parámetro de impacto es del orden de $R \simeq 1$ fm. Por lo tanto, el momento angular es mvR, donde v es la velocidad del nucleón incidente. Si el momento es cuantizado, entonces $mvR = l\hbar$. Si $mvR \ll \hbar$, entonces $l = 0$ y

$$T = \frac{1}{2}mv^2 \ll \frac{\hbar^2}{2mR^2} = 20\text{MeV}. \tag{3.16}$$

De modo que para valores mucho menores que 20 MeV, como es el caso que vamos a tratar ahora, tomaremos $l = 0$.

La solución para el problema de un pozo de potencial para $r < R$ está dada por la ecuación (3.6). La condición que $u(r)/r$ sea finito para $r \to 0$ produce $B = 0$. Para $r > 0$ se tiene

$$u(r) = C'\text{sen}(k_2 r) + D'\cos(k_2 r), \tag{3.17}$$

con $k_2 = \sqrt{2mE/\hbar^2}$. Es conveniente replantear la ecuación (3.17) en la forma

$$u(r) = C\text{sen}(k_2 + \delta), \tag{3.18}$$

donde

$$C' = C\cos(\delta) \quad y \quad D' = C\text{sen}(\delta). \tag{3.19}$$

Las condiciones de contorno para u y du/dr dan

$$C\text{sen}(k_2 R + \delta) = A\text{sen}(k_1 R), \tag{3.20}$$

y

$$k_2 C\cos(k_2 R + \delta) = k_1 A\cos(k_1 R). \tag{3.21}$$

De estas dos ecuaciones resulta

$$k_2\cot(k_2 R + \delta) = k_1\cot(k_1 R). \tag{3.22}$$

Dando E, V_0 y R, se puede resolver δ.

Un potencial atractivo tendrá un *corrimiento de fase* δ positivo y el potencial repulsivo tendrá un *corrimiento de fase* negativo.

El problema de la dispersión por un pozo de potencial puede ser visto en forma más general. La onda incidente está representada por

$$\psi_{\text{incidente}} = Ae^{ikz}. \tag{3.23}$$

Tomando la dependencia del tiempo resulta

$$\psi(z,t) = Ae^{i(kz-wt)}, \tag{3.24}$$

la que siempre se mueve en la dirección $+z$. Expresando la función de onda en coordenadas esféricas, se tiene

$$\psi_{\text{incidente}} = \frac{A}{2ik}\left[\frac{e^{ikr}}{r} - \frac{e^{-ikr}}{r}\right]. \tag{3.25}$$

Por la conservación de partículas en la dispersión, la función sufrirá sólo un cambio de fase, entonces

$$\psi(r) = \frac{A}{2ik}\left[\frac{e^{i(kr+\beta)}}{r} - \frac{e^{-ikr}}{r}\right], \tag{3.26}$$

donde β es el cambio de fase. Esta expresión puede ser reducida a

$$\psi(r) = \frac{C}{2i}e^{-i\delta_0}\left[\frac{e^{i(kr+2\delta_0)}}{r} - \frac{e^{-ikr}}{r}\right]. \tag{3.27}$$

De modo que $\beta = 2\delta_0$ y $A = kCe^{-i\delta_0}$. La función de onda dispersada será

$$\begin{aligned}\psi_{\text{dispersada}} &= \psi - \psi_{\text{incidente}} \\ &= \frac{A}{2ik}(e^{2i\delta_0} - 1)\frac{e^{ikr}}{r}.\end{aligned} \tag{3.28}$$

La corriente dispersada por unidad de área será:

$$\begin{aligned}j_{\text{dispersada}} &= \frac{\hbar}{2mi}(\psi^*\frac{\partial\psi}{\partial r} - \frac{\partial\psi^*}{\partial r}\psi) \\ &= \frac{\hbar|A|^2}{mkr^2}\text{sen}^2(\delta_0),\end{aligned} \tag{3.29}$$

siendo la corriente incidente

$$j_{\text{incidente}} = \frac{\hbar k|A|^2}{m}. \tag{3.30}$$

Ver Fig. 3.3.

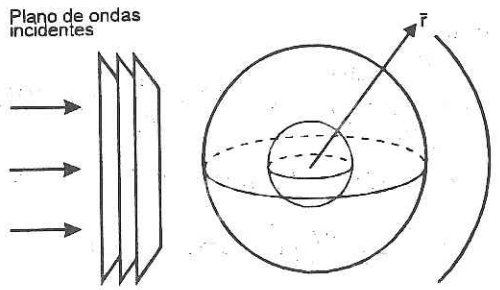


Figura 3.3: Las coordenadas para la dispersión.

La probabilidad $d\sigma$ que una partícula incidente sea dispersada en el ángulo sólido $d\Omega$ es

$$d\sigma = \frac{(j_{\text{dispersada}})(r^2 d\Omega)}{j_{\text{incidente}}}, \tag{3.31}$$

de donde se tiene

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\text{sen}^2(\delta_0)}{k^2}. \tag{3.32}$$

La sección eficaz total será

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \tag{3.33}$$

En el caso de $l = 0$ se tiene

$$\begin{aligned} \sigma &= 4\pi \frac{\partial \sigma}{d\Omega} \\ &= \frac{4\pi \text{sen}^2 \delta_0}{k^2}. \end{aligned} \tag{3.34}$$

Regresemos a la ecuación (3.22), definiendo

$$\alpha = -k_1 \cot(k_1 R), \tag{3.35}$$

de donde

$$\text{sen}^2(\delta_0) = \frac{\cos(k_2 R) + (\alpha/k_2)\text{sen}(k_2 R)}{1 + \alpha^2/k_2^2}. \tag{3.36}$$

En otros términos,

$$\sigma = \frac{4\pi}{k_2^2 + \alpha^2}(\cos(k_2 R) + \frac{\alpha}{k_2}\text{sen}(k_2 R)). \tag{3.37}$$

En el caso del deuterón, si tomamos el $E \ll V_0$, $R \approx 2$ fm, se logra

$$\sigma \simeq \frac{4\pi}{\alpha^2}(1 + \alpha R) = 4,6 \text{ b}. \tag{3.38}$$

Los valores experimentales de σ en bajas energías es de 20,4 b. Para establecer las razones de la discrepancia, veamos las interacciones entre los espines de los nucleones. El espín del deuterón $\boldsymbol{S} = \boldsymbol{s}_\text{p} + \boldsymbol{s}_\text{n}$ tiene

una magnitud de 0 o 1, según el alineamiento de los espines. Para $S = 1$ hay tres posibilidades de componentes z (-1, 0, +1) y para $S = 0$ hay una sola. Dado que la sección eficaz es diferente para cada caso,

$$\sigma = \frac{3}{4}\sigma_\text{t} + \frac{1}{4}\sigma_\text{s}. \tag{3.39}$$

El deuterio tiene $S = 1$, por lo que usamos el valor calculado $\sigma_\text{t} = 4,6$ b. De la ecuación anterior y del resultado experimental $\sigma = 20,4$ b, se obtiene $\sigma_\text{s} = 67,8$ b. Ver Fig. 3.4. Ello muestra que la fuerza nuclear

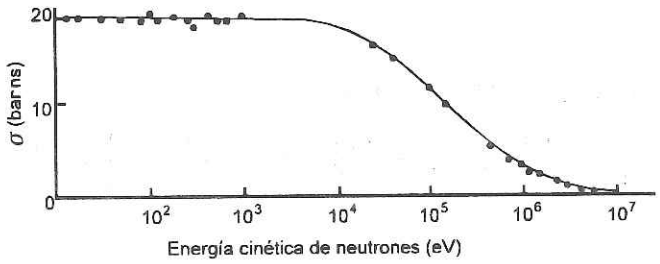


Figura 3.4: La sección eficaz de dispersión neutrón protón a baja energía. De R.K. Adair, *Rev. Mod. Phys. C* **22**, (1950)249, con resultados adicionales de T.L. Houk, *Phys. Rev. C* **3** 1970(1886).

es fuertemente dependiente del espín. Del simple hecho que no existe $S = 0$ podemos concluir que la fuerza nuclear es dependiente del espín.

Hay varios experimentos que muestran la dependencia de la sección eficaz del espín. Entre ellas podemos mencionar la dispersión de neutrones por moléculas de hidrógeno y la difracción de neutrones por cristales que contienen hidrógeno.

3.3 Características de la fuerza nuclear

3.3.1 Dependencia radial y del espín de los nucleones

La primera aproximación de la fuerza nuclear corresponde a un potencial radial central $V_\text{c}(r)$, cuyo rango es independiente de la forma de dicho potencial.

La inobservancia de un estado singlete del deuterón sugiere que el potencial debe depender del espín de los dos nucleones. Los experimentos también sugieren la paridad + del potencial y su invariancia ante la inversión del tiempo.

Dado que, bajo la inversión del tiempo, el momento lineal y angular cambian de signo, podemos considerar los términos más simples que contienen los espines de ambos núcleos interactuantes, que vienen a ser $s_1 \cdot s_2$. Los valores de $s_1 \cdot s_2$ dados por

$$s_1 \cdot s_2 = \frac{1}{2}\left[S(S+1) - s_1(s_1+1) - s_2(s_2+1)\right]\hbar^2. \tag{3.40}$$

Para triplete ($S = 1$) viene a ser

$$< s_1 \cdot s_2 >= \frac{1}{2}\left[1(1+1) - \frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1) - \frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1)\right] = \frac{1}{4}\hbar^2, \tag{3.41}$$

y para singlete ($S = 0$) es

$$< s_1 \cdot s_2 >= \frac{1}{2}\left[0(0+1) - \frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1) - \frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1)\right] = -\frac{3}{4}\hbar^2. \tag{3.42}$$

De modo que las diferencias entre las secciones eficaces del singlete y del triplete, y la dependencia de la energía, pueden ser logradas de la dependencia radial

$$V(r) = -(\frac{s_1 \cdot s_2}{\hbar^2} - \frac{1}{4})V_1(r) + (\frac{s_1 \cdot s_2}{\hbar^2} + \frac{3}{4})V_3(r), \tag{3.43}$$

donde $V_1(r)$ y $V_3(r)$ son expresiones de los potenciales correspondientes al estado singlete y triplete, respectivamente.

3.3.2 Dependencia tensorial

El hecho de que el cuadrupolo del deuterón no es nulo para ($l = 0$), sugiere que el potencial depende de $\boldsymbol{r}$ pero no solamente de r. Recordando que el potencial debe ser invariante en la paridad, podemos plantear

que la contribución tensorial del potencial entre nucleones es $V_T(r)S_{12}$, donde $V_T(r)$ contiene la dependencia radial, y

$$S_{12} = 3(s_1 \cdot r)(s_2 \cdot r)/r^2 - s_1 \cdot s_2. \tag{3.44}$$

3.3.3 Otras características de la fuerza entre nucleones

La fuerza entre nucleones es simétrica respecto a la carga, es decir que es idéntica sea que se trate de la fuerza protón- protón o que se trate de la fuerza neutrón-neutrón. Corrigiendo la contribución coulombiana, para el singlete pp se tiene los parámetros

$$\begin{aligned} a &= -17,1 \pm 0,2\text{fm}, \\ r_0 &= 2,84 \pm 0,003\text{fm}, \end{aligned}$$

lo que está de acuerdo con los parámetros nn, $a = -16,6 \pm 0,5$ fm, $r_0 = 2,66 \pm 0,15$ fm.

La interacción entre nucleones es casi independiente de la carga. En otras palabras las fuerzas nucleares nn, pp y np son las mismas. Esta aseveración no es tan concluyente, dado que la longitud de dispersión para np es (-23,7 fm). Ello puede ser explicado por el modelo de intercambio.

Por otro lado, la interacción nuclear es repulsiva a distancias pequeñas, lo que explica la constancia de la densidad en el centro nuclear cuando aumenta el número de nucleones. Una forma de expresar lo anterior es

$$\begin{aligned} V(r) &= +\infty, \quad d < R_{\text{núcleo}} \\ &= -V_0, \quad R_{\text{núcleo}} \leq r \leq R \\ &= 0, \quad r > R. \end{aligned} \tag{3.45}$$

De acuerdo a las observaciones del corrimiento de fase de la onda s, se tiene $R_{\text{núcleo}} \simeq 0,5$ fm.

Resultados experimentales de dispersión de nucleones polarizados sugieren que la fuerza entre nucleones tiene un componente espín-órbita de la forma $V_{so}(r)\boldsymbol{l} \cdot \boldsymbol{s}$, similar al que se da en física atómica.

3.4 El modelo de fuerza de intercambio

La saturación de la energía de ligadura y la constancia de la densidad nuclear al crecer el número de nucleones sugiere que las fuerzas son de corto alcance y repulsivas a distancias pequeñas. Este fenómeno lo encontramos en una molécula, entre átomos que intercambian electrones. Ello sugiere que entre nucleones también se genera el fenómeno de intercambio.

Existen otros experimentos que se explican con la hipótesis de intercambio de "algo" que convierte al neutrón en protón y al protón en neutrón, sin violar el principio de incertidumbre. Ello implica que $\Delta t < \hbar/(m_x c^2)$, dado que $\Delta E = mc^2$.

Si el rango de la fuerza es R, entonces

$$R = c\Delta t = \frac{\hbar c}{m_x c^2} = \frac{200\text{MeV} \cdot \text{fm}}{m_x c^2}. \qquad (3.46)$$

Ello significa que la masa de la partícula que se intercambia es de 200 MeV. Las características de la fuerza nuclear llevaron al planteamiento de la partículas pión, π, la que puede tener las cargas +1, 0 y -1. Los piones tienen un espín 0 y una masa en reposo de 139,6 MeV para el $\pi^{\pm}$ y 135,0 MeV para el π^0. Estas partículas dan cuenta de la interacción nuclear a las distancias 0,5 y 1,0 fm.

El modelo de intercambio genera una fuerza nuclear de la forma $e^{-r/R}/r$, donde $R = \hbar/m_\pi c = 1,5$ fm para piones.

Cálculos más precisos de este modelo producen la fórmula

$$V(r) = \frac{g_\pi^2 (m_\pi c^2)^3}{3(Mc^2)^2\hbar^2}\left[s_1 \cdot s_2 + S_{12}(1 + \frac{3R}{r} + \frac{3R^2}{r^2})\right]\frac{e^{-r/R}}{r/R}, \qquad (3.47)$$

donde g_π^2 es una constante de acoplamiento que da la intensidad de interacción y M es la masa del nucleón. Esta fórmula describe el comportamiento de largo rango de la fuerza nuclear.

Capítulo 4

Modelos nucleares

La forma como se trató el problema del deuterio no puede aplicarse a los núcleos más pesados, los que cuentan con un número elevado de nucleones. La ecuación de Schrödinger para un número de cuerpos correspondiente a núcleos pesados puede ser tratados sólo por métodos numéricos. Además, hay que tomar en cuenta que la fuerza nuclear es una fuerza a tres cuerpos. Para facilitar el tratamiento del núcleo se recurre a simplificaciones del problema hasta el punto de convertirlo en matemáticamente soluble, dando lugar a los modelos nucleares.

4.1 Modelo de capas

Examinando las propiedades nucleares se encuentran características similares a las encontradas en los átomos, las que dieron lugar al modelo de capas. Se tiene por ejemplo la energía de separación de protones y neutrones, la que muestra desviaciones de los valores que dan las fórmulas semi-empíricas, en forma similar a las variaciones de la energía de ionización. Ver Fig. 4.1.

La variación brusca en la energía de separación debería corresponder a una capa llena. Los correspondientes números mágicos vienen a ser Z o N = 2, 8, 20, 28, 50, 82.

En el marco del modelo de capas, cada nucleón está sometido a un potencial creado por el resto de nucleones. De esa forma se llega a la ocupación de cada sub capa por cada nucleón.

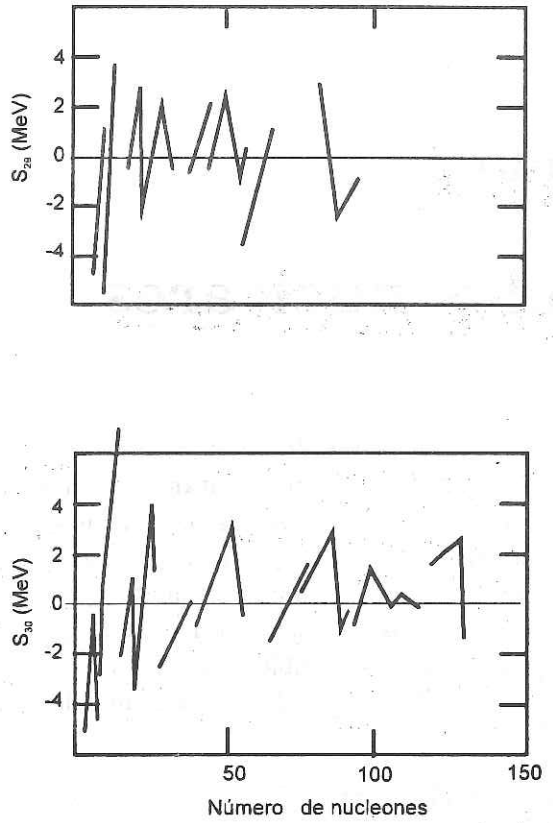


Figura 4.1: Energía de separación de dos protones de varios isótones (N constante).

4.2 Potencial en el modelo de capas

En el modelo de capas debe escogerse un potencial en el que se mueven los nucleones. Los más simples de ellos son el pozo del potencial y el potencial armónico simple. En ambos casos, para cada nivel se obtiene una degenerancia de $2(2l+1)$, que surge de los $2l+1$ diferentes m_l para el valor orbital l y de número 2 por los valores m_s. En la nomenclatura

de los niveles nucleares, 1d significa el primer estado d, 2d el segundo estado d, etc. Los neutrones y protones, son tratados en forma separada. Ver Fig. 4.2.

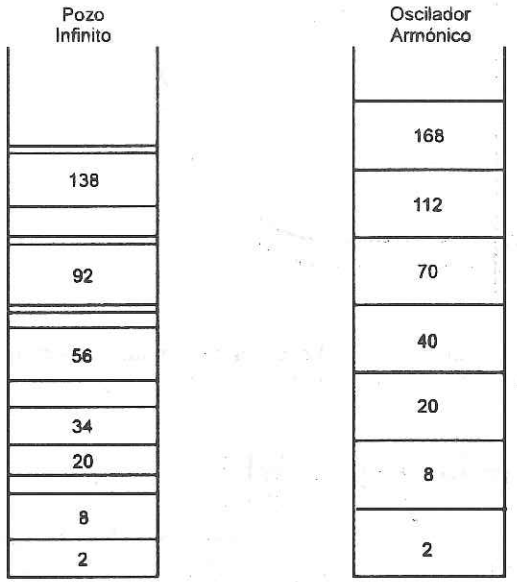


Figura 4.2: Estructura de capas resultante de un potencial cuadrado infinito y oscilador armónico.

Un potencial más realista que el pozo infinito de potencial y el potencial armónico puede ser dado por la fórmula

$$V(r) = \frac{-V_0}{1+\exp[(r-R)/a]}, \tag{4.1}$$

donde R y a son los radios medios y el espesor de la corteza nuclear, los que del experimento resultan aproximadamente $R = 1,25A^{1/3}$ fm y $a = 0,524$ fm. Ver Fig. 4.3. El valor de V_0, el que da cuenta de los valores de la energía de separación del protón y del neutrón, es de 50 MeV. Con este modelo se logra levantar la degenerancia de las capas mayores, obteniéndose los números mágicos 2, 8 y 20, pero no resultan los números mágicos mayores.

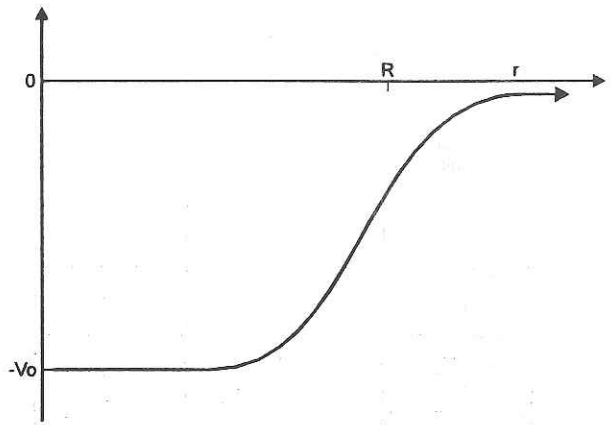


Figura 4.3: Una forma realista del potencial para el modelo de capas.

4.3 Potencial espín-órbita

Para lograr los números mágicos experimentales, se tuvo que añadir el término espín-órbita en forma similar a la que hace en la física atómica. En el caso de los electrones, este término viene de la interacción del momento magnético del electrón con el campo magnético generado por el electrón en movimiento orbital. En realidad, en el caso del núcleo, el término espín-órbita no viene de la interacción electromagnética, la que no explicaría la tremenda separación de niveles.

La interacción espín-órbita es expresada como $V_{so}(r)\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{s}$. El término $\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{s}$ puede ser expresado como

$$\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{s}=\frac{1}{2}(j^2-l^2-s^2). \tag{4.2}$$

Sin considerar V_{so}, el valor esperado de este término será

$$\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{s}=\frac{1}{2}[j(j+1)-l(l+1)-s(s+1)]\hbar^2. \tag{4.3}$$

De esa forma aparece el número cuántico j, puesto que m_l y m_s no son válidos.

El corrimiento que se logra con este término añadido logra los números cuánticos observados experimentalmente, prediciendo incluso el número 184, aún no observado. Otro éxito de este modelo es la predicción del espín y la paridad de los núcleos.

4.4 Nucleones de valencia

Vamos a considerar la hipótesis del *modelo de partículas extremadamente independientes*, en la que sólo un nucleón no está emparejado y que éste da cuenta de las propiedades del núcleo. Luego podemos extender este modelo a casos en que sólo algunos nucleones están fuera de una capa llena. Los resultados de los cálculos coinciden razonablemente con los valores experimentales. Las diversas cantidades como el espín-paridad, el momento dipolar magnético, el cuadrupolo eléctrico, los niveles de energía y la probabilidad de transición entre niveles son obtenidas con razonable concordancia con los valores experimentales.

Las propiedades de los núcleos arriba señaladas parecen venir entonces de los nucleones en la superficie nuclear. Cabe preguntarse sobre lo que pasa en el interior. Para ello, debemos medir alguna característica que venga precisamente del interior del núcleo, como lo es por ejemplo la distribución de densidad de partículas. En este caso, el modelo de la partícula independiente da cuenta también de este problema, confirmándose su validez.

4.5 Emparejamiento de nucleones y modelos colectivos

El primer nivel excitado de los núcleos con Z par y N par es bastante elevado respecto a los núcleos con A impar. Ello ha llevado a sugerir que para excitar un núcleo se debe romper una pareja de nucleones, para lo cual se necesita una energía de aproximadamente 2 MeV.

Existen anomalías, por ejemplo cuando el primer nivel excitado de un núcleo par-par tiene una energía mucho menor que 2 MeV y que corresponde a 2^+. Estas anomalías se explican por el paso de una pareja de nucleones de valencia a un nivel superior. En realidad, las posibilidades

de un par de protones o neutrones para cambiar de nivel emparejados puede dar lugar a estados 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+.

El modelo de capas es bastante simplificado. En realidad, un estado del núcleo es la combinación de varias posibilidades. Se llega a una situación en que varias propiedades de los núcleos son *propiedades colectivas*, para las cuales interviene el movimiento colectivo de los nucleones. Estas propiedades varían muy poco en función del tamaño del núcleo y es independiente del tipo de nucleones que se encuentren en la superficie nuclear, al exterior de las sub-capas llenas.

Otras propiedades colectivas que son explicadas por el modelo de capas es la razón de transición $E(4^+)/E(2^+)$ que es aproximadamente 2 para núcleos menores que $A = 150$ y constante igual a 3,3 para $150 < Z < 190$. El momento magnético de los estados 2^+ se encuentra en el rango $0,7 - 1,0$. El cuadrupolo eléctrico es pequeño para $A < 150$ y elevado para $A > 150$. Ello indica que las propiedades colectivas señaladas son nítidamente diferentes en las dos regiones de masa.

Para $A < 150$, el modelo apropiado corresponde a vibraciones alrededor de la forma esférica y para $150 < A < 190$ se trataría de rotaciones de un sistema deformado.

4.6 Vibraciones nucleares

Aunque en promedio el núcleo es esférico, la forma del núcleo en el tiempo t está dada por

$$R(t) = R_{\text{av}} + \sum_{\lambda \geq 1} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi). \qquad (4.4)$$

La simetría por reflexión da como condición $\alpha_{\lambda\mu} = \alpha_{\lambda-\mu}$. La constante ($\lambda = 0$) corresponde al radio promedio $R_{\text{av}} = R_0 A^{1/3}$.

$\lambda = 1$ corresponde a una vibración dipolar y debe corresponder a una interacción externa, dado que genera el desplazamiento del centro de masa. La vibración cuadrupolar $\lambda = 2$ corresponde a una excitación interna. El cuanto de vibración interna se trata del fonón. Una unidad de $\lambda = 2$ es llamado un *fonón cuadrupolar*. Ver Fig. 4.4. Una unidad

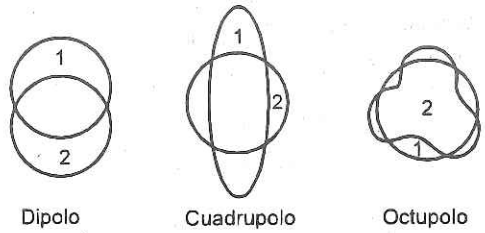


Figura 4.4: Los primeros tres modos de vibración de un núcleo.

adicional de energía de vibración, es decir un fonón cuadrupolar al estado fundamental 0^+, añade la dependencia $Y_{2\mu}$ a la función de onda y paridad par, desde que está dada por $(-1)^l$. Añadiendo dos unidades de momento angular al 0^+ resulta el estado 2^+, que corresponde al primer nivel excitado de los núcleos esféricos Z par y N par.

De acuerdo al modelo vibracional, si la forma para el equilibrio es esférica, el momento cuadrupolar del primer nivel 2^+ se anularía. Los resultados experimentales muestran que para $A < 150$, el cuadrupolo eléctrico es pequeño o casi nulo. El momento magnético del primer nivel 2^+ predicho es $2(Z/A)$, que está en el rango $0,8 - 1,0$, en acuerdo a las mediciones. Se obtiene también concordancia con las probabilidades de transición. Ver Fig. 4.5.

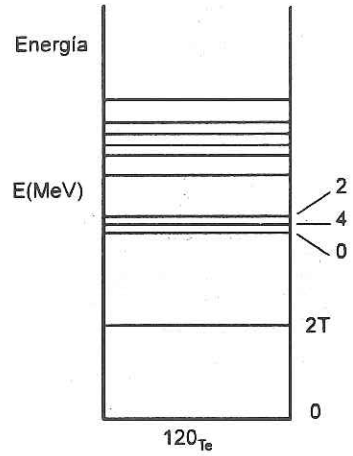


Figura 4.5: Los dos primeros niveles de vibración del ^{120}Te.

