

Parte III

Radiaciones Ionizantes

Capítulo 7

Emisión de Radiaciones Ionizantes

7.1. Conceptos básicos de estructura nuclear

7.1.1. Introducción histórica: descubrimiento del núcleo

A finales del siglo XIX el núcleo atómico no había sido descubierto y se creía que los átomos eran las partículas más pequeñas que constituían la materia. El descubrimiento de los rayos X en 1895, por Röntgen (1845-1923) y de la radiactividad natural en 1896 por Becquerel (1852-1908), indicaban que la estructura atómica de todos los elementos tenía algo en común. Por ejemplo, todos ellos contenían electrones que bajo determinadas condiciones eran emitidos, y los elementos más pesados podían ser emisores de radiactividad alfa, beta o gamma.

Según el primer modelo atómico propuesto por el físico inglés Thomson, en 1904, el átomo era una esfera cargada positivamente con un radio de 10^{-8} cm con los electrones incrustados en su volumen. Este modelo fue más o menos aceptado, hasta que se encontró que contradecía los resultados de los experimentos de dispersión de partículas alfa por finas láminas metálicas, llevados a cabo por Rutherford en 1909. En estos experimentos se obtenía que algunas partículas alfa eran dispersadas con pequeños ángulos, correspondiendo a la interacción de Coulomb con un átomo que fuera según el modelo de Thomson, pero había otras que eran dispersadas con ángulos muy grandes (mayores que 90°). El modelo atómico de Thomson no podía explicar estos resultados.

En 1911 Rutherford propuso un nuevo modelo atómico, según el cual el átomo consistía en un núcleo central cargado positivamente de un tamaño muy pequeño (alrededor de 10^{-12} cm) con electrones distribuidos alrededor de él, a unas distancias, comparativamente, muy grandes (sobre 10^{-8} cm). Como la masa del electrón es muy pequeña, prácticamente la masa total del átomo está concentrada en el núcleo.

Este modelo nuclear explicaba totalmente los resultados del experimento de dispersión de partículas alfa, que había realizado Rutherford, y fue un paso de gigante para explicar la estructura de la materia. El año de la creación del modelo nuclear del átomo podría ser considerado el año del nacimiento de la **Física Nuclear**, aunque ya se habían manifestado los primeros indicios con el descubrimiento de la radiactividad.

Sin embargo, este modelo tenía un gran inconveniente, ya que cualquier modelo que intente representar la estructura del átomo, que es un sistema estable, tiene que ser estable en sí mismo. Pero según las leyes de la electrodinámica cualquier carga acelerada (incluido el electrón)

moviéndose alrededor del núcleo de manera uniforme debe perder energía por radiación. En consecuencia, la energía del sistema sería cada vez menor y los electrones se moverían cada vez más cerca del núcleo hasta que caerían dentro de él.

El físico danés Niels Bohr (1885-1962) propuso, en 1913, una nueva teoría que superaba este problema, la teoría cuántica del proceso atómico. Bohr postuló la existencia de órbitas electrónicas estacionarias, en el átomo, con valores definidos y cuantizados del momento angular, que eran múltiplos de la constante de Planck, h :

$$m_e v r = n \hbar$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

donde m_e es la masa del electrón, v la velocidad del electrón, r el radio de la órbita y n un número entero.

La teoría de Bohr fue modificada y perfeccionada posteriormente, se considera el movimiento del núcleo alrededor del centro de masas, las órbitas circulares se sustituyeron por órbitas elípticas (Sommerfeld) que estaban en planos bien definidos.

7.1.2. Composición del núcleo: nucleones

Según se ha podido determinar experimentalmente, el centro del átomo se encuentra ocupado por un núcleo cargado positivamente, cuyo radio es del orden de 10^{-14} m, en el que se encuentra concentrada prácticamente la totalidad de la masa atómica.

Teniendo en cuenta que el radio atómico es del orden de 10^{-10} m, se llega a la curiosa conclusión de que el átomo se encuentra casi vacío. Se puede imaginar el aspecto del átomo con un ejemplo ilustrativo: si se pudiese observar un átomo de tamaño medio ampliado hasta que su radio midiera un kilómetro, entonces se vería el núcleo como una naranja y los electrones como cerezas.

Por otra parte, conocida la masa nuclear y su radio, se puede calcular la densidad de la materia nuclear, que resulta ser 10^{14} g/cm³, que es un valor muy grande, inconcebible en la macrofísica.

El núcleo está compuesto por dos tipos distintos de partículas, llamadas conjuntamente **nucleones**: los **protones**, idénticos al núcleo del átomo de hidrógeno y con una unidad elemental de carga positiva, y los **neutrones**, de masa ligeramente superior a la de los protones, pero eléctricamente neutros.

La estructura nuclear descrita es a primera vista fuertemente inestable, pues la repulsión electrostática entre los protones, confinados en un volumen de unos 10^{-42} m³, resulta muy intensa.

7.1.3. Nomenclatura nuclear. Isótopos

Un núcleo queda caracterizado por el llamado *número atómico* Z , que es igual al número de protones, y el *número másico* A , igual al número de nucleones. El número atómico determina las propiedades químicas del átomo correspondiente.

Se denomina nucleido toda especie nuclear caracterizada por valores determinados de Z y de A . Esquemáticamente un nucleido se representa con el símbolo



donde X es el símbolo químico del elemento, usualmente Z no se incluye al venir implícitamente definido por el símbolo químico¹.

Los nucleidos caracterizados por tener el mismo número másico A , reciben el nombre de *isóbaros*, si tienen igual el número de neutrones $N = A - Z$ se denominan *isótonos*. Todos los nucleidos caracterizados por el mismo valor de Z reciben el nombre de **isótopos**, estos tienen propiedades químicas iguales (ya que son la misma especie química) pero diferente comportamiento nuclear.

Para un determinado valor de Z existe un cierto límite superior e inferior en el número de neutrones, que forman nucleidos estables, y así por ejemplo el estaño tiene 10 isótopos estables, pero en cambio el sodio uno sólo el Na^{23} . Los nucleidos cuyo número de neutrones queda fuera de la banda de estabilidad definida para cada Z , tenderán a sufrir cambios nucleares que aumenten la estabilidad del conjunto, fenómeno observable a través de la emisión de partículas y radiaciones, se conoce con el nombre de **radiactividad**, denominándose radionucleidos o radioisótopos a los nucleidos inestables o radiactivos.

7.1.4. La carta de nucleidos

En la carta de nucleidos se representa cada especie nuclear por una casilla dispuesta en una cuadrícula, en la que se representa Z frente a $N = A - Z$; cada posición lleva un código de color o sombreado para diferenciar a los nucleidos estables de los radionucleidos, así como algunos datos numéricos, tales como abundancia en el caso de que sea estable, y para los radionucleidos, el modo de desintegración, etc.. Los catálogos y cartas de nucleidos suponen un medio de almacenamiento de información nuclear de gran utilidad en el trabajo práctico.

7.1.5. Unidades de masa y energía en Física Nuclear

La expresión de las masas atómicas en forma absoluta (gramos o kilogramos) plantea el inconveniente de su pequeñez, por lo que en Física Atómica y Nuclear se define una nueva magnitud, la unidad de masa atómica (uma) como $1/12$ de la masa de un átomo de C^{12} , que numéricamente es igual a la inversa del número de Avogadro.

$$1 \text{ uma} = \frac{1}{N_A} = 1,6606 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

La unidad de energía del sistema internacional, el julio, para los fenómenos que ocurren en Física Atómica y Nuclear, es desmesuradamente grande, por lo que tradicionalmente se viene utilizando una unidad especial, el electronvoltio (eV), definido como la energía cinética que adquiere un electrón en reposo, acelerado bajo una diferencia de potencial de un voltio. Se usan mucho sus múltiplos, kiloelectronvoltio ($1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$) y megaelectronvoltio ($1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$). La equivalencia entre el electronvoltio y el julio es

$$1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ J}$$

¹También es usual utilizar el símbolo equivalente A_ZX , como se verá en este texto.

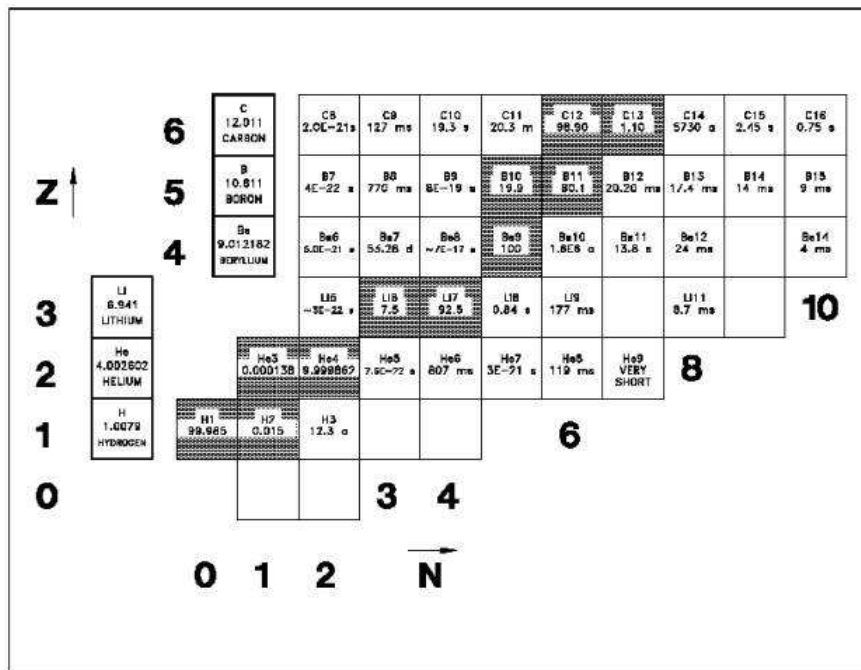


Figura 7.1: Vista parcial de la carta de nucleidos, hasta Z = 6 y N = 10. La zona sombreada es la de los nucleidos estables

7.1.6. Equivalencia entre masa y energía

El principio de conservación de la energía, estipulaba en su forma clásica, que la energía ni se crea ni se destruye sólo se transforma. Según este principio, la energía contenida en un sistema aislado debe mantenerse constante.

Sin embargo, en los trabajos de Einstein en los que desarrolló la Teoría de la Relatividad, se planteó como principio la convertibilidad recíproca de masa y energía, de acuerdo con la relación

$$E = mc^2$$

donde m es la masa, que puede transformarse a una energía E , y c es la velocidad de la luz en el vacío.

La convertibilidad entre masa y energía está en el momento presente perfectamente comprobada por el resultado de muchos fenómenos, por lo cual, los principios de conservación de masa y energía, inexactos aisladamente deben reemplazarse por un principio único, donde se afirma, que la suma de la energía, y la energía equivalente a la masa en un sistema aislado, debe mantenerse constante.

La energía equivalente a una una se puede calcular

$$\begin{aligned} 1 \text{ uma} &= 1,6606 \times 10^{-27} \text{ kg} \implies \text{aplicando } E = mc^2 \implies \\ &\implies 1,6606 \times 10^{-27} \times (3 \times 10^8)^2 \text{ J} = \\ &= 1,49 \times 10^{-10} \text{ J} = 931,16 \text{ MeV} \end{aligned}$$

equivalencia de amplia utilización en el cálculo de la variación de energía en desintegraciones y reacciones nucleares.

Energía de enlace

Experimentalmente es mucho más fácil medir masas de átomos que de núcleos, por ello en física nuclear es frecuente que se hable de masas atómicas, de hecho es lo que se suele encontrar en las tablas nucleares. La medida de masas atómicas utilizando espectrógrafos de masa permite alcanzar precisiones de una parte por millón o aún mejores.

Resulta interesante comparar los valores medidos con los calculados a partir de la composición nuclear de un nucleido determinado.

