

10
CNEA AC 24/80 Módulo II

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

INTRODUCCION A LA FISICA DE REACTORES
NUCLEARES

Módulo II

RADIOACTIVIDAD

Ing. Fernando M. Roumiguere

Departamento Capacitación en Centrales Nucleares
Buenos Aires-Argentina

1980

MODULO II

RADIOACTIVIDAD

- 1- Radioactividad natural.
- 2- Mecanismos de la desintegración radiactiva.
- 3- Desintegración α .
- 4- Desintegración β negativa (β^-).
- 5- Desintegración β positiva (β^+).
- 6- Captura electrónica orbital (C.E.).
- 7- Conversión interna de electrones (C.I.).
- 8- Desintegración γ . Isomería nuclear.
- 9- Ley fundamental del decaimiento radiactivo.
- 10- Cadenas radiactivas.
- 11- Series radiactivas naturales.
- 12- Carta de núclidos.
- 13- Transmutaciones nucleares.

Ing. Fernano M. ROUMIGUIERE

1- Radioactividad natural

El descubrimiento de la radioactividad natural es debido a Becquerel (1896), quien demostró que existen sustancias capaces de emitir energía capaz de impresionar placas fotográficas. Experiencias posteriores demostraron que esa energía consistía en "rayos" de propagación rectilínea en el vacío, que, de acuerdo a su comportamiento en presencia de campos magnéticos, se clasifican en 3 tipos: alfa, beta y gamma.

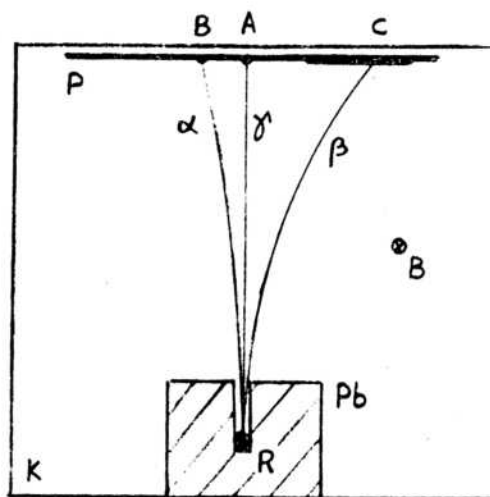


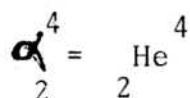
Fig. 1-1

La muestra radiactiva R, (fig.1-1) colocada en el colimador de plomo Pb, dentro de la cámara K, en la cual se ha efectuado vacío, provocará en la placa sensible P una impresión en A, frente al orificio del colimador.

Aplicado un campo B perpendicular a la dirección del rayo, éste se desdobla en 3 haces, uno de los cuales aparece ligeramente desviado hacia la izquierda, otro fuertemente desviado hacia la derecha en forma difusa, y el tercero permanece sin modificar su dirección original.

El primero de ellos (α) se caracterizó como un haz de partículas cargadas positivamente, dado el sentido de su desviación en el campo magnético. Se determinó su relación q/m y su carga q , hallándose que poseen una carga positiva igual

a 2 veces la carga del electrón, y una masa igual a cuatro veces la del átomo de hidrógeno. Quedan así caracterizados como núcleos de helio:



De manera análoga se descubrió que la radiación β era similar a los rayos catódicos; o sea consistía de electrones, sólo que afectados de una velocidad muy grande. En realidad, dada la pequeña masa y gran velocidad de los mismos, al calcular e/m se obtenían valores diferentes, en función de la velocidad de la partícula, debidos a la variación relativista de la masa. Pero para radiación β de baja energía la correlación de e/m con la e/m hallada para el electrón fué inequívoca.

El tercer grupo, la radiación γ , que no sufre desviación en campos magnéticos, se caracteriza en sus manifestaciones como una radiación de tipo electromagnético; de longitudes de onda perfectamente definidas.

Se halló que las tres (α , β , y γ) tenían la propiedad de ionizar gases por colisión con los átomos de los mismos, circunstancia que proveyó un método para contar las partículas: el contador de Geiger - Müller. Un esquema general puede verse en la fig.1-2.

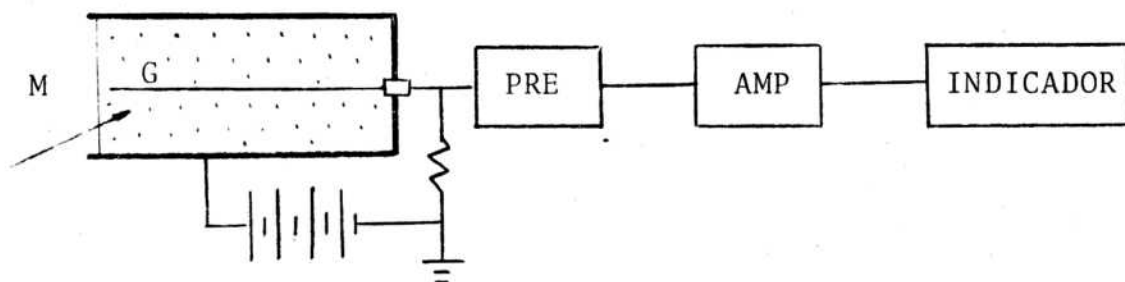


Fig. 1-2

M es una delgada membrana, permeable a la radiación, y se establece una diferencia de potencial de algunos cientos de voltios entre un electrodo central y el soporte.

La partícula, al ingresar al recinto G donde se halla el gas enrarecido, provoca la formación de iones en el volumen de gas, los que, acelerados por el campo eléctrico existente, provocan en su camino hacia los electrodos una fuerte ionización (ionización secundaria), que es colectada en los mismos, generando un pulso de tensión. Dicho pulso, convenientemente amplificado, se recibe en un instrumento de registro, indicando la prescencia de la partícula o fotón.

Disponiendo ya de un elemento de medición de radioactividad, pudo establecerse que la intensidad de la radiación, que se llamó actividad, era directamente proporcional a la masa del material radiactivo, lo que puso de manifiesto en carácter de fenómeno atómico.

Nuevas experiencias demostraron que, luego de la emisión de radiación, el material que queda difiere del inicial en sus propiedades físicas y químicas, lo que indica que la emisión de radiación va acompañada de un cambio en el número atómico Z.

Esto caracteriza a la radioactividad como un fenómeno nuclear, dado que en el núcleo obviamente tiene lugar una variación en su constitución.

La radiación, en su trayectoria, interacciona con la materia por colisión con los átomos que lo constituyen, y lo hacen de distinta forma según sea el tipo de la radiación. Este tema se tratará en detalle más adelante. Pueden adelantarse las siguientes características generales:

a) Partículas β : Interaccionan con la materia colisionando con sus átomos en forma sucesiva, ionizándolos, hasta haber transferido toda la energía cinética que poseen. Se caracterizan entonces por tener un alcance definido, en función de su energía y del material que atraviesan. Su alcance en aire es del orden de 0,001 a 10 m, mientras que en agua no

superan 1 mm. Siendo mucho menor aún en metales pesados.

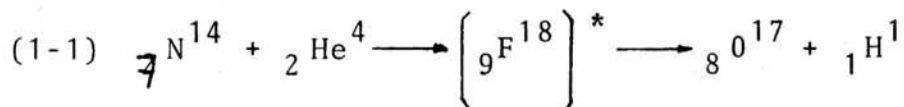
b) Radiación γ : Tal como es de esperarse por su naturaleza electromagnética, se absorben en la materia en forma exponencial según la ley de Beer - Lambert. No puede definirse un alcance por lo tanto, pero a los efectos prácticos puede decirse que en aire va de algunos centímetros hasta 100m, mientras que en agua lo hacen hasta 2 - 3 m, dependiendo en ambos casos, obviamente, de la energía de la radiación.

c) Partículas α : Son muy energéticas e interaccionan muy intensamente con la materia, cediendo su energía. Esto las hace muy poco penetrantes (su alcance en aire es de algunos cm, y en agua apenas algunos micrones), y capaces de provocar alteraciones importantes en la materia con que interaccionan. Pueden, por ejemplo, interaccionar con otros núcleos atómicos, inestabilizándolos y provocando cambios esenciales en el mismo, proceso conocido como Transmutación nuclear.

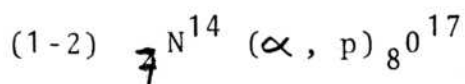
Este hecho precisamente lleva al descubrimiento de la radiactividad artificial.

La primera transmutación nuclear realizada se consiguió bombardeando nitrógeno con partículas α de alta energía. Un átomo de ${}^7\text{N}^{14}$, al recibir el impacto de la partícula α^4 , la "captura", formando un nuevo núcleo, el ${}^9\text{F}^{18}$, que resulta inestable y se descompone eliminando un protón ${}^1\text{H}^1$ y queda finalmente transformado en ${}^8\text{O}^{17}$.

Esto puede escribirse en símbolos del siguiente modo:



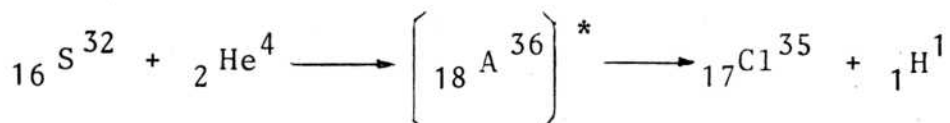
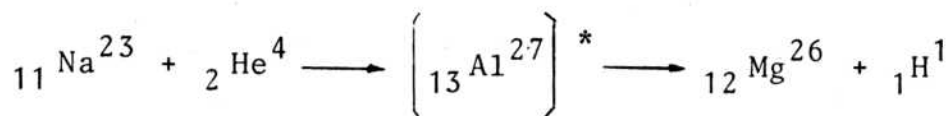
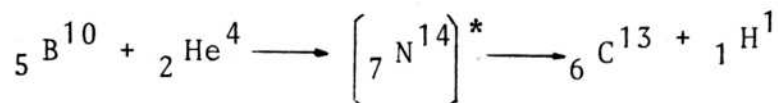
o, en notación abreviada



donde entre paréntesis figura en primer lugar la partícula

incidente, y a continuación la emitida.

La transmutación de otros núcleos por acción de las partículas α pueden representarse por reacciones análogas a la (1-1) ó (1-2) del siguiente modo.



El asterisco colocado como supraíndice en el núclido intermedio indica que dicho núclido se halla excitado, es decir, posee un nivel energético superior a su estado fundamental, energía obviamente cedida por la partícula α incidente.

Ello provoca su rápida desaparición para dar los productos finales indicados. Todos los ejemplos anteriores representan lo que se llamará reacciones (o transmutaciones) nucleares (α , p).

Sobre el tema reacciones nucleares se volverá más adelante. Por ahora interesa ver que este fenómeno da lugar a la aparición de nuevos núclidos, en su mayoría no existentes o poco abundantes en la naturaleza, lo que ya indica su baja estabilidad, según se vió anteriormente.

Es así como aparecen nuevos núcleos radiactivos, en adelante radionúclidos, que desintegran según las formas α , β y γ ya vistas, presentándose además otros tipos de desintegración, que se tratarán en los puntos siguientes.

Los modos de decaimiento radiactivo, incluyendo los artificiales, son las siguientes: α ; β (que en adelante llamaremos β negativa, notándola β^-); γ ; β^+ (beta positiva); captura electrónica (CE); conversión interna de electrones

(CI); y fisión nuclear. Antes de desarrollar en detalle cada uno de ellos, se darán algunos conceptos previos de interés.

Se había definido núclido como especie nuclear determinada por su número de neutrones N, número de protones Z; y su estado energético.

Al hablar de estado energético se hace referencia a la distribución de niveles de energía que ocupan las partículas constituyentes del núcleo, que están cuantificados, es decir pueden tomar valores discretos definidos para cada núclido, del todo análogo a lo que ocurre a nivel atómico (modelo nuclear de capas). Cuando todos los componentes nucleares se hallan en el mínimo nivel energético compatible con su número, se dice que el núcleo se halla en su estado fundamental, y cuando ello no ocurre, el núcleo se halla en un estado excitado.

Cuando dos núclidos poseen igual número atómico pero diferente número de neutrones, se dice que ambos núclidos son isótopos del mismo elemento. (Ej: ${}_6\text{C}^{12}$ - ${}_6\text{C}^{14}$).

Del mismo modo pueden efectuarse las definiciones siguientes:

Isótopos: núclidos con igual número de masa, y distinto n° atómico.

Ej: ${}_8\text{O}^{16}$ — ${}_7\text{N}^{16}$

Isótonos: núclidos con igual número de neutrones y diferente número de masa.

Ej: ${}_8\text{O}^{16}$ — ${}_7\text{N}^{15}$

Isómeros: núclidos con igual número atómico y de masa, pero distinto estado energético.

Ej: ${}_{54}\text{Xe}^{135}$ — ${}_{54}\text{Xe}^{135\text{m}}$

Esto merece una aclaración: cualquier núclido en circunstancias apropiadas puede tener un estado energético supe-

rior al fundamental, solo que en general ese estado excitado posee una vida tan corta que se hace no medible, siendo por lo tanto indetectable su existencia. En ese caso se dice que se tiene un estado excitado del núclido. Pero en algunos casos ese estado excitado tiene permanencia temporal, es decir existe como tal y es detectable su presencia. En ese caso se dice que se tiene un estado metaestable del núclido, y a ese núclido en estado metaestable se lo denomina isómero del núclido original.

2- Mecanismos de la desintegración radiactiva.