4.7 Rotaciones nucleares

Los niveles rotacionales corresponden a *núcleos deformados*, los que se encuentran para las masas $150 < A < 190$ y para $A > 220$. Los núcleos deformados pueden ser representados por

$$R(\theta, \phi) = R_{\text{av}} \left[1 + \beta Y_{20}(\theta, \phi)\right], \tag{4.5}$$

el cual es independiente de ϕ y tiene una simetría cilíndrica. El *parámetro de deformación* β está relacionado con la excentricidad de la elipse,

$$\beta = \frac{4}{3}\sqrt{\frac{\pi}{5}}\frac{\Delta R}{R_{\text{ave}}}, \tag{4.6}$$

donde ΔR es la diferencia entre el semieje mayor y el semieje menor de la elipse. Cuando β es positivo, el núcleo es prolato y cuando β es negativo el núcleo es oblato. Ver Fig. 4.6.

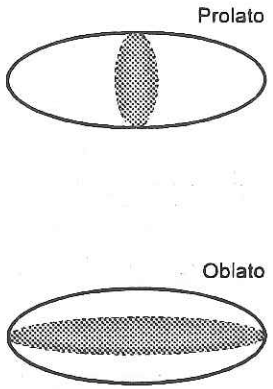


Figura 4.6: Formas de equilibrio oblato y prolato de núcleos deformados.

Para los núcleos deformados se tiene un valor grande del cuadrupolo eléctrico, el que se relaciona con β según

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} R_{\text{av}}^2 Z\beta(1 + 0,16\beta). \tag{4.7}$$

La energía cinética de rotación es $\frac{1}{2}\Im\omega^2$, donde $\Im$ es el momento de inercia. Tomando en cuenta la mecánica cuántica, la energía de rotación resulta

$$E = \frac{\hbar^2}{2\Im} I(I+1), \tag{4.8}$$

donde I es el número cuántico del momento angular. Los niveles de energía, dados por la fórmula (4.8) constituyen la *banda rotacional.*

Capítulo 5

Radiactividad

La radiactividad natural es un fenómeno en minerales de uranio y torio, los que tienen una vida media del orden de la edad de la Tierra. La radiactividad artificial fue provocada por primera vez en 1934 por Irene Curie y Frederic Joliot. Estos científicos usaron las partículas α de la radiactividad natural del polonio para bombardear aluminio, produciendo el isótopo ^{30}P, el que emite un positrón, con una vida media de 2,5 min.

5.1 Ley de decaimiento radiactivo

Si se tiene N núcleos radiactivos en el tiempo t, el número dN que decaen en el tiempo dt está dado por

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \tag{5.1}$$

donde λ es llamada *constante de desintegración*. De la ecuación (5.1) se obtiene la *ley exponencial del decaimiento radiactivo*:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \tag{5.2}$$

donde N_0, es el número inicial de nucleones presentes en $t = 0$. El periodo de semidesintegración es el tiempo necesario para que decaiga la mitad de núcleos radiactivos. Por lo tanto, usando la ecuación (5.2) se obtiene

$$t_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda}. \tag{5.3}$$

También se define la vida media τ, como el promedio de vida de los núcleos, es decir

$$\tau = \frac{\int_0^\infty t|dN/dt|dt}{\int_0^\infty |dN/dt|dt}. \tag{5.4}$$

De esta integral se obtiene

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \tag{5.5}$$

Una cantidad más fácil de tratar es la actividad $\mathcal{A}$, definida como $\mathcal{A} = -dN/dt$, que es el número de decaimientos por unidad de tiempo, lo que se puede medir. Usando la ley de decaimiento se logra

$$\mathcal{A}(t) = \lambda N(t) = \mathcal{A}_0 e^{-\lambda t}. \tag{5.6}$$

La unidad de actividad es el número de decaimientos por segundo, llamado *bequerelio* (Bq). Otra unidad para la actividad es el *curie* (Ci), definida como la actividad de un gramo de radio, o simplemente

$$1\text{Ci} = 3,7 \times 10^{10}\text{decaimientos/s}. \tag{5.7}$$

Las leyes exponenciales de decaimiento son aplicables cuando un número N de núcleos radiactivos 1 decae hacia un número de núcleos estables 2. De modo que el número de núcleos presentes es

$$N_1 = N_0 e^{-\lambda_1 t} \tag{5.8}$$
$$N_2 = N_0(1 - e^{-\lambda_1 t}). \tag{5.9}$$

Los núcleos pueden decaer en dos modos diferentes. Entonces

$$\lambda_\mathrm{a} = \frac{-(dN/dt)_\mathrm{a}}{N}$$
$$\lambda_\mathrm{b} = \frac{-(dN/dt)_\mathrm{b}}{N}. \tag{5.10}$$

El decaimiento total será

$$-(\frac{dN}{dt})_t = -(\frac{dN}{dt})_a - (\frac{dN}{dt})_b = N(\lambda_a + \lambda_b) = N\lambda_t, \tag{5.11}$$

donde $\lambda_t = \lambda_a + \lambda_b$ es la constante de decaimiento total.

Entonces, considerando dos tipos decaimiento a núcleos estables se tendrá

$$\begin{aligned} N_1 &= N_0 e^{-\lambda_{1,t} t} \\ N_{2,a} &= (\lambda_a/\lambda_t)N_0(1 - e^{-\lambda_{1,t} t}) \\ N_{2,b} &= (\lambda_b/\lambda_t)N_0(1 - e^{-\lambda_{1,t} t}). \end{aligned} \tag{5.12}$$

5.2 Teoría cuántica en radiactividad

Si permitimos que un sistema admita dos estados cuánticos, la función de onda será la combinación $\psi = c_1\psi_1 + c_2\psi_2$, el que tiene la probabilidad $|c_1|^2$ para encontrarse en el estado 1 y $|c_2|^2$ en el estado 2. Ambas probabilidades son constantes, lo que no corresponde a la realidad.

Asumamos que el potencial del sistema es $V + V'$, donde V es el potencial responsable del estado estacionario y V' es el potencial que causa la transición. Primero se usa V para obtener el estado estático. Luego, con el potencial V' se usa la *Regla de Oro de Fermi*:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar}|V'_{\mathrm{fi}}|^2\rho(E_f), \tag{5.13}$$

donde

$$V'_{\mathrm{fi}} = \int \psi_f^* V' \psi_i dv. \tag{5.14}$$

Para el potencial independiente del tiempo V, se tiene el estado

$$\Psi_\mathrm{a}(\boldsymbol{r}, t) = \psi_\mathrm{a}(\boldsymbol{r})e^{-iE_\mathrm{a}t/\hbar}, \tag{5.15}$$

donde E_a es la energía del estado. La probabilidad correspondiente a esta función de onda es constante. Para dar cuenta de los resultados experimentales, la función de onda tendría que ser tal que

$$|\Psi_\mathrm{a}(t)|^2 = |\Psi_\mathrm{a}(t=0)|^2 e^{-t/\tau_\mathrm{a}}, \tag{5.16}$$

donde $\tau_\mathrm{a} = 1/\lambda_2$ es la vida media del estado cuya constante de decaimiento es λ_a. De modo que la función de onda tendría que ser

$$\Psi_\mathrm{a}(\mathrm{r}, t) = \psi_\mathrm{a}(\mathrm{r})e^{-iE_\mathrm{a}t/\hbar}e^{-t/2\tau_\mathrm{a}}. \tag{5.17}$$

En este caso ya no se puede definir la energía, puesto que no representa un estado estacionario. Si el estado vive en promedio un tiempo τ, la energía podrá determinarse con una incertidumbre de $\Delta E \simeq \hbar/\tau$.

La probabilidad para observar el sistema en el intervalo de energía entre Ey $E + dE$ en el vecindario de E_a está dado por el cuadrado de la distribución

$$P(E)dE = \frac{dE}{(E - E_a)^2 + \Delta_a^2/4}, \tag{5.18}$$

donde $\Delta_a = \hbar/\tau_a$ es el ancho del estado a. Ver Fig. 5.1.

De modo que las propiedades de la radiación tienen que ver con la densidad de niveles $\rho(E_f)$. Los valores de la energía a considerarse son $E_i - E_f$.

Si λ es pequeño y constante, de acuerdo a la Regla de Oro de Fermi se tiene

$$\psi_a \to \psi_a + \frac{V'_{ba}}{E_b - E_a}\psi_b. \tag{5.19}$$

El sistema inicialmente en el estado a, se encontrará en el estado b con la probabilidad proporcional a $|V'_{ba}|^2$. La Regla de Oro de Fermi es aplicable para las bajas probabilidades de transición.

5.3 Activación y decaimiento

La producción de sustancias radioactivas, *radioisótopos*, se realiza en reactores nucleares y aceleradores. En un reactor, los núcleos capturan neutrones, y en el acelerador son bombardeados con partículas cargadas. La producción de radioisótopos será en una razón R que dependerá del número de núcleos *blanco* N_0, el flujo o intensidad de partículas incidentes I y de la sección eficaz de la reacción. Los valores típicos del flujo de las partículas en un reactor o en un sincrotrón es de $10^{14}/s \cdot cm^2$ y de la sección eficaz es del orden de barns ($10^{-24}cm^2$). La probabilidad de producir un núcleo en radiactivo es alrededor de 10^{-10}s. Una irradiación durante horas de un núcleo blanco convierte en radiactivo una pequeña fracción de los núcleos que es del orden de 10^{-6}. De modo que aproximadamente

$$R = N_0 \sigma I \tag{5.20}$$

es aproximadamente constante.

Si N_1 es el número de núcleos radiactivos formados en la reacción, los que decaen con una constante λ_1 al núcleo estable N_2, entonces

$$dN_1 = Rdt - \lambda_1 N_1 dt. \tag{5.21}$$

Entonces

$$N_1(t) = \frac{R}{\lambda_1}(1 - e^{-\lambda_1 t}) \tag{5.22}$$

y

$$\mathcal{A}_1(t) = \lambda_1 N_1(t) = R(1 - e^{-\lambda_1 t}). \tag{5.23}$$

5.4 Tipos de radiactividad

Los tres tipos de radiactividad conocidos son la emisión de α, β y γ, por intermedio de los cuales un núcleo activo busca su estabilidad, para lo cual puede cambiar de composición.

5.4.1 Radiactividad α

En este tipo de radiactividad, el núcleo emite un núcleo de helio ${}^4_2\mathrm{He}_2$. La reacción puede expresarse como

$${}^A_Z\mathrm{X}_N \to {}^{A-4}_{Z-2}X'_{N-2} + {}^4_2\mathrm{He}_2, \tag{5.24}$$

donde X y X' representan los núcleos inicial y final.

5.4.2 Radiactividad β

La emisión de electrones e^- y positrones e^+ es llamada radiactividad β. Los procesos involucrados son los siguientes:

$$\begin{array}{rcll} n & \to & p{+}e^- & \text{decaimiento } \beta^- \\ p & \to & n{+}e^+ & \text{decaimiento } \beta^+ \\ p + e^- & \to & n & \text{captura electrónica } (\epsilon). \end{array}$$

En los tres procesos hay emisión de un partícula llamada *neutrino*. Un caso representativo de emisión beta es

$$^{25}_{13}\mathrm{Al}_{12} \rightarrow ^{25}_{12}\mathrm{Mg}_{13}, \qquad t_{1/2} = 7,2\mathrm{s}. \tag{5.25}$$

En este proceso el número másico se mantiene constante.

5.4.3 Radiactividad γ

La radiactividad γ es similar a la emisión de radiación atómica como la óptica o los rayos X. La energía de los rayos γ es la diferencia entre la energía del estado inicial y el la del estado final de núcleo emisor. Este tipo de radiactividad se da en todos los núcleos que tienen un estado excitado ($A > 5$) y generalmente sigue a la emisión α y β.

Las transiciones que dan lugar a la emisión γ son llamadas *transiciones isoméricas* y los estados excitados son llamados *estados isoméricos*, o *metastables*. Un núcleo en estado metastable es representado en la forma $^{99}\mathrm{Tc}^{m}$.

Se tiene también el proceso de conversión interna, en la que un rayo γ es absorbido por un electrón atómico el que aparece luego como electrón libre.

5.4.4 Fisión espontánea

En este proceso, un núcleo en forma espontánea se parte en dos fragmentos, los que decaen a través de emisión neutrónica, α β o γ. Uno de los ejemplos de fisión espontánea se da en el $^{254}\mathrm{Cf}(t_{1/2} = 60,5$ días).

5.4.5 Emisión de nucleones

Cuando los núcleos están lejos del valle de estabilidad, puede emitir nucleones. En los productos de fisión, que son ricos en neutrones, se produce precisamente emisión de neutrones. En casos como el del decaimiento β del $^{73}\mathrm{Kr}$, con ($t_{1/2} = 27$ s), que lo lleva al $^{73}\mathrm{Br}$ a una energía de 5 MeV, termina emitiendo protones para quedar en $^{72}\mathrm{Se}$.

5.4.6 Vidas medias parciales

Cuando el decaimiento se hace en varios modos, las intensidades relativas son expresadas por la *razón de direccionamiento*. Por ejemplo, el

$^{226}\mathrm{Ra}$ decae por α al estado fundamental del $^{222}\mathrm{Rn}$, con una razón de direccionamiento de 94%, y al primer nivel excitado, con una razón de direccionamiento de 6%. El $^{226}\mathrm{Ac}$ decae por emisión α (0,006%), por emisión β^- (83%) y ϵ (17%).

La razón de direccionamiento puede expresarse por las vidas medias parciales. Por ejemplo, el caso del $^{226}\mathrm{Ac}$ ($t_{1/2} = 29$ h) corresponde a una vida media total de

$$\lambda_t = \frac{0,693}{t_{1/2}} = 6,6 \times 10^{-6}\mathrm{s}^{-1}. \tag{5.26}$$

Los valores de las constantes de decaimiento parciales están dadas por la razón de direccionamiento multiplicado por λ_t. Así, las constantes de decaimiento serán

$$\lambda_\beta = 0,83\lambda_t = 5,5 \times 10^{-6}s^{-1}$$
$$\lambda_\epsilon = 0,17\lambda_t = 0,17 \times 10^{-6}s^{-1}$$
$$\lambda_\alpha = 6 \times 10^{-5}\lambda_t = 4 \times 10^{-10}s^{-1}.$$

De estas cantidades se obtienen las vidas medias parciales, que resultan una forma de presentar las razones de direccionamiento.

5.5 Radiactividad natural

El sistema planetario solar se formó hace 4,500 millones de años. Después de 10,000 millones de años del Big Bang se fueron formando los elementos hidrógeno y helio, y luego los otros elementos más pesados que, poco a poco, se constituían en el interior de las novas y supernovas. Desde esa época quedan unos cuantos elementos radiactivos, que son responsables del calentamiento interior de la Tierra.

Los elementos pesados van desintegrándose en otros a través de emisión α y β, los que van decreciento el Z y el A, hasta llegar a núcleos estables. Ello da lugar a series radiactivas que corresponden al torio ($t_{1/2} = 1,41 \times 10^{10}$), neptunio ($t_{1/2} = 2,14 \times 10^{6}$), uranio ($t_{1/2} = 4,47 \times 10^{9}$) y actinio ($t_{1/2} = 7,04 \times 10^{8}$), con número de masa $4n$, $4n+1$, $4n+2$ y $4n+3$, respectivamente.

Estos radioisótopos se encuentran en los materiales de la Tierra, en rocas y minerales que se formaron con la Tierra hace 4,500 millones de años. El Np tiene una vida demasiado corta para quedar en materiales naturales.

Estos radiosótopos están ligados a materiales en el interior de la Tierra, lo que no constituye un riesgo para la salud. Sin embargo, de ellos se emite el radón, que es un gas radiactivo. El radón se convierte en un precursor de terremotos. El radón sale de los materiales de las paredes de edificios. Ello da lugar a riesgos de cáncer al pulmón.

5.6 Datación nuclear

La radiactividad de algunos núcleos es usada para datar materiales. Si se tiene un núcleo padre P, que decae a un núclo hijo H, en cada tiempo t, se tendrá

$$N_{\rm H}(t_1) + N_{\rm P}(t_1) = N_{\rm P}(t_0) \tag{5.27}$$

$$N_{\rm P}(t_1) = = N_{\rm P}(t_0)e^{-\lambda(t_1-t_0)} \tag{5.28}$$

$$\Delta t = t_1 - t_0 = \frac{1}{\lambda}\ln\frac{N_{\rm P}(t_0)}{N_{\rm P}(t_1)}$$

$$\Delta t = \frac{1}{\lambda}\ln\left(1+\frac{N_{\rm H}(t_1)}{N_{\rm P}(t_1)}\right). \tag{5.29}$$

De modo que conociendo la constante de decaimiento y la razón de isótopos padres e hijos se logra determinar la edad de muestra.

5.7 Unidades de la radiactividad

La actividad de los núcleos no da información de la energía de las partículas emitidas. La energía de la radiación puede ser usada para ionizar, por lo que se habla de radiación ionizante. La carga eléctrica Q generada dividida por la masa m de aire en que se produce es llamada *exposición* X

$$X = \frac{Q}{m}, \tag{5.30}$$

y es medida en coulomb por kilogramo. A menudo se habla de *roentgen* (R) como la exposición resultante en una carga de ionización de una unidad electrostática (ue) en un $\rm cm^3$ de aire. Entonces

$$1\ {\rm R} = \frac{1{\rm ue}}{0,001293{\rm g}} = 2,58\times 10^{-4}{\rm C/kg}. \tag{5.31}$$

Si la fuente de actividad $\mathcal{A}$ emite gammas de varios valores de energía y de intensidad, y se encuentra a la distancia d del $\rm cm^3$ de aire donde se mide la exposición, entonces la razón de exposición será

$$\frac{\Delta X}{\Delta t} = \Gamma\frac{\mathcal{A}}{{\rm d}^2}, \tag{5.32}$$

donde Γ es la *constante específica de rayos* γ, que depende de características de emisión γ de cada radionuclido, como la fracción de rayos γ con cada energía y el poder de ionización para esa energía.

Los materiales se diferencian en su capacidad de absorción de energía. Por ello surge la necesidad de definir la *dosis absorbida*, D, del material, que representa la energía depositada por unidad de masa del material. Una unidad es el *rad* (dosis de radiación absorbida) que es la energía absorbida de 100 ergs por gramo de material. El Sistema Internacional tiene la unidad *Gray*, que es la absorción de 1 joule por kilogramo de material. Así, 1 Gy = 100 rad.

Cada tipo de la radiación ionizante tiene un determinado efecto en tejidos humanos, dependiendo de la cantidad de energía que transfiere a los tejidos. Por ello se define la *eficacia biológica relativa* (RBE), como la razón de la dosis de cierta radiación a la dosis de rayos X que producen el mismo efecto. Para mayor facilidad se define el *factor de calidad* (QF), el que es calculado para un tipo y energía dados de radiación, de acuerdo a la energía depositada por unidad de longitud. La radiación que deposita poca energía por unidad de longitud (caso de αs y γs) tiene QF aproximadamente 1, mientras la radiación que deposita mucha energía tiene QF que va hasta 20.

El efecto de la radiación sobre tejidos biológicos depende de la dosis absorbida D y del factor de calidad QF de la radiación. La *dosis equivalente* DE se obtiene de la relación

$${\rm DE} = D\cdot{\rm QF}. \tag{5.33}$$

Cuando la dosis D está dada en rads, la dosis equivalente es medida en *rem* (roentgen equivalente hombre). En el SI la dosis equivalente se da en *sievert* (Sv). Como 1 Gy = 100 rad, entonces 1Sv=100 rem.

De fuentes naturales de radiactividad se recibe entre 0,1 y 0,2 rem por año. La Comisión Internacional de Protección Radiológica (ICRP) ha recomendado un límite de 0,5 rem por año para el público en general y de 5 rem por año para los que trabajan con radiación.

Las explosiones de Hiroshima y Nagasaki tuvieron víctimas, las que fueron estudiadas con detenimiento, lográndose acumular conocimientos importantes sobre los efectos de la radiación en los seres humanos.

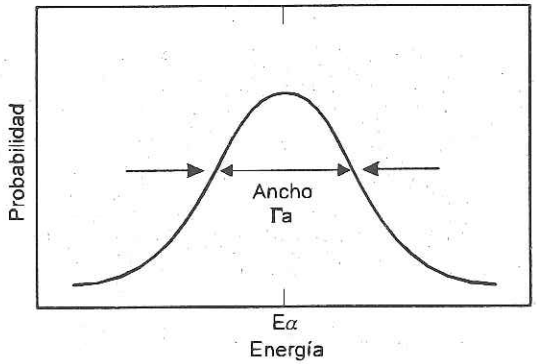


Figura 5.1: Probabilidad para observar la energía de un estado inestable de ancho Γ_a.

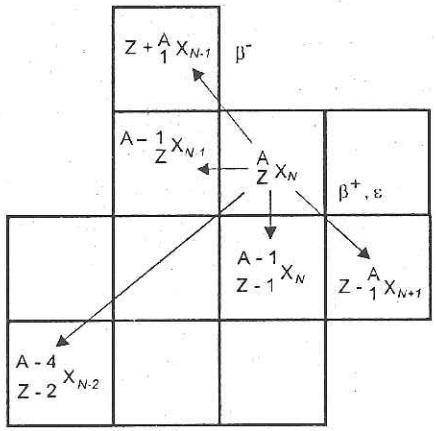


Figura 5.2: El núcleo inicial con Z protones y N neutrones tiene varias formas de decaimiento.

Capítulo 6

Decaimiento α

Las partículas alfa fueron descubiertas en la radiactividad natural, como las menos penetrantes. En 1903, Rutherford midió su razón carga/masa, usando una combinación de campos magnéticos y eléctricos. En 1909, Rutherford muestra que las partículas alfa son núcleos de helio. Las partículas alfa son emitidas principalmente por núcleos pesados inestables.

6.1 Repulsión coulombiana

Las partículas alfa son emitidas por repulsión coulombiana, la que aumenta con el número atómico Z (la fuerza es proporcional a Z^2) de los núcleos, mucho más rápido que la fuerza nuclear, que es proporcional a A.

Para comprender las razones de emisión alfa como forma de liberar energía por parte del núcleo con la emisión de partículas livianas, es conveniente recordar los valores Q de emisión por parte del ^{233}U de partículas con masa vecina a la de la partícula alfa son negativos, mientras que para la partícula alfa se tiene 5,41 MeV. Como sabemos, las reacciones con valores negativos de Q no pueden ser espontáneas. Debemos aclarar que para partículas más pesadas como ^{8}B o ^{12}C, el valor Q es positivo, pero la constante de desintegración es muy pequeña.

Suponiendo que el núcleo X emite una partícula alfa y que el núcleo

residuo sea representado por X′. Entonces el balance energético será

$$m_X = m_{X'} + T_{X'} + m_\alpha + T_\alpha, \tag{6.1}$$

que considerando la definición de Q resulta

$$Q = m_X - m_{X'} - m_\alpha = T_{X'} + T_\alpha. \tag{6.2}$$

Teniendo en cuenta la conservación de momento lineal y que el problema es no relativístico resulta

$$T_\alpha = \frac{Q}{1 + m_\alpha/m_{X'}}. \tag{6.3}$$

Los valores típicos de Q son de 5 MeV, de los cuales, por la razón de masas, la energía de retroceso de núcleo emisor es de 100 keV.

6.2 Emisión cuántica

La teoría de emisión α desarrollada en 1928 considera que la partícula α se mueve en una región esférica, determinada por el núcleo hijo, en el potencial que da lugar la interacción coulombiana, proporcional a $1/r$ al exterior de la esfera, y el potencial nuclear dada por un pozo cuadrado de profundidad V_0 para $r < a$, donde a es el radio del núcleo. La partícula α tiene una energía total Q. Ver Fig. 6.1.

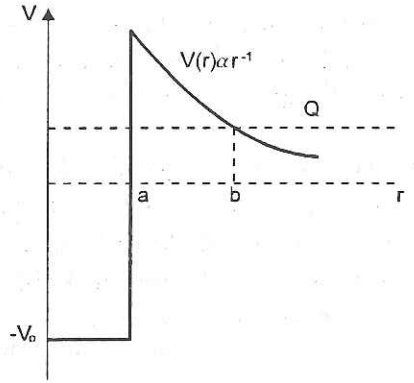


Figura 6.1: Energía potencial de un sistema de una partícula α y un núcleo hijo.

Clásicamente, la partícula α tiene la región prohibida $a < r < b$, donde $Q < V(r)$. Cuánticamente, la desintegración α tiene una constante de desintegración dada por

$$\lambda = fP. \tag{6.4}$$

Aquí, P es la probabilidad de transmisión a través de la barrera y f es la frecuencia con la que la partícula α choca contra la barrera intentando salir, la que aproximadamente es

$$f = \frac{v}{a}, \tag{6.5}$$

donde v es la velocidad de la partícula α, es decir

$$f = \sqrt{\frac{2(Q + V_0)}{m}}/a. \tag{6.6}$$

La probabilidad para pasar una barrera de alto $V(r)$ y de ancho dr, es decir entre r y $r + dr$, es

$$dP = \exp\left\{-2dr\sqrt{(2m/\hbar^2)\,[V(r) - Q]}\right\}. \tag{6.7}$$

De modo que la probabilidad para pasar la barrera completa será

$$P = e^{-2G}, \tag{6.8}$$

donde el *factor Gamow* es

$$G = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \int_a^b [V(r) - Q]^{1/2}\, dr. \tag{6.9}$$

Esta fórmula resulta finalmente

$$G = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2 Q}} \frac{zZ'e^2}{4\pi\epsilon_0} \left[\arccos\sqrt{x} - \sqrt{x(1-x)}\right], \tag{6.10}$$

donde $x = a/b = Q/B$. Para la mayoría de los casos de interés se tiene $x \ll 1$, por lo tanto, la cantidad entre los braquets es $\pi/2 - 2x^{1/2}$.

De los valores de f y P se calcula λ, obteniéndose $t_{1/2}$, que si bien no es exactamente igual a los valores experimentales, reproduce las tendencias en función de la carga de los núcleos.

Para este cálculo aproximado no se ha tomado en cuenta las funciones de onda inicial y final, ni el momento angular que lleva la partícula α, ni la forma del núcleo que no es esférica.

A pesar de la simplificación del cálculo, los resultados explican por qué es raro ver emisión de partículas vecinas a las partículas α, las que dan una vida media extremadamente larga.

6.3 Momento angular y paridad en decaimiento α

La partícula α emitida lleva consigo energía y momento angular. En una transición que va de I_i a I_f, la partícula α puede llevar entre $I_i + I_f$ e $|I_i - I_f|$. La partícula α es un núcleo de helio, con dos protones y dos neutrones emparejados con espín total igual a cero, de modo que el momento angular es de carácter orbital. La función de onda de la partícula α es representada por $Y_{l,m}$ con $l = l_\alpha$, de modo que la paridad asociada a esta partícula es $(-1)^{l_\alpha}$. Para este caso, la regla de selección exige que si el estado final y el estado inicial tienen la misma paridad, la paridad de la radiación debe ser par; si el estado final y el estado inicial tienen paridades opuestas, la de la radiación debe ser impar.

Un estado inicial puede poblar muchos estados finales, lo que se conoce como estructura fina del decaimiento α. Por otro lado, las partículas α tienen diferentes valores Q y diferentes intensidades, dependiendo de los estados inicial y final y del momento angular l_α. Esto se debe a que el potencial de la partícula α toma en cuenta también el término centrífugo $l(l+1)\hbar/2mr^2$. Se observa que, en general, comenzando del estado inicial 0^+, la intensidad disminuye cuando el momento angular del estado final aumenta.