En general la relación entre las masas atómicas m y las masas nucleares M , es

$$M(X_Z^A) = m(X_Z^A) - Zm_o \quad (7.1)$$

donde m_o es la masa en reposo del electrón. En la expresión (7.1) no hemos considerado las energías de enlace de los electrones en sus correspondientes capas atómicas, ya que son varios ordenes de magnitud inferiores a las masas.

A primera vista, la masa del nucleido debería ser la suma de la masa de Z átomos de hidrógeno más la masa de $A - Z$ neutrones, pero se observa sistemáticamente que las masas medidas $m(A, Z)$, son inferiores a las calculadas es una cantidad. **La energía de ligadura o de enlace nuclear** $E_B(A, Z)$, es la energía necesaria para disociar al núcleo en sus constituyentes. Por ello, para separar un nucleón de un núcleo se requiere la aportación de una energía bastante alta, lo que explica la estabilidad de la materia

$$E_B(A, Z) = (Zm_H + (A - Z)m_n - m(A, Z))c^2 \quad (7.2)$$

donde m_H es la masa del átomo de hidrógeno (que se utiliza en lugar de la masa del protón al usar masas atómicas) y m_n es la masa del neutrón.

Se define la energía de enlace media por nucleón como

$$\bar{E}_b = \frac{E_b}{A} \quad (7.3)$$

Si se representa el valor absoluto de la energía media de enlace por nucleón en función de A , como aparece en la figura 7.2, se aprecian algunos detalles importantes, así en la zona de baja A se observa que algunos puntos ($A = 4$ en especial) muestran valores de \bar{E}_b marcadamente superiores a la de los nucleidos vecinos, lo que está ligado a la formación de capas nucleónicas de “**números mágicos**”, que a semejanza de las capas de 8 electrones en los gases nobles, confieren a los núcleos “mágicos” una gran estabilidad.

La curva de \bar{E}_b presenta un máximo correspondiente a un valor de número mágico, $A \approx 50$, para el que $E_b \approx 8,8$ MeV. Dado que los núcleos pesados ($A > 200$), la energía media de enlace por nucleón es de unos 7,9 MeV, resulta obvio que la escisión de un núcleo pesado generará energía, ya que al ser mayor \bar{E}_b en la zona de núcleos medios, para alcanzar este valor, parte de la masa se convierte en energía; este es el fundamento de generación de energía de fisión. Igualmente, la unión de núcleos ligeros conduce a núcleos de mayor energía media de enlace, el fenómeno es la base de la generación de energía por fusión, que explica la producción de energía de las estrellas.

En algunos textos se confunde el defecto másico, que es otra magnitud, con la energía de enlace. El defecto de masa es:

$$\Delta m = m(A, Z) - A$$

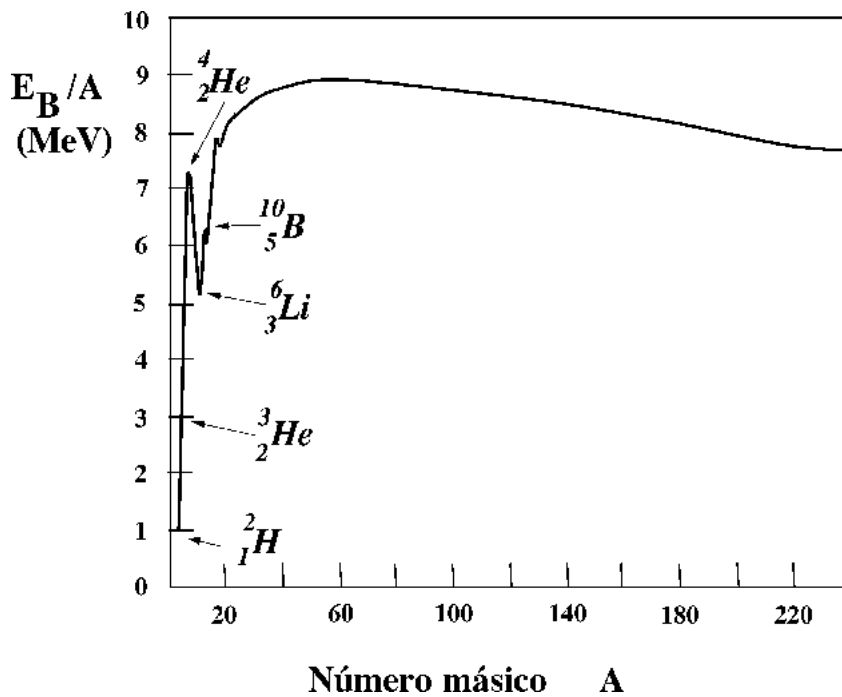


Figura 7.2: Variación de la energía de enlace por nucleón, E_B/A , en MeV, en función del número másico A

7.2. Radiactividad: leyes y tipos de radiación

7.2.1. Introducción: descubrimiento de la radiactividad

En 1896 el físico francés Henri Becquerel descubrió que el elemento uranio ($Z = 92$) emitía una radiación misteriosa que ennegrecía las placas fotográficas. Se le bautizó como radiactividad². Los esposos Pierre (1859-1906) y Marie Curie (1867-1934), descubrieron el mismo fenómeno en relación con otros elementos, como el torio ($Z = 90$), el polonio ($Z = 84$) y el radio ($Z = 88$). Hasta entonces esos dos últimos elementos eran desconocidos; los Curie los descubrieron en 1898.

Las primitivas experiencias de Curie y Rutherford demostraron que las radiaciones emitidas por las sustancias radiactivas contenían componentes de diferente naturaleza y diferentes poderes penetrantes, como ponía de manifiesto su distinta absorción por la materia. Los rayos menos penetrantes, que resultaban completamente absorbidos por algunos cm de aire o por una lámina metálica del gas (con un espesor del orden de 0,1 mm) fueron denominados *rayos α* . Las componentes más penetrantes, que resultaban absorbidos por un espesor de 1 mm de plomo, se denominaron *rayos β* . El hecho de que ambas pudieran ser detenidas completamente, puso de manifiesto su naturaleza corpuscular. Estudiando su deflexión en un campo magnético, se demostró que ambas radiaciones estaban compuestas por partículas cargadas. Posteriormente se identificó un tercer tipo de radiación todavía más penetrante, capaz de atravesar espesores del orden de 10 cm de plomo. Estos rayos no podían ser desviados

²Se puede expresar también con el término *radioactividad*, siendo ambos términos (radiactivo y radioactivo) aceptados por el diccionario de la Real Academia de la Lengua Española.

por un campo magnético y fueron bautizados como *radiación γ* , actualmente se sabe que su naturaleza es electromagnética.

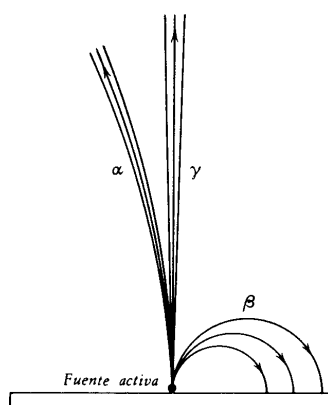


Figura 7.3: Efecto del campo magnético sobre las radiaciones. Las partículas α son portadoras de carga positiva y las partículas β de carga negativa.

Los rayos alfa son partículas dotadas de una carga positiva de $+2e$ y una masa de aproximadamente 4 una. En 1909 Rutherford y Royds probaron que las partículas α eran los núcleos de los átomos de He^4 .

Los rayos beta también son partículas, pero tienen una carga negativa $-e$. En experimentos posteriores se comprobó que las partículas beta no eran ni más ni menos que electrones.

Los rayos gamma no transportan carga eléctrica y no tienen masa. Se estableció que consisten en una radiación electromagnética de muy corta longitud de onda, similar a los rayos X, descubiertos por Röntgen en 1895.

En 1902 Rutherford (1871-1937) y su colega F. Soddy (1877-1956) (quien acuñó el término isótopo) descubrieron que cada emisión de radiación radiactiva altera al elemento que lo emite y lo convierte en otro elemento, fenómeno al que dieron el nombre de **transmutación**.

7.2.2. Naturaleza de los fenómenos radiactivos: estabilidad nuclear

La razón de la estabilidad nuclear procede del hecho, de que al aproximarse dos nucleones a una distancia de 10^{-15} m entran en acción unas fuerzas llamadas nucleares, de corto alcance pero de gran intensidad, que contrarrestan la acción dispersora debida a la repulsión electrostática de los protones. Sin embargo según este modelo, los nucleones perderían su identidad al colapsarse bajo la acción de las fuerzas nucleares si su fuerza atractiva fuera la única que se ejerciera, cuando la distancia de aproximación entre dos nucleones es de 10^{-17} m, se invierte la acción de la fuerza volviéndose repulsiva. De esta manera, en una imagen mecanicista, podemos considerar a cada nucleón unido por resortes de acción bidireccional a cada uno de sus más próximos vecinos, donde cada uno de ellos se mueve en el interior del núcleo en órbitas muy próximas manteniéndose la identidad de cada partícula.

Las fuerzas nucleares son independientes de la carga de los nucleones, pero su alcance es limitado a sus próximos vecinos. En cambio las fuerzas de repulsión electrostática son de

largo alcance, de suerte que cada protón, experimenta la acción repulsiva del resto de los protones, por lo que un núcleo compuesto sólo por protones sería inestable. La acción de los neutrones es contribuir con fuerzas atractivas formando la “*argamasa nuclear*” que hace estable la coexistencia de los protones.

De lo expuesto anteriormente se concluye que la estabilidad nuclear se debe a que la acción repulsiva electrostática entre protones se compensa mediante las fuerzas nucleares de gran intensidad, debidas tanto a protones como a neutrones, estos últimos contribuyen con la creación de enlaces atractivos, sin experimentar efectos de repulsión coulombiana.

Estos procesos de compensación de fuerzas internucleares, se alcanza mediante una adecuada proporción entre protones y neutrones, variable según el número atómico del nucleido considerado. En general la estabilidad se observa en los casos en que el número de neutrones es similar al de protones. Al crecer el número atómico se requiere mayor número de neutrones, debido a que desde el punto de vista de repulsión electrostática, como comentábamos antes, cada protón “siente” a todos los restantes, pero por el contrario, dado el corto alcance de las fuerzas nucleares, cada nucleón interactúa únicamente con sus vecinos inmediatos.

La conclusión que se deriva de todo esto es que la estabilidad o inestabilidad de los núcleos está ligada a su estructura. Para un valor de número atómico, existe un cierto intervalo de número de neutrones, que configuran **nucleidos estables**, llamado banda isotópica de estabilidad nuclear.

En los casos en que la relación entre protones y neutrones esté desequilibrada respecto a los valores que confieren estabilidad, espontáneamente los núcleos tienden a alterar su composición y a emitir partículas, hasta alcanzar una configuración estable, fenómeno conocido como **radiactividad**.

En la naturaleza, existen mayoritariamente nucleidos estables, y un número mucho más pequeño de radionucleidos. También se pueden sintetizar radionucleidos artificiales, cuyas leyes de desintegración son idénticas a las de los naturales.

7.2.3. Leyes de desintegración radiactiva

Se pueden deducir las leyes que rigen el decremento de una sustancia radiactiva sin conocer en detalle los mecanismos de interacción de los nucleones.

La desintegración de un núcleo individual es un proceso estocástico, gobernado por una constante de desintegración λ , que es la probabilidad de desintegración por unidad de tiempo. Las suposiciones básicas son:

1. La probabilidad de desintegración de un núcleo radiactivo por unidad de tiempo, λ , es igual para todos los núcleos de la misma especie.
2. La probabilidad de desintegración no depende del tiempo transcurrido, dependiendo en cambio del intervalo de tiempo de observación.