Al tratar el tema de la estabilidad nuclear, se vió que los núclidos estables se caracterizaban por poseer una relación de neutrones o protones determinada, tal que $N/Z = 1$ para núcleos ligeros y $N/Z > 1$ para los más pesados, tal que graficando por puntos los núclidos estables en un diagrama cartesiano N vs Z , definen una zona en el plano, llamada comunmente franja de estabilidad. (fig. 2-1). Se dijo asimismo que la estabilidad era, de modo general, la aptitud de permanencia temporal, es decir que un núclido estable es aquél que no modifica su composición en el tiempo. Todo núclido cuya relación N/Z se aparte de las correspondientes a la franja de estabilidad, tenderá a modificar su composición en el tiempo hasta lograr una configuración correspondiente a la de un núclido estable. Esta transformación de un núclido inestable en otro más estable procede según diversos mecanismos que en conjunto se denominan desintegraciones radiactivas, y en todos los casos implica la liberación de energía en exceso, en la forma de partículas y/o fotones. En otras palabras, hay radiación de energía al medio exterior; y los núclidos que la producen se llamarán núclidos radiactivos o radio-núclidos.

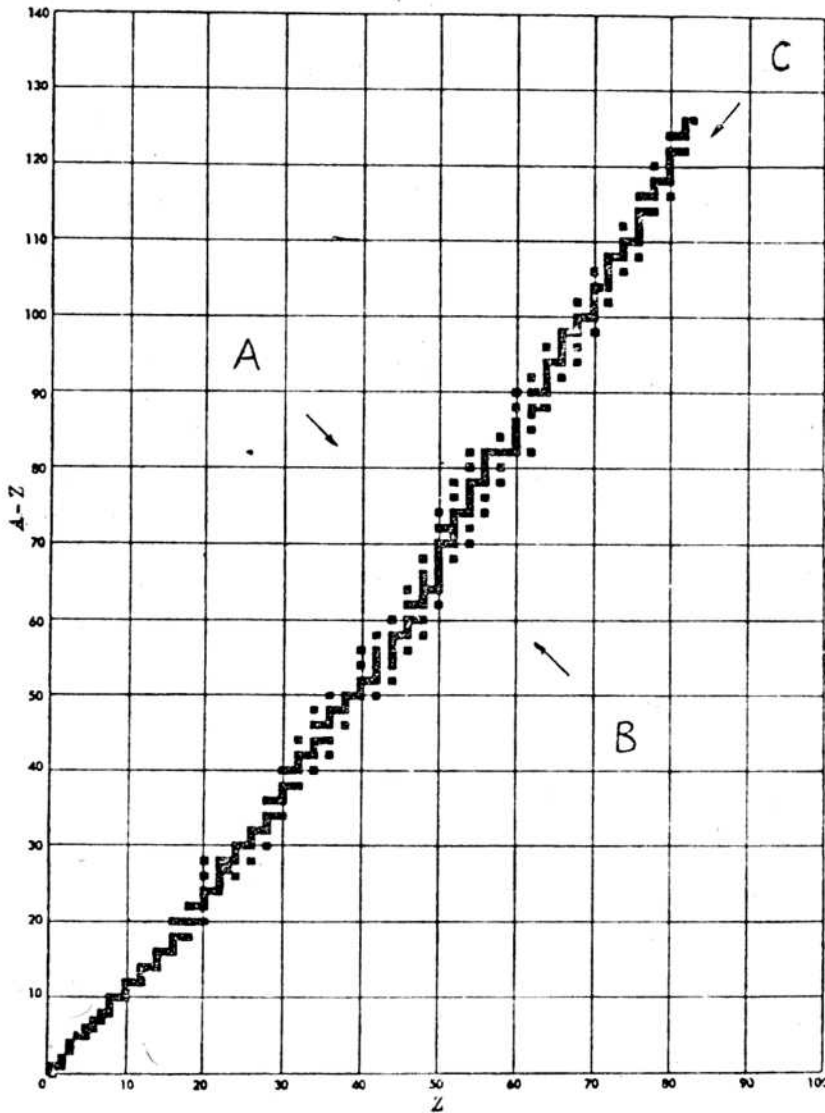


Fig. 2-1

Así, los núclidos cuya relación N/Z sea mayor que la correspondiente a la franja de estabilidad (genéricamente la zona A de la fig.2-1), tenderán a disminuir dicha relación, perdiendo neutrones y ganando protones, según mecanismos que se verán.

Los núclidos de la zona B de la fig.2-1, con exceso de protones, tendrán una tendencia inversa, es decir, serán proclives a ganar neutrones y perder protones.

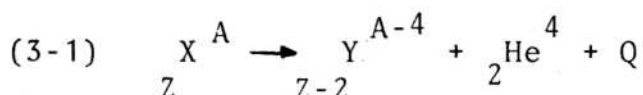
De igual forma, los núclidos muy pesados ($A > 209$) tenderán a perder nucleones para dar núclidos más livianos (zona C de la fig.2-1).

En los puntos sucesivos se tratarán los distintos mecanis-

mos de desintegración radiactiva.

3- Desintegración α .

Ocurre en núcleos pesados, en general. Mediante este mecanismo el núclido se desprende de una partícula consistente en un núcleo de ${}_2\text{He}^4$, con una cierta energía cinética asociada; quedando el núcleo residual con 4 nucleones menos; dos protones y dos neutrones. En forma simbólica puede notarse del siguiente modo:



${}_Z^AX$: núcleo inicial, o núcleo madre.

${}_{Z-2}^{A-4}Y$: núcleo residual, o núcleo hija.

${}_2^4\text{He}$: partícula α . ${}_2^4\text{He}$

Q : energía puesta en juego en el proceso.

La (3-1) constituye una ecuación de balance: la suma de los supraíndices a la derecha de la ecuación es igual a la suma de los supraíndices a la izquierda ($A = (A - 4) + 4$).

Del mismo modo ocurre con los subíndices ($Z = (Z - 2) + 2$); y Q es la energía asociada al hecho de que la masa de los productos de la transformación es en general distinta a la del núclido inicial, es decir, se representa el balance de energías en la transformación.

Puede decirse, y esto es válido no sólo para la desintegración α sino para todos los modos de desintegración, que el hecho de que la transformación exista implica que el sistema final ha alcanzado un estado de mayor estabilidad, es decir, un menor nivel energético global, manifestado como un defecto de masa en el sistema final. Hay, por lo tanto,

transformación de masa en energía en el proceso de desintegración.

Los núcleos pesados, tendrán tendencia disminuir su número másico, y resulta lógico que tiendan a hacerlo emitiendo una partícula α , si se tiene en cuenta la excepcional estabilidad del núcleo de helio, que se pone de manifiesto en el elevado valor de su energía de ligadura. La partícula α es un núclido estable por excelencia, tanto que se llegó a pensar en un modelo nuclear donde la partícula α existe como tal dentro del núcleo, como estructura independiente.

La teoría de la desintegración α resulta compleja y no se desarrollará en este curso, pero se adelantarán algunos conceptos:

Si un núcleo emite una partícula α , es de suponer que ella existe como tal dentro del núcleo, por lo menos un corto tiempo antes de la emisión. En ese caso, las interacciones de la partícula α dentro y fuera del núcleo pueden representarse por una curva de energía potencial vs. distancia (fig.3-1).

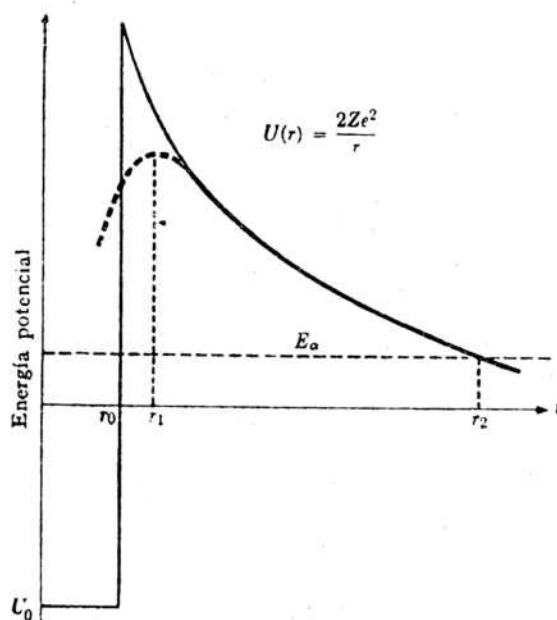


Fig. 3-1

La parte creciente de la curva ($r_1 < r < r_2$), representa la repulsión coulombiana de la partícula α , positiva, al acercarse al núcleo:

$$U(r) = \frac{Z Ze^2}{r}$$

No se conoce la forma de la curva para $r_0 < r < r_1$, es decir, cuando la partícula α se halla muy cerca del núcleo; pero evidentemente comienzan a aparecer fuerzas del tipo nuclear, de corto alcance, de tipo atractivo (zona punteada).

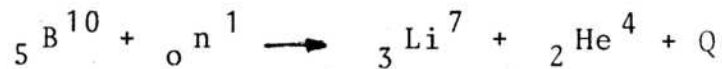
Puede decirse, que para $r \leq r_0$, existe un potencial constante U_0 de tipo atractivo; r_0 se denomina radio efectivo del núcleo; o de otro modo, se dice que se tiene un pozo de potencial de ancho r_0 y profundidad U_0 .

Una partícula α dentro del núcleo estará entonces vinculada al mismo por el potencial atractivo U_0 , y para salir de él deberá en algún momento poseer una energía cinética igual o mayor que la máxima energía de la curva, según la mecánica clásica, a fin de vencer la barrera de potencial. Al salir del núcleo, dicha partícula recuperará su energía cinética, dada la naturaleza conservativa del sistema. En otras palabras, la energía de las partículas α debería ser del orden de la profundidad del pozo de potencial, que resulta de unos 9 MeV.

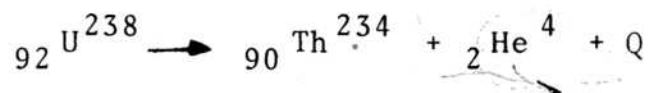
La existencia de emisores α de energías mucho menores a la citada se explica aplicando conceptos de la mecánica ondulatoria, específicamente, resolviendo la ecuación de Schrödinger para la partícula α . De ello se desprende que existe una probabilidad finita de que una partícula α dentro del núcleo atravesase la barrera de potencial, aunque su energía cinética sea menor que la energía potencial correspondiente a dicha barrera. Esa permeabilidad de la barrera de potencial es calculable y se conoce este efecto con el nombre de efecto túnel.

Es decir, en general la emisión α será espontánea en aquéllos

núclidos pesados en que el evento descrito sea frecuente. Pero pueden citarse casos en que es necesario entregar energía al núcleo madre para que la desintegración α se produzca. Es el caso del B^{10} , que, bombardeando con neutrones sufre la transformación siguiente:



Un ejemplo de desintegración α espontánea es el que sigue:



Observando la ecuación (3-1) o el último ejemplo citado, puede inferirse que la condición para que la transformación α sea espontánea es que:

$$(3-2) \quad Q > 0 \quad ,$$

de lo contrario sería necesario entregar energía desde afuera, en cantidad Q , para producir el evento.

Esta cantidad Q se denomina energía de desintegración, y una vez liberada, se repartirá entre el núcleo hija y la partícula α de acuerdo al principio de conservación de la cantidad de movimiento (principio de acción y reacción), es decir:

$$(3-3) \quad M_{\alpha} v_{\alpha} = M_r v_r$$

M_{α} ; M_r : masa de la partícula α y el núcleo residual, respectivamente.

v_{α} ; v_r : velocidad de la partícula α y del núcleo residual.

La energía Q será la suma de las energías cinéticas de las partículas α y del núcleo residual, es decir:

$$(3-4) \quad Q = E_{c\alpha} + E_{cr}$$

$$(3-5) \quad Q = \frac{1}{2} M_{\alpha} v_{\alpha}^2 + \frac{1}{2} M_r v_r^2$$

De las ecuaciones (3-3) y (3-5) se desprende despejando, v_r :

$$(3-6) \quad Q = \frac{1}{2} M_{\alpha} v_{\alpha}^2 \left(1 + \frac{M_{\alpha}}{M_r} \right)$$

Dado que en general resulta $M_r \gg M_{\alpha}$ el término entre paréntesis es muy cercano a la unidad, de donde:

$$(3-7) \quad Q = \frac{1}{2} m_{\alpha} v_{\alpha}^2 = E_c \alpha$$

En otras palabras, la energía de la desintegración es disipada casi íntegramente en forma de energía cinética de la partícula α .

El núcleo residual, también llamado núcleo de retroceso, no es prácticamente portador de energía.

En cuanto al valor de Q , es único y será igual al equivalente energético del defecto de masa producido en la desintegración:

$$(3-8) \quad Q = \Delta m c^2$$

$$(3-9) \quad Q = (M_X - M_Y - M_{\alpha}) c^2$$

De las relaciones (3-2) y (3-9) se desprende la condición para que sea posible la ocurrencia espontánea de la desintegración α de un núclido X para dar un núclido Y :

$$(3-10) \quad M_X > M_Y + M_{\alpha}$$

Dado que el valor de Q es único, y es transportado en su casi totalidad por la partícula α , se deduce que la radiación α es monoenergética. Ahora bien, el núcleo hija (Y) puede terminar el proceso en su estado fundamental, o en un estado excitado (Y^*), y si hay más de un estado excitado posible para Y , distintas desintegraciones pueden conducir a distintos grados de excitación del núcleo re-

sultante.

Dicho/s estado/s excitado/s implican que no toda la energía disponible es transformada en energía cinética de la partícula α , sino que una fracción de ella es "retenida" en el núcleo hija.

Dichos estados excitados, sumamente inestables, pasan de inmediato al estado fundamental emitiendo un fotón, de energía:

$$E = h\nu$$

única y perfectamente definida, correspondiente a la diferencia de energía entre el estado excitado y el fundamental. En un número suficientemente grande de desintegraciones, se observarán entonces grupos definidos de partículas α caracterizadas cada una por su energía, y asociadas a ellas, radiación electromagnética de una o varias frecuencias definidas. La frecuencia de la radiación emitida corresponde a lo que se conoce como radiación γ .