Cuando ni el estado inicial ni el final tiene espín 0, el análisis se complica, desapareciendo las prohibiciones absolutas de decaimiento.

La emisión α con l tiene una distribución dada por $Y_l(\theta, \phi)$. El momento angular que lleva la radiación es obtenida de la distribución angular. Para medirla, primero se alínea el espín del núcleo emisor

como también el momento dipolar o cuadrupolar eléctrico usando un campo magnético o una gradiente del campo magnético en un cristal. Ello requiere también mantener la muestra a bajas temperaturas para evitar que el movimiento térmico destruya el alineamiento. Estas temperaturas son generalmente más bajas que 0,01 K. Por otro lado, como generalmente el núcleo emisor de partículas α es deformado, se espera por ejemplo que un núcleo prolato emita más fácilmente por los polos, debido que allí es menor la barrera de Coulomb.

6.4 Espectroscopía α

La emisión de partículas α permite estudiar propiedades del núcleo. Los valores de energía de las partículas α forman grupos, que representados en espectros, dan picos cuyas áreas son las intensidades para cada uno de esos grupos. Debido al efecto de retroceso, para obtener las energías de decaimiento, es decir los niveles respectivos, debe usarse la ecuación (6.3). Además, como los núcleos finales decaen al estado fundamental emitiendo rayos γ, midiendo la energía y las intensidades de éstos se logra establecer un esquema de decaimiento más detallado.

En las mediciones de los γs, que siguen a la emisión α, se usa el método de coincidencia $\alpha - \gamma$, el que se logra electrónicamente considerando los γs emitidos después de un cierto tiempo de la emisión α. En algunos casos, se detecta los gammas que salen en cascada después de los α.

Como uno puede imaginar, la asignación del espín y el momento angular intrínseco no es fácil. Para hacerlo es necesario mucha información sobre el decaimiento γ.

Capítulo 7

Decaimiento β

Las primeras observaciones sobre la radiación fueron en torno a la emisión de electrones negativos. En 1938, Alvarez detectó rayos X provenientes de las transiciones provocadas por la desocupación de nivel debido a la absorción por el núcleo de un electrón. Frederic e Irene Joliot-Curie, en 1934, detectaron la emisión de electrones positivos (positrón) como proceso de decaimiento radiactivo. Luego se descubrió que en los rayos cósmicos venían también positrones.

El caso más simple de decaimiento β es la conversión de un protón en un neutrón o de un neutrón en un protón. Con la emisión beta, el número atómico cambia de una unidad pero el número másico permanece el mismo. El decaimiento β es pues una forma que tiene el núcleo de buscar su estabilidad sin cambiar de masa.

La comprensión del decaimiento β no ha sido tan rápida como la del decaimiento α.

El decaimiento β tiene entonces las formas:

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p+e^- \\ p &\rightarrow n+e^+ \\ p+e^- &\rightarrow n. \end{aligned}$$

Estos procesos, decaimiento β^-, β^+ y captura de electrón orbital (ϵ), involucran la emisión de una partícula llamada neutrino en cada uno. Por limitaciones energéticas, la emisión de positrones y la captura de electrones ocurre sólo en el caso de protones ligados en un núcleo.

7.1 Energía liberada en el decaimiento β

En el decaimiento beta, la distribución de energía de los electrones es continua. Esto confundió a los físicos en 1920. El límite superior de la distribución de energía de los electrones es igual a la diferencia de energías de los estados inicial y final. Ver Fig. 7.1.

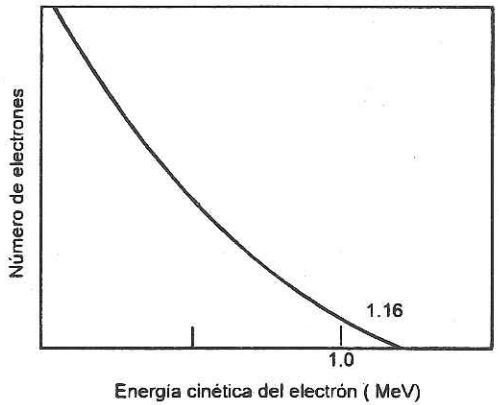


Figura 7.1: Distribución continua de la energía de las partículas β emitidas por el ^{210}Bi.

En 1931, Pauli propuso que en la emisión β se emite una partícula acompañante llamada por Fermi *neutrino*, la que lleva la energía que falta. Esta partícula es muy penetrante, interactuando poco con la materia. Existe el neutrino (ν), emitido en el decaimiento β^- y el antineutrino ($\overline{\nu}$), emitido con el decaimiento β^-.

Consideremos el decaimiento β^- de un neutrón, cuya vida media es de 10 min. La reacción correspondiente es la siguiente:

$$\mathrm{n} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{e}^- - \overline{\nu}. \tag{7.1}$$

El valor Q de la reacción será

$$Q = (m_\mathrm{n} - m_\mathrm{p} - m_\mathrm{e} - m_{\overline{\nu}}). \tag{7.2}$$

Para el decaimiento de neutrones en reposo se tiene

$$Q = T_\mathrm{p} + T_\mathrm{e} + T_{\overline{\nu}}. \tag{7.3}$$

El valor máximo de la energía de los electrones emitidos es 0,782±0,013 MeV. Usando los valores medidos de las masas se tiene

$$Q = 0,782\mathrm{MeV} - m_{\overline{\nu}}. \tag{7.4}$$

De modo que, despreciando la energía de retroceso del protón (aproximadamente 0,3 keV), se puede considerar que la masa del neutrino es cero, dentro de la precisión de medición de la energía máxima. El neutrino se mueve a la velocidad de la luz.

En el decaimiento β^-, del núcleo X al núcleo X′,

$${}^A_Z\mathrm{X}_N \rightarrow {}^A_{Z+1}X' + \mathrm{e}^- + \overline{\nu} \tag{7.5}$$

despreciando la energía de ligadura de los electrones se tendrá

$$Q_{\beta-} = m({}^A\mathrm{X}) - \mathrm{m}({}^A\mathrm{X}') \tag{7.6}$$

donde m es la masa atómica de un átomo neutro. El valor de Q es la energía compartida entre el electrón y el neutrino:

$$Q_{\beta-} = T_\mathrm{e} + E_{\overline{\nu}}. \tag{7.7}$$

En el caso del decaimiento positrón, el proceso es

$${}^A_Z\mathrm{X}_N \rightarrow {}^A_{Z-1}X'_{N+1} + \mathrm{e}^+ + \nu \tag{7.8}$$

y el valor Q de la reacción será

$$Q_{\beta+} = m({}^A\mathrm{X}) - \mathrm{m}({}^A\mathrm{X}') - 2\mathrm{m_e}. \tag{7.9}$$

Para el caso de la captura electrónica,

$${}^A_Z\mathrm{X}_N + \mathrm{e}^- \rightarrow {}^A_{Z-1}X'_{N+1} + \nu \tag{7.10}$$

y el valor Q de la reacción será

$$Q_\epsilon = m({}^A\mathrm{X}) - \mathrm{m}({}^A\mathrm{X}') - \mathrm{B_n}, \tag{7.11}$$

donde B_n es la energía de ligadura del electrón capturado.

7.2 Teoría de Fermi del decaimiento β

En 1934, Fermi desarrolló una teoría para el decaimiento β, basada en la hipótesis de Pauli sobre la existencia del neutrino. Se trata de una transición causada por una interacción que es débil comparada con la interacción que forma los estados cuasiestacionarios. Considerando una interacción débil, se logra la Regla de Oro de Fermi

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar}|V_{\rm fi}|^2\rho(E_{\rm f}). \tag{7.12}$$

El elemento de matriz $V_{\rm fi}$ está dado por

$$V_{\rm fi} = \int \psi_{\rm f}^* V \psi_{\rm i} dv. \tag{7.13}$$

El factor $\rho(E_{\rm f})$ es la densidad de los estados finales, que también puede expresarse como $dn/dE_{\rm f}$, el número dn de estados finales en el intervalo de energía $dE_{\rm f}$. Para el decaimiento β, la matriz de interacción tiene la forma

$$V_{\rm fi} = g\int[\psi_f^*\phi_e^*\phi_\nu^*]O_X\psi_{\rm i}dv \tag{7.14}$$

donde ahora $\psi_{\rm f}$ se refiere sólo al estado nuclear final, mientras que $\phi_{\rm e}$ y ϕ_ν dan las funciones de onda del electrón y neutrino. La cantidad entre brackets corresponde al estado final total. EL valor de la constante g determina la intensidad de la interacción. La carga electrónica juega un rol similar en la interacción entre un átomo y el campo electromagnético. O_X es un operador a ser determinado experimentalmente.

Tomando en cuenta la densidad de estados al que pueden llegar los electrones y neutrinos se logra la simplificación

$$d\lambda = \frac{2\pi}{\hbar}g^2|M_{fi}|^2(4\pi)^2\frac{p^2dpq^2}{h^6}\frac{dq}{dE_{\rm f}} \tag{7.15}$$

donde

$$M_{\rm fi} = \int \psi_f^* O_X \psi_{\rm i} dv \tag{7.16}$$

es el elemento de matriz nuclear.

Consideraciones físicas adicionales nos llevan a que el espectro en energía, para electrones con la energía cinética entre $T_{\rm e}$ y $T_{\rm e} + dT_{\rm e}$ está dado por

$$N(T_{\rm e}) = \frac{C^5}{c}(T_{\rm e}^2 + 2T_{\rm e}m_{\rm e}c^2)^{1/2}(Q - T_{\rm e})^2(T_{\rm e} + m_{\rm e}c^2). \tag{7.17}$$

Esta distribución es nula para $T_{\rm e} = 0$ y en $T_{\rm e} = Q$. Ver Fig. 7.2.

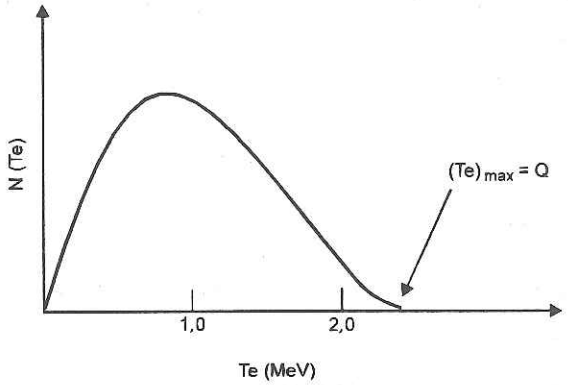


Figura 7.2: Distribución de energía de electrones para $Q = 2,5$ MeV.

Finalmente deben tomarse en cuenta los factores adicionales siguientes:

1. El factor estadístico $p^2(Q - T_{\rm e})^2$, derivado del número de estados finales accesible a las partículas emitidas.
2. La función de Fermi $F(Z', p)$, el que toma en cuenta el campo coulombiano del núcleo. Z' es el número atómico del núcleo hijo.
3. El elemento de matriz $|M_{\rm fi}|^2$, y la dependencia del momento de electrón y neutrino $S(p, q)$ de los términos prohibidos:

$$N(p) \propto p^2(Q - T_{\rm e})^2F(Z', p)|M_{\rm fi}|^2S(p, q). \tag{7.18}$$

7.3 Reglas de selección de momento angular y paridad

Si suponemos que el electrón y el positrón fueron creados en $r = 0$, el momento angular orbital que llevan es cero. Si ambas partículas salen con espines paralelos llevarán un espín total $S = 1$ y si salen con espines antiparalelos, entonces $S = 0$. En el caso de espines paralelos, conocido

como decaimiento *Fermi*, entonces no hay cambio en el espín nuclear. En el caso de paralelos, conocido como decaimiento *Gamow-Teller*, los espines nucleares estarán acoplados a un vector unidad: $\mathbf{I}_i = \mathbf{I}_f + 1$. Por otro lado, como los electrones y los neutrones no comportan momento angular orbital y desde que la paridad asociada es $(-1)^l$, entonces en el decaimiento beta no hay cambio de paridad.

De modo que las reglas de selección son:

$$\Delta I = 0, 1 \qquad \Delta\pi(\text{Cambio de paridad}) = \text{no.} \tag{7.19}$$

En realidad, también se realiza decaimientos que violan las reglas de selección, pero con largas vidas medias. Hay varios tipos de decaimientos *prohibidos*, como por ejemplo los que siguen las reglas

$$\Delta I = 0, 1, 2 \qquad \Delta\pi = \text{si.} \tag{7.20}$$

7.4 Física del neutrino

El protón y el neutrón pueden absorber neutrinos en las reacciones

$$\overline{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \tag{7.21}$$

$$\nu + n \rightarrow p + e^- \tag{7.22}$$

conocidos como decaimiento β inverso.

Los electrones y los neutrinos son llamados leptones, los positrones y los antineutrinos son los antileptones. En toda reacción observada hay *conservación de leptones*, es decir que el número de leptones menos el número de antileptones es el mismo en ambos lados de la reacción.

Veamos la probabilidad de detectar neutrinos. La sección eficaz de la reacción $\overline{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ está definida por

$$\sigma = \frac{\text{probabilidad por átomo para que ocurra la reacción}}{\text{flujo incidente de } \overline{\nu}}. \tag{7.23}$$

De los cálculos resulta una sección eficaz de $1,2 \times 10^{-19}\text{b} = 1,2 \times 10^{-43}\text{cm}^2$. Este valor es muy pequeño comparado con los valores de 20b característicos de reacciones entre nucleones a bajas energías.

Entonces 10^{-43} es la sección eficaz de ser capturado por un protón. Al pasar por un cm^3 de material, un neutrino encuentra aproximadamente 10^{24} protones, entonces la probabilidad para que ocurra la reacción será de aproximadamente 10^{-19} por cada cm de material a través del cual pasa en neutrino.

La detección de neutrinos fue realizada en 1950 por Reines y Cowan, usando antineutrinos de un reactor de fisión, los que acompañan al decaimiento β^-. La captura de $\overline{\nu}$ por un protón da un positrón, el que se aniquila con un electrón para dar dos rayos γ en el destellador, dando lugar a un resplendor de luz. El neutrón sigue su camino, siendo absorbido por un núcleo de cadmio, dejando un ^{114}Cd excitado, el que emite un gamma de 9,1 MeV.

En cambio, no es posible la captura de un $\overline{\nu}$ por un neutrón. En un reactor, Davies y colaboradores intentaron observar la reacción $\overline{\nu} + ^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + ^{37}\text{Ar}$. La reacción fue observada; mostrándose que el neutrino es diferente al antineutrino.

La propiedad que hace diferentes ambas partículas es la elicidad. Todas las $\overline{\nu}$ tienen sus vectores espín paralelos a sus vectores momento, mientras que las ν los tienen antiparalelos. Esta propiedad llamada elicidad es definida por

$$h = \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}|}. \tag{7.24}$$

el que +1 para el $\overline{\nu}$ y -1 para el ν.

Davies ha observado también νs producidos en el proceso de fusión, en el Sol. La fusión produce núcleos deficientes en neutrones, por lo que emiten β^+ y ν. El detector es un tanque de CCl_4 en el fondo de una mina de 1500 m de profundidad. La razón de conversión de ^{37}Cl a ^{37}Ar es de un átomo por año.

7.5 Emisión beta-nucleón retardado

Después de la emisión β, en algunos casos el núcleo emite nucleones, lo que sucede muy rápidamente y sobre eso ocurre la emisión de nucleones con una vida media característica de la emisión β. El padre original que decae por β es llamado precursor; los nucleones mismos vienen de emisor y se convierten en hijos.

Rutherford, en 1916, descubrió que después del decaimiento β del ^{212}Bi seguía la emisión de partículas α con una energía de 8,784 MeV. Desde que el estado inicial es 0^+, el estado final es casi totalmente el estado fundamental de ^{208}Pb. En menor grado, se observa partículas α de mayor energía (9,495 MeV, 0,0035%; 10,422 MeV, 0,0020%; 10,543

MeV,0,017%). También se observa partículas α de menor energía, lo que significaría un decaimiento a estados excitados del ^{208}Pb. Los valores mayores de energía de los α indicarían emisión de estados excitados del ^{212}Po.

El espectro de energía de los beta nucleones retardados es muy difícil de estudiar, debido principalmente a la alta densidad de estados en los núcleos finales. El espacio entre cada nivel energético es del orden de los eV, por lo que el espectro aparece continuo.

La emisión de beta nucleones retardados será posible siempre y cuando $Q_\beta > S_N$, donde N= n o p. En este caso, habrá también competencia con emisión γ o β.

7.6 No conservación de la paridad

Hay tres tipos de operaciones de "reflexión". La primera es la reflexión espacial $\mathbf{r} \to (-\mathbf{r})$, llamada la operación paridad (P). La segunda es la conjugación de carga (C) que es el reemplazo de las partículas por sus antipartículas. La tercera es la inversión del tiempo (T), que reemplaza t por $-t$, invirtiendo la dirección del tiempo de todos los procesos en el sistema.

Con P cambian, entre otras, coordenadas, fuerza, campo eléctrico, mientras que el momento angular, campo magnético y torque se mantienen inalterables. Los primeros son llamados vectores verdaderos o polares y los segundos vectores axiales o pseudo vectores.

Veamos un experimento que pone a prueba la paridad en un decaimiento. Supongamos que el núcleo emisor A tiene un espín en una dirección específica. El espín no cambia con una operación P, pero si lo hace si miramos de arriba hacia abajo. De modo que el experimento inicial emite una partícula B en la misma dirección que el espín, mientras que el experimento reflejado emite la partícula en dirección opuesta al espín. Si se trata de un gran número de núcleos A, con todos sus espines alineados y emitiendo igual número de partículas en dirección de espín y en dirección opuesta, el experimento se parece a su imagen. Ver Fig. 7.3.

En 1956, C.S. Wu y colaboradores estudiaron el decaimiento β del ^{60}Co. Se alineó los espines, usando sus dipolos magnéticos con un campo magnético a muy baja temperatura ($T \sim 0,01$ K). Se observó que por

lo menos el 70% de las partículas β eran emitidas en sentido opuesto al espín.

Consideremos la reflexión en C. Si en lugar de electrones tenemos positrones, el campo magnético generado es opuesto. Ahora la emisión β es preferencialmente dirigida en el sentido del espín. De modo que la materia y la antimateria se comportan diferentes.

Ahora si hacemos las dos operaciones P y C, el experimento inicial es restablecido. De modo que se logra la simetría CP.

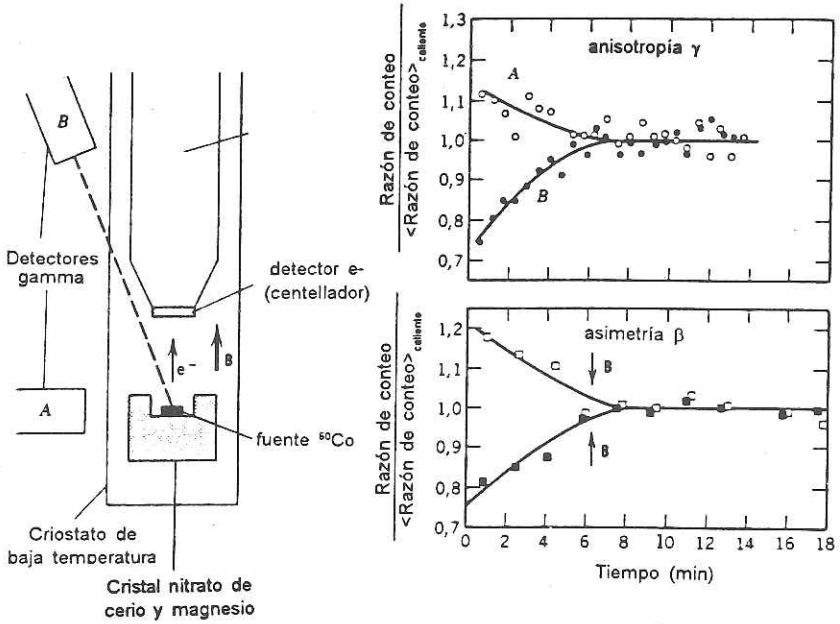


Figura 7.3: Esquema de un experimento de violación de la paridad en el decaimiento de ^{60}Co. De C.S. Wu y cols., *Phys. Rev.* **105** (1957)1413.

Capítulo 8

Decaimiento γ

En las reacciones nucleares, los núcleos quedan en estados excitados, los que decaen emitiendo uno o más rayos γ. Los rayos gamma son fotones, de la misma naturaleza que los rayos X o la luz visible. En la mayoría de los casos, la energía de los rayos γ está entre 0,1 y 10 MeV y sus longitudes de onda están entre 10^4 y 100 fm. Estas longitudes de onda son 10^6 más cortas que las longitudes de las ondas de luz visible.

Estudiando la espectroscopía gamma se obtiene información del núcleo, entre la que se encuentra la paridad y los espines de los estados excitados.

Los rayos gamma presentan ventajas para su estudio, entre las que se tienen su baja atenuación en el aire y la alta resolución que se obtiene en la medición de su energía.

8.1 Energética del decaimiento γ

La emisión de un rayo γ por un núcleo en reposo de masa M, del estado inicial con energía E_i al estado final E_f, nos lleva a las ecuaciones energéticas siguientes:

$$E_\mathrm{i} = E_\mathrm{f} + E_\gamma + T, \tag{8.1}$$

$$0 = \boldsymbol{p}_\mathrm{R} + \boldsymbol{p}_\gamma, \tag{8.2}$$

donde T_R $(= p_\mathrm{R}^2/2M)$ es la energía cinética de retroceso del núcleo emisor, E_γ es la energía del rayo γ. $\boldsymbol{p}_\mathrm{R}$ y $\boldsymbol{p}_\gamma$ son los momentos lineales

del núcleo de retroceso y del rayo γ, respectivamente.

De lo anterior sigue que $p_R = p_\gamma$ y

$$\Delta E = E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}, \tag{8.3}$$

donde $\Delta E = E_i - E_f$ y $E_\gamma = cp_\gamma$.

Entonces se llega a la relación

$$E_\gamma = Mc^2 \left[-1 \pm \left(1 + 2\frac{\Delta E}{Mc^2} \right)^{1/2} \right]. \tag{8.4}$$

Como $\Delta E \ll Mc^2$, se obtiene

$$E_\gamma \cong \Delta E - \frac{(\Delta E)^2}{2Mc^2}. \tag{8.5}$$

La energía de los rayos gamma son ligeramente más pequeños que ΔE, porque la energía cinética de retroceso es pequeña.

8.2 Radiación electromagnética clásica

La radiación electromagnética puede ser tratada clásica o cuánticamente, dependiendo del fenómeno físico a estudiarse. En la física atómica y nuclear la radiación electromagnética es estudiada cuánticamente. Aquí vamos a ser una revisión clásica, para comprender mejor el tratamiento cuántico.

Las distribuciones de las cargas y corrientes generan campos eléctricos y magnéticos y pueden ser descritas en términos de momentos multipolares, los que dan campos dipolares, cuadrupolares, etc.

Las fluctuaciones sinusoidales de las cargas y corrientes con una frecuencia angular ω dan lugar al *campo de radiación*, el que puede ser analizado en términos de su carácter multipolar.

Un dipolo *eléctrico* estático consiste de dos cargas opuestas $+q$ y $-q$ separadas por una distancia fija z lo que da un momento dipolar $d = qz$. Un momento dipolar magnético $\mu = iA$, es generado por una corriente que circula por una espira circular de área A.

Si un dipolo eléctrico oscila en el eje z con la relación $d(t) = qz\cos\omega t$ produce un campo de radiación dipolar. En forma similar podemos variar la corriente según la relación $\mu(t) = iA\cos\omega t$. Ver Fig. 8.1.

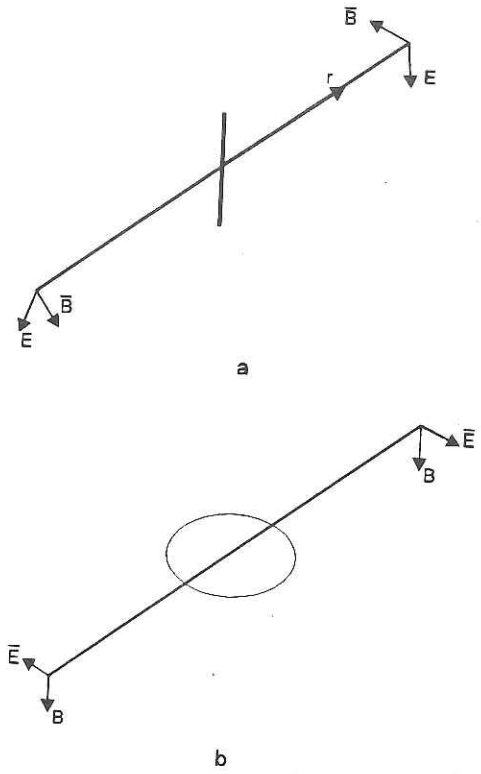


Figura 8.1: Campos eléctrico y magnético de un dipolo eléctrico (a) y dipolo magnético (b).

Vamos a considerar tres características de la radiación dipolar:

1. La potencia irradiada en un pequeño elemento de ángulo en un ángulo θ con respecto a z, varía como $\text{sen}^2\theta$.

Los campos dipolares eléctrico y magnético tienen paridad opuesta. El campo magnético tiene paridad positiva, $B(r) = B(-r)$ y el campo eléctrico tiene paridad negativa $E(r) = -E(-r)$.

2. La potencia promedio irradiada para el dipolo eléctrico es

$$P = \frac{1}{12\pi\epsilon_0}\frac{\omega^4}{c^3}d^2, \tag{8.6}$$

y para el dipolo magnético es

$$P = \frac{1}{12\pi\epsilon_0}\frac{\omega^4}{c^5}\mu^2, \tag{8.7}$$

donde d y μ son las magnitudes de los dipolos eléctrico y magnético, respectivamente.

En cuanto a la radiacion multipolar podemos señalar las siguientes propiedades:

1. La distribución angular de los dipolos 2^L es gobernada por los polinomios de Legendre $P_{2L}(\cos\theta)$.

2. La paridad del campo de radiación es

$$\pi(ML) = (-1)^{L+1} \tag{8.8}$$
$$\pi(EL) = (-1)^{L} \tag{8.9}$$

3. La potencia irradiada está dada por

$$P(\sigma L) = \frac{2(L+1)c}{\epsilon_0 L[(2L+1)!!]^2}\left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+2}[m(\sigma L)]^2, \tag{8.10}$$

donde σ representa a E o M, $m(\sigma L)$ es la amplitud de momento multipolar y el doble factorial representa $(2L+1)\cdot(2L-1)\cdots 3\cdot 1$.