Si en un tiempo $t = 0$ existe un número N_0 de núcleos radiactivos, y transcurrido un tiempo t , sobreviven únicamente $N(t)$ y se han desintegrado $N'(t)$, se trata ahora de calcular el número de núcleos, dN' , que sufren desintegración en el intervalo de tiempo comprendido entre t y

$t + dt$. La probabilidad de desintegración en el intervalo dt será λdt , por lo que el número de núcleos desintegrados vale

$$dN' = N(t)\lambda dt \quad (7.4)$$

Pero, como en todo momento,

$$N(t) + N'(t) = N_o \rightarrow dN = -dN' \quad (7.5)$$

por lo que

$$dN = -N(t)\lambda dt \quad (7.6)$$

Separando variables

$$\frac{dN}{N(t)} = -\lambda dt \quad (7.7)$$

integrando y recordando que λ no depende de t

$$\ln N(t) = -\lambda t + C$$

La constante de integración se determina, viendo que para $t = 0$, $N = N_o$ por lo que $C = \ln N_o$

$$\ln N(t) - \ln N_o = -\lambda t \quad (7.8)$$

$$\frac{N(t)}{N_o} = e^{-\lambda t}$$

y finalmente obtenemos **la ley de desintegración radiactiva**

$$N(t) = N_o e^{-\lambda t} \quad (7.9)$$

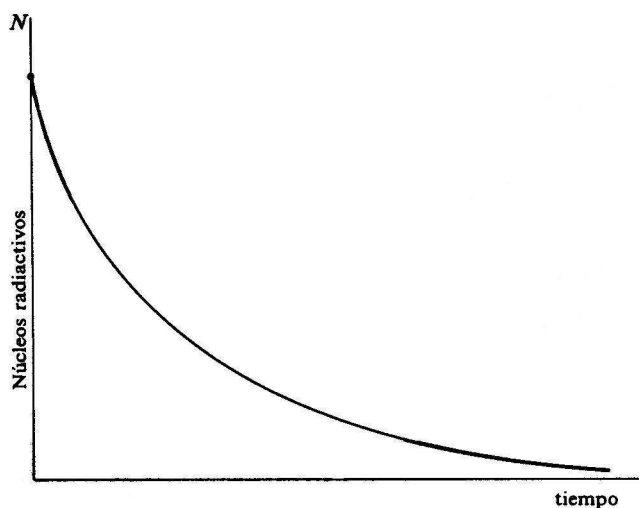


Figura 7.4: Representación gráfica de la ley de desintegración radiactiva.

Cada radionucleido queda caracterizado por el valor de λ , llamada constante de desintegración radiactiva, cuyas dimensiones son la inversa del tiempo,

$$[\lambda] = \text{T}^{-1}$$

y que como se ha visto, representa la probabilidad de que un determinado núcleo se desintegre en la unidad de tiempo subsiguiente a un instante inicial de elección arbitraria. La constante radiactiva es independiente de variables externas al núcleo, tales como presión, temperatura, campos eléctricos o magnéticos, etc. Además es invariable a lo largo del tiempo, lo que significa que es independiente de la edad del núcleo.

7.2.4. Periodo de semidesintegración y vida media

En lugar de λ , se suele utilizar otra constante relacionada, llamada periodo de semidesintegración (denominación desafortunada ya que la desintegración radiactiva no tiene nada de periódica), y se define como el intervalo de tiempo requerido para que el número inicial de átomos radiactivos de una muestra se reduzca a la mitad.

En estas condiciones, llamando $T_{1/2}$ al periodo, la expresión (7.9) toma la forma (para $N = N_o/2$)

$$\frac{N_o}{2} = N_o e^{-\lambda T_{1/2}} \quad (7.10)$$

de donde

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Los valores de los periodos son característicos de cada radionucleido, y tienen un gran intervalo de variación. Así, para el ^{209}Bi , $T_{1/2} = 2 \times 10^{18}$ años, mientras que para el ^8Be , $T_{1/2} = 0,07$ fs (donde $1 \text{ fs} = 10^{-12} \text{ s}$).

Cada núcleo de una cierta especie radiactiva pura tiene igual probabilidad de desintegración: sin embargo no se puede conocer a priori, si ciertos núcleos sufrirán desintegración durante un intervalo temporal determinado. Si la muestra tiene un tamaño suficientemente grande, si se encuentran presentes muchos núcleos, la única afirmación válida es decir que se desintegrarán en promedio la mitad, al transcurrir un intervalo de tiempo igual a un periodo. Se puede saber aproximadamente “cuántos”, no “cuáles” van a sufrir desintegración.

La duración de la vida real de cada núcleo determinado es impredecible, pudiendo valer entre 0 e infinito, a partir de un instante inicial arbitrario. Sin embargo, se puede calcular la esperanza de vida, igual a la media de vida de los núcleos de la muestra considerada.

Llamando τ a la vida media, se demuestra que

$$\tau = \frac{1}{\lambda}$$

$$T_{1/2} = \tau \ln 2$$

lo que indica que la vida media y el periodo son conceptos físicos distintos³, que tienen como similitud la dimensión, tiempo en ambos casos.

$$[T_{1/2}] = [\tau] = \text{T}$$

³En algunas traducciones de textos escritos en inglés puede haber confusión entre estos dos conceptos, **Mean life** (τ) y **Half life** ($T_{1/2}$), traduciéndolas ambas como vida media, siendo magnitudes distintas.

7.2.5. Actividad. Actividad específica

Desde el punto de vista práctico la expresión del decremento radiactivo dado en la expresión (7.9) carece de utilidad, ya que no existe método práctico que permita la medida del número de átomos, N y N_o , en un conjunto de radionucleidos.

Sin embargo, existe una magnitud, la **actividad**, definida como el número medio de desintegraciones en la unidad de tiempo, y que vale

$$A = \lambda N \quad (7.11)$$

La unidad tradicional de actividad es el Curio (Ci)

$$1\text{Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ desintegraciones/s} \quad (7.12)$$

que es la actividad de 1 g de Radio. La unidad del sistema internacional es el Becquerelio (Bq)

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ d/s} \quad (7.13)$$

Multiplicando la expresión (7.9) por λ

$$\lambda N(t) = \lambda N_o e^{-\lambda t}$$

o lo que es lo mismo

$$A(t) = A_o e^{-\lambda t} \quad (7.14)$$

que demuestra que la actividad decrece siguiendo una ley exponencial.

En la figura 7.5 se ha representado la variación de la actividad de un radionucleido en función del tiempo, se puede observar cómo disminuye la actividad a medida que transcurren los periodos de semidesintegración.

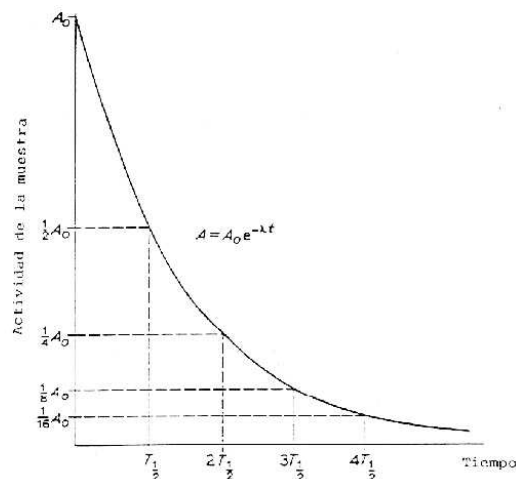


Figura 7.5: Variación de la actividad con el tiempo.

A menudo se representa en forma semilogarítmica, donde la curva se convierte en una recta, como se puede ver al tomar logaritmos en la expresión (7.14)

$$\ln A = \ln A_o - \lambda t \quad (7.15)$$

Esta recta tiene como pendiente $-\lambda$.

La actividad referida a una unidad de masa o de volumen, recibe el nombre de **actividad específica**.

7.2.6. Transformaciones radiactivas en cadena

Hasta el momento se ha supuesto, que en la desintegración de un radionucleido, el núcleo hijo era estable, pero en muchos casos esto no es así, lo que da lugar a cadenas radiactivas a partir de un radionucleido inicial, en las que tras una serie de transmutaciones, se alcanza un núcleo estable, que finaliza el proceso.

En el estudio de una cadena radiactiva, tiene interés conocer el número de núcleos radiactivos de cada “eslabón” en función del tiempo. Como ejemplo vamos a estudiar el comportamiento de una cadena formada por un radionucleido 1, que decae a otro 2, y este a su vez a uno 3, que se supone estable.



Si se llama N_1 , N_2 y N_3 al número de átomos de cada especie al cabo de un tiempo t , y λ_1 y λ_2 a las respectivas constantes de desintegración radiactiva, las ecuaciones que describen el proceso para cada radionucleido son:

Para el radionucleido precursor

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad (7.17)$$

Para el radionucleido 2, la tasa neta de desintegración será en todo momento la diferencia entre la acumulación procedente de la desintegración del radionucleido 1, $\lambda_1 N_1$ y la tasa de desintegración del radionucleido 2, $\lambda_2 N_2$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (7.18)$$

Finalmente, el nucleido 3 (que es estable) sólo se acumula

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 \quad (7.19)$$

Suponiendo que en el instante inicial solo existen N_1^o átomos radiactivos del primer nucleido radiactivo de la cadena (por lo que $N_2^o = N_3^o = 0$), se demuestra que

$$N_1 = N_1^o e^{-\lambda_1 t} \quad (7.20)$$

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^o \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) \quad (7.21)$$

$$N_3 = N_1^o \left(1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t} - \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \right) \quad (7.22)$$

Equilibrio radiactivo

Corrientemente se utiliza el término equilibrio para expresar las condiciones alcanzadas cuando la derivada respecto al tiempo de la magnitud estudiada es nula. Al aplicar esta condición a los componentes de una cadena radiactiva de $n + 1$ miembros, las derivadas que figuran en el primer miembro de ecuaciones análogas a las (7.17), (7.18) y (7.19) deberán ser nulas.

Esta claro que estas condiciones no pueden satisfacerse rigurosamente si el primer miembro de la cadena es radiactivo, pues entonces la primera de las ecuaciones exigiría que $\lambda_1 = 0$, contra lo supuesto. Sin embargo se puede alcanzar una aproximación físicamente razonable al equilibrio, si el radionucleido que encabeza la cadena se desintegra mucho más lentamente que cualquiera de los restantes radionucleidos integrantes, o dicho de otra manera, si el mencionado radionucleido tiene un periodo mucho más largo que cualquiera de sus productos de desintegración.

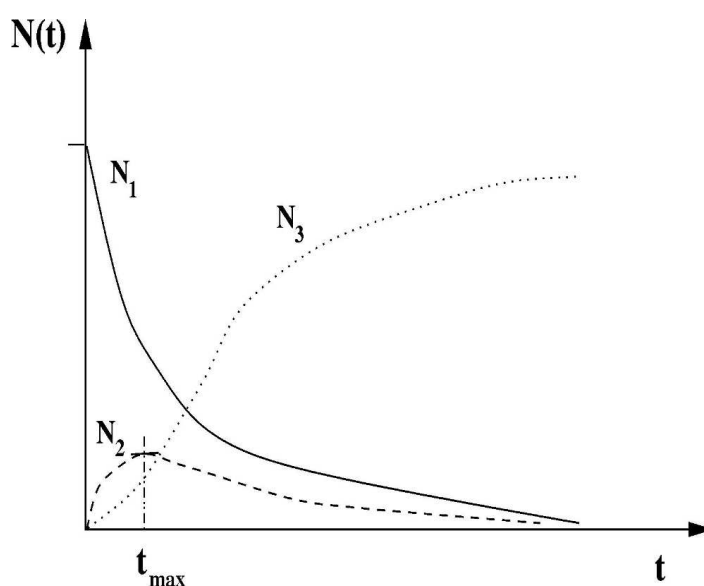


Figura 7.6: Evolución temporal del número de núcleos de cada uno de los miembros de una cadena radiactiva, siendo la sustancia 3 estable.

Se pueden distinguir dos variantes distintas de equilibrio radiactivo.

1. En primer lugar, si se supone que $N_1 \approx \text{cte}$ y $\lambda_1 \ll \lambda_2$, se alcanza al cabo del tiempo la condición de **equilibrio secular**, en este caso las ecuaciones (7.17), (7.18) y (7.19) conducen a

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \quad (7.23)$$

En el equilibrio secular, todos los miembros de la cadena se desintegran con un pseudo-periodo igual al del radionucleido inicial, y todos ellos tiene la misma actividad.