Precisamente el estudio de las energías de las partículas α , la radiación γ asociada, y estudios análogos en los modos de decaimiento que se verán en puntos sucesivos, permitió conocer empíricamente los espectros de energías de los diferentes núclidos, de acuerdo a lo postulado en el modelo nuclear de capas.

Una forma práctica de representar el decaimiento de un radionúclido es mediante el llamado esquema de decaimiento. En ellos se representa en ordenadas la energía y en forma de barras horizontales los distintos niveles energéticos de los núclidos intervinientes. Las transiciones entre dos de esos estados se representan mediante flechas. En el caso de una transición α , la flecha se inclina hacia la izquierda, indicando que el núclido hija tiene menor número atómico que la madre. Pueden verse dos ejemplos en las figuras 3-2 y 3-3 (fuera de escala). En la figura 3-2 se tiene una transición α única, mientras que en la fig. 3-3 se representa un esquema complejo.

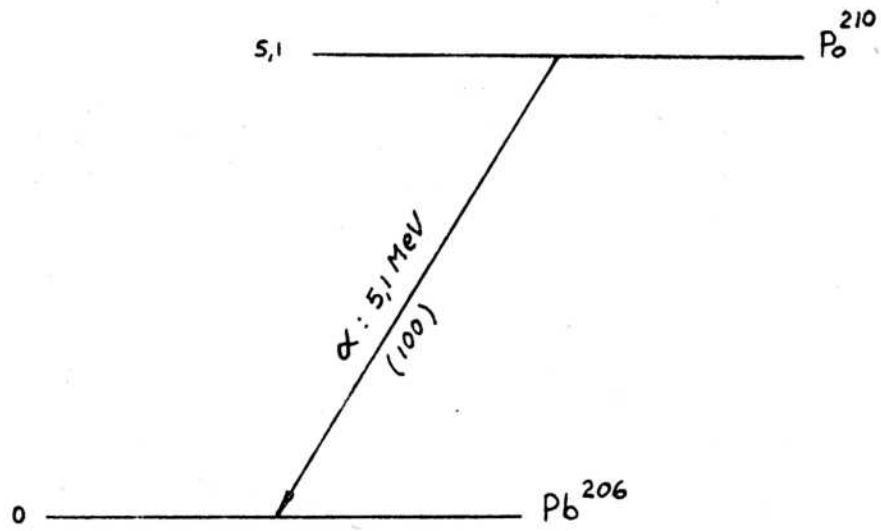


Fig. 3-2

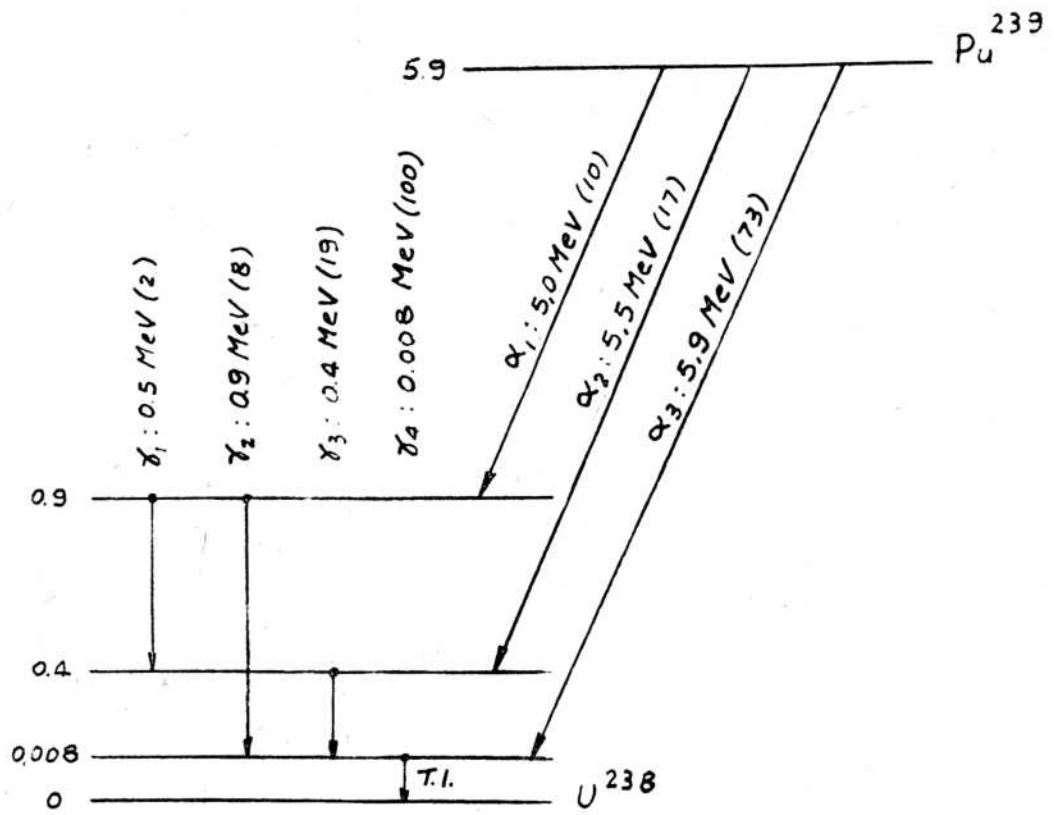


Fig. 3-3

Se indica normalmente, junto al tipo de decaimiento, la energía de la transición, y entre paréntesis el porcentaje de veces que ocurre dicha transición, respecto del total de desintegraciones que tienen lugar. Las barras horizontales se señalan con la energía respecto del estado de menor energía, arbitrariamente cero, y el núclido de que se trate.

Así puede decirse que el 17% de las veces que el Pu^{239} desintegra, lo hace emitiendo una partícula α de 5,5 MeV, seguida de 2 fotones γ de 0,40 MeV y 0,10 MeV respectivamente, etc.

Si se grafica la probabilidad de ocurrencia de la desintegración para un núclido dado versus la energía de la partícula emitida, o lo que es lo mismo, el número de partículas α de determinada energía que se producen en un cierto tiempo en función de dicha energía, se tiene lo que se llama un espectro α del núclido.

En el caso de la fig.3-3, el espectro tendría la forma siguiente (fig.3-4).

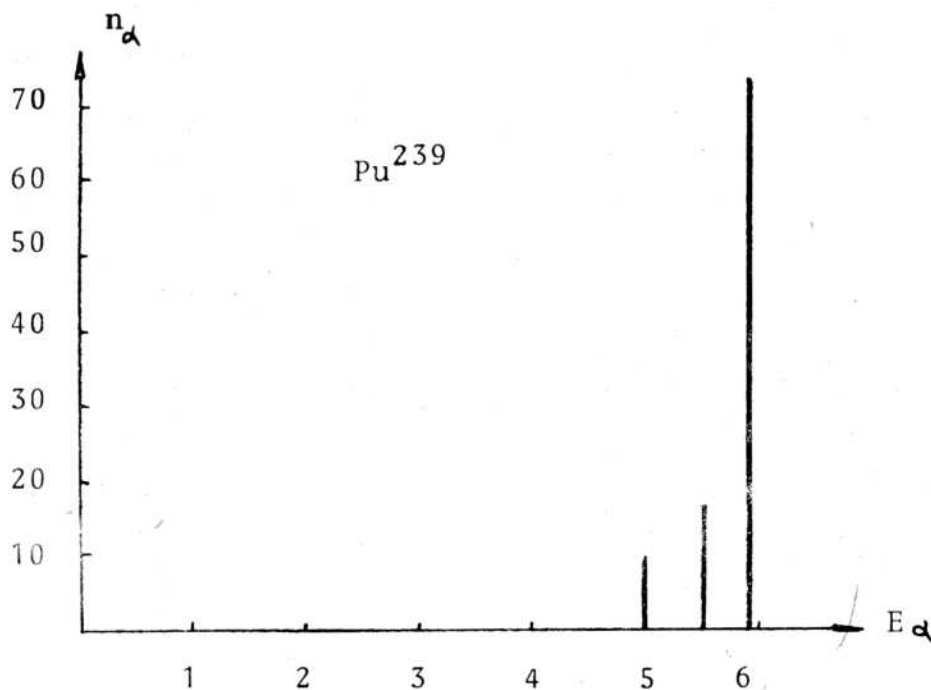


Fig. 3-4

El espectro discontinuo, simple o múltiple como en este caso es característico de la emisión α e identifica inequívocamente al radionúclido que lo produce.

Actualmente se han ya relacionado los espectros α de gran número de radionúclidos con los correspondientes espectros γ de los productos de la desintegración y se ha elaborado los respectivos esquemas de decaimiento, aportandose datos importantes acerca de los niveles energéticos nucleares.

4- Desintegración β negativa (β^-)

Para designar este modo de desintegración se ampliará el símbolo β^- .

La desintegración β^- ocurre en núclidos cuya relación N/Z es mayor que la correspondiente a la franja de estabilidad (zona A, fig.2-1).

Ocurre en núcleos ligeros y de masa intermedia, y se conoce un gran número de emisores β^- .

Mediante este mecanismo, un neutrón dentro del núcleo se transforma en un protón más un electrón, siendo este último emitido fuera del mismo con una cierta energía cinética.

A diferencia de la emisión α , las partículas β^- no presentan haces monoenergéticos, sino que su espectro de energías resulta continuo, desde energías prácticamente iguales a cero, hasta una cierta energía máxima $E_{\max}$, que es característica del radionúclido (fig.4-1).

La energía media de las partículas, es decir al valor medio de la distribución, es, en la mayoría de los casos, del orden de 1/3 de la energía máxima.

$$E = \frac{\int_0^{E_{\max}} n_{\beta} \cdot E \cdot dE}{\int_0^{E_{\max}} n_{\beta} \cdot dE} \approx \frac{1}{3} E_{\max}$$

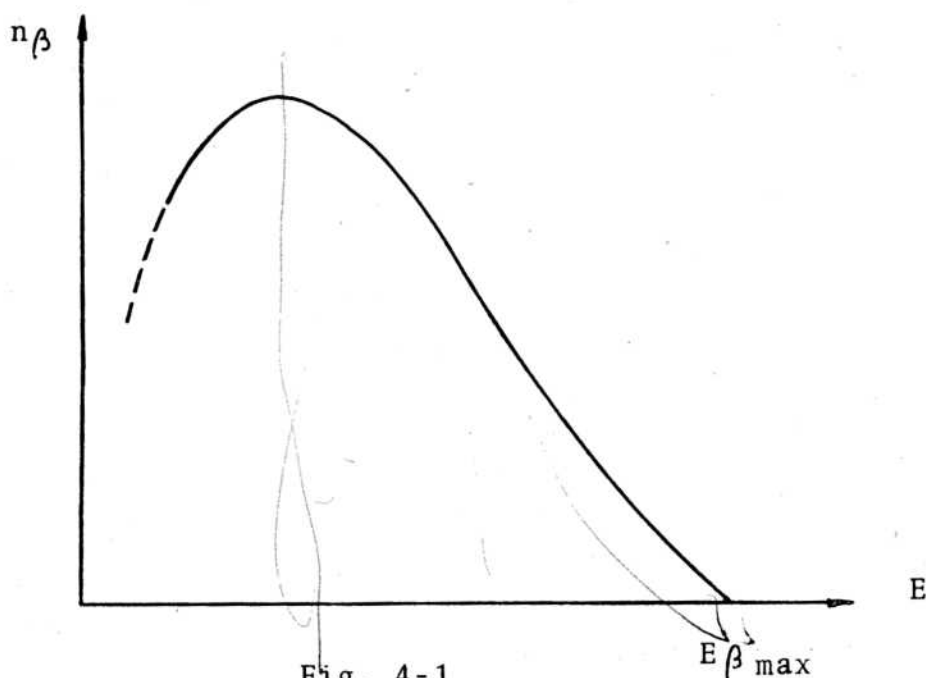


Fig. 4-1

En ciertos casos el espectro β^- presenta un aspecto diferente al de la figura 4-1. Aparece superpuesto al espectro continuo, un espectro discontinuo, es decir, aparecen picos de energías perfectamente definidas, características del núclido de que se trate (fig. 4-2).