8.3 Transición cuántica

Para el tratamiento cuántico de la radiación electromagnética, reemplazamos los momentos multipolares clásicos por operadores multipolos que cambian del estado inicial ψ_i al estado final ψ_f. La probabilidad de decaimiento viene del elemento matriz del operador multipolo

$$m_{fi}(\sigma L) = \int \psi_f^* m(\sigma L)\psi_i dv. \tag{8.11}$$

Como la energía irradiada por unidad de tiempo está dada por la ecuación (8.10) y es considerada como la energía que llevan los fotones cada uno de los cuales tiene energía de $\hbar\omega$, entonces la probabilidad por unidad de tiempo para la emisión de fotones, es decir la constante de decaimiento, está dada por

$$\lambda(\sigma L) = \frac{P(\sigma L)}{\hbar\omega} = \frac{2(L+1)}{\epsilon_0\hbar L[(2L+1)!!]^2}\left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1}[m_{fi}(\sigma L)]^2. \tag{8.12}$$

Podemos simplificar suponiendo que la emisión gamma es debida a la de un transición de un protón de una capa a otra. En este caso de transición eléctrica, el multipolo tiene la forma $er^L Y_{LM}(\theta,\phi)$, el que reduce a ez para $L=1$ o $e(3z^2-r^2)$ para $L=2$. Tomando la parte radial de las funciones de onda ψ_i y ψ_f como constantes para $r \le R$ y cero para $r > R$, entonces la parte radial de la probabilidad de transición será

$$\int_0^R r^2 r^L dr \Big/ \int_0^R r^2 dr = \frac{3}{L+3}R^L, \tag{8.13}$$

donde se toma en cuenta la normalización volumétrica. Incluyendo el elemento matriz de probabilidad de transición EL resulta

$$\lambda(EL) \simeq \frac{8\pi(L+1)}{L[(2l+1)!!]^2}\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}\left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{2L+1}\left(\frac{3}{L+3}\right)^2 cR^{2L}. \tag{8.14}$$

Como aproximadamente $R = R_0 A^{1/3}$, se pueden lograr las siguientes estimaciones:

$$\lambda(E1) = 1{,}0\times 10^{14}A^{2/3}E^3, \tag{8.15}$$
$$\lambda(E2) = 7{,}3\times 10^{7}A^{4/3}E^5, \tag{8.16}$$
$$\lambda(E3) = 34A^2E^7, \tag{8.17}$$
$$\lambda(E4) = 1{,}1\times 10^{-5}A^{8/3}E^9, \tag{8.18}$$

donde λ está en segundos y E en MeV.

Para las transiciones magnéticas, la integral debe tener r^{L-1}. Haciendo la hipótesis de la constancia de la función de onda resulta $3R^{L-1}/$-

$(L+2)$. El operador momento magnético es considerado el del protón. De todo ello, la probabilidad de transición resulta

$$\lambda(ML) \simeq \frac{8\pi(L+1)}{L[(2l+1)!!]^2}\left(\mu_p - \frac{1}{L+1}\right)^2\left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2 \quad (8.19)$$

$$\times \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}\left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{2L+1}\left(\frac{3}{L+2}\right)^2 cR^{2L-2}. \quad (8.20)$$

donde se ha despreciado varios momentos angulares. Si como se acostumbra reemplazamos $[\mu_p - 1/(L+1)]^2$ por 10, se logra las estimaciones siguientes:

$$\lambda(M1) = 5,6\times 10^{13}E^3, \quad (8.21)$$

$$\lambda(M2) = 3,5\times 10^{7}A^{2/3}E^5, \quad (8.22)$$

$$\lambda(M3) = 16A^{4/3}E^7, \quad (8.23)$$

$$\lambda(M4) = 4,5\times 10^{-6}A^2E^9. \quad (8.24)$$

De estas relaciones se puede observar que los multipolos menores dominan. Entre dos multipolos sucesivos hay un factor de 10^5. Por otro lado resulta que la radiación magnética es dos órdenes de magnitud mayor que la eléctrica para núcleos medios y pesados.

8.4 Reglas de selección de momento angular

Los fotones llevan consigo un momento angular definido. El operador multipolo de orden L está asociado con el momento angular L. Entonces un multipolo de orden L transfiere un momento $L\hbar$ a cada fotón.

Consideremos una transición γ del estado excitado de momento angular I_i y paridad π_i al estado final de momento angular I_f y paridad π_f. Entonces la conservación de momento angular requiere

$$I_i = L + I_f. \quad (8.25)$$

El mayor valor posible de L es $L_i + I_f$ y el más pequeño es $|I_i - I_f|$. Por otro lado, si los estados no cambian de paridad, la paridad de la radiación será par y si cambia la paridad es impar. Tomando en cuenta que el mismo orden multipolar la radiación eléctrica tiene paridad opuesta a la eléctrica, se tiene las siguientes reglas de selección.

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f \quad (8.26)$$

$$\Delta\pi = \text{no}: \quad \text{eléctrico par, magnético impar}$$

$$\Delta\pi = \text{si}: \quad \text{eléctrico impar, magnético par} \quad (8.27)$$

La excepción es para $L = 0$, cuando $I_f = I_i$, porque no hay transición monopolar que emita un fotón simple.

Para transiciones de una partícula simple, puede llegarse a las siguientes arriba mencionadas:

1. El menor multipolo permitido domina.
2. Las emisiones eléctricas multipolares son más probables que los multipolos magnéticos del mismo orden, por un factor del orden de 10^2 para los núcleos medios y pesados.
3. Emisiones de multiplo $L+1$ es menos probable que la emisión de multipolo L por un factor de 10^{-5}.
4. De 2 y 3 se tiene

$$\frac{\lambda(EL')}{\lambda(ML)} = \frac{\lambda(EL')}{\lambda(EL)}\cdot\frac{\lambda(EL)}{\lambda(ML)} \approx 10^{-5}\times 10^2 \approx 10^{-3} \quad (8.28)$$

$$\frac{\lambda(ML')}{\lambda(EL)} = \frac{\lambda(ML')}{\lambda(ML)}\cdot\frac{\lambda(ML)}{\lambda(EL)} \approx 10^{-5}\times 10^{-2} \approx 10^{-7}. \quad (8.29)$$

Las propiedades de núcleos específicos pueden ser diferentes en varios órdenes de magnitud respecto a las estimaciones que se vienen de presentar.

8.5 Mediciones de distribución angular y polarización

Para medir el orden multipolar debemos medir la distribución angular de la radiación. Para distinguir las radiaciones magnéticas de las eléctricas es necesario mediciones adicionales, entre las que se tiene la polarización.

Tomemos el caso de la transición de $I_i = 1$ a $I_f = 0$. El estado inicial incluye tres subniveles con $m_i = +1, 0, -1$; el estado final tiene sólo un subnivel $m_f = 0$. Si $m_i = 0$ y $m_f = 0$, la probabilidad de emisión varía como $\text{sen}^2\theta$, donde θ es el ángulo con respecto al eje z. Las transiciones de $m_i \pm 1$ a $m_f = 0$ dan una distribución angular que

varía como $\frac{1}{2}(1+\cos^2\theta)$. Como vemos se trata de distribuciones dipolares y cuadrupolares, respectivamente.

Experimentalmente, se coloca la muestra en un campo magnético, de modo que el I_i se oriente y se genere la separación de los niveles energéticos E, $E+\Delta E$ y $E-\Delta E$, donde $\Delta E = \mu B$. Supongamos que se logra seleccionar los γ según los valores de energía. Para $E+\Delta E$ se tendría $\frac{1}{2}(1+\cos^2\theta)$ como distribución angular. Ver Fig. 8.2.

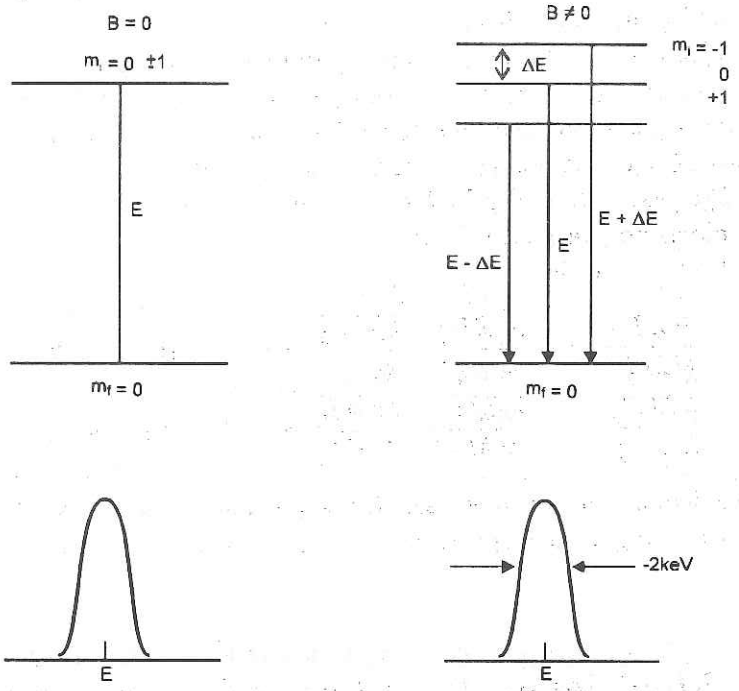


Figura 8.2: El efecto Zeeman nuclear.

Sin embargo, $\Delta E \simeq 10^{-6}$ eV para un magnetón nuclear en un campo magnético de 10 T. Ese valor de energía no puede ser resuelto con los detectores de γ. Lo que se puede hacer es enfriar la muestra a muy bajas temperaturas, para que por la distribución de Boltzmann, $p(m_i) \propto e^{-m_i(\Delta E/kT)}$, genere poblaciones desiguales según la componente de I_i. Para tener algún efecto es necesario llevar el núcleo a $T \sim 0{,}01$ K. Ver Fig. 8.3.

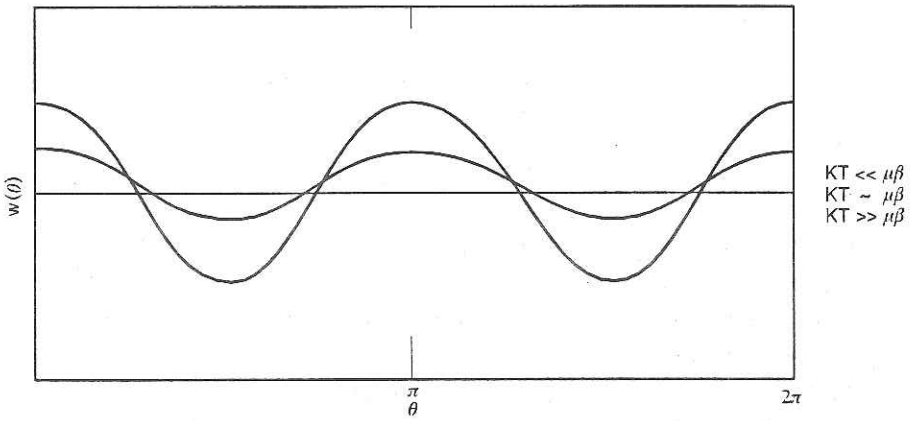


Figura 8.3: Distribución angular de los núcleos con espines orientados a bajas temperaturas.

Se puede escoger núcleos con determinada población detectando una radiación previa. Por ejemplo, si el nivel I_i es poblado por una transición de un estado de espín $I_0 = 0$ y luego decae, se produce una cascada $0 \to 1 \to 0$ de dos radiaciones γ_1 y γ_2. El eje z se define con la dirección en la que sale γ_1. Como la transición $0 \to 0$ no puede ser transmitida en esa dirección, porque $\theta_1 = 0$, entonces $p(m_i) = 0$. Por ello la distribución angular γ_2 será

$$\begin{aligned} W(\theta) &\propto \frac{1}{2}[\frac{1}{2}(1+\cos^2\theta)] + 0(\cos^2\theta) + \frac{1}{2}[\frac{1}{2}(1+\cos^2\theta)] \\ &\propto 1+\cos^2\theta. \end{aligned} \tag{8.30}$$

El *plano de polarización* está dado por el vector $\boldsymbol{r}$ y $\boldsymbol{E}$, donde $\boldsymbol{r}$ va desde la fuente hasta el detector. La polarización es medida con detectores basados en la dispersión Compton. Igual que en el caso anterior, la polarización se mide después de una población inicial escogida al detectar una transición γ_1. La polarización es entonces medida sobre γ_2.

8.6 Conversión interna

Se trata de la interacción del campo multipolar electromagnético del núcleo con los electrones atómicos, produciendo su salida del átomo.

En este caso, la energía del electrón será

$$T_e = \Delta E - B, \tag{8.31}$$

donde ΔE es la energía de transición y B es la energía de ligadura del electrón con el átomo. Como los electrones atómicos están en niveles, para una conversión dada habrá electrones de conversión interna con energías diferentes.

Es frecuente que compitan la conversión interna con la emisión β, pero es fácil extraer los picos de los electrones de conversión interna del espectro de la emisión β. Ver Fig. 8.4.

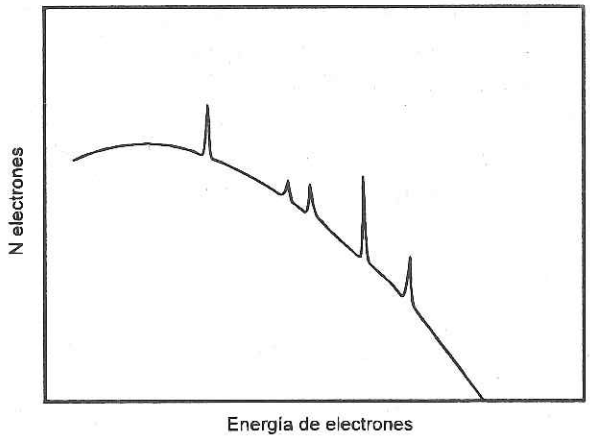


Figura 8.4: Una forma como se presenta el espectro de energía de electrones emitidos por un núcleo.

Los electrones de conversión electrónica tienen picos característicos de los niveles de donde salen. Por ello estos se identifican con esos niveles que pueden ser K, L, M, etc., correspondientes a los niveles $n = 1, 2, 3, ...$

Si se toma en cuenta las subcapas, se tendrán las subestructuras correspondientes. Por ejemplo, para L, los suborbitales serán $2s_{1/2}$, $2ps_{1/2}$, $2ps_{3/2}$, siendo entonces asignadas las denominaciones L_I, L_{II}, L_{III} a los electrones de conversión respectivos.

Debido a la vacancia producida por la conversión interna, se genera transiciones que dan lugar a rayos X. Por ello se observa rayos X en la parte inferior del espectro γ.

La conversión compite con la emisión γ. La probabilidad total de decaimiento será

$$\lambda_t = \lambda_\gamma + \lambda_e, \tag{8.32}$$

donde λ_γ y λ_e son las componentes γ y de conversión interna, respectivamente.

La probabilidad de emisión electrónica, relativo a la emisión γ, es llamada *coeficiente de conversión interna*, α.

El coeficiente de conversión interna total α y los coeficientes parcialies están relacionados por las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} \lambda_t &= \lambda_\gamma + \lambda_{e,K} + \lambda_{e,L}\lambda_{e,M} \\ &= \lambda_\gamma(1 + \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M). \end{aligned}$$

y

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M. \tag{8.33}$$

8.7 Tiempos de vida de la emisión γ

Para obtener algunas conclusiones de los tiempos de vida del decaimiento γ, tomemos el caso del nivel 1317-keV del ^{72}Se, el que tiene un periodo de semidesintegración total de 8,7ps. Entonces, la constante de decaimiento total será

$$\lambda_t = \frac{0,693}{t_{1/2}} = \frac{0,693}{8,7 \times 10^{-12} s} = 8,0 \times 10^{10} s^{-1}. \tag{8.34}$$

Considerando que el nivel decae por tres transiciones se tiene:

$$\begin{aligned} \lambda_t &= \lambda_{t,1317} + \lambda_{t,455} + \lambda_{t,380} \qquad (8.35) \\ &= \lambda_{t,1317}(1 + \alpha_{1317}) + \lambda_{t,455}(1 + \alpha_{445}) + \lambda_{t,380}(1 + \alpha_{380}). \end{aligned}$$

En el caso que tratamos los coeficientes de conversión son muy pequeños. Por otro lado:

$$\lambda_{t,1317} : \lambda_{t,455} : \lambda_{t,380} = 51 : 39 : 10. \tag{8.36}$$

8.8 Espectroscopía gamma

Los rayos gamma son fácilmente detectados con una alta resolución, que es de 2 keV para buenos detectores y con una muy alta precisión, del orden del eV.

Un experimento ideal de espectroscopía gamma nos debe proporcionar la siguiente información:

1. Energía e intensidades de los rayos gamma.
2. Mediciones de coincidencia nos muestra la forma como se ordenan los diversos decaimientos.
3. Mediciones de conversión interna ayuda a comprender el tipo de radiación, el espín y la paridad de los estados inicial y final. Puede ayudar también la distribución angular.
4. Los periodos de semidesintegración de los niveles ayudan a obtener las probabilidades absolutas de transición. En la Fig. 8.5 se presenta el caso del decaimiento del ^{180m}IIf.

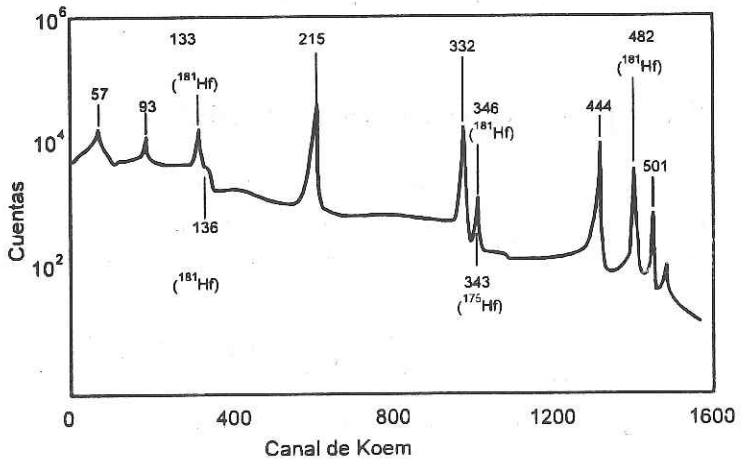


Figura 8.5: Espectro de los rayos γ del decaimiento del ^{180m}Hf. Modificado de *Introductory to Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, New York, 1987.

8.9 Fluorescencia de resonancia nuclear y efecto Mössbauer

La absorción de un rayo γ por el núcleo produce un salto de nivel a ΔE sobre el estado fundamental. Con un procedimiento similar al seguido para la ecuación (8.5), suponiendo que el núcleo está inicialmente en reposo, se llega a

$$\Delta E = E_\gamma - \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}. \tag{8.37}$$

Si se tiene una fuente de radiación γ con energía contínuamente variable, se tendrá algunas resonancias con una sección eficaz de absorción dadas por

$$\sigma_0 = 2\pi \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma}\right)^2 \frac{2I_e + 1}{2I_g + 1} \frac{1}{1+\alpha}, \tag{8.38}$$

donde α es el coeficiente de absorción total e I_g e I_g son números de espín del estado fundamental y los excitados.

Por otro lado, cualquier estado que tiene una vida media τ tiene una ancho $\Gamma = \hbar/\tau$. Si irradiamos una colección de núcleos bariónicos, se obtiene una curva de resonancia para la sección eficaz dada por

$$\sigma(E_\gamma) = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{[E_\gamma - (\Delta E + E_R)] + (\Gamma/2)^2}, \tag{8.39}$$

donde E_R es la corrección de retroceso $E_\gamma^2/2Mc^2$. Los valores típicos de la vida media están entre ns y ps, de modo que los anchos de resonancia serán entre 10^{-6} y 10^{-3} eV.

Una contribución al ensanchamiento de la línea es el ensanchamiento Doppler, debido a que el núcleo no está en reposo. Los fotones absorbidos en el sistema de referencia del laboratorio tendrán un desplazamiento de $E'_\gamma = E_\gamma(1 \pm v_x/c)$, donde v_x es la componente de la velocidad en dirección de los fotones.

En 1958, Rudolf Mössbauer hizo un experimento de resonancia de absorción usando una fuente ^{191}Ir ($E_\gamma = 129$ keV; $E_R = 0{,}047$ eV). Los núcleos que absorben o emiten fotones están ligados a un cristal con energía de ligadura de 1 - 10 eV, de modo que los núcleos no dejan el cristal. Los cristales vibran, de modo que se notará un pequeño ensanchamiento de la curva de resonancia. La curva de resonancia es la

superposición de líneas de absorción y emisión, caracterizadas por sus anchos de línea naturales (3×10^{-6} eV en ^{191}Ir). Si se mueve relativamente la fuente del absorbedor a bajas velocidades, con una velocidad como para que el corrimiento de Doppler sea mayor que el ancho de línea natural, se destruye la resonancia.

Para un ancho de línea de 6×10^{-6} eV, que tiene en cuenta el ancho de la fuente y el absorbedor, la velocidad necesaria es $5 \times 10^{-11}c$, o alrededor de 14 mm/s.

Capítulo 9

Física neutrónica

La falta de carga del neutrón le permite introducirse en el núcleo sin mucha dificultad e iniciar reacciones nucleares. Sin embargo, como no producen ionización primaria, la detección de los neutrones no es fácil. Por otro lado, su falta de interacción coulombiana no permite seleccionar su energía ni focalizarlo.

En 1930, Bothe y Becker bombardeando berilio con partículas α obtuvieron una radiación muy penetrante pero no ionizante, asumiendo que se trataba de γs de alta energía. Curie y Joliot descubrieron que el bombardeo con neutrones de parafina producía protones de 5,3 MeV. La suposición que esa radiación sea γ llevaba a que ésta tuviera de 52 MeV, lo que era improbable.

En 1932, James Chadwick planteó la hipótesis que esa radiación penetrante era de una partícula neutra de masa aproximadamente igual a la del protón, de modo que se le llamó neutrón. Un neutrón de 5,3 MeV, en un choque frontal transfiere su energía a un protón. Chadwick realizó experimentos adicionales confirmando su hipótesis.

El neutrón libre sufre decaimiento β con 10,6 min de periodo de semidesintegración. Cuando el neutrón está ligado al núcleo, puede vivir más o menos tiempo. El momento dipolar magnético del neutrón es $\mu = -1,91304184 \pm 0,00000088 \ \mu_N$. La diferencia de masa con el protón es $m_n - m_p = 1,29340 \pm 0,00003$ MeV.

Los neutrones permiten investigar diversos campos de la física, como la física de la materia condensada, física nuclear, entre otros.

9.1 Fuentes de neutrones

Los neutrones no pueden ser acelerados, pero su energía puede ser disminuida por colisiones con átomos de diversos materiales. Los valores de la energía de los neutrones han sido clasificados en los siguientes rangos: térmicos ($E \simeq 0,025$ eV), epitérmicos ($E \sim 1$ eV), lentos ($E \sim 1$ keV) y rápidos ($E = 100$ keV - 10 MeV).

Fuentes α berilio.- Esta fuente usa la reacción

$$^4\mathrm{He} + ^9\mathrm{Be} \rightarrow ^{12}\mathrm{C} + n, \tag{9.1}$$

la que tiene un valor Q de 5,7 MeV. Si usamos ^{226}Ra como fuente de αs, los hijos de éste también emitirán αs, obteniéndose energías entre 5 y 8 MeV, de modo que el espectro de energías de los neutrones llegará hasta 13 MeV. De esta fuente salen neutrones con un amplio rango de energías, debido a los diversos grupos de energía de αs, la interacción con los materiales, las diversas direcciones de emisión respecto a los α y la eventualidad de una excitación del ^{12}C. El valor más probable de energía es cerca de 5 MeV y la producción a una tasa de 10^7 neutrones por segundo por cada Ci de ^{226}Ra.

La fuente arriba mencionada fue con la que se descubrió el neutrón. Debido a su alta emisión γ el 226Ra ha sido reemplazado por ^{210}Po (138 d), ^{238}Pu (86 años) y ^{241} Am (458 años), las que producen de $2-3\times10^6$ neutrones por segundo por Ci de actividad α.

Fuentes Fotoneutrónicas.- Estas fuentes usan la reacción (γ,n), generando neutrones aproximadamente monoenergéticas. Por ejemplo, el ^{24}Na emite un rayo γ de 2,76 MeV, que es suficiente para sacar un neutrón del ^{9}Be a través de la reacción

$$\gamma + ^9\mathrm{Be} \rightarrow ^8\mathrm{Be} + \mathrm{n}. \tag{9.2}$$

El rendimiento es de 2×10^6 neutrones por segundo por Ci de ^{24}Na. Su periodo de semidesintegración es de 15 h. y la energía de los neutrones es alrededor de 0,8 MeV.

Fisión espontánea.- Una fuente muy usada es la de ^{252}Cf, el que produce unos 4 neutrones por fisión. La fisión es sólo el 3% de los decaimientos que son en mayor parte de α. La producción de neutrones se da a una tasa de $4,3\times10^9$ n/s por Ci de ^{252}Cf. Las energías de los neutrones están entre 1 y 3 MeV, lo que es característico de la fisión.

Reacciones nucleares.- Usando aceleradores de partículas se puede generar neutrones razonablemente monoenergéticos. Algunas de las reacciones que pueden ser usadas son:

$$\begin{aligned}
^3\mathrm{H} + \mathrm{d} &\rightarrow ^4\mathrm{He} + \mathrm{n} \quad Q = +17,6\mathrm{MeV}\\
^9\mathrm{Be} + ^4\mathrm{He} &\rightarrow ^{12}\mathrm{C} + \mathrm{n} \quad Q = +5,7\mathrm{MeV}\\
^7\mathrm{Li} + \mathrm{p} &\rightarrow ^7\mathrm{Be} + \mathrm{n} \quad Q = -1,6\mathrm{MeV}\\
^2\mathrm{H} + \mathrm{d} &\rightarrow ^3\mathrm{He} + \mathrm{n} \quad Q = +3,3\mathrm{MeV}.
\end{aligned}$$

Reactores nucleares.- En un reactor nuclear, la reacción en cadena de fisión libera una gran cantidad de neutrones. Se logra flujos de alrededor de 10^{14}neutrones/cm^2/s. El espectro va hasta 7 MeV, teniendo su pico entre 1 y 2 MeV. Los neutrones son termalizados en el núcleo del reactor. Con tubos a través del blindaje, se obtiene haces de neutrones que dan a una sala experimental. En el núcleo del reactor se irradian muestras para el análisis por activación neutrónica y la producción de radioisótopos.

9.2 Absorción y moderación de neutrones

Los neutrones rápidos generan una serie de reacciones nucleares del tipo (n,p), (n,α), entre otras. Los neutrones lentos o térmicos son absorbidos a través de la reacción (n,γ). La sección eficaz de absorción presenta resonancias. Fuera de esas resonancias, la sección eficaz decrece como v^{-1}. Los neutrones rápidos van perdiendo energía por dispersión elástica o inelástica hasta llegar a las regiones de resonancia en la que son fácilmente absorbidos.