La relación (7.23) es aplicable siempre que un radionucleido precursor de periodo relativamente largo sea origen de una cadena de diversos radionucleidos de periodo mucho más corto, siendo condición necesaria que la mezcla de radionucleidos, no haya sufrido perturbación, es decir que no haya habido ninguna pérdida (por ejemplo por emisión de un radionucleido gaseoso).

2. Cuando el periodo del precursor es mayor pero no excesivamente más grande que el de su producto de desintegración, es decir $\lambda_1 < \lambda_2$, y transcurrido un tiempo t , tal que $e^{-\lambda_1 t} \gg e^{-\lambda_2 t}$, de la expresión (7.21) se deduce en este caso particular, llamado **equilibrio transitorio**, donde

$$N_2 \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_1 t} \quad (7.24)$$

En el equilibrio transitorio, en analogía con el secular, el hijo decae con el periodo aparente del padre, pero teniendo en cuenta que

$$N_1 = N_1^0 e^{-\lambda_1 t} \quad (7.25)$$

obtenemos

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} \quad (7.26)$$

y la relación de actividades

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2 N_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2} \quad (7.27)$$

por lo que la actividad del padre es $(\lambda_2 - \lambda_1)/\lambda_2$ inferior a la del hijo.

El equilibrio transitorio constituye el fundamento de los generadores isotópicos, dispositivos muy utilizados en Medicina Nuclear para producir ciertos radionucleidos de periodo corto.

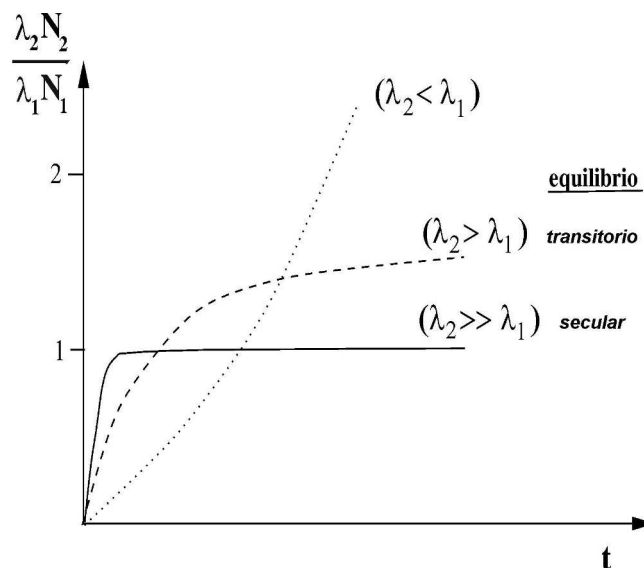


Figura 7.7: Cociente de actividades A_2/A_1 en función del tiempo, para cada uno de los casos descritos anteriormente.

7.3. Tipos de desintegración radiactiva

7.3.1. Generalidades. Balance energético de la desintegración

Algunos núcleos, cuya relación carga/masa se encuentra fuera de unos ciertos límites, experimenta espontáneamente cambios en su estructura nuclear, con objeto de modificar su carga o su masa, en el sentido de aumento de la estabilidad.

En los procesos de desintegración radiactiva, la masa del núcleo precursor o padre (el que sufre la desintegración) es siempre mayor que la suma de las masas del núcleo descendiente o hijo y la de la partícula o partículas emitidas. Tal situación es debida a la necesidad de que se cumpla el principio de equivalencia entre masa y energía. Así, la energía que se libera en uno de estos procesos, o energía de desintegración, procederá de un decremento de masa, si llamamos Q a dicha energía se cumple que

$$Q = (m_p - m_d - m_e) c^2 \quad (7.28)$$

donde m_p , m_d y m_e representan respectivamente las masas de los núcleos precursor, descendiente y de la partícula emergente.

El cálculo de la energía de desintegración plantea la dificultad de que las masas tabuladas de los nucleidos corresponden a masas atómicas y no nucleares, en cada caso concreto se verá como se realiza de cálculo requerido para las evaluaciones pertinentes.

Para que un proceso de desintegración radiactiva se produzca de forma espontánea, es condición necesaria que $Q > 0$. Sin embargo, su mayor o menor probabilidad dependerá, como se ha visto, de la estructura del núcleo precursor; dicha probabilidad queda reflejada en el valor de la constante de desintegración radiactiva de cada radionucleido.

La energía de desintegración aparece como energía cinética de la partícula o partículas emitidas (T_p), energía cinética de retroceso del núcleo hijo (T_R), y energía de excitación de niveles nucleares en el núcleo hijo (T_{ex})

$$Q = T_p + T_R + T_{ex} \quad (7.29)$$

Espectros energéticos de partículas y fotones

Una de las características más importantes de los radionucleidos es la distribución energética de las partículas o fotones emitidos en la desintegración radiactiva, o sea los espectros energéticos de la radiación.

Un espectro es una representación que proporciona en número de partículas o fotones, dn , con energías comprendidas entre E y $E + dE$.

Los espectros energéticos se clasifican en discretos, cuando están formados por picos aislados de radiación monoenergética, y continuos, cuando la distribución energética de la radiación tiene carácter continuo, en el intervalo energético considerado. Un ejemplo típico de espectro continuo sería el arco iris, que es el espectro de la radiación electromagnética en el visible.

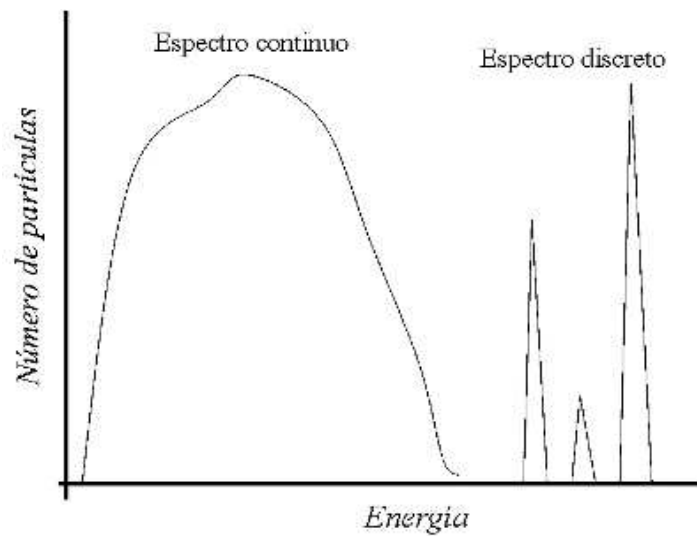


Figura 7.8: Ejemplo de espectros: continuo y discreto.

7.3.2. Esquemas de desintegración

Los detalles de las desintegraciones radiactivas que experimentan los núcleos inestables, se representan en los llamados esquemas de desintegración. En la figura 7.9 se representa de forma genérica uno de estos diagramas, donde el eje de ordenadas se corresponde con masa-energía y el de abscisas, con el número atómico, Z .

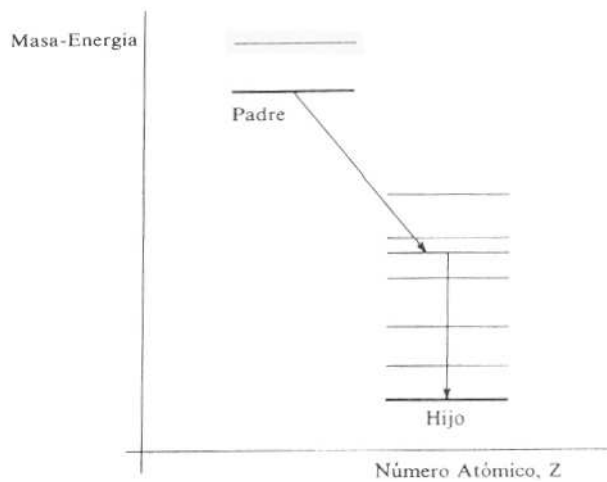


Figura 7.9: Esquema de desintegración.

Como se observa en la figura, los niveles energéticos más bajos o fundamentales, correspondientes a los nucleidos precursor y descendiente, se representan mediante trazos horizontales gruesos. El nivel del núcleo precursor se encuentra siempre en una posición superior respecto al núcleo descendiente, ya que siempre $m_p > m_d$, para que la energía de desintegración resulte positiva.

El trazo, o símbolo correspondiente al nivel fundamental del núcleo residual, estará desplazado

hacia la derecha del correspondiente al núcleo precursor, si el proceso radiactivo conduce a la formación de un descendiente con número atómico mayor, en caso contrario aparecerá desplazado a la izquierda.

Por encima de los símbolos correspondientes a los niveles fundamentales, se disponen con trazos finos, los niveles energéticos de los núcleos, en las correspondientes verticales.

En estos esquemas, las transiciones que tienen lugar con emisión de partículas se simbolizan con flechas oblicuas, que tienen su origen en el nivel fundamental del núcleo precursor (o más raramente en alguno de los niveles excitados), y acaban en alguno de los niveles energéticos del núcleo descendiente. En cambio las transiciones entre distintos niveles de un mismo núcleo, se indican con flechas verticales.

En los esquemas de desintegración, se suelen indicar otros datos de interés, tales como el tipo de desintegración radiactiva, los valores numéricos de las energías de los distintos niveles excitados, y partículas y fotones emitidos, así como sus porcentajes de emisión, etc.

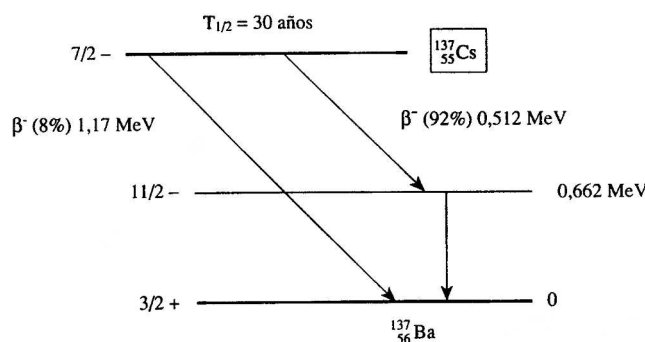


Figura 7.10: Ejemplo - Esquema de desintegración del Cs^{137} .

7.3.3. Emisión de partículas cargadas

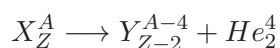
Desintegración alfa

En la experiencia clásica de Rutherford (pag. 160) para el análisis de las partículas emitidas en el proceso de la desintegración radiactiva, se ha demostrado experimentalmente la emisión de partículas cargadas positivamente, a las que se conoce como partículas alfa.

Cualitativamente, se reconoce su carga positiva por el sentido de la deflexión de trayectoria debida al campo magnético, y su naturaleza corpuscular porque basta la interposición en el haz positivo de una simple hoja de papel para detener totalmente todas las partículas.

Se ha demostrado experimentalmente que las partículas alfa no son más que átomos de helio doblemente ionizados, núcleos de He^4 , o la unión de dos protones y dos neutrones. Las tres definiciones son completamente equivalentes.

La variación de carga y masa en la desintegración alfa sigue la siguiente pauta, en estos procesos el número atómico disminuye en dos unidades y su número másico se decrementa en cuatro. El proceso se puede simbolizar de la siguiente manera:



y por consiguiente el núcleo hijo corresponde a un elemento químico distinto, situado dos lugares hacia atrás en la Tabla Periódica, respecto al núcleo padre que se desintegra.

La emisión de partículas alfa responde a la inestabilidad derivada de la repulsión coulombiana entre los protones del núcleo, efecto que se hace sentir especialmente en los núcleos pesados, ya que mientras la fuerza eléctrica repulsiva crece con $Z(Z-1)$, la fuerza nuclear que mantiene la estructura de los nucleones crece sólo, en primera aproximación con el número másico, A .