Esta característica no está relacionada con el mecanismo de decaimiento β^- , sino con un fenómeno conocido como conversión interna de electrones, que se tratará más adelante. El espectro continuo característico de los emisores β^- no puede explicarse a priori siguiendo un razonamiento análogo al empleado en el punto anterior para los emisores α . Siguiendo ese razonamiento, se llega a la conclusión de que el espectro β^- deberá ser discontinuo. En efecto, si ${}_Z^AX^A$ es el núcleo madre, ${}_{Z+1}^AY^A + {}_{-1}^0e^0$ son los productos, el defecto másico será:

$$(4-1) \quad \Delta m = M_X = M_Y - M_e$$

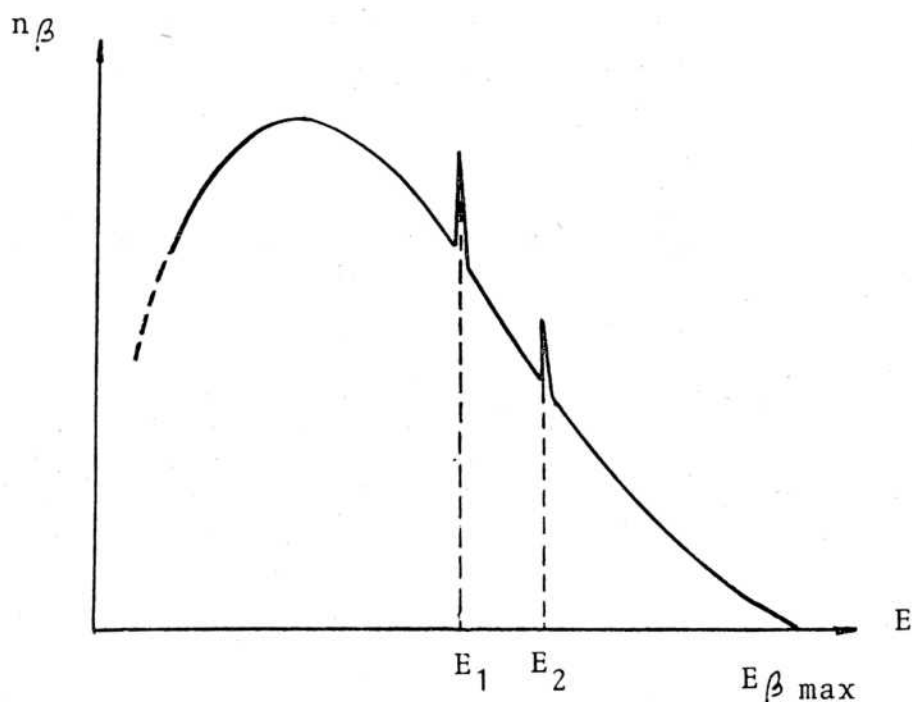


Fig. 4-2

Δm es un valor único, y equivalente energético

$$Q = \Delta m c^2$$

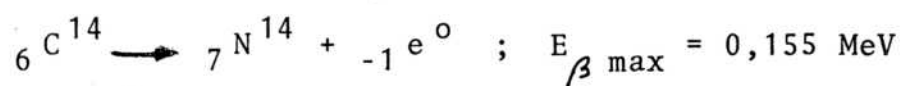
es la energía puesta en juego en la transformación es decir, la energía de desintegración, es también única.

Se comprueba que la energía de desintegración de una transición β^- es prácticamente igual a la energía máxima de la radiación β^- correspondiente a la misma.

$$(4-2) \quad Q = E_{\beta \text{ max}}$$

Esto puede verse en el ejemplo que sigue:

Experimentalmente se tiene que:



Calculando Q a partir del defecto de masa correspondiente se obtiene:

$$m = M_{{}_6\text{C}^{14}} - M_{{}_7\text{N}^{14}} - M_e = 0,000166 \text{ uma}$$

$$Q = \Delta m c^2 = 0,155 \text{ MeV}$$

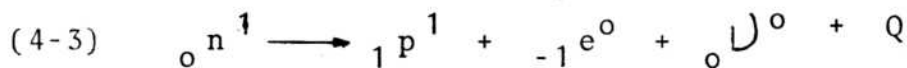
Es decir:

$$Q = E_{\beta \text{ max}} = 0,155 \text{ MeV} ,$$

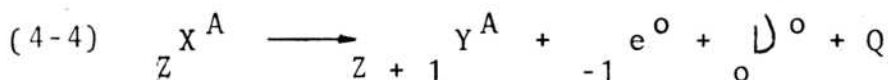
para la desintegración β^- del carbono 14.

Dado que el espectro β^- es continuo, es decir que en general $E_{\beta} < E_{\beta \text{ max}}$, y que deben cumplirse los principios de conservación de la energía y cantidad de movimiento, se postula la existencia de una segunda partícula emitida, cuya energía deberá ser igual a la diferencia entre la energía de desintegración y la energía de la partícula β^- . Esta partícula, cuya existencia fue comprobada experimentalmente, recibe el nombre de neutrino y se simboliza con la letra ν .

La desintegración β^- puede simbolizarse entonces del siguiente modo:



o bien:



donde

$$(4-5) \quad Q = E_{\beta} + E_{\nu} \quad (\text{se considera despreciable la energía de retroceso del núcleo residual}).$$

El neutrino es una partícula de carga nula y masa despreciable comparada con la masa del electrón, que "comparte" en forma aleatoria la energía total disponible con la partícula β^- emitida. Cuando el neutrino es emitido con energía nula, la correspondiente β^- tendrá la energía má-

xima $E_{\beta \text{ max}} = Q$.

Se cumplen en todo momento los principios de conservación:

$$(4-6) \quad \vec{p} = m_R \vec{v}_R + M_{\beta} \vec{v}_{\beta} + M_{\nu} \vec{v}_{\nu}$$

$$(4-7) \quad Q = \Delta m c^2 = \frac{1}{2} M_R v_R^2 + \frac{1}{2} M_{\beta} v_{\beta}^2 + \frac{1}{2} M_{\nu} v_{\nu}^2$$

De (4-6) y (4-7) considerando que $M_R \gg M_{\beta} \gg M_{\nu}$, puede deducirse la ecu. (4-5).

La ec. (4-6) es una ecuación vectorial, dado que las direcciones de la β^- y el ν pueden ser cualesquiera (fig. 4-3, fuera de escala).

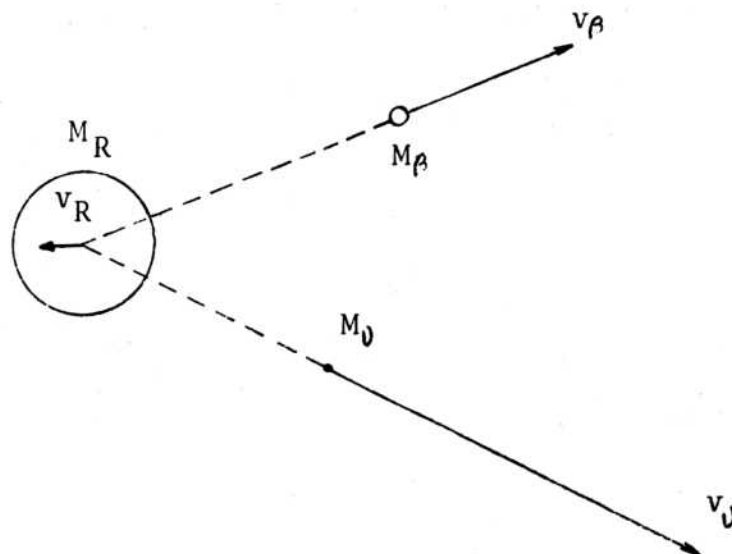


Fig. 4-3

Considerando la alta energía cinética de las partículas β^- y la reducida masa, se infiere que su velocidad es sumamente elevada, con frecuencia cercana a la velocidad de la luz. Por lo tanto, para realizar cálculos se deberán tener en cuenta las variaciones relativistas de la masa:

$$(4-8) \quad m_{\beta} = m_0 \frac{1}{\sqrt{1 - v_{\beta}^2 / c^2}}$$

m_0 : masa del electrón en reposo.

m_{β} : es en general sensiblemente diferente (mayor) que m_0 . Mediante experimentos sencillos es posible obtener el valor de m_{β} en función de v_{β} . Esta fue una de las primeras confirmaciones experimentales de la teoría de la relatividad restringida (experiencias de Busch).

La emisión β^- puede estar o no asociada con emisión γ , al igual que para las partículas α . Es decir, el núcleo residual puede, con cierta probabilidad y dependiendo del núclido de que se trate, quedar excitado, en uno o más grados; desexcitándose por emisión de fotones γ de energías definidas para cada caso. De esta manera se tendrá un espectro discreto γ asociado a un espectro continuo β^- , de características diferentes al de la figura 4-1. En esta figura se representa un espectro β^- continuo simple, donde todas las desintegraciones poseen la misma energía de desintegración Q . Si hay γ asociadas, el espectro β^- continuo resultante será la suma ponderada de los espectros correspondientes a desintegraciones cuyas energías de desintegración son iguales a:

$$Q' = Q - h \nu_1 ;$$

$$Q'' = Q - h \nu_2 ;$$

etc.;

donde ν_1, ν_2 son las frecuencias correspondientes a los fotones γ emitidos. Estos espectros complejos, con diferentes energías máximas, pueden en muchos casos separarse por análisis gráfico.

El neutrón que se transforma en protón mas electrón es un neutrón unido al núcleo, es decir, sometido a la acción de fuerzas nucleares. No se trata, en el momento de la desintegración, de una partícula libre.

La expresión (4-3) tiene por lo tanto, un significado

sólo simbólico.

Se ha observado, sin embargo, que el neutrón libre sufre una desintegración β^- , y posee una vida de tan sólo algunos minutos como tal. Pero en un núcleo, el neutrón no actúa como ente aislado, y la desintegración β^- es una propiedad del núcleo en su conjunto, no debiéndose confundir con la desintegración β^- del neutrón libre.

La condición para que, a priori, exista desintegración β^- en forma espontánea, es, obviamente:

$$(4-9) \quad Q > 0$$

El valor de Q estará, según se dijo, dado por el defecto másico.

Este será en general:

$$(4-10) \quad \frac{Q}{c^2} = M_Z^A + Z m_e - (M_{Z+1}^A + m_e + Z m_e)$$

M_Z^A : masa del núcleo madre.

M_{Z+1}^A : " " " hija.

m_e : " de la partícula β^- .

$Z m_e$: " de los electrones asociados al núcleo madre, presentes antes y después de la transformación.

Los dos primeros términos del segundo miembro de la ecuación (4-10) representan la masa del átomo X, y el término entre paréntesis es, de igual manera, la masa atómica de Y.

Por lo tanto:

$$(4-11) \quad \frac{Q}{c^2} = M_X - M_Y > 0$$

$$(4-12) \quad M_X > M_Y$$

La condición para la ocurrencia espontánea de la desintegración β^- es entonces que la masa atómica del átomo a desintegrar debe ser mayor que la masa atómica del átomo residual.

La emisión β^- puede representarse mediante un esquema de decaimiento, en forma gráfica.

En este caso se indicará la transición β^- con una flecha inclinada hacia la derecha, indicando así el incremento producido en el número atómico. El esquema es, en los demás aspectos, análogo al descrito para la desintegración α . La energía indicada para la transición será en este caso $E_{\beta \text{ max}}$.

Ejemplos: (fuera de escala)

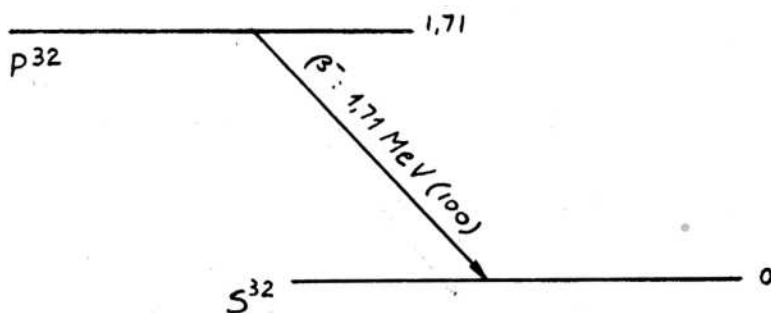


Fig. 4-4

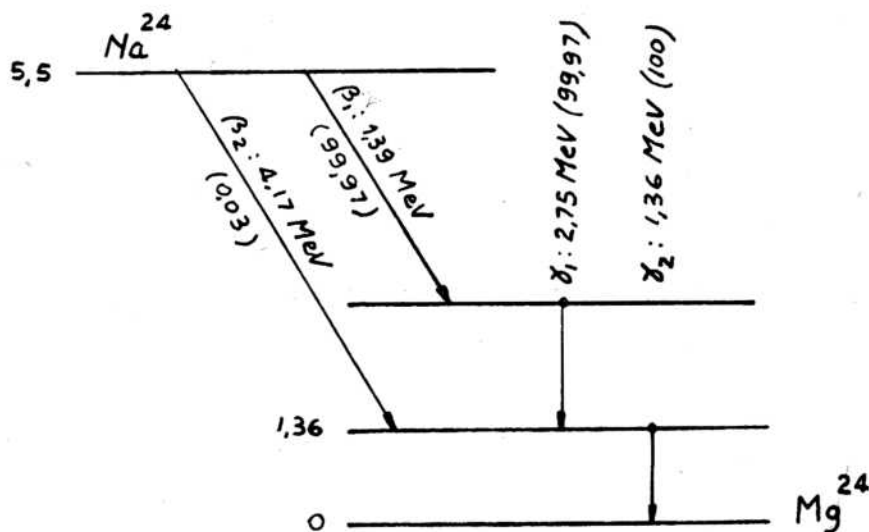
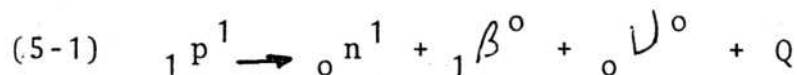


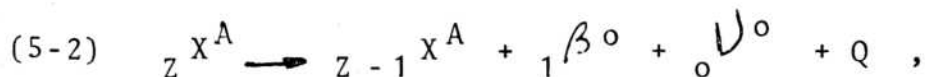
Fig. 4-5

5- Desintegración β positiva (β^+).

Este modo de desintegración ocurre en núclidos cuya relación N/Z es inferior a la correspondiente a la franja de estabilidad (zona B, fig.2-1). El núcleo, mediante este mecanismo, disminuye su número atómico, manteniendo su número de masa, en una transición que puede escribirse:



o bien:



donde ${}_1^0\beta^+$ es un electrón con carga positiva, o positrón. Su existencia es comprobable mediante experiencias del tipo de las ya descritas para otras partículas cargadas, pudiendo constatarse el valor y signo de su relación q/m y q , resultando, su efecto; $m = m_e$ y $q = -e$. La existencia del positrón fue predicha por Dirac, basado en conceptos de la física moderna.