En un material de espesor dx, los neutrones encontrarán ndx átomos por unidad de área del material, donde n es el número de átomos por unidad de volumen. Si la sección eficaz total, en la que se considera la dispersión, es σ_t, entonces la intensidad que se pierde es:

$$dI = -I\sigma_t n dx. \tag{9.3}$$

La intensidad de los neutrones con la energía inicial disminuirá según la relación

$$dI = I_0 e^{-\sigma_t n x}. \tag{9.4}$$

En una colisión elástica entre un neutrón de energía E y velocidad v con un núcleo blanco en reposo de masa A, la energía final E' del neutrón será:

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2A\cos\theta}{(A+1)^2} \tag{9.5}$$

donde θ es el ángulo de dispersión en el sistema de centro de masa, E y E' son medidos en el laboratorio. Para $\theta = 0$, $E'/E = 1$. La mayor pérdida de energía se da en el choque frontal, es decir para $\theta = 180°$. En este caso

$$\left(\frac{E'}{E}\right)_{\min} = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2. \tag{9.6}$$

Los neutrones son dispersados varias veces en un medio. Por ello se define el valor promedio de $\log(E/E')$:

$$\begin{aligned} \xi &= \left[\log\frac{E}{E'}\right] a_{\text{av}} \\ &= \frac{\int \log\left[\frac{A^2+1+2A\cos\theta}{(A+1)^2}\right] d\Omega}{\int d\Omega}, \end{aligned} \tag{9.7}$$

donde $d\Omega$ es un elemento de ángulo sólido en el centro de masa. Suponiendo que la dispersión es anisotrópica se logra

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A}\log\frac{A-1}{A+1}. \tag{9.8}$$

Después de n colisiones, el valor promedio de $\log E'$ es $\log E'_n$, dado por

$$\log E'_n = \log E - n\xi. \tag{9.9}$$

Para los neutrones térmicos, se usa la mecánica estadística, la que entrega la distribución maxwelina de velocidades:

$$f(v)dv = 4\pi n \left(\frac{m}{e\pi kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2kT} dv, \tag{9.10}$$

donde $f(v)dv$ da la fracción de neutrones con velocidades entre v y $v+dv$. En esta relación, m es la masa de neutrones y n el número de neutrones por unidad de volumen. En función de la energía, la ecuación anterior resulta

$$f(E)dE = \frac{2\pi n}{(\pi kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT} dE, \tag{9.11}$$

que sería la distribución de la energía de neutrones termalizados.

9.3 Secciones eficaces y reacciones neutrónicas

En esta sección vamos a ver algunos aspectos de la estructura nuclear que pueden ser estudiados por reacciones con neutrones. Basado en el modelo de absorción total, la sección eficaz de reacción es $\sigma_{\text{r}} = \pi(R+\lambda\!\!\!^{-})^2$. Tomando en cuenta la transmisión, se logra

$$\sigma = \pi(R+\lambda\!\!\!^{-})^2 \frac{4kK}{(k+K)^2}, \tag{9.12}$$

donde $K = \sqrt{2m(E+V_0)/\hbar^2}$, para una barrera de una profundidad $-V_0$, y $k = \sqrt{2mE/\hbar}$.

Para neutrones de baja energía, $E \ll V_0$ y $k \ll K$ y $\lambda \gg R$,

$$\sigma \cong \frac{4\pi}{kK}, \tag{9.13}$$

y como $k = p/\hbar = mv/\hbar$, se obtiene que la sección eficaz tiene una dependencia de $1/v$.

En la región de resonancia no hay teoría para calcular la posición de las resonancias.

9.4 Captura neutrónica

Cuando un neutrón de baja energía, E_{n}, es absorbido, la energía de excitación del núcleo A' es $S_{\text{n}} + E_{\text{n}}$, donde S_{n} es la energía de separación de un neutrón.

Las reacciones de captura pueden ser usadas para determinar los valores de energía, el espín y la paridad de los estados de los núcleos que capturan los neutrones. Supongamos que el núcleo inicial tiene el espín I y paridad π. El espín I' del nuevo núcleo es determinado por el momento angular del neutrón orbital $\boldsymbol{l}$ y el espín $\boldsymbol{s}$, que se añade al del núcleo blanco:

$$\boldsymbol{I'} = \boldsymbol{I} + \boldsymbol{l} + \boldsymbol{s} \tag{9.14}$$

y la paridad está relacionada por

$$\pi' = \pi(-1)^l. \tag{9.15}$$

Para el caso de neutrones térmicos, sólo ocurrirá la captura de ondas s, para lo cual $I' = I \pm \frac{1}{2}$ y $\pi' = \pi$.

En el decaimiento γ de captura, todo estado excitado puede ser poblado, en el marco de las reglas de selección. Para la radiación dipolar, el máximo cambio de espín es de una unidad. De modo que la radiación primaria lleva a estados con espín de $I'+1$ a $I'-1$. Tomando en cuenta la relación entre I e I', los estados excitados poblados tendrán espines de $I - \frac{3}{2}$ a $I + \frac{3}{2}$ (excepto para $I \leq 1$).

Para la radiación dipolar, dado que la probabilidad de emisión es proporcional a E_γ^3, es más probable la emisión por decaimiento al estado fundamental. Entonces, el decaimiento se hace primero emitiendo γs de 5-10 MeV, inmediatamente después de la captura, y luego la emisión por la transición de dos niveles por debajo de 2 MeV.

La radiación dipolar eléctrica es 100 veces más intensa que la radiación dipolar magnética, de modo que la paridad del estado final será mayormente opuesta a la paridad del núcleo inicial.

Como no existe fuertes reglas de selección en el poblamiento de estados de baja energía por decaimiento γ de captura, este decaimiento nos permite obtener información abundante en la experimentación.

En algunos casos, la reacción (n,γ) da estados fundamentales de núcleos radiactivos. Así, el núcleo final alcanza una actividad de acuerdo a:

$$\mathcal{A} = 0,602 \frac{m}{A} \sigma \frac{\phi}{3,7 \times 10^{10}} (1 - e^{-\lambda t}), \tag{9.16}$$

donde $\mathcal{A}$ es la actividad en Curies, m/A es la razón entre la masa y la masa atómica del núcleo blanco, σ es la sección eficaz de captura (barns), ϕ es el flujo de neutrones en neutrones/cm^2/s, y t es la duración del bombardeo neutrónico.

Varias son las aplicaciones de la captura neutrónica. Si se bombardea con neutrones una muestra con núcleos de sección eficaz conocida y luego se mide la actividad $\mathcal{A}$, se puede obtener el flujo ϕ. Por otro lado, con un flujo conocido ϕ, se puede obtener las secciones eficaces desconocidas.

La aplicación más conocida es, sin embargo, el análisis por activación neutrónica. En esta aplicación se conoce ϕ, σ y se determina m. Con esta técnica se analiza cualitativa y cuantitativamente los elementos en una muestra. Esta técnica se aplica en minería, geología, arqueología, medio ambiente, entre otros campos.

9.5 Difracción de neutrones

Los neutrones, como toda partícula, tiene un comportamiento ondulatorio determinado por una longitud de onda. Esto nos permite estudiar cristales, en lo referente a su estructura.

Mediante un cristal se obtiene un haz monoenergético de neutrones en determinadas direcciones. Este haz monoenergético se hace incidir sobre un material cristalino, lográndose una distribución angular característica de la distancia d entre los planos del cristal. La intensidad de cualquier reflexión entrega información de las propiedades del cristal.

Un haz monocromático puede ser usado para bombardear un polvo de una muestra a estudiarse. De la distribución angular se deducirá las estructuras cristalinas. Este método se aplica también a estructuras relativamente desordenadas de líquidos y vidrios así como de estructuras de moléculas biológicas.

El momento magnético del neutrón permite también una dispersión característica de la estructura magnética de los materiales, la que tiene mucha importancia en varios campos de la ciencia y la ingeniería.

Capítulo 10

Fisión nuclear

En los años 30, la física nuclear tuvo un avance espectacular. El descubrimiento del neutrón por James Chadwick en 1932, dió lugar a una serie de experimentos basados en el bombardeo de núcleos con neutrones. En Italia, el equipo dirigido por Enrico Fermi estudió la radiactividad inducida por los neutrones en los núcleos. En esos experimentos se descubrieron varios núcleos que se producían por emisión β después de la captura neutrónica. Era como si el núcleo compensara su exceso de neutrones convirtiendo uno de ello en neutrón. El núcleo residual tenía en consecuencia un número atómico superior.

Surgió entonces el siguiente paso natural, consistente en producir núcleos transuránidos, más pesados que el uranio, que era el elemento natural conocido. Así se logró actividades β que al principio se supuso que venían de elementos transuránidos. Luego, estudios más detallados mostraron que se trataba de actividades similares a la del bario, después se pensó que se trataba del radio.

En 1939, usando técnicas radioquímicas, Otto Hahn y Frederik Strassman[1] mostraron que en realidad la actividad inducida era del bario mismo. Investigaciones adicionales permitieron descubrir que el bombardeo del uranio con neutrones producía varios otros núcleos intermediarios.

O. Hahn y F. Strassman dieron cuenta del descubrimiento en un artículo en uno de cuyos párrafos se lee: "Como consecuencia de estos

[1] O. Hahn y F. Strassmann, *Naturwssenschaften* **27** (1939) 11

estudios, tenemos que cambiar los nombres de los cuerpos que habíamos indicado en nuestros esquemas de desintegración precedentes y, es necesario nombrar bario, lantanio y cesio lo que antes llamábamos radio, actinio y torio. En tanto que químicos nucleares, cercanos a los físicos, nos costó dar el paso que contradecía todas las experiencias precedentes de la fisión nuclear.

Usando cámaras de ionización se pudo medir que la energía liberada en la fisión era del orden de 200 MeV. Este resultado sirvió para que Lise Meitner y Otto Frisch[2], en 1939, propusieran la hipótesis de que el uranio, al absorber un neutrón se partía en dos pedazos, es decir que fisionaban.

Aunque muchos núcleos pueden fisionar cuando se le proporciona energía suficiente, el interés práctico corresponde a núcleos como el torio o más pesados que el torio. El descubrimiento que los fragmentos de fisión emiten neutrones, realizado por Frederic Joliot, en 1939, abrió la posibilidad al uso de la reacción en cadena, la que daría lugar a la bomba atómica y a los reactores nucleares.

L. Meitner y O. Frisch propusieron el término fisión, para identificar el fenómeno descubierto. Estos autores propusieron también una explicación teórica basada en el modelo de la gota líquida. Ellos sugirieron que, como sucede en el caso de la gota líquida, el núcleo se parte en dos núcleos más pequeños.

En el modelo de la gota líquida, el núcleo se considera sujeto a una fuerza cohesiva de corto alcance, similar a la tensión superficial, y una fuerza repulsiva de origen electrostático. El equilibrio de los núcleos, tomando en cuenta esas dos interacciones, fue tratado por muchos autores entre los que destacan, por el detalle con el que se trató el problema, N. Bohr y J.A. Wheeler[3].

10.1 Barreras de fisión

Lo que viene de mencionarse sucedió en el transcurso del primer año después del descubrimiento de la fisión nuclear. Luego se desarrolló

[2]L. Meitner y O. Frisch, *Nature* (Londres) **143** (1939) 276
[3]N. Bohr y J.A. Wheeler, *Phys. Rev.* **56** (1939) 426

un inmenso trabajo teórico y experimental tendiente a comprender la dinámica del proceso de la fisión.

La fisión resulta de la competencia entre la fuerza de Coulomb y la fuerza nuclear. La fuerza nuclear crece como aproximadamente proporcional al número másico A, mientras que la fuerza coulombiana de repulsión entre los protones crece como Z^2.

La dinámica de fisión puede responder a un potencial en forma similar al correspondiente al decaimiento α, con un potencial que cuenta con una barrera cerca de cuyo punto superior, con una barrera delgada, se encuentra el núcleo residual. La fisión puede ocurrir en forma espontánea o inducida por una partícula pequeña como el neutrón o por fotones, los que elevarían la energía de excitación hasta puntos superiores a la cima de la barrera.

El primer aspecto de la fisión que debió tratarse fue el paso del sistema fisil desde su forma inicial hasta el punto de ensilladura a partir del cual la división en dos fragmentos es inevitable.

La fisión puede ser entendida considerando la energía de ligadura por nucleón. Un núcleo pesado tiene una energía de ligadura de unos 7,6 MeV/nucleón. Si el ^{238}U se dividiera en dos partes iguales con $A \simeq 119$, la energía de ligadura por nucleón de los fragmentos sería de 8,5 MeV. Como los fragmentos tienen los nucleones más ligados que el núcleo inicial, en el proceso habrá liberación de energía, la que se manifestará en la energía cinética de los fragmentos ($\sim 80\%$), en la emisión de neutrones, β y γ. La energía cinética aparece por la repulsión coulombiana de los fragmentos.

En 1962, cuando S. M. Polikanov[4] descubre los isómeros espontáneamente fisiles, se inicia una etapa importante en la comprensión del fenómeno de la fisión. V. M. Strutinsky[5] propone entonces añadir, al potencial dado por el modelo de la gota líquida, la corrección de capas[6]. La corrección de capas produce oscilaciones respecto a la tendencia media en función del número de nucleones y de la forma del núcleo[7]. Además se añade la corrección de emparejamiento debido a la interacción en-

[4]Polikanov y cols., *Zh. Eksperim Teoret. Fiz.* **42** (1962) 1464
[5]V. M. Strutinsky, *Nucl. Phys.* **A95** (1067) 420
[6]S.G. Nilsson, *Mat. Fys. Medd.* **29** (1968) n. 16
[7]J. R. Huizenga, *Science* **168** (1970)

tre nucleones emparejados en el núcleo[8]. M. Bosterli y colaboradores calcularon la energía potencial del núcleo ^{240}Pu en función de su deformación[9]. Ver Fig. 10.1.

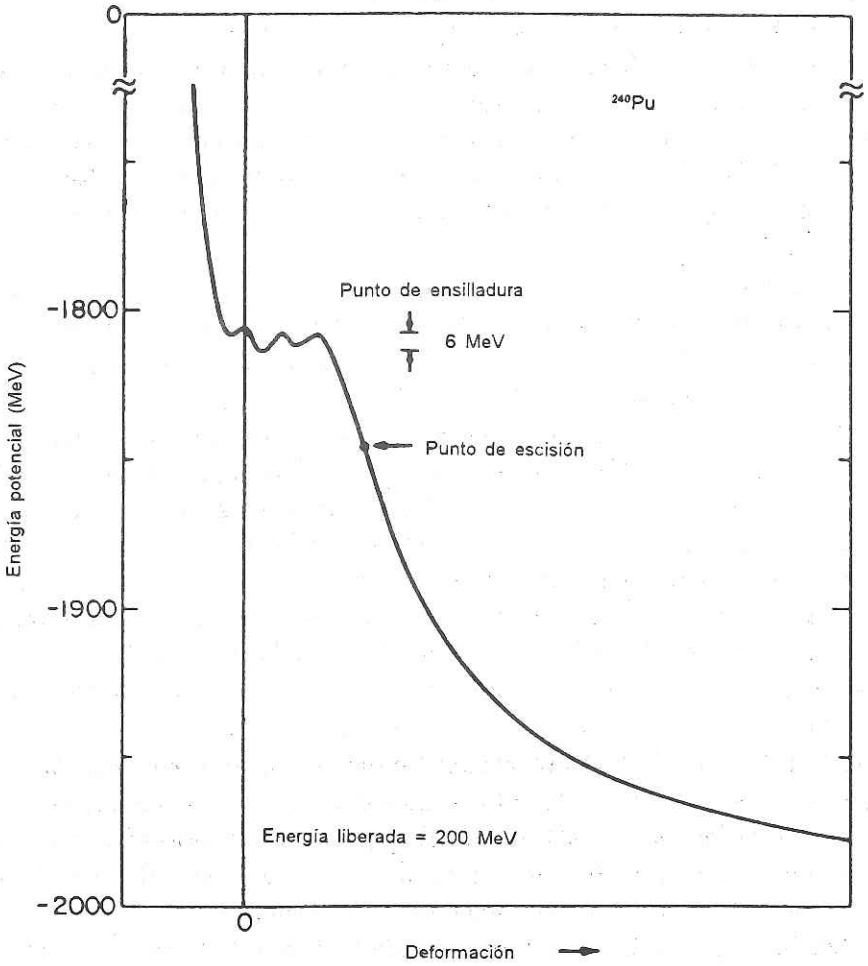


Figura 10.1: Dependencia de la energía potencial en función de la deformación en el grado de libertad de la fisión. La cornisa corresponde a las cercanías del estado fundamental del ^{240}Pu y el punto de escisión a la separación en dos fragmentos del sistema. Extraída de M. Bostereli y cols., *Phys. Rev.* **5** (1972) 1050.

El estado fundamental ^{240}Pu corresponde a una región que se encuentra en la cornisa de la curva de energía potencial. El sistema se deforma atravesando las barreras y llegando al punto de ensilladura que se encuentra en la parte de la curva que parece un tobogán.

A partir del punto ensilladura, el núcleo va tomando forma de dos fragmentos unidos por un cuello de materia nuclear[10] que se va desvaneciendo hasta el punto de escisión en el cual los fragmentos sólo interactúan por intermedio de la fuerza coulombiana. La repulsión coulombiana entre los dos fragmentos los hace alcanzar una energía cinética final total de aproximadamente 200 MeV en el infinito.

Regresemos a la cornisa de la curva de la energía potencial. Esta presenta dos "pozos" que se pueden ver en la ampliación de esta región, en la Fig. 10.2.

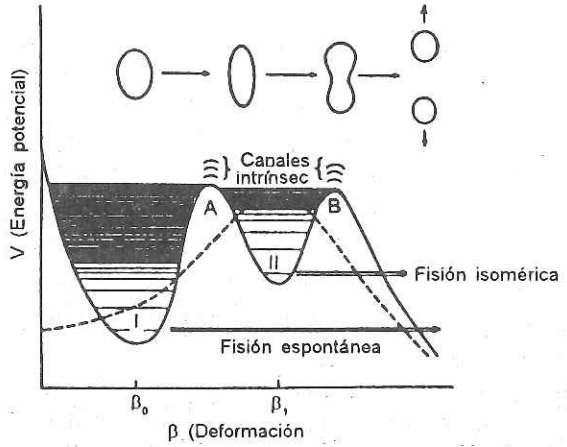


Figura 10.2: Ilustración esquemática de la barrera simple (línea interrumpida) y la doble barrera (línea contínua) de fisión. Las excitaciones intrínsecas en el primer y segundo pozo en las deformaciones β_0 y β_1 son designadas como clase I y clase II, respectivamente. Los canales intrínsecos en las barreras son mostrados esquemáticamente. También se representa las transiciones en las formas que toma el núcleo. Para que se produzca la fisión espontánea es necesario una transición a través de una barrera ancha y alta. Cuando se excita el núcleo hacia el segundo pozo, la fisión (llamada isomérica) es mucho más probable que la fisión espontánea. Fig. extraída de J.R. Huizenga, *Science* **168** (1970).

El primer pozo, de 6 MeV, corresponde al estado fundamental del sistema nuclear. La línea a trazos interrumpidos representa la energía potencial calculada por intermedio del modelo de la gota líquida sin correcciones. La energía total del sistema toma valores discretos que dependen de la forma de los pozos de la energía potencial. La Fig. 10.2 sugiere la posible transición de formas correspondientes a los pozos I y II. Resultados más finos sobre secciones eficaces[11] mostraron la existencia de un tercer pozo de potencial correspondiente a dos bandas de rotación.

10.2 Dinámica de la fisión

La descripción de algunos aspectos del proceso de fisión, correspondiente a la transición a través de la barrera de fisión, nos ayuda a comprender porqué el sistema es frío en el punto de ensilladura. Sin embargo, el objeto de este estudio es el descenso del sistema fisil desde el punto de ensilladura y el punto de escisión.

Existen dos hipótesis contrapuestas para el descenso entre el punto ensilladura y el punto de escisión: la hipótesis adiabática, en la que las partículas están sometidas al potencial creado por el núcleo pero sin interactuar entre ellas; y la hipótesis no-adiabática, según la cual existe interacción entre partículas produciéndose transiciones entre niveles de partículas. La hipótesis adiabática también está relacionada con superfluidez del sistema, mientras que la hipótesis no-adiabática está relacionada con la viscosidad.

A pesar de la inmensa cantidad de datos experimentales no se esclareció completamente el problema de la viscosidad nuclear. La razón se encuentra en la complejidad de los parámetros que describen los estados de los fragmentos finales. Además, los datos experimentales corresponden a fragmentos finales, después de sus decaimientos respectivos, una de cuyas formas es la emisión de neutrones. Esta emisión impide conocer la distribución de masas de los fragmentos en el momento de la escisión.

[8] D. K. Bes, *Mat. Fys. Medd.* **29** (1961) n. 2
[9] M. Bolsterli y cols., *Phys. Rev.* **5** (1972) 1050
[10] M. G. Mustafa y cols. *Phys. Rev.* **C7** (1973) 1519
[11] A. Michaudon, *Advances in Nuclear Physics* **6** (1973) 426

Podemos analizar los datos experimentales sobre la distribución de masa de los fragmentos de fisión menos excitados, es decir aquellos que han adquirido la energía cinética más elevada. Así podremos explorar las configuraciones más compactas que se hayan logrado en el proceso de ruptura en dos fragmentos. El conocimiento de las configuraciones más compactas de escisión da una idea sobre los límites del espacio de deformaciones que ocupa las configuraciones de escisión. Estos límites alcanzados en el proceso de fisión son finalmente expresión de la dinámica del proceso que puede ser caracterizado por una intensidad de acoplamiento entre los grados de libertad intrínseco y los grados de libertad colectivos.

10.3 · Distribución de carga, masa y energía cinética

En la Fig. 10.3 se presenta uno de los primeros resultados experimentales sobre la distribución de masa de los fragmentos de fisión inducida por neutrones del ^{235}U. La división simétrica de masas es 600 veces menos que la correspondiente a la máxima probabilidad. Se dice entonces que la división es asimétrica. Como se puede ver en la Fig. 10.3, los fragmentos pesados que se forman con mayor probabilidad tienen una masa media

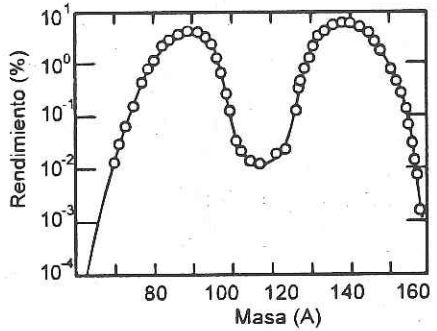


Figura 10.3: Distribución de masas de los fragmentos de fisión del ^{235}U inducida por neutrones térmicos. Fig. extraída de E.K. Hyde, *Nuclear Properties of Heavy Elements. Fission Phenomena*, Prentice Hall Inc. Englewood Cliffs N.Y. 1964.

de 139 u.m.a. Este también es el caso de varios núcleos fisiles.

El modelo de la gota líquida, tal como fue presentado por L. Meitner y O. Frisch, predice una división simétrica respecto a la masa, carga y energía cinética total de los fragmentos de fisión. Esta predicción se basa en los valores de la energía potencial. Usando el modelo de la gota líquida en 1964, V.M. Strutinsky mostró que la energía en el punto ensilladura correspondiente a la división simétrica es el doble de la correspondiente a la división simétrica[12]. Ver Fig. 10.4.

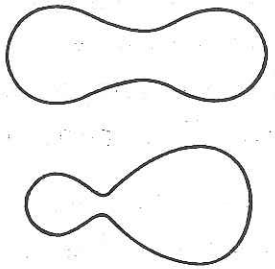


Figura 10.4: Configuraciones ensilladura simétrica y asimétrica para el parámetro de fisilidad $x = 0,65$. La energía de la ensilladura asimétrica es el doble de la correspondiente a la simétrica. Extraída de V.M. Strutinsky, *Sov. Phys. JETP* **18**.

P. Möller y S.G. Nilsson, en 1979, calcularon las correcciones de capas para la energía potencial de la gota líquida. Dichas correcciones fueron obtenidas a partir de los niveles de partículas dentro de un potencial de oscilador armónico deformado, y aplicando el procedimiento propuesto por V.M. Strutinsky. La superficie de Möller y S.G. Nilsson en función de grados de libertad simétricos y asimétricos limitados es presentado en la Fig. 10.5, para el caso del ^{236}U.

En la vecindad del segundo pozo de potencial, se logra una disminución de varios MeV para las distorsiones asimétricas. La forma del núcleo correspondiente a las distorsiones asimétricas explican la asimetría de masas de los fragmentos.

La superficie de potencial arriba presentada corresponde al núcleo fisil deformado. Sin embargo, cuando el sistema se acerca a la escisión, la energía potencial corresponde a dos fragmentos interactuantes por

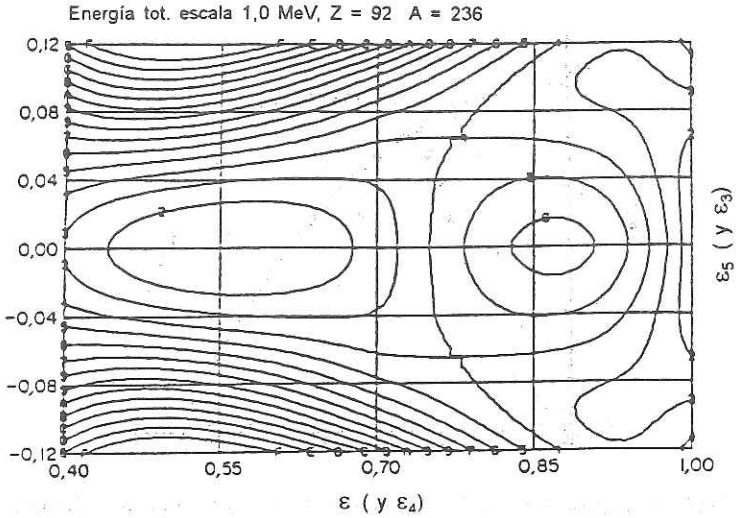


Figura 10.5: La superficie de energía potencial para el ^{236}U, para la cual se ha aplicado correcciones de capas. La energía potencial es expresada como función del parámetro de distorsión simétrica $\epsilon_2(\epsilon_4 = 0,176\epsilon - 0,0308)$ y el parátro de distorsión asimétrica $\epsilon_5(\epsilon_3 = -2\epsilon_5)$. Extraída de P. Möller y S.G. Nilsson, *Phys. Lett.* **B31** (1970).

la fuerza coulombiana. La energía potencial total será la suma de las energías de deformación D_L y D_H de los fragmentos de fisión y la energía coulombiana de interacción. La minimización de la energía potencial, P, con respecto a la deformación, favorece las divisiones asimétricas. Por otro lado, si se toma en cuenta que los niveles de energía dependen de la deformación y se supone que las deformaciones de escisión son gobernadas por la densidad de esos niveles (hipótesis adiabática) se predice la distribución asimétrica. Ver Fig. 10.6.

Las cargas y masas de los fragmentos livianos más probables serán entonces funciones de la carga y la masa del núcleo fisil. En el caso de núcleos fisiles cercanos del ^{235}U, los fragmentos livianos más probables corresponden a la región de los núcleos transicionales $Z_L = 40$ y $N_L = 60$.