Para el cálculo de la Q_α con las masas atómicas, partimos de las masas nucleares y recordando (7.28)

$$Q_\alpha = \left(M(X_Z^A) - M(Y_{Z-2}^{A-4}) - M(He_2^4) \right) c^2 \quad (7.30)$$

Siendo $M(X_Z^A)$, $M(Y_{Z-2}^{A-4})$ y $M(He_2^4)$ las masas nucleares del núcleo padre, el núcleo hijo y la partícula alfa respectivamente.

Sustituyendo en (7.30) las correspondientes relaciones entre masas nucleares y atómicas (expresión (7.1)), obtenemos

$$\begin{aligned} Q_\alpha &= \left(m(X_Z^A) - Zm_o - m(Y_{Z-2}^{A-4}) + (Z-2)m_o - m(He_2^4) + 2m_o \right) c^2 = \\ &= \boxed{[m(X_Z^A) - m(Y_{Z-2}^{A-4}) - m(He_2^4)] c^2 = Q_\alpha} \end{aligned} \quad (7.31)$$

expresión de la Q_α de la desintegración en función de las masas atómicas, que son las que están tabuladas.

La desintegración alfa es un proceso típico de núcleos pesados, la condición $Q_\alpha > 0$ sólo la cumplen nucleidos con $A > 140$, siendo imposible para núcleos más ligeros.

La energía cinética de la partícula alfa emitida es siempre menor que la energía de desintegración, pues el núcleo descendiente se lleva parte de la energía liberada. Mediante la aplicación de los principios de conservación de energía y cantidad de movimiento, llamando T_α a la energía cinética de la partícula alfa, y T_r a la energía cinética del núcleo de retroceso, se demuestra que

$$T_\alpha = \frac{m_r}{m_\alpha + m_r} Q_\alpha \quad (7.32)$$

$$T_r = \frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_r} Q_\alpha \quad (7.33)$$

donde m_α y m_r son respectivamente las masas de la partícula alfa y del núcleo de retroceso.

Las energías de las partículas alfa emitidas por radionucleidos naturales, se extienden desde 1,8 MeV para el Nd^{144} hasta 8,785 MeV para Po^{212} (el Po^{210} emite alfas de 7,25 MeV).

Teniendo en cuenta (7.32) las partículas alfa emitidas deberían ser monoenergéticas y esto es lo que ocurre en cierto número de casos, en los que el espectro energético de las partículas alfa presenta sólo una línea, pero estudios cuidadosos de alta resolución, han puesto de manifiesto que un emisor alfa puede emitir grupos de partículas alfa de distintas energías, que es lo que se denomina estructura fina. Esto se debe a que cuando se produce la transición alfa, el núcleo hijo puede quedarse en el estado fundamental o en algún estado excitado, por lo que la energía de las partículas alfa emitidas será diferente dependiendo en qué estado se quede el núcleo hijo.

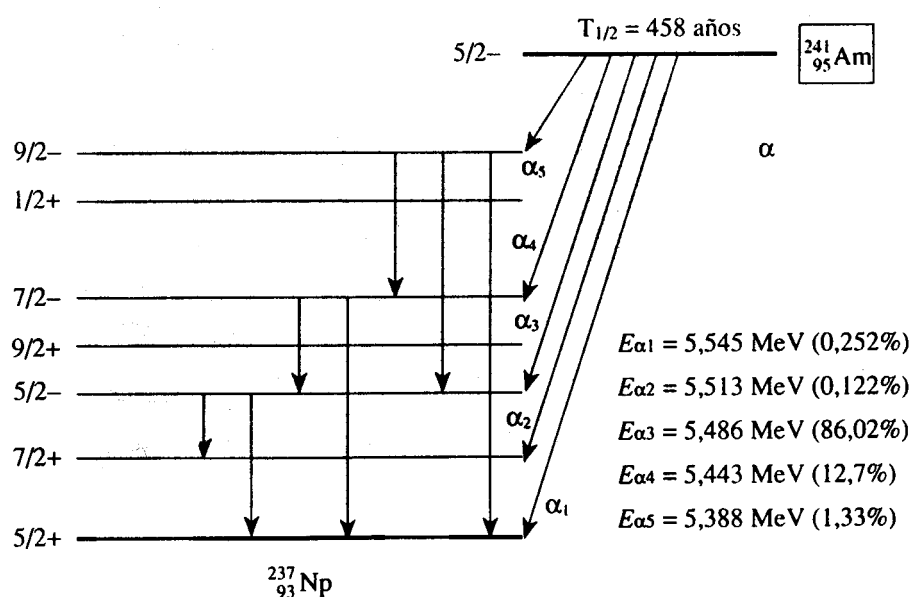


Figura 7.11: Esquema de desintegración del Am^{241} , donde se observa la estructura fina de la emisión alfa.

Desintegración beta

Una modalidad en la desintegración de radionucleidos es la desintegración beta, cuyo ámbito se extiende a toda la carta de radionucleidos, desde los más ligeros a los más pesados. En su etapa inicial de estudio, la desintegración beta se limitó únicamente a radionucleidos naturales, pero modernamente este campo ha sufrido una considerable ampliación al haberse sintetizado un gran número de radionucleidos artificiales.

El estudio de la componente más desviada del experimento de Rutherford puso de manifiesto que tenía carga negativa por el sentido de movimiento respecto al campo magnético, y que era como las alfa, de naturaleza corpuscular pues resultaba absorbida aunque menos que la alfa, mediante láminas metálicas finas. Análisis espectrométricos de las partículas beta pusieron de manifiesto que éstas eran idénticas a los electrones negativos, que eran expelidas por el núcleo a velocidades muy próximas a la de la luz.

La desintegración beta, al igual que la alfa, es un proceso seguido por nucleidos inestables, para alterar la relación carga/masa en el sentido de transformación en nucleidos estables. Sin embargo, a diferencia de lo que ocurre en la desintegración alfa, en la beta solamente varía el número atómico Z , manteniéndose invariable el número másico A , razón por la cual el núcleo descendiente es un isóbaro del núcleo precursor.

Bajo la denominación genérica de desintegración beta, se agrupan tres procesos que aunque presentan rasgos diferenciadores, ofrecen muchas semejanzas. Estos procesos son: beta negativa (β^-), beta positiva (β^+) y captura electrónica ($C.E.$).

Desintegración beta negativa Este proceso consiste en la emisión espontánea de electrones, llamados en este caso partículas β^- , que son emitidos con velocidades próximas a las de la luz.

Las propiedades de la desintegración β^- fueron un cierto tiempo desconcertantes.

La primera dificultad que se planteó fue la interpretación correcta de los espectros beta, que por razones idénticas a las citadas en la emisión alfa era presumible que fueran discretos, con o sin estructura fina. Los resultados experimentales pusieron de manifiesto que los espectros beta son continuos, y se extienden desde energía cero hasta una energía máxima o límite superior que depende del radionucleido emisor. En la figura 7.12 se adjunta un ejemplo de espectro beta.

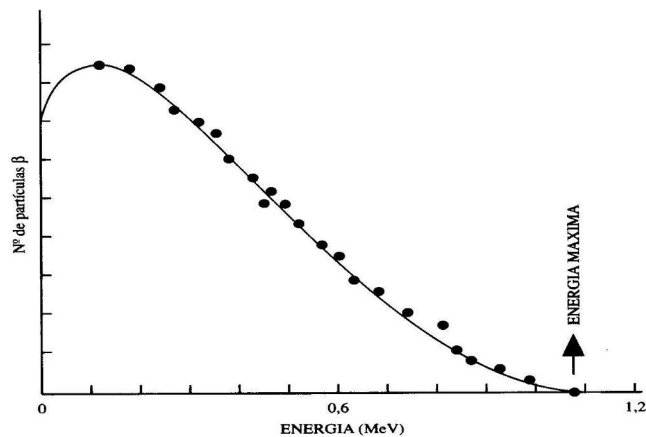


Figura 7.12: Ejemplo de espectro beta.

La explicación a este hecho fue dada por Fermi, que se basó en la suposición de que en la desintegración beta se emite, además del electrón, una nueva partícula llamada **neutrino**, carente de masa y de carga, pese a lo cual se ha logrado detectar mediante experimentos cuidadosos.

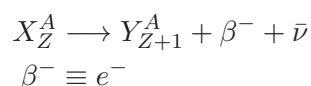
Según la teoría del neutrino, cada proceso de desintegración beta va acompañado de la liberación de la energía de desintegración, prácticamente equivalente a la máxima del espectro beta, que se distribuye entre la partícula beta, el neutrino y el núcleo de retroceso. En Mecánica se demuestra que cuando una energía definida se reparte entre tres partículas, los principios de conservación de energía y de cantidad de movimiento no son suficientes para determinar unívocamente la energía de cada partícula (cosa que si ocurre, como ya se ha visto, en la desintegración alfa, en la que intervienen sólo dos cuerpos). Al aplicar estos conceptos a la desintegración beta, la energía de la desintegración se reparte prácticamente y en forma aleatoria entre el electrón y el neutrino, quedando sólo una parte despreciable para el núcleo de retroceso, dada su masa mucho mayor. De esta forma el espectro beta queda cualitativamente explicado, pues si la energía de la partícula beta tiende a cero, el neutrino se lleva prácticamente toda la energía, mientras que si la partícula beta lleva la energía máxima, el neutrino emerge con energía tendiendo a cero. El resto del espectro es por tanto la expresión continua de los posibles repartos de energía entre ambas partículas, comprendidas entre los casos límites citados.

Según Fermi, dado que se ha probado teórica y experimentalmente la inexistencia de electrones en el núcleo, la transformación nuclear que se produce es la conversión de un neutrón en un protón, un electrón y un antineutrino ($\bar{\nu}$)



El neutrino, ν , y su antipartícula, el antineutrino, $\bar{\nu}$, son partículas eléctricamente neutras, de masa en reposo nula, que se mueven a la velocidad de la luz, por lo que pueden atravesar sin interaccionar grandes espesores de materia.

Puesto que en la desintegración β^- un neutrón se transforma en protón, el núcleo hijo tendrá el mismo número másico que el núcleo padre, pero su número atómico será una unidad mayor. En consecuencia el proceso puede representarse por



Así por ejemplo, el C^{14} se desintegra a N^{14} con un periodo de 5600 años, emitiéndose un espectro beta cuya energía máxima es de 156 keV. Las energías máximas de los espectros β^- se extienden desde emisores blandos (baja energía) como el tritio (H^3) de energía máxima 17 keV, hasta el P^{32} con energía máxima 1,7 MeV.

Para el cálculo de la Q_β con las masas atómicas, partimos de las masas nucleares (procediendo igual que hicimos en el caso alfa)

$$Q_{\beta^-} = (M(A, Z) - M(A, Z + 1) - m_o) c^2 \quad (7.34)$$

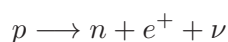
Sustituyendo las masas nucleares por las atómicas

$$\begin{aligned} Q_{\beta^-} &= (m(A, Z) - Zm_o - m(A, Z + 1) + (Z + 1)m_o - m_o) c^2 = \\ &= \boxed{(m(A, Z) - m(A, Z + 1)) c^2 = Q_{\beta^-}} \end{aligned} \quad (7.35)$$

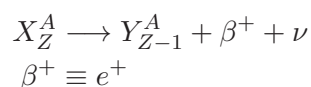
Son emisores β^- típicos aquellos radionucleidos muy ricos en neutrones. La emisión β^- tiene como consecuencia reducir el valor del cociente N/Z con lo que el nucleido descendiente se encuentra más próximo a la zona de estabilidad, o la alcanza en la transición.

Desintegración beta positiva Este tipo de desintegración consiste en la emisión de positrones por ciertos radionucleidos. El positrón, e^+ , es la antipartícula del electrón, tiene una masa igual a la masa del electrón pero su carga eléctrica es positiva, aunque con valor absoluto igual a la del electrón, una unidad elemental de carga.