Las partículas β^+ tienen un comportamiento del todo análogo a las β^- , y la gran mayoría de los conceptos vertidos en el punto anterior son válidos en este caso (espectro continuo, energía máxima, γ asociadas).

Se procederá por lo tanto a destacar las diferencias principales entre ambos modos de decaimiento.

En primer lugar, el positrón, al perder su energía cinética, presenta un comportamiento particular, conocido como aniquilación electrón - positrón. El positrón interacciona con un electrón negativo de modo que ambas partículas desaparecen como tales, generándose energía en cantidad equivalente a la masa de ambos, o sea:

$$(5-3) \quad E = 2 m_0 c^2 = 1,022 \text{ MeV.}$$

Esta energía de aniquilación es liberada en forma de radiación electromagnética. Dado que debe conservarse el principio de la cantidad de movimiento, la emisión se produce en la forma de dos fotones de 0,511 MeV, que parten en direcciones opuestas. Habrá, por lo tanto, en la desintegración β^+ , radiación γ asociada, de 0,511 MeV en todos los casos. Producida la emisión β^+ , el positrón, que inicialmente posee elevada energía cinética, perderá esa energía en choques sucesivos con la materia; y cuando su nivel energético sea próximo a cero, indefectiblemente se aniquilará por el efecto citado.

La condición para la ocurrencia espontánea de la desintegración β^+ es diferente al caso anterior. En efecto, si la condición general para ello es $Q = \Delta m c^2 > 0$, se tiene en este caso:

$$(5-4) \quad \frac{Q}{c^2} = M_Z^A + Z m_e - (M_{Z-1}^A + Z m_e + m_e) > 0$$

Puede escribirse; ordenando:

$$(5-5) \quad (M_Z^A + Z m_e) - (M_{Z-1}^A + (Z - 1) m_e) - 2 m_e > 0$$

Los términos entre paréntesis son las masas de los átomos madre e hija, en ese orden, o sea:

$$(5-6) \quad M_X - M_Y - 2 m_e > 0$$

o : (5-7) $M_X - M_Y > 2 m_e$

Esta es la condición para la ocurrencia espontánea de la emisión β^+ . La diferencia entre las masas de los átomos inicial y residual debe ser mayor, por lo menos, que dos veces la masa del electrón en reposo.

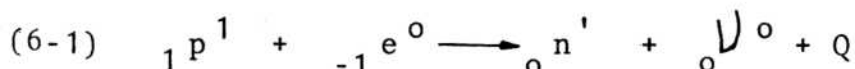
Esto resulta lógico si se considera que en todo proceso de desintegración β^+ se libera radiación electromagnética

en cantidad equivalente, precisamente a $2 m_0 c^2$.

6- Captura electrónica orbital (C.E.)

Este modo de decaimiento ocurre en núclidos con relación N/Z inferior a la correspondiente a la franja de estabilidad, al igual que en el caso de la desintegración β^+ , y conduce igualmente a la formación de un isóbaro de menor número atómico. Resulta, por lo tanto, un mecanismo competitivo de la desintegración β^+ .

El proceso puede describirse del siguiente modo: un electrón extranuclear, perteneciente a un orbital interno del átomo, generalmente de la capa K, ó L en menor grado, es capturado por el núcleo, que lo absorbe, produciéndose en el mismo una transformación del tipo:



o bien:



La segunda ecuación es, como ya se ha dicho, representativa de lo que ocurre realmente, mientras que la primera tiene sólo significado simbólico.

Los electrones extranucleares, en el curso de su movimiento, se aproximan en ocasiones al núcleo, existiendo una probabilidad finita aunque pequeña de que ello ocurra, de acuerdo a los postulados de la mecánica ondulatoria (dualidad onda - partícula; ecuación de onda de Schroedinger; Módulo I, punto 9). Inclusive puede penetrar en su interior, según el modelo ondulatorio.

La mayor probabilidad de que esto ocurra recae sobre los electrones $1s$, es decir los del orbital K, y en mucho menor grado los de la capa L.

Si el núcleo tiene defecto neutrónico, tenderá a capturar

esos electrones en la forma descripta, modificando su composición hacia un isóbaro de relación N/Z más elevada. Debido a que la captura electrónica orbital se produce principalmente con electrones de la capa K, suele llamársela captura K. Al igual que en los casos anteriormente vistos, se pone en juego una cantidad de energía, dada por el defecto de masa producido en la transformación:

$$Q = \Delta m c^2$$

donde

$$\Delta m = (M_{\frac{A}{Z}} + Z m_e) - (M_{\frac{A}{Z} - 1} + (Z - 1) m_e)$$

$$(6-3) \quad \Delta m = M_X - M_Y$$

M_X, M_Y : masas atómicas de madre a hija.

La condición para la ocurrencia espontánea de la captura electrónica orbital será entonces:

$$Q > 0 \quad ; \text{ que conduce a:}$$

$$(6-4) \quad M_X > M_Y$$

Puede obtenerse de aquí una importante conclusión: mientras que para la desintegración β^+ la condición de ocurrencia espontánea es que la diferencia de masas atómicas entre madre e hija sea mayor que $2 m_0$ (ec. (5-7)), en el caso que nos ocupa basta solamente que dicha diferencia sea mayor que cero.

La desintegración β^+ será entonces un mecanismo competitivo con la captura electrónica orbital, sólomente en los casos en que el defecto másico a producirse supere el valor de $2 m_0$. Cuando esta condición se cumple, ambos mecanismos

son posibles, con diferente probabilidad dependiendo del caso de que se trate, y de hecho se observa experimentalmente la ocurrencia simultánea de ambos fenómenos para muchos núclidos. Pero si $M_X - M_Y < 2 \cdot m_0$ se observará sólo la captura electrónica orbital.

En cuanto al destino de la energía liberada, ésta se repartirá, de acuerdo a los principios de conservación, entre el neutrino y el núcleo de retroceso.

Dado que el neutrino tiene masa despreciable, se concluye que prácticamente toda la energía de desintegración se transforma en energía cinética del neutrino, es decir:

$$Q = \frac{1}{2} m_\nu v_\nu^2$$

$$(6-5) \quad Q \approx E_{c\nu}$$

La captura electrónica orbital vá siempre acompañada de emisión de radiación electromagnética, monoenergética, de baja energía. Ella queda caracterizada como radiación X. Al producirse la captura electrónica, queda vacante un nivel orbital. La aparición de esa vacancia orbital provoca el reacomodamiento de los electrones extranucleares. Por ejemplo, un electrón de la capa L pasa a la vacancia producida en la capa K, generando a su vez una vacancia L que será cubierta por otro electrón de alguna capa superior, y así sucesivamente hasta lograr el átomo su estado de menor nivel energético.

En cada una de las transiciones electrónicas se producirá la liberación de un fotón de energía igual a la diferencia entre los dos niveles energéticos orbitales. Dichas energías corresponden a las de los rayos X.

La captura electrónica orbital entonces, presenta siempre un espectro X discreto asociado, que caracteriza a la transición.

Puede verse en la figura. 6-1, una representación gráfica sencilla del proceso.

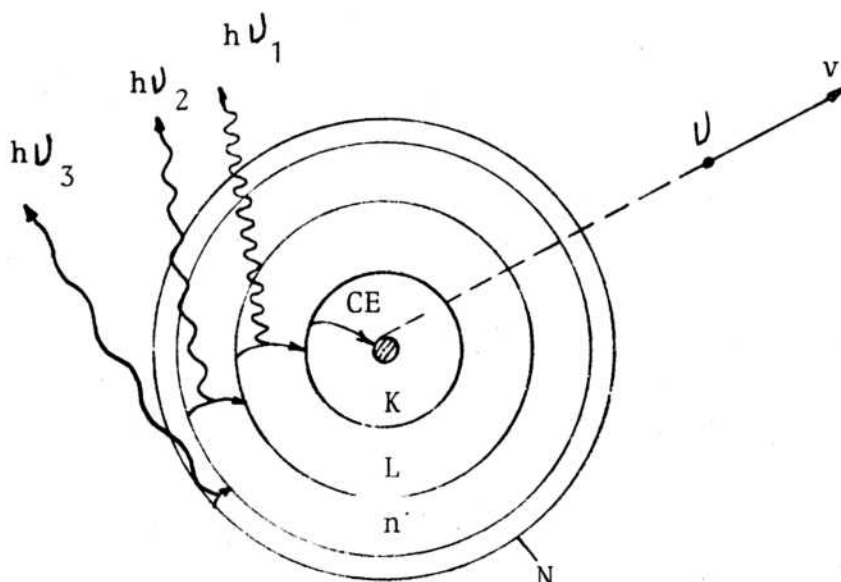


Fig. 6-1

Por otra parte, ya a nivel nuclear, diremos que el núcleo residual puede finalizar en su estado fundamental, o en diversos grados de excitación, que generarán eventualmente (no necesariamente) un espectro γ asociado, de naturaleza discreta, al igual que en los casos ya estudiados. En las figuras 6-2 y 6-3 pueden verse esquemas de desintegración donde se presenta la captura electrónica orbital y la desintegración β^+ .

Nótese que la flecha indicatoria de la transición se inclina hacia la izquierda (menor Z).

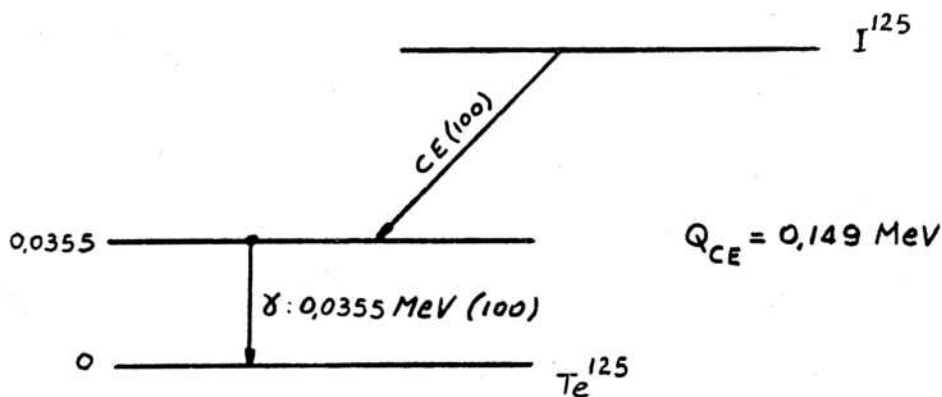


Fig. 6-2

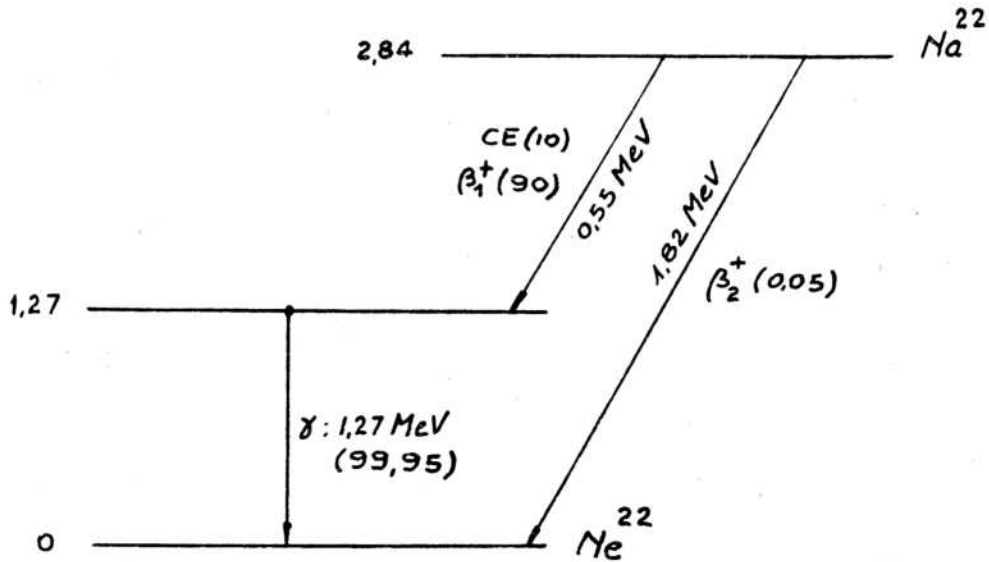


Fig. 6-3

Cuando se hace referencia a la captura electrónica orbital en un esquema de desintegración, normalmente se deja indicada la energía de desintegración Q_{CE} . Para el caso de la β^+ se indica la energía máxima de la partícula, que es el valor de la transición, menos $2 m_0 \cdot c^2$ (1,02 MeV), o bien el valor de Q_{β^+} , o ambas cosas.

7- Conversión interna de electrones (C.I.)

Si bien se lo ha clasificado como un modo de desintegración, en realidad no lo es, sino que es una consecuencia de otros modos de decaimiento, que aparece eventualmente, asociado a ellos.

Cuando un fotón γ ó X interacciona con un electrón orbital, le cede su energía y lo arranca del átomo, quedando el mismo con una cierta energía cinética, que, de acuerdo a la ecuación de Einstein del efecto fotoeléctrico, será:

$$E_{ce} = \frac{1}{2} m v_e^2 = h\nu - W$$

Pero, a diferencia de lo que ocurre en el efecto fotoelécW necesario para sacar al electrón del átomo, resultando:

$$(7-1) \quad E_{ce} \simeq h\nu$$

O sea, el electrón resultante tiene una energía igual a la del fotón incidente.

En cualquier proceso nuclear que implique la generación de radiación γ ó X , como los procesos de desintegración α , β^- , β^+ , CE , etc, puede ocurrir que esa radiación, en el instante de ser emitida, interaccione con un electrón extra nuclear, transfiriéndole su energía. Dado que la radiación γ asociada posee un espectro de carácter discreto, aparecerá un espectro discontinuo de electrones, cuyas energías corresponden a la de los fotones que los generan. Esos electrones son los llamados electrones de conversión interna, y son los responsables de la aparición del espectro discreto superpuesto al clásico espectro continuo de la desintegración β^+ y β^- (figura 4-2).