[12] V.M. Strutinsky, *Sov. Phys. JET* **18** (1964) 1298

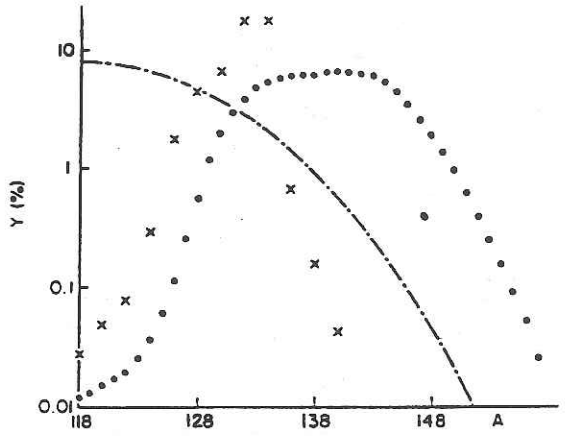


Figura 10.6: Comparación entre las distribuciones de masas calculadas (×) y experimentales (•). La línea interrumpida por puntos representa la predicción en ausencia de correcciones de capas. Extraída de A.V. Ignatyuk, *Sov. J. Nucl. Phys.* **b** (1969) 208 La división de masas y cargas más probables corresponden a las capas doblemente completas de los fragmentos pesados $Z_H = 50$ y $N_H = 82$. Las cargas de los fragmentos pesado y liviano son indicadas por Z_H y Z_L, respectivamente; mientras que los números de neutrones correspondientes son N_H y N_L, respectivamente.

Estos resultados sugieren que los fragmentos finales serán muy influenciados por las capas nucleares de los fragmentos. Ahora bien, la primera cantidad relacionada con los fragmentos finales es la energía disponible, valor Q de la reacción, definido por la relación siguiente:

$$Q = X_0 + M_0 - M_L - M_H, \qquad (10.1)$$

donde X_0 y M_0, son la energía de excitación y la masa del núcleo fisil y M_L y M_H son los valores de energía de masa de los fragmentos liviano y pesado, respectivamente.

Los valores Q son funciones de Z_L, Z_H A_L y Z_H, definidos anteriormente. Para cada división de masas, A_L/A_H, existen varias divisiones de cargas correspondientes a diferentes valores Q. En la Fig. 10.7 se presentan la energía cinética total, EKT ($= E_L + E_H$, donde E_L y E_H son los valores de la energía cinética de los fragmentos liviano y pesado,

respectivamente), y los valores Q, como función de la masa del fragmento pesado para el ^{240}Pu; y los valores de EKT son proporcionales a la energía coulombiana de interacción entre los fragmentos esféricos.

Para el ^{235}U, la curva de los valores máximos de Q y Q_{max}, es asimétrica, teniendo un máximo en las cercanías de $A_H = 132$, correspondiente a la fragmentación (Z_H, N_H, Z_L, N_H) = (50, 82, 42, 62), donde el fragmento pesado es doblemente mágico, y el fragmento liviano es transicional (número de neutrones entre 50 y 82).

En el caso del ^{240}Pu de la Fig. 10.7, la diferencia entre EKT y los valores predichos por la energía coulombiana de dos fragmentos esféricos

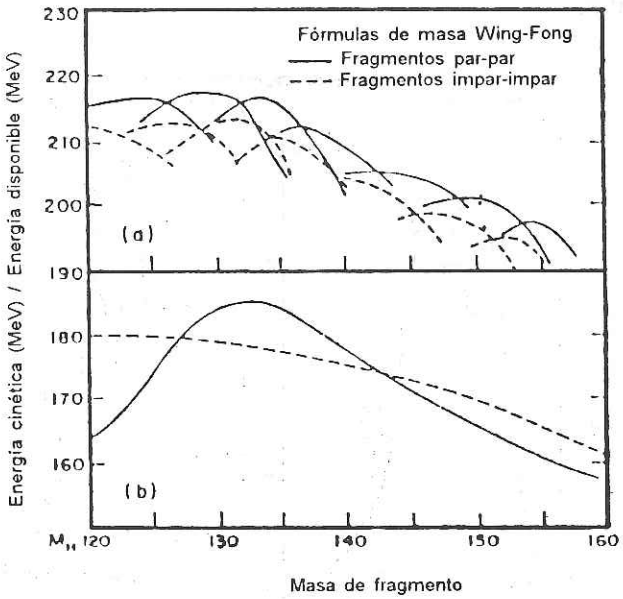


Figura 10.7: Energía cinética total (b) y energía disponible (a) como función de la masa de los fragmentos para la fisión inducida por neutrones térmicos del ^{239}Pu. Extraída de J.H. Neiler y cols., *Phys. Rev.* **149** (1966) 894. La dependencia de la masa predicha por $TKE = Z^2/(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}})$ es indicada por la línea quebrada (con normalización arbitraira). La diferencia entre la energía cinética total experimental TKE y C, la energía potencial coulombiana de interacción entre los dos fragmentos, se explica suponiendo que los fragmentos son deformados, sobre todo en la región simétrica de división de masas.

sugiere que los fragmentos están excitados en la región simétrica de masas. Entonces la energía cinética total es igual a la diferencia entre energía disponible y energía de excitación total:

$$EKT = Q - X. \tag{10.2}$$

10.4 Estructura fina en distribución de masas

Las curvas de rendimiento de masas presentan una estructura fina con periodo de 5 u.m.a. Esta estructura se hace más evidente si se selecciona fragmentos con energía cinética dentro de ventanas de valores elevados[13]. Ver Fig. 10.8.

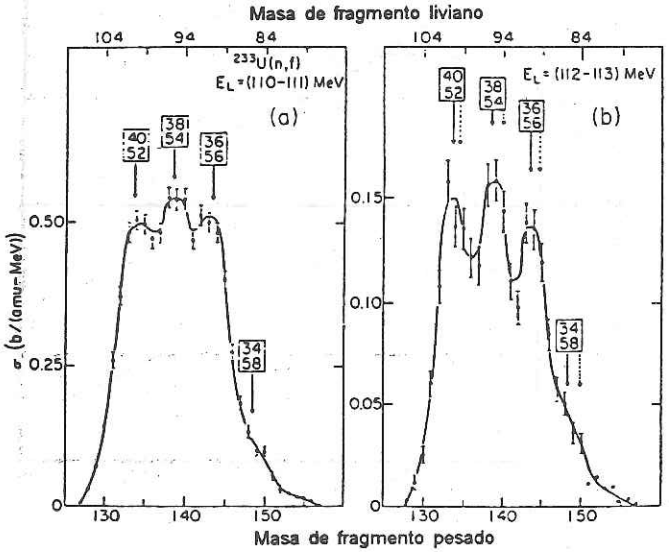


Figura 10.8: La distribución de masa de fragmentos pesados, correspondientes a energía cinética de fragmentos livianos seleccionada, para la reacción ^{235}U(n,f). Las flechas continuas están asociadas con división da cargas pares (W.N. Reisdorf y cols., *Nucl. Phys.* **A177** (1971) 377). Las flechas punteadas están asociadas con la división de cargas pares observada para ^{235}U(n.f). Extraída de W.N. Reisdorf y cols., *Nucl. Phys* **A205** (1973) 258.

[13] W. Reisdorf y cols. *Nucl. Phys.* **205A** (1973) 258

La primera explicación para esta estructura fue la siguiente: el proceso de fisión es superfluido i.e. los pares o parejas de neutrones son preservados en el descenso desde la ensilladura hasta la escisión en el valle de fisión. En esta forma, los fragmentos con cargas pares son más probables que los fragmentos con cargas impares. Así, la distribución de masa presentará estructuras con un periodo de las cargas pares, en función de la masa, correspondientes a los valores $Q_{\max}$.

La preferencia que tienen las cargas pares en la fisión ha sido observada experimentalmente[14] [15] [16]. Ver la Figs. 10.9 y 10.10.

Esta propiedad de la distribución de cargas es llamada efecto par-impar sobre la distribución de cargas. En la Fig. 10.10 se observa que el efecto par-impar sobre la distribución de cargas aumenta con la energía cinética de los fragmentos. Tal resultado sugiere que para energía cinética más elevada, la energía de excitación será tan baja que no será suficiente para romper una pareja de nucleones, durante el descenso al valle de fisión. Efectos similares son observados sobre la distribución de neutrones.

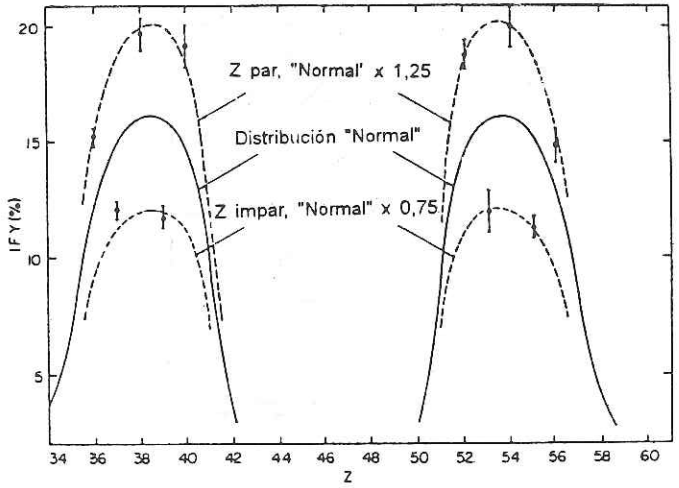


Figura 10.9: Distribución de rendimiento de elementos en la fisión del ^{235}U, inducida por neutrones térmicos. De S. Amiel y H. Feldstein, *Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission*, 3th, Viena, 1974.

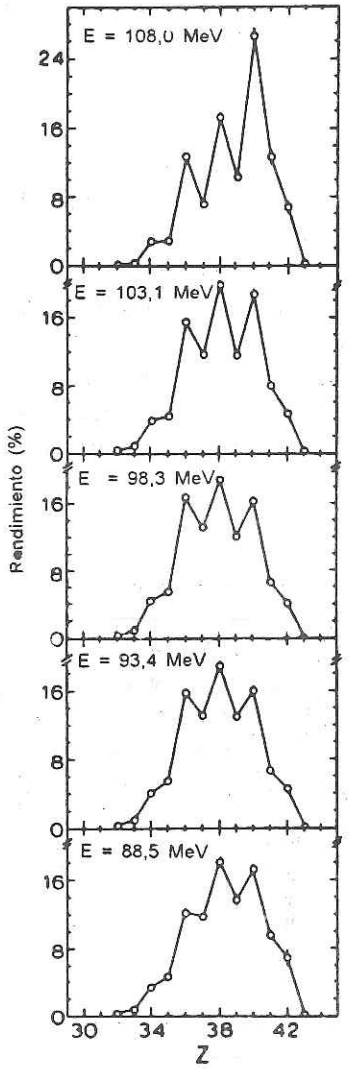


Figura 10.10: Distribcuón de rendimiento de elementos para los fragmentos livianos con diferentes valores de energía cinética, para ^{235}U(n, f). De W. Lang y cols., *Nucl. Phys.* **A245** (1980) 35.

10.5 Distribución de energía cinética

En la Fig. 10.11 se presenta uno de los primeros resultados sobre el valor promedio de la energía cinética en función de la masa de los fragmentos ($A_{\rm H}$) obtenida en 1962 por J.C.D. Milton y J. Fraser[17], para la fisión del ^{235}U inducida por neutrones térmicos. La curva $EKT(M_{\rm H})$ presenta un mínimo en la región de división simétrica de masa y un máximo alrededor de $M_{\rm H} = 32$. La interpretación tiene la misma base que para la asimetría de la distribución de masas, es decir que es la expresión de los efectos de capas en los fragmentos. La masa $M_{\rm H} = 132$ corresponde a las capas llenas $Z_{\rm H} = 50$ y $N_{\rm H} = 82$.

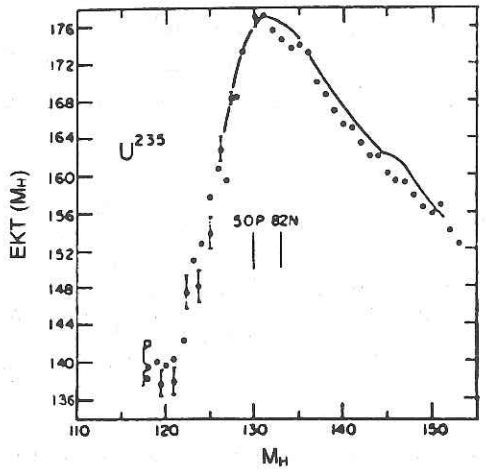


Figura 10.11: Curva del valor promedio de la energía cinética total en función de la masa de los fragmentos pesados para la fisión del ^{235}U inducida por neutrones térmicos. De J.C.D. Milton y J.S. Fraser, *Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission*, 4th., Viena, 1980.

[14] S. Amiel y H. Feldstein, *Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission, 3th., Viena 1974*

[15] W. Lang y cols., *Nucl. Phys.* **A345** (1980) 34

[16] H. Nifenecker y cols., *Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission, 4th., Viena, 1980*

[17] J.C.D. Milton y J.S.Fraser, *Proc. Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Viena 1965*

Otra expresión de la distribución de la energía cinética es la varianza de la distribución en función de la masa de los fragmentos. La varianza, $\sigma EKT(M_{\rm H})$, es una medida de la distribución de la energía de excitación de los fragmentos para cada división de masas.

10.6 Efectos de la emisión de neutrones

Los datos que son fundamentales para investigar la dinámica de fisión entre el punto de ensilladura y la escisión son las distribuciones de las magnitudes de los fragmentos en el preciso momento de la escisión. Sin embargo, las técnicas experimentales de hoy sólo nos permiten detectar los productos de fisión después de la emisión de neutrones inmediatos.

Para esclarecer esta afirmación se presenta, en la Fig. 10.12, un diagrama sobre las escalas de tiempo y distancias que deben tomarse en

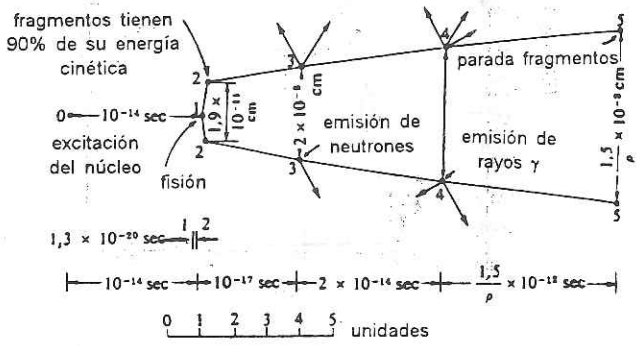


Figura 10.12: Representación gráfica del proceso de fisión. Los eventos son los siguientes: 0, excitación del núcleo; 1, fisión; 2, los fragmentos adquieren el 90% de la energía cinética total final; 3, emisión de neutrones; 4, emisión de rayos γ; 5, los fragmentos son parados en un material. La escala horizontal indica la duración del proceso: dos eventos separados por el tiempo $t(s)$ están horizontalmente separados por $20 = log_{10}t$. La escala vertical indica la distancia de los fragmentos entre sí. La distancia r (cm) es indicada pr $13 + log_{10}r$. ρ es la densidad del material en el cual viajan los fragmentos, y el diagrama es dibujdado para $\rho = 1$. Esta Fig. ha sido extraída de A.M. Ewinberg y E.P. Wigner, *The Physical Theory on Neutron Chain Reactors*, The University of Chicago Press, 1958.

cuenta en el diseño de un experimento de fisión[18]. Vemos que 10^{-14} s después de la escisión se emiten los neutrones inmediatos. Así, cuando los fragmentos son frenados en un material, 10^{-12} s después, éstos no tienen la misma masa que en la escisión. Después de la emisión de neutrones, los fragmentos tienen las masas,

$$\begin{aligned} m_{\rm L} &= M_{\rm L} - \nu_{\rm L} \\ m_{\rm H} &= M_{\rm H} - \nu_{\rm H}, \end{aligned} \tag{10.3}$$

donde $\nu_{\rm L}$ y $\nu_{\rm H}$ son las multiplicidades de neutrones emitidos por los fragmentos livianos y pesados, respectivamente.

La multiplicidad de neutrones depende también de la masa de los fragmentos emisores[19] como se puede observar en la Fig. 10.13, para el caso de la fisión del ^{235}U inducida por neutrones térmicos.

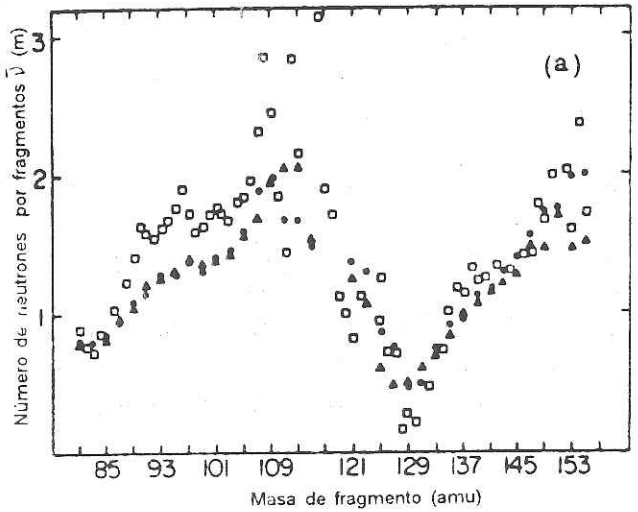


Figura 10.13: Variaciones del número promedio de neutrones $\nu(m)$ emitidos por los fragmentos de masa m obtenidos en varios experimentos sobre fisión del ^{235}U inducida por neutrones térmicos. △, Maslin y cols., *Phys. Rev.* **164** (1967) 1520; •, Boldeman y cols., Aust. **24** (1971) 821; □, Milton y Fraser, *Proc. AIEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission*, Viena, 1965.

[18] A.M. Ewinberg y E.P. Wigner, *The Physical Theory on Neutron Chain Reactors*, The University of Chicago Press, 1958

[19] E.E. Maslin y cols., *Aust.* **24** (1971) 821

El número máximo de neutrones emitidos, que es aproximadamente 2, corresponde a las masas $M = 110$ y $M = 155$. El número mínimo corresponde a $M = 129$.

En Saclay, Francia, se simuló un experimento de medición de energía cinética de fragmentos de fisión en el que se tomaba en cuenta la emisión de neutrones[20]. Los resultados fueron contundentes: la emisión de neutrones tiene como consecuencia la aparición de picos en las distribuciones de fragmentos finales después de la emisión de neutrones, a pesar de que esos picos no son parte de los datos de entrada de la simulación.

El experimento realizado sobre la distribución de masa y energía cinética en el espectrómetro de masas LOHENGRIN del Reactor de Alto Flujo de Grenoble[21]. Los resultados experimentales fueron reproducidos por la simulación en la que se dio como dato de entrada una varianza $\sigma EKT(M_{\mathrm{L}})$ constante, a pesar de que esos datos presentaban un pico en $m_{\mathrm{L}} = 108$. Ver Fig. 10.14.

En el trabajo arriba mencionado se demostró que la evaporación de neutrones podría producir distribuciones muy diferentes a la definida en la escisión.

Vemos pues que la distribución de masa y energía cinética de los fragmentos de fisión de los núcleos pesados actínidos es asimétrica, diferente a los que predice la gota líquida con el que resulta una distribución asimétrica. Por otro lado, se muestra cómo la emisión de neutrones inmediatos no permite un estudio preciso de los fragmentos en el momento de la escisión. Ello es debido a la complejidad del fenómeno de fisión tanto del punto de vista teórico como experimental.

[20] R. Brissot y cols., *Proc. Symp. on Phys. and Chem. of Fission, 4th., Viena, 1980*

[21] D.C. Diven y cols., *Phys. Rev.* **103** (1950) 1012

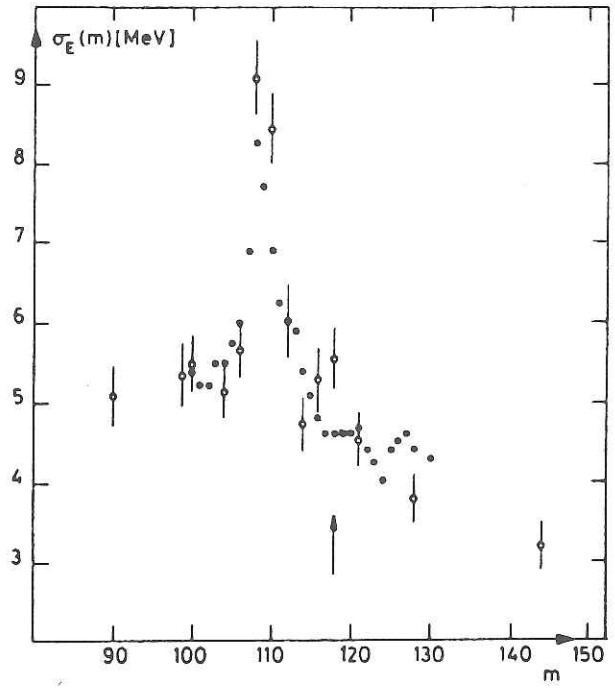


Figura 10.14: Ancho r.m.s. (raíz cuadrada media) de la distribución de la energía cinética medida en el separador de masas LOHENGRIN (m representa la masa final). ∘, datos experimentales. •, simulación Monte- Carlo. Se puede notar el fuerte aumento para $m = 108$. Extraída de R. Brissot y cols., *Proc. AEIA on Phys. and Chem. of Fission*, 4th., Viena, 1980.

Capítulo 11

Usos de un reactor de investigación

Un reactor nuclear de investigaciones constituye una fuente de neutrones, los que se liberan en la fisión de los núcleos del combustible nuclear. Los usos de un reactor están relacionados entonces con las aplicaciones de los neutrones en los diversos campos de la ciencia y la ingeniería. En el Perú se cuenta con el reactor RP-10, el que se usa principalmente para la producción de radioisótopos y el análisis químico. Además, se tiene una facilidad de neutrografía, es decir, una radiografía con rayos neutrónicos, y se cuenta con una facilidad de espectrometría γ de captura neutrónica. Entre las otras aplicaciones se puede mencionar la difracción de neutrones, la dispersión en ángulos pequeños con espectrómetro de doble cristal y experimentos de fisión.

11.1 Características del RP-10

El reactor RP-10 es un reactor tipo MTR (Material Testing Reactor) piscina, que usa combustible de uranio 235, enriquecido al 20%, y agua liviana como moderador. La disposición geométrica del núcleo del reactor se muestra en la Fig. 11.1.

En la Fig. 11.1 se puede ver los elementos de combustible y de control, los elementos de control de grafito o de berilio, las barras de regulación fina, las posiciones de irradiación en el núcleo y el reflector, los extremos

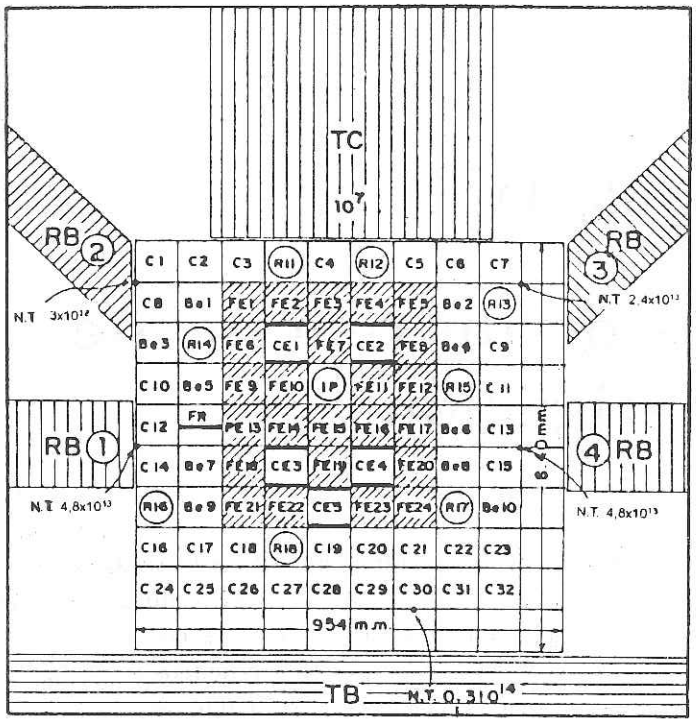


Figura 11.1: Disposición del tubo del reactor RP-10 y el flujo de neutrones en su cercanía. FE/CE: estándar/elemento combustible de control; BE/C: berilio/elemento reflector grafito; FR: barra de regulación fina; RB/TB: tubo radial/tangencial; TC: columna térmica y TN: neutrones rápidos.

internos de los tubos radiales y del tubo tangencial, y finalmente la columna térmica.

El flujo máximo calculado en el núcleo es de $1,2 \times 10^{14}$n/cm^{2}s. Este flujo es unas 10 veces menor que el reactor de alto flujo de Grenoble[1] y del mismo orden que los flujos de la mayoría de los reactores de flujo mediano de Europa Occidental[2]. En el extremo interior de los tubos

[1] Annual Report 1994, Institute Laue Langevin, 1995

[2] *Medium Flux Reactors*, G.A. Briggs y W.G. Stirlling (editor), ILL, Grenoble, 1976

radiales de irradiación 1 y 2 se tendría flujos de $4,8 \times 10^{13}$n/cm^{2}s y de $3,0 \times 10^{13}$n/cm^{2}s, respectivamente.

En la parte extrema del núcleo más cercana al tubo tangencial se tiene un flujo de neutrones térmicos de $3,0 \times 10^{14}$n/cm^{2}s (Ver Fig. 11.1).

En los puntos del núcleo más cercanos a los tubos radiales 3 y 4 se tendrían flujos de neutrones térmicos de $2,4 \times 10^{13}$n/cm^{2}s y $4,8 \times 10^{13}$n/cm^{2}s. Hacemos la observación que según lo hasta ahora proyectado, entre estos puntos y los tubos de irradiación habrían espacios con agua liviana.

La estructura del reactor RP-10 concebida en función de las características sísmicas del suelo peruano presenta inconvenientes para el flujo de neutrones. Los tubos radiales están divididos en 2 partes separadas por láminas de acero inoxidable a la altura de la parte exterior de la piscina. Estas láminas con un espesor de 6,6 mm tiene un coeficiente de transmisión de aproximadamente 0,5.

El flujo eficaz de los neutrones es aquel que se tiene sobre las muestras, objetos de la experimentación, que se encontrarían al final de los tubos en la sala experimental. Ver Fig. 11.2.

En los tubos radiales, las muestras estarían a 500 cm del núcleo del reactor. Con esta consideración y tomando en cuenta de que el diámetro de los tubos sería de 5 cm, se obtendría flujos de neutrones térmicos de $1,5 \times 10^8$n/cm^{2}s y $0,9 \times 10^8$n/cm^{2}s para los tubos 1 y 2, respectivamente.

El hecho de que existe agua liviana entre el núcleo y los tubos 3 y 4 nos obliga a considerar su coeficiente de atenuación igual a $5,594$cm^{-1}, lo que nos induce fuertemente a pensar en la necesidad de reemplazar el agua liviana por un moderador que puede ser berilio (frío, si es posible) para obtener flujos suficientemente elevados como para realizar experimentos significativos.