No existen positrones libres en el interior de los núcleos atómicos, el proceso elemental que tiene lugar en estos casos es la conversión de un protón en un neutrón, un positrón y un neutrino (ν)



En consecuencia, en el proceso de desintegración β^+ , el núcleo hijo tiene el mismo número másico que el padre, en cambio el número atómico disminuye en una unidad según el esquema



por lo que el núcleo hijo corresponde al elemento químico que precede en un lugar al precursor en la Tabla Periódica.

Para evaluar la Q_{β^+} , procedemos de igual manera que en los casos anteriores, partiendo de las masas nucleares

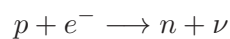
$$\begin{aligned} Q_{\beta^+} &= (M(A, Z) - M(A, Z - 1) - m_o) c^2 = \\ &= (m(A, Z) - Zm_o - m(A, Z - 1) + (Z - 1)m_o - m_o) c^2 = \\ &= \boxed{(m(A, Z) - m(A, Z - 1) - 2m_o) c^2 = Q_{\beta^+}} \end{aligned} \quad (7.36)$$

Por razones paralelas a las expuestas en la descripción de la desintegración β^- , el espectro β^+ es igualmente continuo, desde energía cero a un valor máximo que depende del radionucleido considerado, y que alcanza en los emisores más duros (más energéticos), unos 5 MeV.

Cuando se trata de la desintegración β^+ se debe añadir que los positrones emitidos son partículas inestables, tras ser emitidos y perder su energía cinética en la interacción con la materia (como se verá en el tema siguiente), se combinan con un electrón libre del entorno. Se produce así el proceso llamado **aniquilación de positrones**, en el que la totalidad de la masa de ambas partículas se convierte en energía, en forma de dos fotones de igual energía, 511 keV, que se propagan en la misma dirección pero en sentidos opuestos. Este tipo de radiación electromagnética es denominada, por su origen, **radiación de aniquilación**.

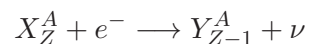
Captura electrónica Los electrones de la corteza atómica, en el curso de su movimiento, se aproximan en ocasiones al núcleo y según la mecánica cuántica, incluso pueden penetrar en su interior. La mayor probabilidad de que ésto suceda, corresponderá a los electrones de las órbitas más próximas al núcleo, llamados también los electrones K y en menor proporción, los electrones L .

En las condiciones expuestas, y especialmente en átomos ricos en protones, estos electrones pueden ser capturados por el núcleo, y entonces tiene lugar el proceso



donde el electrón capturado se asocia a un protón, formándose un neutrón y un neutrino.

En este caso, en total paralelismo con la desintegración β^+ , el núcleo hijo tendrá el mismo número de nucleones que el padre, pero su número atómico disminuye en una unidad, por lo que el proceso total se puede representar por



Para calcular la energía de la desintegración en la captura electrónica, se procede de manera similar a los casos anteriores, pero en este caso hay que tener en cuenta además que para arrancar un electrón de su órbita se debe aportar la energía de enlace E_e , con lo que la Q_{CE} toma el valor

$$\boxed{Q_{CE} = (m(A, Z) - m(A, Z - 1) - E_e/c^2) c^2} \quad (7.37)$$

La captura electrónica es un proceso competitivo con la desintegración β^+ , dado que en ambos procesos se produce la misma transición nuclear, de hecho todo radionucleido que se desintegre

mediante emisión β^+ puede hacerlo también por captura electrónica, pero la inversa no es cierta. Sabemos que para que una desintegración sea espontánea $Q > 0$, en el caso de la desintegración β^+ esto se cumple cuando

$$m(A, Z) - m(A, Z - 1) > 2m_o \quad (7.38)$$

y para captura electrónica

$$m(A, Z) - m(A, Z - 1) > E_e/c^2 \quad (7.39)$$

Habrán núcleos que cumplan (7.39) pero que no satisfagan (7.38), ya que en cualquier caso

$$2m_o > E_e/c^2$$

En todo proceso de captura electrónica, el átomo descendiente queda ionizado, con una vacante en la capa K usualmente. En consecuencia, se emitirán rayos X característicos al producirse el reajuste electrónico en el átomo descendiente. Más adelante, cuando hablemos de la emisión de rayos X, se explicará en que consiste el proceso de emisión de rayos X característicos.

7.3.4. Emisión gamma

La tercera componente analizada en la experiencia de Rutherford fue denominada radiación gamma, siendo sus propiedades la de carecer de carga, lo que era evidente por su falta de deflexión en el campo magnético, y de masa, por su gran poder de penetración, muy superior al de las partículas alfa y beta.

En general, en los campos de Física Atómica y Nuclear se produce radiación electromagnética en distintos procesos como es la radiación X, por transiciones electromagnéticas atómicas en las capas más cercanas al núcleo, la radiación de aniquilación, originada al recombinarse un electrón y un positrón, la radiación gamma propiamente dicha, producida en transiciones nucleares entre niveles excitados. En el caso de la generación de radiación electromagnética monoenergética (radiación gamma, rayos X característicos y radiación de aniquilación) la denominación viene ligada al mecanismo de producción, ya que los fotones emitidos no poseen ninguna característica que permita discernir su origen.

Al igual que los átomos, los núcleos no pueden existir en cualquier estado energético, sino en niveles energéticos definidos. El nivel correspondiente en cada nucleido al que tiene menor energía recibe el nombre de fundamental; el resto, correspondiente a energías más elevadas, reciben el nombre de niveles excitados.

Un núcleo que se encuentre en un nivel excitado suele simbolizarse añadiendo un asterisco a su símbolo, así el U^{236*} hace referencia al núcleo U^{236} en uno de sus niveles excitados. En términos generales, los núcleos descendientes originados tras desintegraciones radiactivas, o los núcleos residuales en una reacción nuclear, suelen quedar en un estado excitado.

En general, cuando un núcleo atómico es promovido a alguno de sus niveles excitados, el estado resultante es muy inestable y para su desexcitación el núcleo dispone varios mecanismos, la desexcitación sucede de acuerdo con la probabilidad relativa de cada vía de las citadas, siendo la emisión gamma una de las más frecuentes.

Los niveles nucleares excitados tienen en los casos más generales una vida media muy corta, del orden del femtosegundo (10^{-15} s).

Emisión de radiación gamma

La emisión de radiación gamma es un proceso mediante el cual un núcleo que se encuentra en uno de sus niveles excitados pasa a otro de menor energía mediante la emisión de radiación electromagnética. La energía de los fotones de la radiación gamma, se encuentra en los casos más habituales, entre keV y MeV, en orden de magnitud.



donde X^{A*} representa a un nucleido excitado.

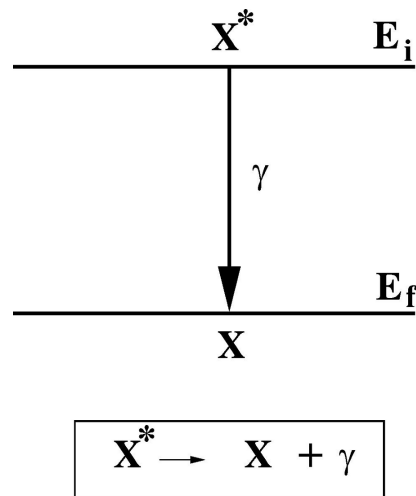


Figura 7.13: Emisión gamma.

En este caso la energía de la desintegración será

$$Q_\gamma = (M(X^{A*}) - M(X^A))c^2 = E_i - E_f \quad (7.41)$$

donde E_i es la energía del estado nuclear inicial y E_f la del final (que en el caso de que sea el estado fundamental se considera cero). Teniendo en cuenta las energías cinéticas de retroceso del núcleo hijo (T_R) y del fotón gamma emitido (T_γ)

$$Q_\gamma = T_R + T_\gamma \quad (7.42)$$

Como la T_R es mucho más pequeña que T_γ , se puede considerar que

$$T_\gamma \cong E_i - E_f \quad (7.43)$$

El espectro energético de un radionucleido emisor gamma es discreto, formado por una o varias líneas monoenergéticas, cuyas energías e intensidades son específicas de cada radionucleido (aunque también tendrá una componente continua, debida a la interacción Compton). Esta propiedad tiene una gran importancia, en especial en el campo tecnológico, ya que permite tanto el análisis isotópico cualitativo (determinación de los radionucleidos en una mezcla compleja), como el cuantitativo (medida de las actividades de los radionucleidos presentes).

Conversión interna

Un proceso competitivo, que se produce como alternativa a la emisión de radiación gamma, es la conversión interna. Este proceso consiste en que la energía del nivel nuclear excitado se transfiere a la corteza electrónica, y como consecuencia se emiten electrones de conversión, cuya energía E_{CI} , es igual a la de la transición gamma, T_γ menos la energía de ligadura E_e

$$E_{CI} = T_\gamma - E_e \quad (7.44)$$

El espectro de electrones de conversión es discreto, correspondiendo a cada transición convertida, una serie de líneas monoenergéticas. El efecto de la conversión interna se aprecia en ciertos espectros beta, donde el espectro continuo genuino propio de las partículas beta, lleva superpuesto un espectro discreto debido a las líneas de conversión de la radiación gamma asociada.

El proceso de conversión interna da lugar a vacantes electrónicas en capas profundas, en especial la K (más cercana al núcleo) y la L (la inmediata superior). En consecuencia, como resultado de la reorganización de la corteza electrónica, se emitirán rayos X característicos.

Isomería nuclear

Como se ha visto anteriormente, en la mayoría de los casos, la vida media de los niveles excitados es del orden del femtosegundo. Sin embargo, existen ciertos casos de nucleidos, donde por estar una transición gamma muy prohibida, ciertos núcleos pueden permanecer en un estado excitado durante intervalos de tiempo que pueden llegar a ser relativamente largos, incluso de años.

Estos niveles de vida media larga, reciben el nombre de **metaestables** y los nucleidos que se encuentran en ellos **isómeros**.

Los radionucleidos isómeros se simbolizan añadiendo la letra m al correspondiente número másico en el símbolo del nucleido, así X^{Am} es el isómero del X^A .

Los isómeros son capaces de tener sus propias transiciones, sin necesidad de pasar por el nivel fundamental.

7.4. Generación de rayos X

El descubrimiento de los rayos X ocurrió por accidente. Un físico alemán llamado Wilhelm Röntgen estaba investigando las propiedades de la electricidad. El 8 de noviembre de 1895, observó que cuando los rayos catódicos, de un tubo de Crookes (antecesor de los modernos tubos de Neón, de rayos X y fluorescentes), chocaban con la pared del tubo se producía una fluorescencia (emisión de luz visible por un átomo excitado, la cual se extingue al cesar el estímulo que la provoca externamente) en una cartulina impregnada de platocianuro de bario que se encontraba en la zona de trabajo de manera casual. A esta radiación, por su desconocida naturaleza y misterioso comportamiento, la denominó **radiación X**, y experimentó sistemáticamente con ella. Comprobó que era capaz de atravesar materiales tales como cartón, madera etc., pero que era interceptada en diferente medida por otros como el plomo, el bario etc.. Observó también que un cuerpo complejo, como por ejemplo una mano, era transparente

en sus zonas musculares pero no en las óseas, distinguiéndose con nitidez los huesos, cuyas sombras destacaban del conjunto. Colocando su mano delante de la pantalla, fue la primera persona que pudo ver la sombra de sus huesos.

Experimentó el efecto de la nueva radiación sobre las placas fotográficas, y descubrió que las impresionaba lo mismo que la luz visible. Todas estas experiencias, comunicadas en las sesiones de la Sociedad de Física y Medicina de Würzburg del 28 de Diciembre de 1895, supusieron el nacimiento de la técnica de la Radiografía, esencial actualmente en la Medicina y en la Industria. El anuncio del descubrimiento causó una sensación inmediata, incluso en las revistas se publicaban poemas con el hallazgo. Las tiendas del Londres victoriano anunciaban ropa a prueba de rayos X. En España, José Echegaray escribió un artículo, que se publicó en el periódico “El Liberal” de Madrid, el 3 de agosto de 1896.