Cuando los fotones X asociados a la captura electrónica orbital proceden según este mecanismo, se tiene un espectro discontinuo de electrones cuyas energías corresponden a la de las transiciones entre los orbitales atómicos inferiores (K , L , M) y se los conoce con el nombre de electrones Auger.

En la figura 7-1 se muestra una representación gráfica sencilla de la combinación de los efectos descriptos.

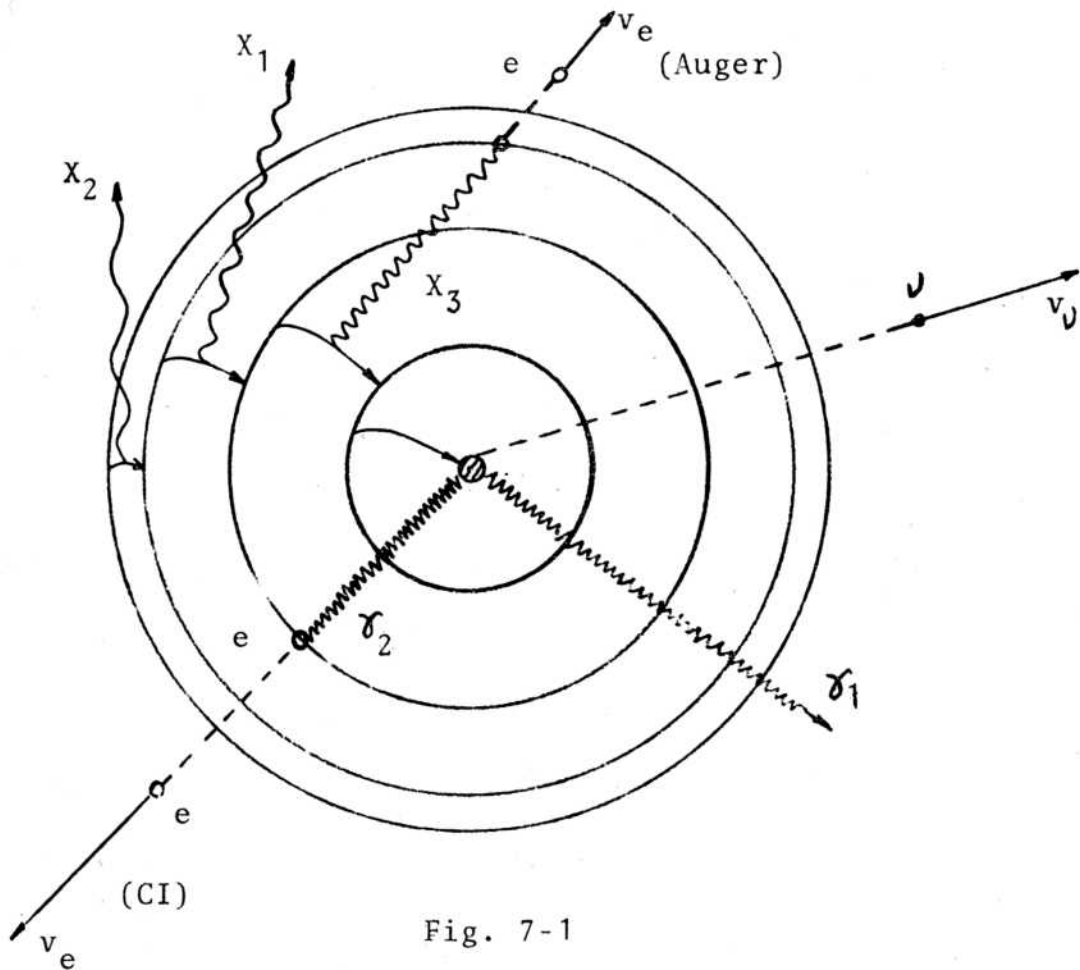
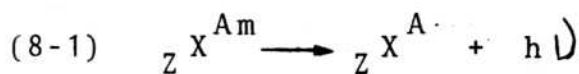


Fig. 7-1

8- Desintegración γ . Isomería nuclear.

Se definió en el punto 1 el concepto de isómeros nucleares como aquéllos núclidos que poseen igual número de masa, igual número atómico, y diferente estado energético. Se distinguió asimismo un estado excitado de un estado metaestable diciendo que el segundo tiene vida medible, existe como tal durante cierto tiempo, mientras que los estados excitados tienen vidas tan cortas que no resultan observables, no constituyendo isomería nuclear, pues el núcleo excitado, a los efectos prácticos, no existe. Diremos entonces que un estado metaestable y su correspondiente estado fundamental forman una pareja de isómeros nucleares. Se conocen alrededor de cien casos de isomería nuclear, algunos de ellos múltiples (más de un estado metaestable),

con vidas que oscilan entre los 10^{-8} seg y varios años. La desintegración γ de un estado excitado no constituye un modo de decaimiento en sí misma, y debe considerársela como un fenómeno asociado a otro modo de desintegración (α , β^- , β^+ , etc), del cual proviene el estado excitado. Pero la transición isomérica γ (TI, I_γ) sí constituye un modo de desintegración por el cual el núclido meta-estable se transforma en el fundamental, según la reacción:



Se ha observado que en algunos casos ha sido posible separar químicamente los isómeros; tal es el caso del Br^{80m} y el Br^{80} , cuyo esquema de decaimiento se muestra en la fig. 8-1.

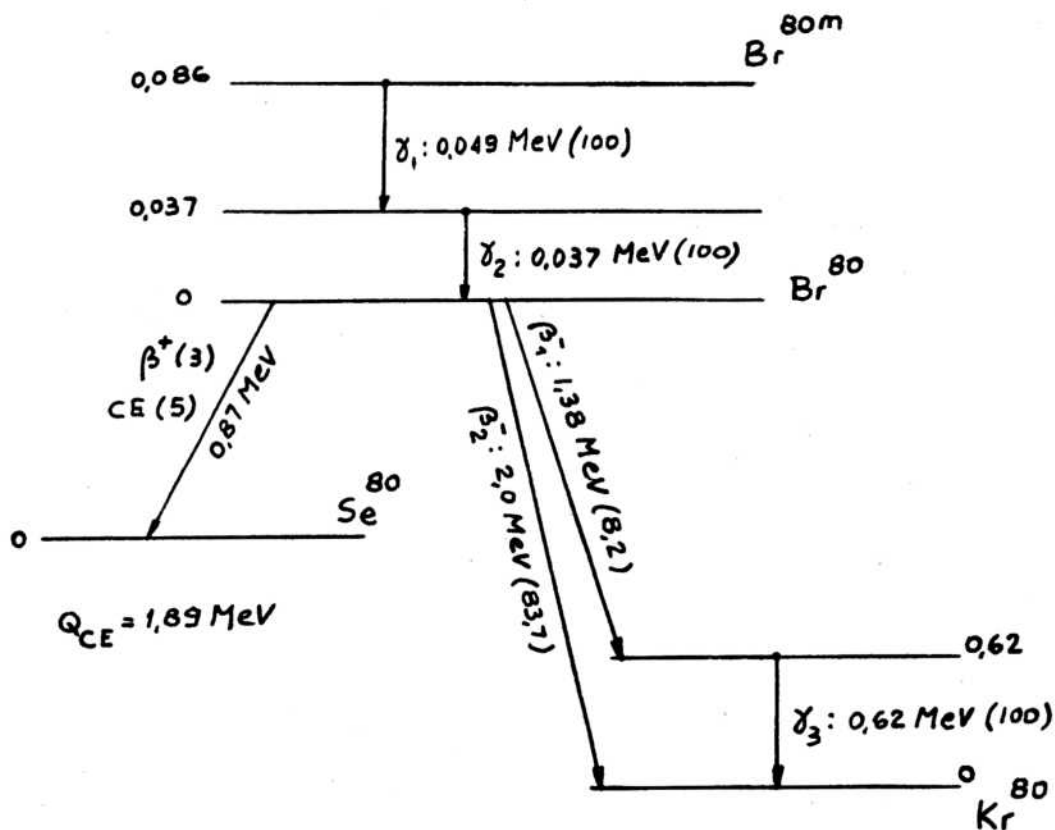


Fig. 8-1

El isómero $\text{Br}^{80\text{m}}$ se desintegra por medio de dos fotones γ en cascada, de 0,049 MeV y 0,037 MeV para dar al isómero Br^{80} . En este caso, el estado fundamental no es estable, sino que decae a su vez, por emisión β^- , a Kr^{80} en un 92% de los casos, y mediante CE (5%) más β^- (3%) lo hace a Se^{80} . Al decaer en forma β^- a Kr^{80} lo hace según dos vías: una β^- de 2,0 MeV (83,7%) y otra β^- de 1,38 MeV (8,2%) que conduce a un estado excitado (no metaestable); llegando al estado fundamental por emisión γ de 0,62 MeV.

Existen casos más sencillos, en que el isómero de menor estado energético no es radiactivo. Asimismo, hay casos en que los isómeros nucleares no están relacionados genéticamente, es decir que el estado metaestable no decae en su isómero, sino que lo hacen por mecanismos separados. Tal es el caso del $\text{In}^{116\text{m}}$ y el In^{116} . El primero decae por emisión β^- a diversos estados excitados del Sn^{116} , con posterior emisión de fotones γ asociados, y el segundo decae por emisión β^- directamente a Sn^{116} en su estado fundamental. Pero en ningún caso el $\text{In}^{116\text{m}}$ decae por transición isomérica γ a In^{116} .

No existe una teoría desarrollada que explique la isomería nuclear, pero una interpretación teórica, basada en la mecánica cuántica, de la interacción entre los núcleos atómicos y la radiación electromagnética, permite calcular la probabilidad de la emisión γ por unidad de tiempo. Resulta que esta probabilidad es función de la diferencia entre los momentos de la cantidad de movimiento de los núcleos inicial y residual, y de la energía disponible para la transición; tal que para pequeñas diferencias en el momento de la cantidad de movimiento y grandes energías disponibles, la probabilidad de la emisión γ es grande, por lo que la vida del emisor será pequeña. Esto es lo que ocurre ordinariamente en la desintegración γ . Pero cuando la diferencia de momentos es grande y la energía disponible es relativamente pequeña, la probabilidad de desintegración γ será menor y la vida del emisor puede llegar

a ser larga.

Es de esperar, entonces, que existan estados isoméricos cuando se cumplan estas condiciones. Esta teoría resulta, sin embargo, insuficiente para explicar satisfactoriamente todos los aspectos relativos a las transiciones isoméricas.

9- Ley fundamental del decaimiento radiactivo.

En los puntos anteriores se introdujo vagamente el concepto de "vida" de un radionúclido. Se dará ahora una interpretación más estricta de dicho concepto. El mismo estará estrechamente vinculado a la probabilidad de que en una población de N radionúclidos, ocurra la desintegración radiactiva, en la unidad de tiempo.

Dicho de otra forma, estará relacionado con la velocidad de desintegración. Dicha velocidad de desintegración será lógicamente función del número de núcleos presentes, es decir del número N de elementos de la población. Tendrá unidades de T^{-1} (inversa de tiempo), o en un sentido práctico, "desintegraciones/tiempo".

A la velocidad de desintegración de una muestra radiactiva que conste de N elementos (núcleos), se la llama actividad de la muestra, y se la denomina con el símbolo A.

Las unidades usuales de actividad serán:

- desintegraciones por segundo (dps)
- desintegraciones por minuto (dpm)
- Curie (Ci)

Se define el Curie como la actividad que posee una masa de 1 g del radioelemento Ra^{226} (nótese que se define la masa, es decir, el número de núcleos presentes).

Las equivalencias son:

$$(9-1) \quad 1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ dps} = 2,22 \times 10^{12} \text{ dpm.}$$

Son de uso frecuente los submúltiplos de esta unidad:

- millicurie (m Ci) = 10^{-3} Ci
- millicurie (μ Ci) = 10^{-6} Ci
- nanocurie (n Ci) = 10^{-9} Ci
- picocurie (p Ci) = 10^{-12} Ci

La velocidad de desintegración, o actividad, será, según se dijo, función del número de núcleos presentes (N), y de la mayor o menor tendencia a desintegrarse de la especie de que se trate. La relación entre A y N es lineal, pues se trata de un fenómeno probabilístico, y si se duplica por ejemplo, el número de elementos se duplicará el número de los que desintegran en la unidad de tiempo. Se postula precisamente que la probabilidad de que un elemento del conjunto N se desintegre en un determinado instante, es la misma para todos los elementos del conjunto. Esta condición de equiprobabilidad de ocurrencia de un evento para todos los elementos de la población, conduce a una función de distribución de probabilidad de Poisson, que, para N suficientemente grande, se identifica con la distribución de Gauss.

Puede escribirse entonces:

$$(9-2) \quad A = \lambda N$$

A : actividad

N : n°de núcleos presentes

λ : constante de proporcionalidad, que es función de la especie nuclear de que se trate. Se la llama constante de desintegración. $\left(\lambda \right) = 1/\text{tiempo}$.

Esta es la primera expresión de la ley fundamental del decaimiento radiactivo.

Si N es el número de núcleos presentes, el número de núcleos que desintegran en el intervalo de tiempo dt será $-dN$ (el signo menos indica disminución de N , desaparición de elementos). La actividad vendrá dada, de acuerdo a como fué definida, por la expresión:

$$(9-3) \quad A = - \frac{dN}{dt} ,$$

y con la ec. (9-1) queda:

$$(9-4) \quad - \frac{dN}{dt} = \lambda N$$

o bien:

$$(9-5) \quad \frac{dN}{N} = - \lambda dt$$

Esta expresión constituye la forma diferencial de la ley fundamental del decaimiento radiactivo, e indica que la fracción de núcleos que desaparecen por decaimiento en el intervalo dt , es proporcional al tiempo que ha transcurrido.