Table 11.1: Coeficiente de transmisión para neutrones y γs de cristales de bismuto con espesores de 7, 12 y 15 cm

Bi(cm)	7	12	15
Transmisión (n)	0,61	0,43	0,34
Tansmisión (γ)	$3,3 \times 10^{-2}$	$3,0 \times 10^{-3}$	$7,0 \times 10^{-4}$

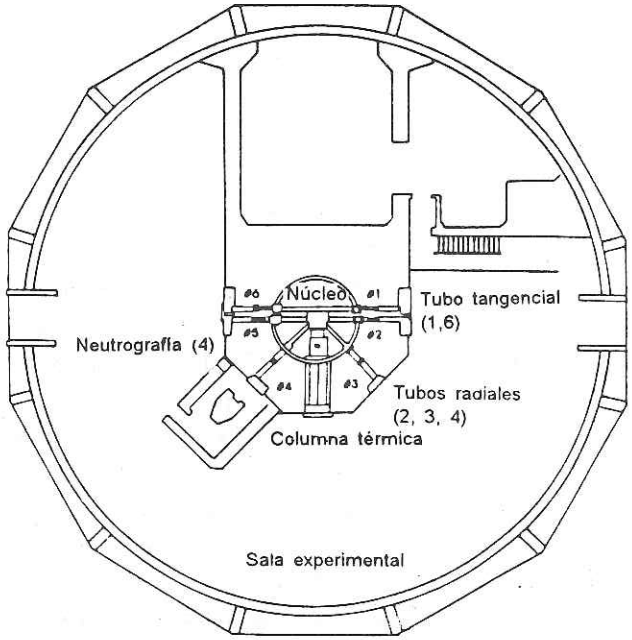


Figura 11.2: Disposición de los tubos de haces de neutrones del reactor RP-10. Puede verse el núcleo (1), el reflector (2), la piscina (3), los tubos radiales (5-8), el tubo tangencial (9) y la columna térmica (10).

Debemos mencionar que los centros de las salidas del orificio tangencial y las correspondientes a los orificios radiales contiguos están separados por una distancia de aproximadamente 50 cm. Esta distancia parece demasiado corta como para no producir interferencia entre las facilidades experimentales instaladas al final de los orificios correspondientes.

Las aplicaciones de los flujos neutrónicos en la sala experimental se realizan gracias a los tubos cuya disposición geométrica depende del tipo de flujo neutrónico que se requiere. Los tubos radiales reciben la radiación más rica. Si se requiere una razón mayor entre el flujo de neutrones térmicos y el flujo de neutrones rápidos, se construyen tubos

tangenciales con una colimación tal, que la radiación llegue al final del tubo[3].

Otro problema que debe enfrentarse es la disminución de la razón γ/n en los haces. Para lograr este objetivo puede utilizarse cristales de bismuto. El bismuto tiene un coeficiente de transmisión para los neutrones mucho mayor que el correspondiente a los γ. Ver tabla 11.1.

El cristal de bismuto se colocaría en los orificios en los que se desea contar con haces de neutrones sin mucha contaminación γ. Debemos mencionar que el flujo de neutrones disminuirá considerablemente debido al bismuto.

Los reactores de investigación han sido aplicados en diversos campos de la ciencia y la tecnología[4]. En 1961 H. Maier-Leibnitz presentó sus ideas sobre las aplicaciones en física nuclear[5], y luego conjuntantamente con T. Springer hicieron una revisión y proyección de las distintas aplicaciones del reactor en la física en general[6]. En los años posteriores se ha visto una intensificación de las actividades de difracción y dispersión de neutrones en torno a los reactores de investigación[7].

Desde el punto de vista de sus aplicaciones, el reactor de investigación es considerado esencialmente como una fuente de neutrones. En ese sentido debe conocerse la intensidad de neutrones en el espacio de fase. Si el moderador es grande, la distribución espectral de neutrones puede representarse como una distribución gausiana con un valor de la temperatura T un poco más elevada que el correspondiente al moderador[8].

11.2 Neutrografía

Si un haz colimado de neutrones pasa a través de un cuerpo, compuesto de varias piezas de materiales diferentes, para luego incidir sobre una

[3] H. Maier-Leibnitz, *Proc. of a Symp. on Pile Neutron Reactor in Phys.*, IAEA, Viena, 1966

[4] Ver p.e. *Proc. of a IAEA Symp. on Research Reactor and Utilization*, Viena, 1970

[5] H. Maier-Leibnitz, *Proc. of a Symp. on Programming and Utilization of Research Reactor*, Viena, 1961

[6] H. Maier-Leibnitz y T. Springer, *Ann., Rev. Nucl. Phys.* **16** (1966) 207

[7] *Neutron Diffraction, H. Dachs (editor) Springer-Verlag, Berlín, 1978*

[8] K. Koller, *Kerntechnik*, **4** (1962) 63

placa sensible a los neutrones, se obtendrá una radiografía. Esto se debe al hecho que los coeficientes de atenuación de los neutrones dependen fuertemente del número atómico de los átomos.

La neutrografía o radiografía con neutrones es una técnica iniciada por H. Kalman y O. Petter en Berlín hace más de 40 años usando los neutrones producidos por aceleradores. Los neutrones térmicos de un reactor fueron usados por primera vez en radiografía por J. Thelwis en el año 1955 en Harwell[9].

En Francia, la neutrografía fue introducida en el año 1966[10]. Nosotros vamos a revisar algunas características de la neutrografía sobre la base de la facilidad puesta en operación en el Centro de Estudios de Grenoble[11]. Ver Fig. 11.3.

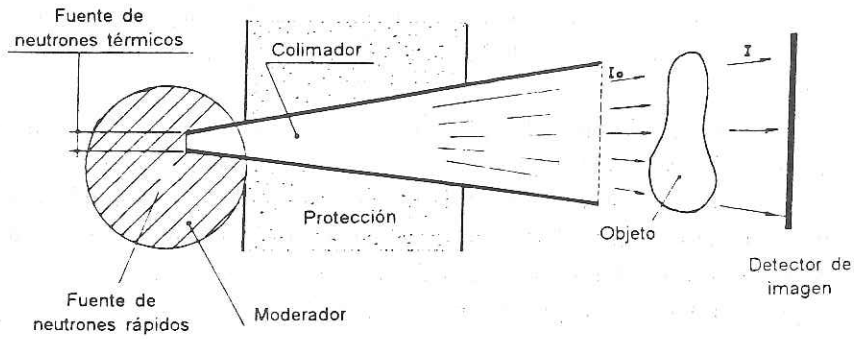


Figura 11.3: Esquema de un banco de neutrografía.

[9] *Neutron Radiography*, H. Berger, Elsevier Publishing Co., Amsterdam, 1965

[10] J.P. Barton y J.L Boutane, *Supplement on Bulletin Information. T.E.N.* 66 (1967)

[11] F. Michel, *Ecole sur l'utilization de Neutrons en Metallurgie*, Aussois, 1981

El núcleo del reactor, fuente de neutrones, está rodeado de un moderador en el cual se establece una fuente de neutrones más o menos moderados. El colimador se construye utilizando una geometría que permita un flujo homogéneo sobre el objeto. El neutrón interactúa con los átomos de los materiales. El tipo de interacción depende fuertemente del número atómico del núcleo, lo que permite obtener contrastes entre imágenes de piezas construidas con elementos vecinos en la tabla de Mendeleev. En la Fig. 11.4, se presenta los coeficientes de atenuación másica de los neutrones, de los rayos X de 150 keV y de los rayos γ de 1 MeV. Puede notarse que el coeficiente de atenuación para los neutrones varía nítidamente entre dos núcleos de masas vecinas, mientras que para los rayos X y rayos γ forma una función continua de la masa.

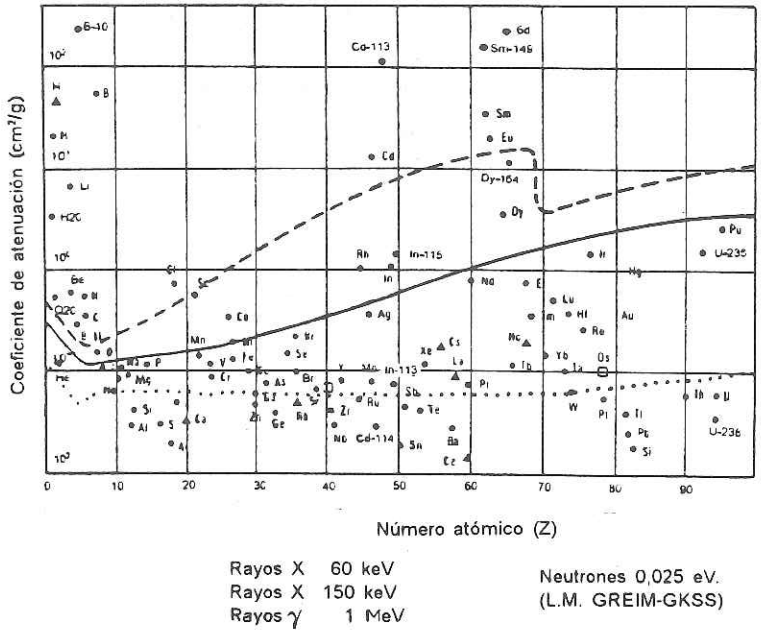


Figura 11.4: Coficiente de atenuación másica en función del número atómico de los elementos.

La probabilidad de interacción del neutrón con la materia depende de la energía del neutrón. Este hecho debe tomarse en cuenta para seleccionar el rango de energía de los neutrones que se utilizarán en la neutrografía. La probabilidad de la interacción de los neutrones rápidos e intermedios ($E > 100$ eV) con los núcleos es baja y varía poco con la masa de los núcleos; por ello no son usados en neutrografía . Los neutrones térmicos y epitérmicos ($0,002 < E < 10eV$) interactúan fuertemente con la materia y la probabilidad varía con la masa de los núcleos; esto favorece su uso en neutrografía. Los neutrones fríos ($E < 0,01$ eV) no sufren difracción; siendo capturados por el núcleo, motivo por el cual el contraste en una neutrografía con estos neutrones es máxima.

La resolución de la imagen en la neutrografía depende - además de la energía- de las dimensiones del colimador. En la Fig. 11.5 se presentan esquemáticamente los elementos que influyen en la resolución de la imagen.

Sin embargo a mayor longitud del colimador, menor será el flujo sobre el objeto. Es necesario entonces contar con un flujo adecuado de neutrones. Los reactores con un flujo de neutrones térmicos entre 10^{13}n/cm^{2}s y 10^{14}n/cm^{2}s se presentan como una fuente adecuada para la neutrografía.

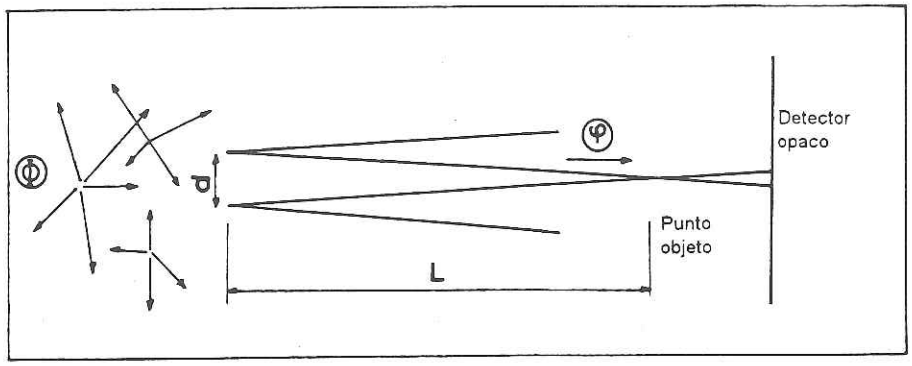


Figura 11.5: Definición de la razón de colimación L/D (opacidad geométrica).

La imagen de la neutrografía se imprime sobre las placas radiográficas clásicas (por ejemplo KODAC tipo A, M o R) que son susceptibles a la radiación ionizante. Por esto se utiliza un convertidor que transforme el haz neutrónico en partículas α, β, γ (ionizantes) susceptibles de sensibilizar el detector de imágenes. Existen dos tipos de conversión: *i)* el método directo, mediante el cual se colocan juntos el convertidor y el detector de imágenes e *ii)* el método indirecto, en el cual se procede primero a la sensibilización del convertidor para luego colocarlo (fuera del flujo de neutrones) junto al detector de imágenes. El método indirecto se usa generalmente para piezas radiactivas. En este caso, el objeto es colocado dentro del agua del moderador del reactor.

Actualmente se está desarrollando el método de la detección por destelleo, el que permite, con ayuda de un visualizador de computadora, obtener la neutroscopía. Por otro lado, las huellas que producen las partículas α de la reacción (n, α) sobre sustancias orgánicas son usadas para obtener imágenes finas. Sin embargo, para lograr una aplicación eficaz, quedan algunos problemas técnicos, como el débil contraste natural.

11.3 Difracción de neutrones

En un cristal existen varios planos o conjuntos de planos paralelos formados por átomos de cristal. Ver Fig. 11.6.

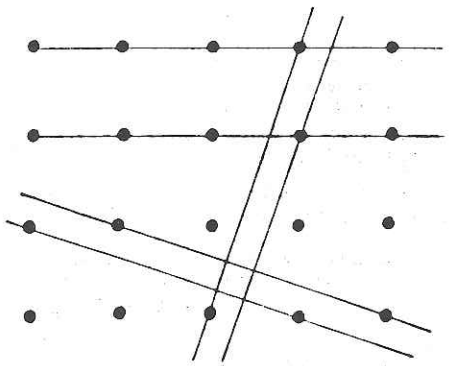


Figura 11.6: Varios tipos de planos reflectores en una red cristalina cúbica. Los planos son mostrados con sus índices de Miller. Se muestra en cada caso un conjunto de dos planos paralelos.

La distancia entre los planos es designada por d. Si un haz de neutrones con un espectro continuo incide sobre el cristal formando un ángulo θ_i con el conjunto i de planos paralelos se obtendrá un haz reflejado con una longitud de onda asociada λ_i; cumpliendo la relación de Bragg:

$$2d\text{sen}\theta_i = n\lambda_i, \tag{11.1}$$

donde n es un número entero. Ver Fig. 11.7.

De este modo se obtiene haces de neutrones con valores de λ dentro de intervalos angostos que permiten considerarlos monocromáticos.

En la Fig. 11.8 se presenta la distribución angular de los neutrones reflejados por un cristal de fluoruro de calcio.

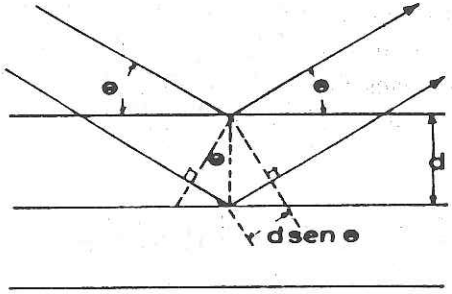


Figura 11.7: Derivación de la ecuación de Bragg $2d\text{sen}\theta = n$, d es la distancia entre planos, $2n$ es la diferencia de fase entre dos reflexiones de planos sucesivos.

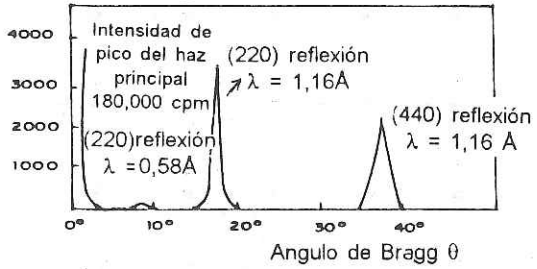


Figura 11.8: Análisis de pureza de un haz de 1,16 Åde un cristal monocromador de fluoruro de calcio. La intensidad de pico en 0,58Åes menor que 1% de la correspondiente a 1,16 Å. El haz principal es el que no es reflejado por el cristal analizador. Tomada de G.A. Bacon, *Neutron Diffraction*, Oxford University Press, 1962.

Puede observarse que si un pico correspondiente a $\lambda = 1,16$ Å. Un pico pequeño se presenta para $\lambda = 0,58$ Å. Los valores de λ_i se obtiene seleccionando el ángulo de incidencia, es decir escogiendo una orientación conveniente del cristal.

La región de energía de neutrones térmicos es apropiada para la aplicación de la monocromatización con cristales. La utilización de cristales para la monocromatización de neutrones de grandes longitudes de onda es dificultosa debido a las reflexiones de orden mayor que 1.

La resolución de longitud de onda ($\Delta\lambda$) escogida depende de la resolución de la colimación ($\Delta\theta$) del haz de neutrones. Los valores de $\Delta\lambda$ y $\Delta\theta$ están relacionados por

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \Delta\theta\cot\theta. \tag{11.2}$$

La intensidad de un haz reflejado es mayor cuanto mayor sea la dispersión mosaical (ésta es la dispersión producida por la composición de planos en un cristal). De otro lado, como la dispersión es menor (aproximadamente algunos minutos) que la resolución de colimación (aproximadamente 30 minutos), el haz primario cubrirá una dispersión negligible de la longitud de onda. Por esta razón un buen monocromador tiene una gran dispersión mosaical. En la Fig. 11.9, se presenta la dispersión mosaical para un cristal de germanio (3') y de la magnetita natural (1, 3°).

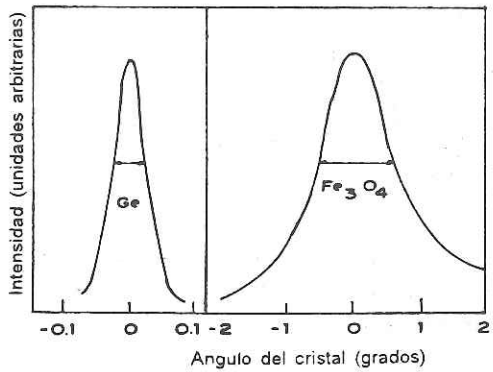


Figura 11.9: Dispersión mosaical de un cristal de germanio (3') y de magnetita natural (1, 3°). Tomada de A.W.Mc. Reynolds, *Phys. Rev.* **88** (1952) 958.

11.4 Difractómetros

Si el haz de neutrones tiene una composición monocromada e incide sobre un cristal, formando un ángulo θ con los planos de ese cristal, se producirá la desviación de este haz solamente si el ángulo θ obedece la relación (11.1). A partir de la distribución angular de los neutrones dispersados puede identificarse los ángulos θ_i que corresponderán a las distancias d_i entre los planos del cristal.

En el Centro de Estudios Nucleares de Jülich, en torno al reactor DIDO, existen dos difractómetros, NANCY y KATINGA, que utilizan el mismo tubo de neutrones. Ver Fig. 11.10.

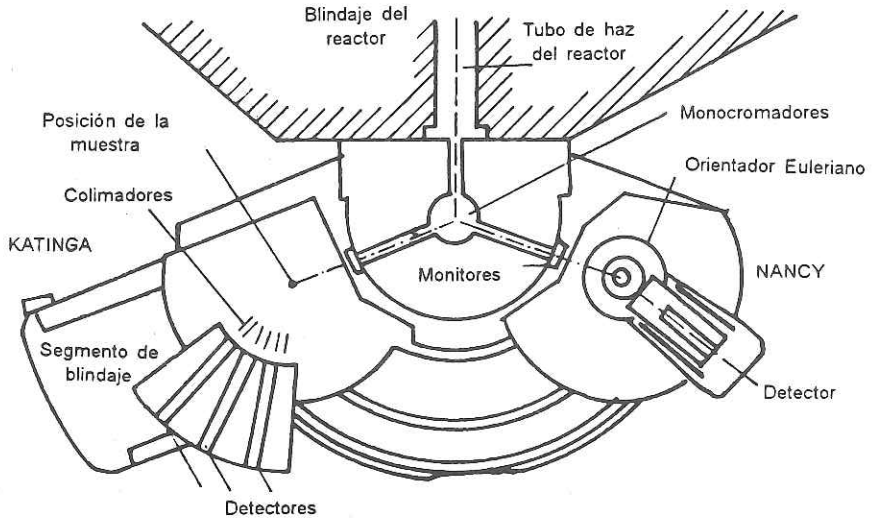


Figura 11.10: Disposición geométrica de los difractómetros KATINGA y NANCY, en torno al reactor DIDO de Jülich. Los dos instrumentos usan el mismo tubo de irradiación.

El tubo radial es dividido en dos partes (superior e inferior)[12].

El difractómetro NANCY que emplea la parte superior del tubo utiliza monocromadores de Cu, Ge y grafito. La longitud de onda incidente para la Cu (111) es $1,0 < \lambda\text{Å} < 2,2$ (una demostración de las propiedades del Cu es mostrada en la Fig. 11.11.

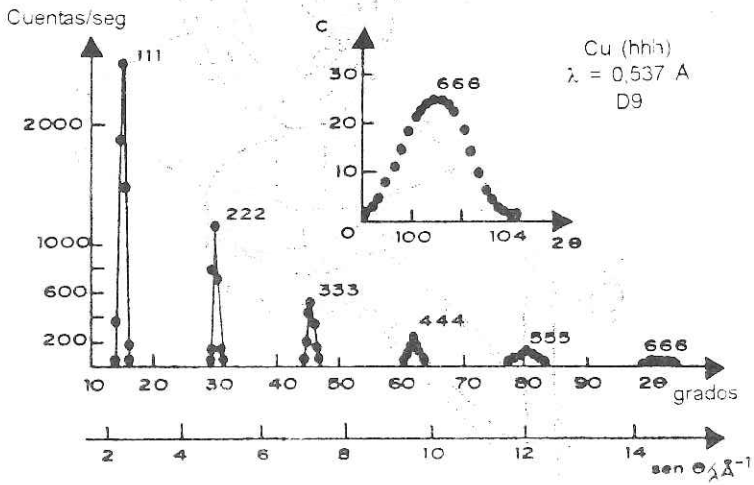


Figura 11.11: Distribución angular 2θ de los neutrones en un cristal con dirección (111) de Cu (8 mm) llevada a cabo en el difractómetro de cuatro círculos D9. Tomada de M.S. Lehman y J.R. Schneider, *Acta Cryst.* A33 (1977) 355.

El tamaño máximo de la muestra es de $2,5 \times 3,0$ cm^2. El flujo máximo sobre la muestra es de $3,0 \times 10^6 n/\text{cm}^2\text{s}$. La disposición geométrica del difractómetro NANCY es presentada en la Fig. 11.11.

El dominio angular que tiene el difractómetro NANCY puede cubrir los ángulos $-30° < 2\theta < +80°$. La muestra misma puede tomar una orientación dentro de las posibilidades del orientador Euleriano cuyo principio se observa en la Fig. 11.12.

[12] A.W.Mc. Reynolds, *Phys. Rev.* 88 (1952) 958

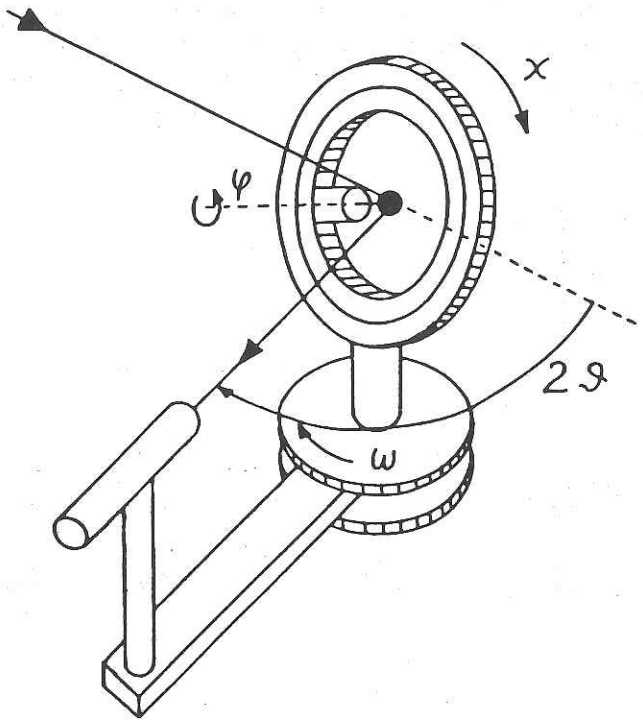


Figura 11.12: Representación del orientador euleriano.

La muestra puede cambiar de orientación en los 3 ángulos de Euler. Los pasos en la variación angular tienen las precisiones dadas por los límites $\Delta 2\theta$, $\Delta\omega$, $\Delta\phi\chi > 0,01°$. Este tipo de difractómetro es llamado cuatro círculos.

El detector de BF_3 tiene diámetro de 5 cm y longitud de 30 cm. El difractómetro KATINGA es del tipo 2 círculos. El ángulo de Bragg del monocromador puede variar entre 30° y 60°. Los cristales monocromadores son de Ni, Ge y grafito, obteniéndose una longitud de onda incidente de $0,9 < \lambda(\text{Å}) < 1,9$ para el caso de un monocromador de Ni (200).

El tamaño de la muestra es de $2,5 \times 3,0\text{cm}^2$ y el flujo máximo sobre la muestra es de $3 \times 10^6\text{n/cm}^2\text{s}$ (lo mismo es para el difractómetro

NANCY). El rango angular es de $15° < 2\theta < 100°$ y la resolución angular es de $\Delta(2\theta)/2\theta > 5 \times 10^3$.

El difractómetro KATINGA está dotado de 4 contadores de BF_3 (5 cm de diámetro y 30 cm de longitud), cuyas distancias relativas son variables y un contador BF_3 móvil en el plano horizontal y vertical.

Estos difractómetros son usados por el Instituto de Mineralogía de Bon, puesto que son de mucha importancia para el estudio cristalográfico de minerales.

11.5 Espectrómetro de doble cristal

Se trata de medir la atenuación de un haz de neutrones colimado y monocromado. La atenuación se debe parcialmente a la dispersión coherente y a la incoherente. La dispersión coherente se debe a la estructura cristalina de la muestra según la relación de Bragg y la dispersión incoherente se debe a impurezas macroscópicas tales como precipitados y cavidades. Un instrumento en el que se aplica estas propiedades para la prueba no destructiva de materiales es el espectrómetro de doble cristal. J. Palacios y cols. presentaron un instrumento de este tipo, sensible a partículas de 10 μm de tamaño[13].

11.5.1 Principio teórico

El coeficiente de transmisión está definido como:

$$t = \frac{I_0'}{I_0} = \frac{I_0 - I_t}{I_0}, \tag{11.3}$$

donde I_0 es la intensidad incidente e I_t la intensidad dispersada. La intensidad dispersada I_t es dada por:

$$I = I_{abs} + I_s + I_{SANS}; \tag{11.4}$$

donde I_{abs} es debido a la absorción, I_s a la dispersión de Bragg e I_{SANS} es dispersión incoherente en ángulos pequeños.

[13] J. Palacios y cols., *NDT International*, agosto 1981

Los coeficientes de transmisión debido a cada tipo de reacción se calcula a partir de las secciones eficaces correspondientes:

$$t = \exp\{-D_s(\Sigma_{abs} + \Sigma_s + \Sigma_{SANS})\}, \tag{11.5}$$

donde D_s es el espesor de la muestra. Las secciones eficaces correspondientes a la absorción y dispersión pueden calcularse a partir de la composición química c_i de la muestra y la densidad de partículas del material estudiado. Esto se logra utilizando la sección eficaz de los elementos[14]:

$$\begin{aligned} \Sigma_{abs} &= N \sum_{i=1} c_i \sigma_i^{abs}, \\ \Sigma_s &= N \sum_{i=1} c_i \sigma_i^{s}. \end{aligned} \tag{11.6}$$

La sección eficaz de la dispersión en ángulos pequeños depende de la composición y fluctuaciones microscópicas de densidad producidas por precipitados, cavidades y dislocaciones. Esta sección eficaz puede ser calculada usando la definición

$$\Sigma_{SANS} = \int_{4\pi} \frac{d\Sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{1}{k_0^2} \int \frac{d\Sigma}{d\Omega} d_2 Q, \tag{11.7}$$

donde Q es el momento transferido. Para ángulos pequeños se puede hacer la aproximación

$$Q = K_0 \theta. \tag{11.8}$$

A partir de $\frac{d\Sigma}{d\Omega}$ puede deducirse parámetros tales como la talla y la densidad de precipitados[15].