Figura 7.14: Una de las primeras radiografías realizadas por Röntgen. La realizó el 23 de enero de 1896. Se aprecia un anillo en el tercer dedo.

Al cabo de los meses los médicos usaron la nueva tecnología para “ver” los huesos rotos en los soldados heridos. Pero esta técnica tenía otros efectos colaterales como quemaduras en la piel y pérdida de pelo, se tuvieron que empezar a desarrollar, paralelamente, los estudios de **Protección Radiológica**.

7.4.1. Formación y emisión de rayos X

En la actualidad se conoce perfectamente la naturaleza de los rayos X y sus propiedades. Se trata de una radiación electromagnética de longitud de onda comprendida entre 5×10^{-9} y 5×10^{-12} m aproximadamente. Estas longitudes de onda corresponden a la región del espectro electromagnético situada entre la radiación ultravioleta y los rayos gamma, si bien el límite con éstos últimos es impreciso y la clasificación obedece más a los modos de producción de las radiaciones que a su longitud de onda, los rayos X son un fenómeno que tiene lugar en la corteza atómica (se debe a la emisión de energía en los saltos de los electrones orbitales) y la radiación gamma es un fenómeno nuclear.

La longitud de onda tan pequeña es lo que le confiere la capacidad de poder atravesar determinados materiales. Su capacidad de penetración es tanto mayor cuanto mayor es su energía, cuanto más baja es la densidad de la materia y cuanto menor es el número atómico promedio de dicha materia atravesada. La radiación se atenúa al atravesar la materia, lo que quiere decir que parte de ella es absorbida. La fracción absorbida produce radiación difusa o secundaria y puede producir lesiones en los organismos vivos.

Cuando electrones con mucha energía, es decir que viajan a gran velocidad, chocan con un

material metálico, se producen rayos X. Esta producción de rayos X se debe a dos procesos diferenciados: Rayos X característicos y rayos X de frenado.

Rayos X característicos Por un lado los electrones energéticos penetran hasta la zona profunda de los niveles atómicos, del material con el que han chocado, y arrancan electrones que al salir dejan huecos. Estos huecos van a ser llenados por otros electrones que están en capas superiores de energía. En la transición entre los niveles se emite energía en forma de radiación electromagnética, con una longitud de onda correspondiente a los rayos X. Se obtiene así un espectro de rayos X característicos, con una serie de líneas de energías bien definidas (monoenergéticos), cuyo valor es el correspondiente a la diferencia de energía entre los niveles y son característicos del metal.

Rayos X de frenado Las partículas cargadas cuando se frenan bruscamente emiten radiación electromagnética. Por esto ocurre otro proceso simultáneo a la emisión de rayos X característicos, cuando los electrones energéticos se acercan al núcleo, por la acción del campo coulombiano de este, sufren una variación brusca de su velocidad, lo que hace que emitan radiación electromagnética, ya que las partículas cargadas al ser frenadas bruscamente emiten radiación. Esta radiación se llama radiación de frenado o **bremstrahlung** y presenta un espectro continuo. También es en el rango de los rayos X.

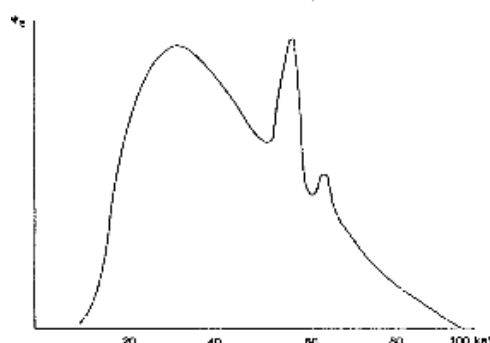


Figura 7.15: Típico espectro de emisión de rayos X. En él se observa la zona continua, debido a la radiación de frenado, y los 2 picos característicos (capa K y capa L), debidos a los saltos de electrones entre capas internas del átomo, en este ejemplo de wolframio.

7.4.2. Tubo de rayos X

La descripción esquemática de un tubo de rayos X y su funcionamiento sería la siguiente: El cátodo del tubo de rayos X libera electrones por efecto termoiónico⁴ al ser calentado con una corriente. Una vez emitidos desde el filamento, los electrones permanecen momentáneamente en su proximidad antes de ser acelerados hacia el ánodo por la diferencia de potencial (kV) que se establece entre el cátodo y el ánodo. Los electrones que viajan desde el cátodo hacia el ánodo constituyen la corriente del tubo de rayos X y a veces se les denomina electrones proyectil. Cuando esos electrones chocan contra el material pesado del blanco, interaccionan

⁴El efecto termoiónico consiste en la emisión de electrones por calentamiento de un filamento.

con él y transfieren su energía cinética al blanco. El valor de la energía cinética máxima coincide numéricamente con la diferencia de potencial aplicada, así para tensiones de 100 kV los electrones llevan una energía de 100 keV. Estas interacciones se producen dentro de una profundidad de penetración muy pequeña en el blanco.

Los electrones proyectil interactúan con los electrones orbitales o los núcleos de los átomos blanco, dando lugar a la transformación de la energía cinética en energía térmica (calor) y en energía electromagnética (rayos X).

Esta energía depende del material anódico, la energía máxima del espectro depende de la tensión aplicada y su intensidad de la densidad de electrones que salen del cátodo, es decir del calentamiento del filamento. También se producirán rayos X característicos del metal al arrancar los electrones incidentes a los electrones atómicos del metal.

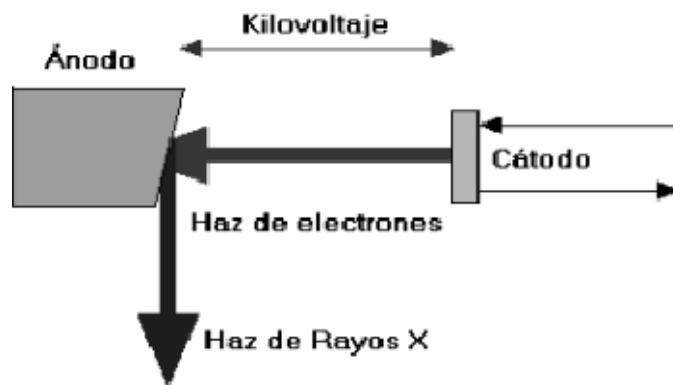


Figura 7.16: Esquema de los componentes mínimos de un tubo generador de rayos X.

7.5. Reacciones nucleares

7.5.1. Introducción: descripción de las reacciones nucleares

La desintegración espontánea sufrida por radionucleidos naturales, hizo que a principios del siglo XX se pensara en la posibilidad de convertir nucleidos estables en radionucleidos mediante bombardeo nuclear con partículas de alta energía. Se suponía que al penetrar alguno de estos proyectiles en el núcleo, podría producir cambios en A y en Z , la variación del número atómico representaba la realización de los sueños de los alquimistas de transmutar la materia. Rutherford en 1919 observó la primera reacción nuclear, al demostrar que el bombardeo del nitrógeno por partículas alfa daba lugar a la emisión de protones. La reacción citada puede representarse mediante una ecuación análoga a las empleadas en las reacciones químicas



donde los símbolos del primer miembro representan a los nucleidos que interactúan, denominándose el núcleo bombardeado (nitrógeno-14 en este caso) núcleo blanco, y a la partícula que provoca la reacción proyectil.

Nomenclatura

La expresión (7.45) resulta complicada en su escritura, en la práctica se suele abreviar de la forma

$$N^{14}(\alpha, p)O^{17} \quad (7.46)$$

Lo que en general queda

$$X^A(p, q)Y^{A'} \quad (7.47)$$

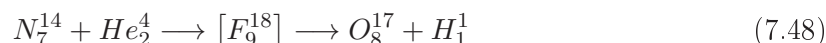
en la que se escribe en primer lugar el símbolo del blanco, X^A , entre paréntesis el símbolo del proyectil, p , y de la partícula emergente, q , separados por una coma, y finalmente el símbolo del núcleo residual, $Y^{A'}$.

7.5.2. Mecanismos de producción

Según la teoría de Bohr, una reacción nuclear se verifica en dos etapas claramente diferenciadas

- a) El núcleo blanco absorbe la partícula proyectil, formándose un núcleo compuesto (que es inestable).
- b) El núcleo compuesto se desintegra, con emisión de partículas o fotones, quedando un núcleo residual.

En la reacción (7.45) el paso por el núcleo compuesto queda



Como consecuencia de la absorción del proyectil por el blanco, se forma un núcleo compuesto, que en este caso es el F^{18} , que posteriormente se desintegra emitiendo un protón y quedando un núcleo residual.

Según este modelo, la partícula proyectil al penetrar en el blanco pierde su identidad y se forma el núcleo compuesto, cuya vida media del orden de 10^{-15} s es larga respecto a la duración del tránsito de la partícula en el núcleo, del orden de 10^{-21} s. El proyectil reparte su energía cinética con los nucleones del blanco, que adquieren una energía de excitación, suma de la energía cinética de la partícula incidente, y de la energía de enlace de la partícula al núcleo. Si esta energía en un proceso aleatorio se concentra en un nucleón o grupo de nucleones, y se alcanza la energía de separación, se emite la partícula.

El núcleo compuesto “olvida” el modo de su formación, de forma que sus diversos modos de desintegración (canales de salida) son independientes de los canales de formación (canales de entrada) del núcleo compuesto.

La energía de excitación del núcleo compuesto puede distribuirse de muchos modos distintos entre sus nucleones, y como a cada uno de estos estados le corresponde un nivel, el número de estos resulta muy elevado. Estos niveles están íntimamente relacionados con el fenómeno de la **resonancia** (véase apartado 2.6.2), es razonable pensar que cuando la energía de la partícula incidente es tal que la energía total del sistema formado por la partícula incidente y el núcleo blanco, es igual a la de excitación de uno de los niveles del núcleo compuesto, la probabilidad de que éste se forme, es mucho mayor que cuando no se cumple esta condición,

fenómeno comparable a la recepción de una onda de radio, cuando su frecuencia es igual a la del circuito de sintonía (véase sección 3.2), en cuyas condiciones es buena la recepción, pero ésta empeora cuando ambas frecuencias no son iguales. La aparición de un máximo por resonancia en el rendimiento de una reacción nuclear al variar la energía de la partícula incidente, demuestra que se ha alcanzado uno de los niveles mencionados.

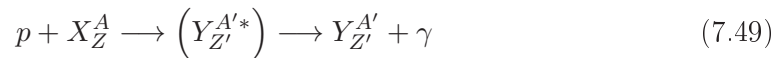
7.5.3. Tipos

En general las reacciones nucleares se pueden agrupar en una de las siguientes clases

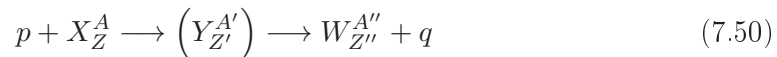
Dispersión - Colisión mecánica (bola de billar) Puede ser elástica o inelástica. No hay formación de núcleo compuesto.

- La dispersión elástica se caracteriza porque en ella se cumplen los principios de conservación de movimiento y energía cinética. Se produce cuando la energía que recibe el núcleo blanco no alcanza el primer nivel excitado.
- En la colisión inelástica, se cumple el principio de la conservación del momento, más no se conserva la energía cinética, ya que parte de ésta se consume en promover al núcleo colisionado a uno de sus niveles excitados

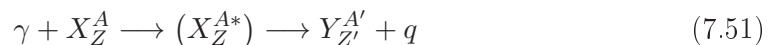
Captura radiativa El núcleo blanco absorbe una partícula y se genera un núcleo intermedio que está en estado excitado. Se emite radiación gamma.



Emisión de partículas Se absorbe la partícula proyectil por el núcleo blanco y se emite una partícula.



Fotodesintegración El proyectil es un fotón y se produce emisión de partículas.