Integrando la expresión (9-5) se obtiene:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = - \int_0^t \lambda dt$$

$$(9-6) \quad \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t}$$

N_0 : número inicial de núcleos presentes ($t = 0$).

N : " de núcleos al cabo del tiempo t .

La expresión (9-6) es la expresión clásica de la ley del decaimiento radiactivo. Multiplicando y dividiendo el primer miembro por λ , y en virtud de la ec. (9-2) puede escribirse:

$$(9-7) \quad A = A_0 e^{-\lambda t}$$

A : actividad de la muestra al cabo de un tiempo t.

A₀ : " inicial de la muestra (t = 0).

Las ecuaciones (9-7) y (9-6) son del todo equivalentes. Con ellas queda definida la variación temporal de la actividad, y del número N de núcleos radiactivos que hay presentes.

Si se considera que la masa (m) se relaciona con el número de átomos (N) por la relación:

$$(9-8) \quad N = \frac{m}{M} \cdot N_A \quad ;$$

N_A : número de Avogadro

M : peso atómico del elemento

puede escribirse, partiendo de las ecuaciones (9-2) y (9-6)

$$(9-9) \quad m = \frac{A \cdot M}{N_A \cdot \lambda}$$

$$(9-10) \quad \frac{m}{m_0} = e^{-\lambda t}$$

que relacionan la actividad con la masa del radioelemento presente, y la variación temporal de la masa del mismo, respectivamente.

Del análisis de lo expuesto, principalmente a través de

la ecuación (9-5), se deduce que la "vida" de cualquier radionucleído es infinita, pues N tiende a cero cuando t tiende a infinito, independientemente del valor de λ ($\lambda > 0$). A efectos de poder evaluar, en un sentido práctico, la vida o duración de una determinada especie radiactiva, se define una nueva magnitud : el semiperíodo de desintegración, como el tiempo necesario para que la actividad de una muestra radiactiva disminuya a la mitad, o sea:

$$A = \frac{A_0}{2} \quad \text{para } t = T_{1/2}$$

De la ecu. (9-6) se tiene:

$$\frac{A_0}{2} = A_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

de donde, despejando $T_{1/2}$, se tiene:

$$(9-11) \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Esta magnitud caracteriza al radionucleído, (es función de λ) y constituye la mejor manera de cuantificar la "tendencia a desaparecer" de una especie nuclear.

Otra magnitud, menos usada, es la vida media (τ), definida por:

$$(9-12) \quad \tau = \frac{1}{\lambda}$$

o sea:

$$(9-13) \quad \tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$$

El semiperíodo de los diferentes núclidos varía desde algunos microsegundos a miles de años, hasta donde la técnica

ha permitido medirlos.

La ley del decaimiento radiactivo indica que el concepto de estabilidad es relativo, pues se trata de un problema de probabilidad, donde cualquier especie nuclear varía su cantidad (N) en el tiempo. Esa probabilidad está cuantificada a través del semiperíodo. Un núclido estable es entonces aquél con un semiperíodo suficientemente grande como para no ser observable en un intervalo de experimentación dado (ie. 100 años).

De acuerdo a las ecs. (9-6) y (9-7) la gráfica de N (ó A) versus t en un diagrama semilogarítmico proporciona una recta:

$$(9-14) \quad \ln N = \ln N_0 - \lambda t$$

$$(9-15) \quad \ln A = \ln A_0 - \lambda t$$

de pendiente $(-\lambda)$ y ordenada al origen A_0

Por ello es posible obtener la función gráficamente en forma sencilla, conociendo el valor de A_0 (actividad inicial) y $T_{1/2}$ (especie nuclear). Con esa información quedan definidos dos puntos de la recta, suficientes para construirla ($(N_0, 0)$; $(N_{0/2}, T_{1/2})$).

En la figura 9-1 se tiene una representación de este tipo, expresada en la forma de N/N_0 versus unidades de $T_{1/2}$, lo que le dá un carácter general, para cualquier aplicación.

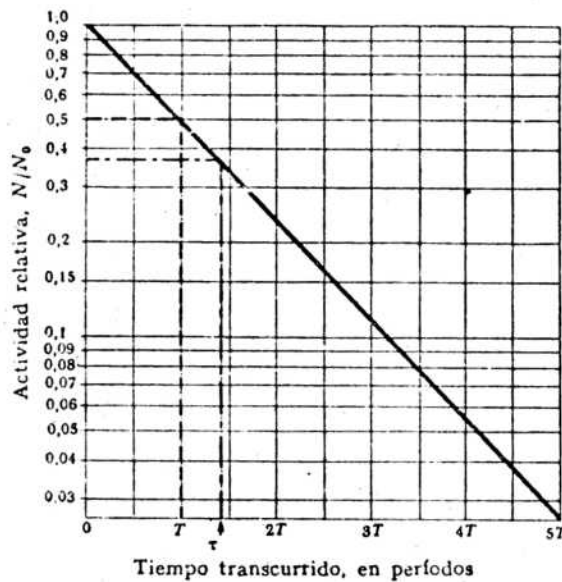
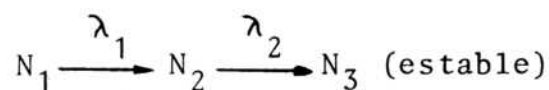


Fig. 9-1

10- Cadenas radiactivas

En el punto anterior se efectuó la suposición básica de que el núclido hija era estable. Pero en general puede estudiarse la situación en que el núclido hija desintegra a su vez, con su semiperíodo propio en un tercer núclido, que a su vez puede no ser estable; repitiéndose el proceso hasta llegar a un núclido final, estable. En el estudio de una serie radiactiva de este tipo interesa conocer el número de átomos de cada término, en función del tiempo. Este problema desemboca en la solución de un sistema de ecuaciones diferenciales.

Se estudiará, para simplificar, una serie de 3 términos, donde un radionúclido ($n^{\circ}1$), de constante de decaimiento λ_1 genera un radionúclido 2, λ_2 ; que a su vez genera un núclido 3, estable. Es decir:



El sistema de ecuaciones que define la serie es:

$$(10-1) \quad \frac{d N_1}{dt} = - \lambda_1 N_1$$

$$(10-2) \quad \frac{d N_2}{dt} = + \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$$

$$(10-3) \quad \frac{d N_3}{dt} = + \lambda_2 N_2$$

(10-1): ley del decaimiento radiactivo para el elemento 1.

(10-2): la variación de N_2 con el tiempo es igual a lo que se produce de él, menos lo que desaparece por decaimiento.

(10-3): lo que se genera de 3 es lo que produce 2 por desintegración.

Teniendo en cuenta que:

$$(10-4) \quad N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

puede escribirse:

$$\frac{d N_2}{dt} = N_{10} e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2 ;$$

o sea:

$$\frac{d N_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = N_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

Multiplicando ambos miembros por $e^{\lambda_2 \cdot t}$ resulta:

$$\frac{d N_2}{dt} \cdot e^{\lambda_2 t} + \lambda_2 N_2 e^{\lambda_2 t} = N_{10} \lambda_1 e^{-(\lambda_1 - \lambda_2)t} ;$$

o sea:

$$\frac{d(N_2 e^{\lambda_2 t})}{dt} = N_{10} \lambda_1 e^{(\lambda_2 - \lambda_1) t}$$

Integrando esta expresión:

$$N_2 e^{\lambda_2 t} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{(\lambda_2 - \lambda_1) t} + C ;$$

de donde:

$$(10-5) \quad N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} + C e^{-\lambda_2 t}$$

Se cumple, para $t = 0$, que,

$$N_2 = N_{20} ;$$

por lo tanto:

$$N_{20} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} + C ;$$

de donde

$$(10-6) \quad C = N_{20} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10}$$

Introduciendo (10-5) en (10-6) queda finalmente:

$$(10-7) \quad N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_{20} e^{-\lambda_2 t}$$

Esta es la ecuación que define la variación temporal de N_2 . Si para $t = 0$ no existen átomos del elemento 2 (se parte del elemento 1 en estado puro), queda

$$(10-8) \quad N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

N_1 vendrá dado por la expresión (10-4), y N_3 puede obtenerse introduciendo N_2 de la ec. (10-7), y (10-3) e integrando. Se obtiene (para $N_{20} = N_{30} = 0$):

$$(10-9) \quad N_3 = N_{10} \left[1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \right]$$

Las ecuaciones (10-4), (10-8) y (10-9) constituyen la solución buscada.

Resulta útil poner los términos N_1 , N_2 y N_3 en forma de actividad, a través de la relación $A = N \lambda$; y asimismo λ_1 , λ_2 y λ_3 representados a través del semiperíodo, por medio, de la relación $T = \ln 2 / \lambda$.

Para el caso de N_2 , cuando $N_{20} = 0$:

$$(10-10) \quad A_2 = \frac{T_1}{T_1 - T_2} A_{10} (e^{-\frac{\ln 2 t}{T_1}} - e^{-\frac{\ln 2 t}{T_2}})$$

En la figura 10-1 se representa el número de átomos de los tres miembros de una serie radiactiva, en función del tiempo. El núclido inicial tiene un semiperíodo de 1 hora, el segundo 5 hs, y el tercero es estable. Inicialmente sólo existe el núclido 2.

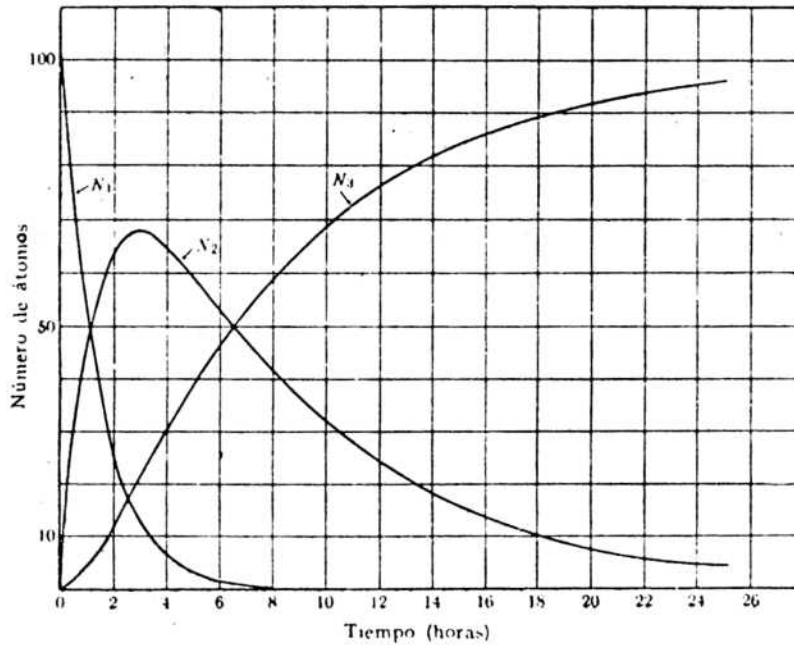


Fig. 10-1

Un caso de particular interés se presenta cuando el semiperíodo de desintegración de la madre resulta mucho mayor que el de la hija, siendo T_1 un valor muy grande:

$$T_1 \gg T_2$$

En ese caso:

$$\frac{T_1}{T_1 - T_2} \approx 1 ;$$

y :

$$e^{-\frac{\ln 2}{T_1} t} \approx 1 ;$$

y la ecuación (10-9) queda transformada en:

$$(10-11) \quad A_2 = A_{10} \left(1 - e^{-\frac{\ln 2}{T_2} t} \right)$$

y para $t \rightarrow \infty$ se tiene:

$$A_2 = A_{10}$$

Siendo T_1 un valor muy grande ($\lambda_1 \simeq 0$) resulta $A_{10} = A_1$, en el intervalo de análisis, de donde puede escribirse:

$$(10-12) \quad A_1 = A_2$$

La expresión (10-11) dice que la actividad de la hija será igual a la actividad del predecesor, y ese valor será constante en el tiempo, para t suficientemente grande ($t \gg T_2$). Esto no es otra cosa que un estado de equilibrio, llamado equilibrio secular, donde el núclido hija desintegra a la velocidad de la madre, o, visto en forma grosera, la madre desintegra muy lentamente dado su gran período, y la hija desaparece por decaimiento propio o medida que se vá produciendo, (por cada desintegración de la madre ocurre una de la hija).

Esta condición de equilibrio se observa en las series radiactivas naturales.

La actividad total del sistema será la suma de ambas:

$$(10-13) \quad A_{\text{tot}} = A_1 + A_2 ;$$

es decir $A_{\text{tot}} = 2 A_1$

En la figura 10-2 se representan gráficamente las actividades de los núclidos madre ($T_1 \cong \infty$) e hija ($T_2 \cong 0,8$ hs), y la actividad total, en función del tiempo (curvas b (punteada), a, y c, respectivamente). También se representa (curva d, punteada) la evolución de la actividad de una fracción de sustancia residual de actividad inicial igual a A_{10} , aislada de la madre, que decae con su semiperíodo de 0,8 hs.