Para sistemas isotrópicos

$$\Sigma_{SANS} = \frac{2\pi}{K_0^2} \int_0^\infty \frac{d\Sigma}{dQ}(Q) dQ. \tag{11.9}$$

Para un sistema de dos fases

$$\int_0^\infty Q \frac{d\Sigma}{dQ} Q\, dQ = 2\pi \Delta\rho^2 p^2 p(1-p) l_c, \tag{11.10}$$

[14] G.E. Bacon, *Neutron Diffraction*, Oxford University Press, 1975

[15] G. Porod, en *Small Angle X-Ray Scattering*, H. Brumberger (editor), Gordon and Preach, New York

donde p es la fracción de volumen de una fase, $\Delta\rho$ es la diferencia entre la densidad de longitud de la dispersión coherente de las dos fases y $\Delta\rho^2$ es el contraste de dispersión. Para sistemas diluidos donde los efectos interpartículas pueden ser despreciados, l_c está relacionada al tamaño de los precipitados. l_c es por ejemplo $\frac{3}{4}$ del diámetro para el caso de la esfera.

11.5.2 Dispositivo experimental

Con en el espectrómetro de doble cristal[16] se trata de medir la variación de la intensidad dispersada en la región de ángulos pequeños. En la Fig. 11.13 se muestra su distribución geométrica.

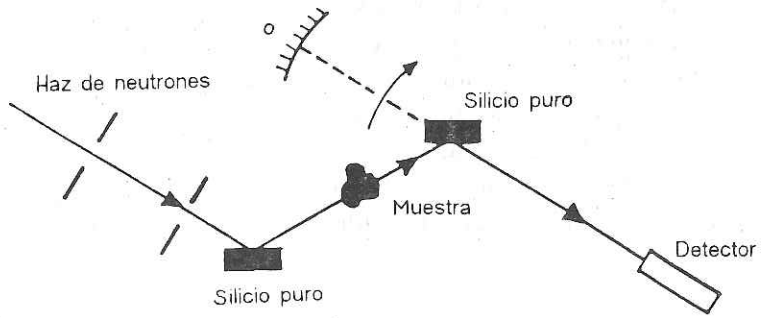


Figura 11.13: Disposición geométrica del espectrómetro de doble cristal.

Los neutrones incidentes sobre el 1er cristal son reflejados sobre la muestra. El haz no dispersado en grandes ángulos por la muestra inciden sobre el segundo cristal para ser reflejados sobre el detector. Los cristales son paralelos de modo que el ángulo de incidencia del haz de neutrones sobre los dos es el mismo. El primer cristal es fijo y el 2do. puede girar mediante un goniómetro de alta precisión. De esta manera se puede

[16] *Small angle Scattering of X-Ray*, A. Guinier y G. Fournet, John Wiley and Sons Inc, New York, 1955

obtener la distribución angular del intensidad del haz de neutrones. Esta distribución en el caso en que no se coloque la muestra es llamada curva pura. La curva pura tiene una forma que no es afectada ni por las ranuras ni por el ancho espectral del haz de neutrones.

La dispersión de los neutrones por la muestra es determinada realizando la misma operación que para la curva pura, pero con la muestra interponiéndose al haz entre los dos cristales. La intensidad en exceso, respecto a la curva pura para un determinado ángulo, representa la intensidad dispersada por la muestra en este ángulo.

En el espectrómetro de cristal doble de Jülich se usan dos cristales, ajustados en goniómetros separados para asegurar la estabilidad necesaria. Por esta misma razón debe considerarse sistemas mecánicos que absorban las vibraciones del suelo. El ancho medio de la curva pura es del orden de los segundos.

Este instrumento relativamente sencillo es una parte importante de un laboratorio de materiales que usa los métodos basados en la dispersión de neutrones. A falta de un instrumento de dispersión en pequeños ángulos de neutrones fríos, que requiere una infraestructura costosa, el espectrómetro de doble cristal se revela como un reemplazante ideal en una primera etapa. Más aún, su talla pequeña ($2 \times 2\text{m}^2$ aproximadamente) se presta para un espacio reducido en la sala experimental.

Capítulo 12

Aplicaciones nucleares

Cuando, en 1932, James Chadwick descubrió el neutrón, no podía imaginar sus consecuencias profundas en la historia universal. Hoy en día, muchos son los campos de aplicaciones del neutrón. Entre éstos tenemos la física nuclear, la astrofísica, la física de estado sólido, la física molecular, la ciencia de materiales, los polímeros, la biología, los reactores nucleares, la medicina, y la agricultura.

En el capítulo anterior hemos visto las aplicaciones de los haces de neutrones en neutrogafía, difracción de neutrones y en ángulos pequeños. En este capítulo veremos aspectos de análisis por activación, huellas de fisión, aplicaciones de radiotrazadores en la industria, la irradiación de alimentos con fines de conservación.

12.1 Análisis por activación neutrónica

El análisis por activación neutrónica (AAN) es una técnica bien establecida a nivel mundial. Los EEUU usa el AAN para propósitos de estandarización en el *National Bureau of Standards* y el *Geological Service*. Para ello se usan los neutrones térmicos de los reactores nucleares, debido a su alta sección eficaz en muchos elementos. Sin embargo, los neutrones de 14 MeV también son usados, por la facilidad de su producción con aceleradores pequeños, y porque detectan N, O, Si, P, Tl y Pb, lo que es difícil o imposible hacerlo con neutrones térmicos. V.P.

Table 12.1: Límites de detección de elementos por el método de análisis por activación neutrónica.

Límites de detección (g)	Elemento
$10^{-12} - 10^{-11}$	Mn, In, Eu
$10^{-11} - 10^{-9}$	Rh, Ag, Ir, Au
$10^{-9} - 10^{-8}$	Na, Al, Co, Cu, W, U
$10^{-8} - 10^{-7}$	Cl, Ti, Zn, Pt, Hg, Th
$10^{-7} - 10^{-6}$	F, Mg, Cr, Ni, Cd, Pb
$10^{-6} - 10^{-5}$	Ca, Zr
$10^{-5} - 10^{-4}$	Si, S, Fe

Guinn[1], ha dado límites de detección para 71 elementos con flujos de 10^{13}n/cm^{2}s durante una hora y un conteo con un detector de NaI(Tl) (un detector de Ge(Li) tiene una sensibilidad similar pero una mejor resolución). En la tabla 12.1 se presentan los valores más altos posibles obtenidos con el AAN. Las sensibilidades alcanzados dependerán de la matriz.

Una variante del análisis por activación neutrónica es el análisis de los rayos gamma inmediatos de captura, en la que irradiación y contaje se hacen simultáneamente. En el caso de un reactor, el dispositivo experimental se sitúa al final de un tubo de irradiación neutrónica. Los detectores colocados en torno a la muestra serán de alta eficiencia. Para un flujo de 2×10^8n/cm^{2}s sobre una muestra y un detector Ge(Li) se ha estimado[2] un rango de detección que va desde 10^{-8} - 10^{-7} g, para B, Cd, Sm y Gd, pasando por 10^{-5} - 10^{-7} g para un grupo en el que se incluye Ni, Cu, Ag hasta 10^{-3} - 10^{-1} g para un grupo que incluye C, B, Sn, Pb.

La creciente demanda de minerales y las precauciones ecológicas y antipoluantes requiere alta eficiencia en los procesos de los recursos. La penetrabilidad de los neutrones permite analizar las partícula que se dan

[1]V. P. Guinn, *J. Radianal. Chem.* **72**

[2]D. L. Anderson et al., *Neutron-Capture Gamma- Ray Spectroscopy and Related Topica*, T. von Egidy et al. (eds.), (Bristol: Inst. of Phys.) 655

en esos procesos.

Uno de los aspectos importantes es el contenido de ceniza en el carbón porque tiene que ser menos del 30% para evitar baja eficiencia y tiempo excesivo de mantenimiento del equipo. C. G. Wormald et al.[3] usó la reacción ^{27}Al(n,γ), que produce el emisor gamma^{28}Al de vida media de 2,3 m para medir el contenido de cenizas en carbón. En este caso se usa ^{252}Cf como fuente de neutrones de 10^8n/ cm^{2}s y un detector NaI.

La composición de carbón de combustión es importante para el funcionamiento adecuado en los hornos. Usando neutrones térmicos, con detectores gamma de alta resolución se pueden analizar H, C, N, Na, K, Al, Si, Cl, Ca, Fe, Ti. Con neutrones con energías mayores que 1 MeV se hace lo propio para C, Si, Al.

12.2 Sondas neutrónicas

En la exploración de petróleo y minerales se usa a menudo fuentes de neutrones tales como Am-Be o ^{252}Cf para irradiar rocas alrededor de las perforaciones. También puede usarse compactos aceleradores para producir neutrones de 14 MeV. Los rayos gamma de las rocas irradiadas son registrados con detectores de germanio colocado en la sonda. Para interpretar los resultados se usa el método Monte Carlo con el que predice el flujo de neutrones como una función de la posición y la transmisión γ. Cuando se trata de exploración de petróleo o agua será necesario usar detectores de neutrones. Estos detectores son adecuados para neutrones térmicos, o sea que son sensibles a la existencia de material hidrogenado. Adicionalmente, la detección de rayos γ de retrodispersión son detectados porque éstos dependen de la densidad de las rocas.

Las mediciones γ-γ y neutrón-neutrón sirven para estimar la humedad y la densidad de suelos, los que pueden servir en la agricultura, tecnología de concreto y en construcción para el estudio de bases y detección de agua en los edificios.

Los neutrones pueden igualmente ser usados para medir niveles de materiales hidrogenados en la industria química, debido a la penetrabilidad de los neutrones en metales y el poder moderador de los materiales hidrogenados. El equipo consiste de una fuente de neutrones Am-Be y un

[3]C. G. Wormald et al., *Int. J. App. Rad. and Isotopes* **30**, 297-314.

detector de neutrones térmicos. Este equipo sirve también para localizar puntos de bloqueo con sustancias hidrogenadas.

12.3 Huellas de fisión

Los fragmentos de fisión inducida por neutrones de un reactor pueden ser usados para irradiar películas de policarbonatos, con el objeto de producir microfiltros, con poros de un diametro entre de 3×10^{-2} y 8 micras.

Ello se logra mediante procesos de grabado químico de las láminas de micas o plásticos irradiadas. Este grabado será modulado según el espesor que se requiera en la trayectoria de cada partícula cargada. La densidad de poros será regulada con el flujo de partículas cargadas.

La concentración de uranio, torio y otros transuránidos puede ser analizados usando la reacción de fisión inducida por neutrones térmicos, mediante la detección de las huellas de fragmentos de fisión en películas polímeras grabadas con hidróxido de sodio. Con un reactor de flujo de 3×10^{13}n/cm^{2}s el límite de detección de uranio es 0,02 ppb en silicio[4]

La concentración y distribución de uranio en rocas pueden ser analizadas con la técnica de huellas nucleares, especialmente cuando se cuenta con muestras pequeñas. Esta técnica también puede aplicarse para el análisis de otros elementos como el B, el que produce partículas cargadas por reacciones con neutrones.

Una de las aplicaciones de la huellas de fisión es la determinación de la edad de las rocas. Ello ha permitido la datación por ejemplo de una de las últimas grandes erupciones del volcán Sabancaya, Arequipa[5].

Esta edad es significativa en la medida que se quiera evaluar los riesgos eruptivos del mencionado volcán.

Las muestras fueron extraídas de una quebrada de la ladera sur este del volcán -generada por erosión a causa del agua que desciende de los deshielos en las cumbres del volcán- que comienza en la estación sismométrica de Cajamarcana. Estas muestras corresponden a flujos piroclásticos (sólidos) que son bloques poco densos de material de pomez

[4]D. Mapper et al., 1982, Solid State Track Detectors, *Proc. of the 11th International Conference*, Bristol 7-12 setiembre 1981.

[5]M. Brocca, *Tesis*, 1994, UNI, Lima

de hasta 1 m de diámetro, que contienen horblenda, mica-biotita, plagioclasas, cuarzo con una matriz arenosa y cobertura reciente de cenizas rojas.

Como se sabe las partículas cargadas pesadas que atraviesan medios aislantes provocan desplazamiento atómicos, generando intersticios y vacancias, circundados por una región de estiramiento de la red. Ello se traduce en rastros de un diámetro de 3 a 10 nm.

La formación de huellas se debe a las regiones densas de ionización producidas por partículas cargadas, cuando el número de iones excede un cierto valor umbral dependiente del tipo de material. Algunos plásticos son sensibles a protones lentos. Las huellas son formadas en dieléctricos sólidos, como lo son polímeros, vidrios inorgánicos, cristales minerales y algunos semiconductores pobres.

El método de huellas de fisión de muestras volcánicas está basado en las huellas que en estos materiales dejan los fragmentos de fisión del ^{238}U cuya constante de fisión es $\lambda_{f8} = 7 \times 10^{-17}$. Estas huellas empiezan a formarse a partir del momento en que la muestra volcánica se enfría, después de haber alcanzado una temperatura crítica T_c. La edad a determinarse tiene como referencia precisamente el periodo de enfriamiento que debería ser corto para asociarlo con una erupción.

Para que las huellas en la mayoría de los minerales sean visibles al microscopio, las muestras son químicamente atacadas con reactivos específicos.

En los materiales geológicos, el contenido de uranio es del orden de 1 ppm ($=10^{-6}$) a 1 ppb ($=10^{-9}$ g/g), lo que hace viable el método de datación por huellas.

La edad (t) de la muestra desde su formación estará dada por la fórmula[6]:

$$t = \frac{1}{\lambda_d}\left(1 + \frac{\rho_f}{\rho_i}\frac{\lambda_d}{\lambda_f}\right)\frac{C_{235}}{C_{238}}F\sigma \qquad (12.1)$$

donde,

λ_d = constante de decaimiento del ^{238}U

[6]R.L. Fleischer y LH. R. Hart, *Fission-track dating: techniques and problems Calibration of Hominoid Evolution*, W.W. Bishop y J.A. Miller (Editores), Scottish Academic Press, 135-170.

λ_f = constante fisión del ^{238}U

ρ_s = densidad de huellas de fisión espontánea de ^{238}U

ρ_i = densidad de huellas inducidas en el ^{235}U

C_{238} = concentración de ^{238}U

C_{235} = concentración del ^{235}U

F = fluencia de neutrones térmicos

σ = sección eficaz de fisión térmica del ^{235}U.

Las huellas de fisión son observadas a través de un microscopio óptico de 500 a 1000 de aumento, después de un proceso de grabado químico.

La muestra volcánica a datarse deberá tener minerales como cuarzo, obsidianas, vidrios, micas, feldespato, entre otros. Por otro lado, las condiciones de ataque para observar las huellas dependerán del tipo de muestras. Cabe recordar que las huellas serán borradas total o parcialmente por efectos del calentamiento.

Las muestras son separadas en dos partes, una para medir las huellas fósiles y otra para las inducidas. Las huellas son observadas sobre secciones pulidas a través de luz reflejada. En el caso de micas moscovita o de detectores externos se les observa por transmisión.

Para facilidad del pulido, las secciones delgadas de 0,5 cm^2 del mineral -obtenidas cortando la roca en tajadas con un petrónomo- son colocadas en resina epóxica. El primer pulido se realiza con polvos (abrasivos) de CSi o lijas al agua de grado 100, 200, 400, 600 y 1000 sucesivamente. Luego se usa un paño de pulido y polvo de aluminio de 5 y 10 micrones en un plato rotatorio, usando agua destilada como lubricante. De esa forma se logra secciones pulidas que pueden ser observadas al microscopio. Ello ha permitdo describirla como roca de color blanco grisáceo, abundantes cristales inequiregulares de andesina de color blanco y fractura irregular. Existen pequeñas inclusiones de cuarzo irregulares y escasas. Mica biotita de grano medio a fino en cristales enhedrales (de color oscuro). Tiene textura granular con matriz feldespática en inclusiones de pomez, muy porosa y vesicular en

partes con estructuras de flujo. Se trata de un roca porosa piroclástica de composición dacítica.

Llevando las muestras a altas temperaturas, mayores a la T_c, se borran las huellas, lo que sirve como punto de referencia temporal. Ello se debe a la difusión de los defectos atómicos en la red del cristal o el movimiento de fragmentos moleculares en un polímero. Los átomos intersticiales se recombinan con vacancias en la red y las cadenas moleculares rotas se vuelven a juntar .

El coeficiente de difusión tiene la forma:

$$D = D_0 \exp(-\frac{E_a}{kT}) \tag{12.2}$$

donde D_0 es una constante de dimensiones L^2T^{-1} y E_a es la energía de activación para el proceso de reparación, la que es del orden del electrón-voltio.

La estabilidad de las huellas varía dependiendo de los materiales. Los plásticos son afectados por temperaturas entre 80 y 100 C aplicadas durante una hora. Los cristales de cuarzo y zircón son estables a largos periodos a temperaturas mayores de 500 C. En el caso de las muestras del Sabancaya lo recomendado es 600 C durante una hora para el borrado de huellas.

Una parte de las muestras es usada para medir las huellas fósiles. Con la otra parte se procede a borrar las huellas para luego ser irradiada con neutrones térmicos, los que inducen la fisión en el ^{235}U. La fluencia térmica sobre la muestra es medida colocando monitores de ^{59}Co en forma de hilo -uno desnudo y otro cubierto de cadmio- junto a la muestra. La irradiación se hace en el reactor de investigaciones del RP-10 a través de un neumático de irradiación.

El ataque químico, que sirve para ensanchar la imagen de la huella producida, se logra por disolución de la región desordenada del cuerpo de la huella. Las condiciones de ataque dependen, entre otros factores, de la cantidad de daño localizado en el volumen de la región de la huella y de las propiedades que forma la huella.

Las muestras irradiadas y las no irradiadas se colocan en un mismo portamuestra. Para el grabado químico de muestras de Sabancaya se utilizó ácido fluorhídrico al 40% en peso durante 30 segundos. Después que la muestra fue atacada se le lavó con un agente neutralizante con

la finalidad de truncar el proceso de ataque del ácido sobre la muestra. Luego se le colocó bajo un chorro moderado de agua para limpiar el ácido residual.

Con la muestra lavada se procede a observar en el microscopio óptico. Contando las huellas, a partir de las cuales se calcula la edad de la última erupción. En el caso del volcán Sabancaya resulta $1,12 \times 10^5$ a.

12.4 Dopado de silicio

Otro material que puede producirse por irradiación neutrónica es el silicio dopado. La importancia del silicio en dispositivos eléctricos y electrónicos, tales como rectificadores de potencia, tiristrones y circuitos integrados es bastante conocida. La resistividad del silicio puede ser alterada añadiendo otros elementos como fósforo, para el caso de silicio tipo n.

El isótopo ^{30}Si (3,09%) es el que toma parte en la transmutación al fósforo. Este captura un neutrón convirtiéndose en ^{31}Si, emitiendo a la vez un gamma. El ^{31}Si se trasmuta en ^{31}P con la emisión de partículas beta.

La captura de un neutrón produce átomos de retroceso y en el caso del ^{31}Si se tiene también bombardeo β. Estas reacciones llevan consigo deterioro del material. Por otro lado, los neutrones rápidos producen desplazamiento atómico. Esto puede ser limitado con una disminución de la fracción de neutrones térmicos, pero buscando de no bajar demasiado el flujo de neutrones térmicos. Lo ideal es contar con neutrones fríos. En todo caso, un proceso de recocido después de la irradiación restablece el orden atómico en el material.

12.5 Radiofármacos

En la planta de producción de radioisótopos del Centro Nuclear de Huarangal se producen isótopos primarios y marcados. Entre estos se tiene el ^{131}I, y el ^{99}Mo. Se tiene capacidad para producir ^{32}P y ^{35}S. Se está construyendo una celda para ^{192}Ir.

El ^{131}I es usado para el análisis de la tiroides y de los riñones. Los compuestos marcados con ^{99}Tc son usados para la gammagrafía del sistema óseo, permitiendo identificar lesiones en forma precoz, apenas se genera un incremento en el flujo vascular, producida por una agresión inflamatoria, traumática.

Las imágenes digitales y nuevos radiofármacos han permitido el estudio de órganos de gran dinámica, como por ejemplo el corazón y el sistema circulatorio.

Por ejemplo se obtiene imágenes de la llegada del bolo radiactivo a la vena subclavia; luego el llenado de las cavidades derechas y el paso a los pulmones, apareciendo el retorno del bolo radiactivo de los pulmones al corazón, visualizándose el ventrículo izquierdo, el diástole y el sístole.

También se ha desarrollado la ventrículografía que permite calcular importantes parámetros de la hemodinámica cardíaca, como son la fracción de eyección sanguínea en cada contracción, los volúmenes de las cavidades, los tiempos de llenado y los tiempos de vaciado.

El imagenología con radiofármacos ha permitido el diagnóstico cerebral, midiendo su llegada y distribución en el cerebro, determinándose lugares de disminución causante de alteraciones cerebrales fugaces.

12.6 Radiotrazadores

Por irradiación neutrónica se produce radiosótopos para múltiples aplicaciones. Los isótopos ^{60}C, ^{192}Ir, ^{178}Tm, ^{169}Yb son usados para la radiografía industrial, especialmente el ^{192}Ir. El ^{60}Co sirve en la esterilización de materiales farmacéuticos y otros productos.

En la industria, los radiotrazadores dan información del comportamiento dinámico de los materiales. Ello se logra escogiendo radiotrazadores con comportamiento dinámico similar el material en estudio.

Los radiotrazadores pueden ser usados bajo condiciones extremas de presión y temperatura, difícil para aplicar otros métodos. Las mediciones de tasa de flujo y tiempo de residencia, la detección de fugas y la presencia de un fluido en la corriente de otro, son ejemplos de problemas industriales que pueden ser encarados con técnicas de radiotrazadores.

En hidrología se usan trazadores para determinar parámetros en corrientes abiertas, transporte de sedimentos, dinámica de lagos y embalses, migración de humedad en la zona no saturada, parámetros del acuífero, origen de aguas subterráneas, recargas artificiales, sistemas

geotermales. Los radiotrazadores se usan en ingeniería civil y en el monitoreo de contaminantes.

12.7 Control nucleónico

Cuando el radiosótopo es encapsulado se obtiene fuentes de haces radiactivos, los que permiten el control en tiempo real de procesos industriales.

Entre las aplicaciones podemos mencionar la medición de espesor de láminas, usando fuentes de ^{60}Co y ^{137}Cs y un equipo medidor de radiación, que permite una regulación automática de la presión de los rodillos que calibran el espesor de las láminas.

La gammagrafía sirve también para inspección de fallas en fundiciones y soldaduras de piezas metálicas.

Usando una fuente y un detector colocados en los extremos de cualquier recipiente metálico se determina el nivel exacto de líquidos, permitiendo el control automático del llenado.

Igualmente con gammagrafía se logra determinar desgastes por corrosión y medición de espesor efectivo mediante dispersión de rayos gamma. Esta técnica es aplicable a recipientes y ductos cerrados o inaccesibles por uno de los extremos.

12.8 Irradiación de alimentos y productos médicos

Los rayos γ de fuentes, que pueden ser ^{60}Co y ^{137}Cs, se usan en la irradiación de alimentos para fines de conservación o para la esterlización de productos médicos.

Los rayos γ afectan el ADN de las células, pudiendo perturbar el proceso de la vida celular hasta el punto de pararla. Por ello la irradiación de alimentos produce la eliminación de microbios patógenos y al mismo tiempo la paralización del proceso natural de germinación o putrefacción de los alimentos.

En el caso de la papa, cebolla, olluco, con dosis bajas se logra la inhibición del brote y la infertilización. La papa puede permanecer un año sin dar lugar a brotes.

En caso de los granos, la irradiación elimina insectos que no permiten su almacenamiento largo. El frijol de Castilla irradiado se mantiene durante 6 o 7 meses sin problemas. En cambio el de frijol no irradiado se obtiene polvo del metabolismo del insecto.

En el caso de la fruta, la irradiación retarda la mohación y elimina insectos dentro de la fruta. Mandarinas irradiadas se conservan por 45 días.

Los frutos se irradian envasados y la fuente radiactiva no está en contacto con ellos, los que está expuestos sólo a la radiación electromagnética que significa los rayos γ.

12.9 Mejoramiento de plantas por mutación

Las características de un ser viviente están grabadas en el ADN, la que constituye una inmensa biblioteca. El cambio en la estructura de la ADN modificará las características de sus descendientes. En algunos casos, el cambio es de tal magnitud que el ser se convierte en estéril.

La evolución de las especies se debe a mutaciones espontáneas o, más precisamente, inducidas por elementos naturales, como la radiación. Los imperceptibles y numerosos cambios del ADN, a partir de células iniciales en la Tierra han dado lugar a las formas de vida actual.

Por ejemplo, el trigo y la cebada constituyen la manifestación final del proceso de mutación de esos cereales. Los investigadores aceleran esas mutaciones usando radiación γ. Así, lo que toma millones de años en la naturaleza, en el laboratorio se logra en un periodo de cosecha.

Con este procedimiento se ha logrado variedades precoces de cereales, cambios en los procesos de crecimiento de las plantas, con resistencia al frío y a diversas condiciones de *stress* de las plantas, como puede ser alta salinidad.

En otras palabras, por irradiación se acelera la evolución de las plantas de modo que se adapte a las diversas condiciones ambientales del mundo y tengan un mayor rendimiento.

Edición, diagramación e impresión, realizada por
Editorial HOZLO S.R.L.
Psje. Santa Rosa 191-501
Telefax: 428-4071

Febrero de 1996

año [illegible]

Ciencia y la Tecnología (CEPRECYT). Es además presidente de la Sociedad Peruana de Ciencia y Tecnología (SOPECYT), de la Sociedad Peruana de Física (SOPERFI), de la Academia Nuclear del Perú (ANP) y miembro de la Academia Nacional de Ciencias del Perú.

Publicaciones CONCYTEC

Serie Ciencias:

1. GINECOLOGÍA Y OBSTETRICIA.
2. GENÉTICA DE LA CALIDAD DE LA CARNE BOVINA.
3. REPRODUCCIÓN DE LOS ANIMALES DOMÉSTICOS.
4. CEREBRO Y CIBERNÉTICA.
5. FÍSICA NUCLEAR.
6. LÍQUENES FIJADORES DE NITRÓGENO.

Serie Socio-Culturales:

1. SOCIALIZACIÓN DIFERENCIADA POR SEXO.
2. XEQUETEPEQUE.
3. COSMOVISIÓN ANDINA.

Serie Tecnologías:

1. SECADO DE LA MADERA.
2. TIPOLOGÍAS Y TECNOLOGÍAS DE VIVIENDA DE TIERRA.
3. SIMULACIÓN DE TRATAMIENTOS SILVICULTURALES.
4. DESCRIPCIÓN TECNOLÓGICA DE MADERAS PARA PARQUET.
5. CONDENSADORES.
6. PROCESAMIENTO DE SEMILLAS.
7. METALOGRAFÍA Y PROPIEDADES DE LOS METALES INDUSTRIALES.