Fisión Al absorberse el proyectil (un neutrón) se forma un núcleo compuesto muy inestable y altamente excitado, lo que tiene por consecuencia su escisión, generalmente en dos fragmentos asimétricos, liberándose un cierto número de neutrones, x , y mucha energía. Las reacciones de fisión son altamente exoérgicas. Este tipo de reacción es la utilizada en los actuales reactores nucleares.



Fusión Las reacciones de fusión tienen lugar cuando varios núcleos ligeros se unen para formar otro más pesado. Aunque el proceso de fusión es exoérgico, no se produce espontáneamente debido a la repulsión coulombiana de los núcleos ligeros reaccionantes, y la manera de lograrlo es calentar el gas reaccionante a muchos millones de grados, para que la energía media de excitación térmica alcance valores de 1 keV. Este tipo de reacciones son las que se dan en las estrellas y son la base de los futuros reactores de fusión.



7.5.4. Leyes de conservación en reacciones nucleares

Todas las reacciones nucleares, cualquiera que sea su clase, están sujetas a una serie de leyes que limitan y encuadran el número de posibilidades. Las más importantes son, para una reacción genérica



Ley de conservación de la carga

Esta ley expresa que si la partícula proyectil tiene número atómico Z_1 y el blanco Z_2 el sistema final poseerá un número atómico total $Z_1 + Z_2$, así en la reacción (7.54)

$$Z_1 + Z_2 = Z_3 + Z_4 \quad (7.55)$$

Ley de conservación del número de nucleones

De acuerdo con esta ley si A_1 y A_2 son los números másicos del proyectil y el blanco, el sistema final deberá tener $A_1 + A_2$ nucleones. En el caso del ejemplo (7.54)

$$A_1 + A_2 = A_3 + A_4 \quad (7.56)$$

Principio de conservación de energía total

Otro principio que se cumple sin excepción es el de conservación de la energía total, que por su importancia, merece tratamiento detallado.

Por ello resulta interesante realizar un análisis cuantitativo de las masas y energías de las partículas que intervienen en una reacción nuclear. Considerando una reacción nuclear en la que la partícula proyectil de masa M_1 y energía cinética T_1 incide sobre un núcleo blanco en reposo de masa M_2 . Como consecuencia de la reacción se forma un núcleo compuesto de masa M_C que al desintegrarse forma un núcleo residual de masa M_4 y energía cinética T_4 y una partícula de masa M_3 y energía cinética T_3 . El principio de conservación de la energía total del sistema requiere

$$T_1 + M_1c^2 + M_2c^2 = T_3 + M_3c^2 + T_4 + M_4c^2 \quad (7.57)$$

Conviene ahora introducir ahora la magnitud Q (concepto similar al descrito en la página 169), que representa la diferencia entre la energía cinética de los productos de reacción y la correspondiente a la partícula incidente

$$Q = T_3 + T_4 - T_1 \quad (7.58)$$

que utilizando la expresión (7.57), resulta

$$Q = (M_1 + M_2 - M_3 - M_4) c^2 \quad (7.59)$$

La magnitud Q , que expresa el balance energético de la reacción, puede obtenerse según la expresión (7.58) mediante la diferencia de las energías cinéticas o con la expresión (7.59) a partir de la diferencia de masas.

Si el valor de Q es positivo, la energía cinética de los productos es mayor que la de los reaccionantes y la reacción se denomina **exoenergética o exoérgica**. Por el contrario si $Q < 0$, la reacción es **endoenergética o endoérgica**. El caso de $Q = 0$ sólo es cumplido por reacciones de dispersión elástica, ya que en ellas la energía cinética inicial es igual a la final.

En una reacción endoérgica se precisa una contribución energética Q con el fin de excitar suficientemente el núcleo compuesto para que se desintegre, si bien puede aportarse como energía cinética de la partícula incidente, no toda ella se encuentra disponible para la excitación, puesto que una fracción de la misma se invierte en comunicar cantidad de movimiento al núcleo compuesto, que posteriormente se distribuye entre los productos de la reacción. En consecuencia, para disponer de una cantidad de energía Q capaz de excitar al núcleo compuesto, debe aportarse una cierta fracción de energía adicional. La energía cinética total necesaria para generar una reacción endoérgica se denomina **energía umbral**, cuyo valor es

$$T_u = -Q \frac{M_1 + M_2}{M_2} \quad (7.60)$$

7.5.5. Introducción al concepto de sección eficaz

Para estudiar detalladamente las reacciones nucleares es necesario conocer la probabilidad de que se produzca una reacción nuclear determinada por lo que, en consecuencia, se debe definir una magnitud capaz de ser, a la vez, medible experimentalmente y calculable teóricamente, a fin de comparar ambos valores. La magnitud utilizada para este fin se denomina **sección eficaz** de un núcleo para una reacción dada y se representa por σ .

Veamos como se llega al concepto genérico de sección eficaz a partir del específico de sección eficaz de colisión. Se supone una partícula que incide sobre una lámina delgada de superficie S que contiene N_T núcleos, cuya sección transversal es $\sigma = \pi R^2$, si se supone que los núcleos son esferas de R centímetros de radio. Por ello, la probabilidad de que choque con un núcleo valdrá $N_T \sigma / S$ siempre que la lámina sea tan delgada que los núcleos no se solapen. La magnitud N_T / S que es el número de núcleos por cm^2 o densidad nuclear superficial, es igual a Nt , donde N es el número de núcleos por cm^3 , y t es el espesor de la lámina. Si en vez de una partícula, se trata de un haz de partículas unidireccional que contiene n partículas por cm^3 que se mueven a velocidad v , el número de partículas que atraviesan la lámina es nv por cm^2 y segundo, por lo que el número de colisiones por unidad de tiempo y superficie, C vale

$$C = nv \frac{N_T \sigma}{S} = nv \sigma Nt \quad (7.61)$$

de donde obtenemos que

$$\sigma = \frac{C}{nvNt} \quad (7.62)$$

La cantidad nv , es el número de partículas del haz incidente que atraviesan una superficie de 1 cm^2 cada segundo, y se denomina flujo, por consiguiente la expresión (7.62) demuestra que la sección eficaz de colisión viene dada por el número de colisiones por unidad de volumen y por segundo, para un flujo incidente unidad, y densidad nuclear igualmente unidad.

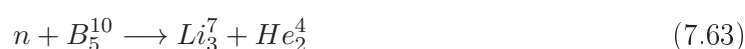
La totalidad de argumentos expuestos anteriormente son aplicables a cualquier reacción nuclear sustituyendo el término colisión por el que sea adecuado al proceso en cuestión, por ejemplo σ_s suele representar la sección eficaz de dispersión y se reparte en dos partes, σ_e para dispersión elástica y σ_{in} para dispersión inelástica.

La expresión que define el número de procesos que ocurren de una clase dada incluyen el producto $N\sigma_i$, que representa la sección eficaz para el proceso i de la totalidad de los núcleos contenidos en 1 cm^3 de material, y se denomina sección eficaz macroscópica Σ , en contraposición a la sección eficaz microscópica.

Dado que el radio nuclear es del orden de 10^{-12} cm , la sección transversal será del orden de 10^{-24} cm^2 , superficie que se toma como unidad de sección eficaz y a la que se llama barnio o barn, cuyo símbolo es b.

Experimentalmente las secciones eficaces medidas, se extienden desde al μb al Mb (10^{-6} b a 10^6 b).

La sección eficaz depende, entre otras cosas, de la energía de la partícula incidente, por ejemplo al bombardear con neutrones B^{10} según la siguiente reacción



Si los neutrones inciden con una energía de 1 MeV, $\sigma = 2 \text{ b}$, pero si lo hace con una energía de 0,01 MeV, $\sigma = 4000 \text{ b}$.

7.5.6. El neutrón

El neutrón es el principal proyectil, e induce las reacciones de fisión controlada (centrales nucleares).

En 1932, Chadwick interpretando correctamente las reacciones nucleares de partículas alfa en boro y berilio, fue capaz de demostrar experimentalmente la existencia del neutrón, El descubrimiento de la nueva partícula, de carga nula y peso atómico cercano a la unidad, hizo suponer inmediatamente a los físicos nucleares, que todos los núcleos atómicos estaban formados por protones y neutrones, hipótesis que fue utilizada por primera vez por Heisenberg como base de un modelo nuclear, cuya vigencia se mantiene actualmente.

La masa del neutrón es una característica física cuya precisión ha ido evolucionando, desde el valor inicial de 1,15 uma, medido por Chadwick, hasta el mejor valor actual 1,008665012 uma. Un detalle importante, es que el neutrón es una partícula algo más másica que el protón, así el equivalente energético a la diferencia másica entre ambas partículas es

$$(M_n - M_p) c^2 = 782,34 \text{ keV}$$

y por ello el neutrón como partícula libre es inestable, desintegrándose a protón por emisión beta negativa, con periodo de 12,8 minutos. En cambio cuando está confinado en el núcleo, su energía de enlace negativa le confiere una estabilidad total.

Las reacciones nucleares constituyen la única fuente de que se dispone para producir neutrones, y las reacciones (α, n) sobre ciertos elementos ligeros que permitieron el descubrimiento del neutrón, se utilizan todavía para producirlos. Entre las fuentes de neutrones basadas en la reacción nuclear mencionada, se encuentra la de tipo Radio-Berilio, formada por una mezcla íntima de cinco partes de polvo de berilio y una de Br_2Ra . El rendimiento neutrónico de estas fuentes basadas en la reacción $Be^9(\alpha, n)C^{12}$ (donde se utiliza al radio como fuente de alfas), es de $4,6 \times 10^2 \text{ n/s} \times \text{MBq}$.

Las fuentes de Ra-Be adolecen de que la emisión de neutrones va acompañada de un flujo intenso de radiación gamma, debido a la cadena radiactiva del radio, motivo por el cual este

radionucleido ha sido sustituido por americio, que en forma de aleación con berilio no presenta estos inconvenientes.

Los neutrones pueden también generarse mediante aceleradores de partículas. El agua pesada (D_2O), formado con deuterio ($D \equiv H^2$) en vez de con hidrógeno-1, al bombardearse con deuterones de energía adecuada constituyen una fuente de neutrones sencilla y eficaz. La reacción $H^2(d, n)He^3$ es exoérgica con $Q = 3,28$ MeV, pueden obtenerse buenos rendimientos con deuterones de 100 a 200 keV, y en condiciones controladas, se pueden obtener neutrones monoenergéticos.

Finalmente, el proceso de fisión constituye un método muy adecuado para obtener haces de neutrones de flujo muy elevado, hasta 10^{15} n/cm²s. También se usan como fuente de neutrones las fisiones espontáneas de algunos elementos transuránicos, así con el Cf^{252} se obtienen fuentes que emiten $3,3 \times 10^9$ neutrones por miligramo de californio.

Es habitual clasificar a los neutrones en grupos de energías u orden de magnitud energética, a los que se dan nombres especiales. Aunque existen varias clasificaciones, la más aceptada es la que aparece en la siguiente tabla

Denominación	Energía (eV)	Velocidad (cm/s)
Fríos	0,005	$9,66 \times 10^4$
Térmicos	0,025	$2,2 \times 10^5$
Epitérmicos	1	$1,4 \times 10^6$
Lentos	10^2	$1,4 \times 10^7$
Intermedios	10^4	$1,4 \times 10^8$
Rápidos	10^6	$1,4 \times 10^9$
Ultrarrápidos	10^8	$1,4 \times 10^{10}$

Autoevaluación

- Para que un proceso radiactivo ocurra de manera espontánea:
 - $Q = 0$
 - $Q > 0$
 - $Q < 0$
 - No depende de Q
- La suma de la energía y la energía equivalente a la masa en un sistema aislado:
 - Aumenta en los procesos radiactivos.
 - Debe mantenerse constante.
 - Es siempre cero.
 - No se pueden sumar.

Soluciones:

- Respuesta B.
- Respuesta B.