Observando la ec. (10-11) puede verse que la curva a resulta ser la diferencia entre las curvas b y d, mientras que la curva c es la suma de a y b (ec. (10-13)).

$$\text{curva a : } A_2 = A_{10} - A_{10} e^{-\lambda_2 t} = b - d$$

$$\text{curva b : } A_1 = A_{10}$$

$$\text{curva c : } A_{\text{tot}} = A_1 + A_2 = a + b$$

$$\text{curva d : } A_2 = A_{10} \cdot e^{-\lambda_2 t}$$

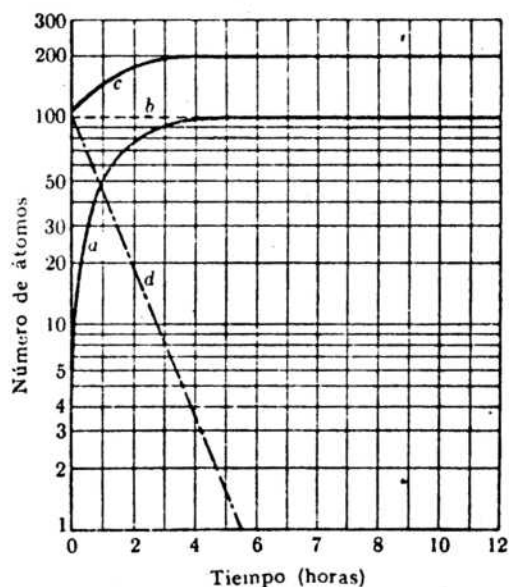


Fig. 10-2

Cuando el período de la madre resulta mayor que el de la hija, pero no excesivamente, siendo ambos del mismo orden de magnitud

$$T_1 > T_2$$

$$T_1 \neq \infty ;$$

se presenta otro caso de interés, llamado equilibrio transitorio. Con las nuevas limitaciones impuestas no pueden efectuarse simplificaciones en la ecuación (10-10), pero para t suficientemente grande valdrá la siguiente condición:

$$e^{-\frac{\ln 2}{T_1} t} \gg e^{-\frac{\ln 2}{T_2} t} ,$$

de donde puede escribirse

$$(10-14) \quad A_2 = \frac{T_1}{T_1 - T_2} A_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

o sea:

$$(10-15) \quad A_2 = \frac{T_1}{T_1 - T_2} A_1 ,$$

para t suficientemente grande.

Esto significa que la hija, al cabo de un cierto tiempo, comenzará a decaer con la velocidad de la madre, y su actividad será mayor, en un factor constante igual a $T_1/(T_1 - T_2)$, que la actividad de la madre. Tanto A_2 como la actividad total tendrán una asíntota, en una representación semilogarítmica, de pendiente igual a $-\lambda_1$, es decir serán finalmente paralelas a la recta

$$A_1 = A_{10} e^{-\lambda_1 t} .$$

Esto puede verse en la figura 10-3, donde se representa un caso de equilibrio transitorio en el cual el semiperíodo de la madre es de 8,0 hs y el de la hija es 0,8 h.

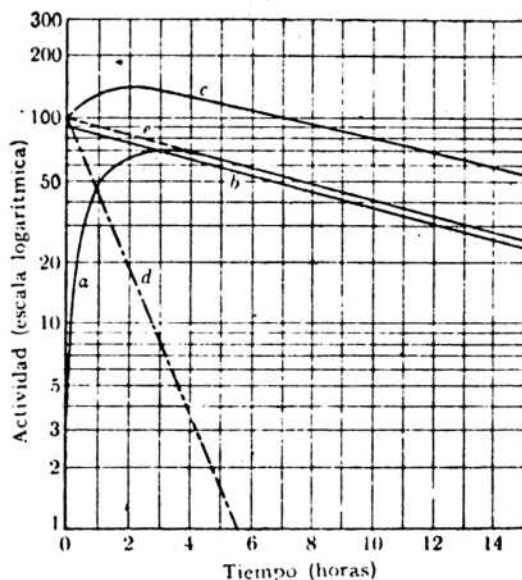


Fig. 10-3

La curva b representa el decaimiento de la madre; a representa el de la hija; e es la asíntota de la curva a, tal que la distancia entre b y e, medida verticalmente, es $T_1/(T_1 - T_2)$; d es la actividad de una fracción de sustancia hija, separada del predecesor, de actividad inicial igual a:

$$A_{10} \frac{T_1}{T_1 - T_2}$$

$$\text{curva a : } \frac{T_1}{T_1 - T_2} A_{10} \left(e^{-\frac{\ln 2 t}{T_1}} - e^{-\frac{\ln 2 t}{T_2}} \right) = e - d$$

$$\text{curva b : } A_{10} e^{-\frac{\ln 2 t}{T_1}}$$

$$\text{curva c : } A_1 + A_2 = a + b$$

$$\text{curva d : } \frac{T_1}{T_1 - T_2} A_{10} e^{-\frac{\ln 2 t}{T_1}}$$

$$\text{curva e : } \frac{T_1}{T_1 - T_2} A_{10} e^{-\frac{\ln 2 t}{T_1}}$$

Por último, si el semiperíodo de la madre es menor que el de la hija, no se produce ninguna condición de equilibrio, el sistema estará regido por el sistema de ecuaciones (10-4), (10-8) y (10-9), y la curva de A_2 presentará en general un máximo, decreciendo luego. La representación general es la figura 10-1.

11- Series radiactivas naturales.

El estudio de los diferentes radionúclidos naturales, conduce a la demostración de que todos ellos son elementos pertenecientes a tan sólo tres series radiactivas, de gran número de componentes. Ellas se extienden a lo largo de la última parte del sistema periódico y son:

- a) La serie del ${}_{92}\text{U}^{238}$ (llamada serie del uranio)
- b) " " " ${}_{92}\text{U}^{235}$ (" " " actinio)
- c) " " " ${}_{90}\text{Th}^{232}$ (" " " torio)

Estos núclidos desintegran, generando una larga serie de radioelementos en equilibrio secular.

Dado que estos radioelementos fueron estudiados muy tempranamente, cuando no existía una estructuración adecuada de conocimientos en la materia, recibieron nombres empíricos, que aún hoy se conservan. Todos ellos tienen su notación equivalente mediante su símbolo químico correcto, asociado a sus números atómico y de masa. La equivalencia puede verse en las figuras 11-1, 11-2 y 11-3, en las que se proporcionan otros datos de interés de los mismos.

La relación genética entre ellos está indicada en las figuras 11-4, 11-5 y 11-6. En un diagrama A versus Z se representa cada núclido por un cuadrado, y las transiciones se representan por medio de flechas, las que informan acerca del modo de desintegración que tiene lugar. Una flecha que va desde el cuadrado de coordenadas (A, Z) a otro

de coordenadas (A - 4, Z - 2) denotará una desintegración α ; y la transición de (A, Z) a (A, Z + 1) indicará una desintegración β^- .

Especie radiactiva	Núcleo	Modo de desintegración	Periodo	Constante de desintegración (seg ⁻¹)	Energía de las partículas (Mev)
Uranio I (UI).....	⁹² U ²³⁸	α	$4,50 \times 10^8$ a	$4,88 \times 10^{-18}$	4,20
Uranio X ₁ (UX ₁)....	⁹⁰ Th ²³⁴	β	24,1 d	$3,33 \times 10^{-7}$	0,20
Uranio X ₂ (UX ₂)....	⁹¹ Pa ²³⁴	β	1,18 m	$9,77 \times 10^{-8}$	2,32
Uranio Z (UZ).....	⁹¹ Pa ²³⁴	β	6,7 h	$2,88 \times 10^{-8}$	1,2
Uranio II (UII).....	⁹² U ²³⁴	α	$2,50 \times 10^5$ a	$8,80 \times 10^{-14}$	4,763
Ionio (Io).....	⁹⁰ Th ²³⁰	α	$8,0 \times 10^4$ a	$2,75 \times 10^{-18}$	4,68 m
Radio (Ra).....	⁸⁸ Ra ²²⁶	α	1620 a	$1,36 \times 10^{-11}$	4,777 m
Radón (Rn).....	⁸⁶ Rn ²²²	α	3,82 d	$2,10 \times 10^{-6}$	5,486
Radio A (RaA).....	⁸⁴ Po ²¹⁸	α, β	3,05 m	$3,78 \times 10^{-8}$	α : 5,998 β : ?
Radio B (RaB).....	⁸³ Pb ²¹⁴	β	26,8 m	$4,31 \times 10^{-4}$	0,7
Astato 218 (At ²¹⁸)...	⁸⁵ At ²¹⁸	α	1,5-2,0 s	0,4	6,63
Radio C (RaC).....	⁸³ Bi ²¹⁴	α, β	19,7 m	$5,86 \times 10^{-4}$	α : 5,51 m β : 3,17
Radio C' (RaC').....	⁸⁴ Po ²¹⁴	α	$1,64 \times 10^{-4}$ s	$4,23 \times 10^8$	7,680
Radio C'' (RaC'')....	⁸¹ Tl ²¹⁰	β	1,32 m	$8,75 \times 10^{-4}$	1,9
Radio D (RaD).....	⁸³ Pb ²¹⁰	β	22 a	$1,00 \times 10^{-9}$	0,018
Radio E (RaE).....	⁸³ Bi ²¹⁰	β	5,0 d	$1,60 \times 10^{-6}$	1,17
Radio F (RaF).....	⁸⁴ Po ²¹⁰	α	138,3 d	$5,80 \times 10^{-8}$	5,300
Talio 206 (Tl ²⁰⁶).....	⁸¹ Tl ²⁰⁶	β	4,2 m	$2,75 \times 10^{-8}$	1,51
Radio G (RaG).....	⁸³ Pb ²⁰⁶	Estable			

Serie del Uranio

Fig. 11-1

Especie radiactiva	Núcleo	Modo de desintegración	Periodo	Constante de desintegración (seg ⁻¹)	Energía de las partículas (Mev)
Actinouranio (AcU)...	⁹² U ²³⁸	α	$7,10 \times 10^8$ a	$3,09 \times 10^{-17}$	4,58 m
Uranio Y (UY).....	⁹⁰ Th ²³¹	β	24,6 h	$7,82 \times 10^{-6}$	0,30
Protactinio (Pa).....	⁹¹ Pa ²³¹	α	$3,43 \times 10^4$ a	$6,40 \times 10^{-18}$	5,042 m
Actinio (Ac).....	⁹⁰ Ac ²²⁷	α, β	22,0 a	$1,00 \times 10^{-9}$	α : 4,94 β : 0,04
Radiactinio (RdAc)	⁹⁰ Th ²²⁷	α	18,6 d	$4,31 \times 10^{-7}$	6,05 m
Actinio K (AcK)....	⁸⁷ Fr ²²³	β	21 m	$5,50 \times 10^{-4}$	1,2
Actinio X (AcX)....	⁸⁸ Ra ²²³	α	11,2 d	$7,16 \times 10^{-7}$	5,75 m
Actinón (An).....	⁸⁸ Em ²¹⁹	α	3,92 s	0,177	6,824 m
Actinio A (AcA).....	⁸⁴ Po ²¹⁵	α, β	$1,83 \times 10^{-3}$ s	$3,79 \times 10^8$	α : 7,365
Actinio B (AcB)....	⁸² Pb ²¹¹	β	36,1 m	$3,20 \times 10^{-4}$	1,39
Astato 215 (At ²¹⁵)...	⁸⁵ At ²¹⁵	α	10^{-4} s	7×10^8	8,00
Actinio C (AcC)....	⁸³ Bi ²¹¹	α, β	2,16 m	$5,25 \times 10^{-8}$	α : 6,621 m
Actinio C' (AcC')....	⁸⁴ Po ²¹¹	α	0,52 s	1,33	7,434 m
Actinio C'' (AcC'')...	⁸¹ Tl ²⁰⁷	β	4,79 m	$2,41 \times 10^{-8}$	1,44
Actinio D (AcD)....	⁸³ Pb ²⁰⁷	Estable			

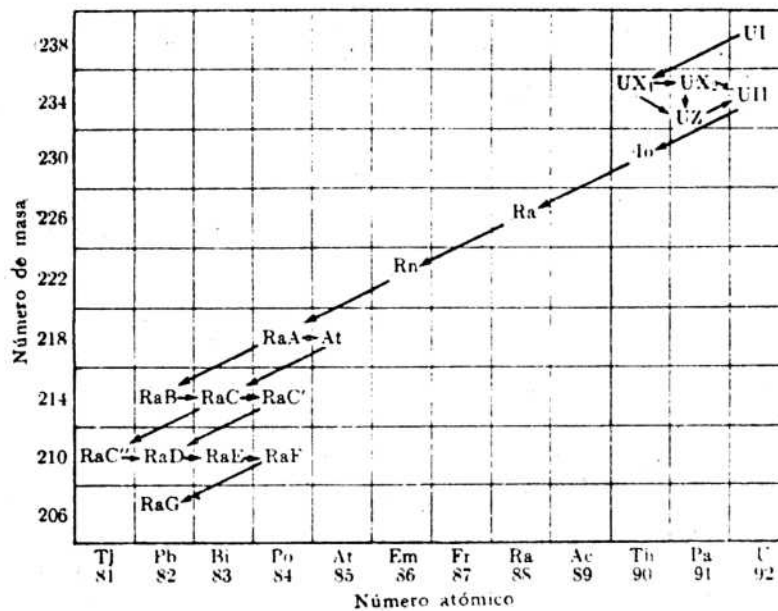
Serie del actinio

Fig. 11-2

Especie radiactiva	Núclido	Modo de desintegración	Periodo	Constante de desintegración (seg ⁻¹)	Energía de las partículas (Mev)
Torio (Th).....	⁹⁰ Th ²³²	α	1,39 × 10 ¹⁰ a	1,58 × 10 ⁻¹⁸	3,98
Mesotorio 1 (MsTh1)	⁸⁸ Ra ²²⁸	β	6,7 a	3,28 × 10 ⁻⁹	0,04
Mesotorio 2 (MsTh2)	⁸⁸ Ac ²²⁸	β	6,13 h	3,14 × 10 ⁻⁵	2,18
Radiotorio (RdTh)...	⁹⁰ Th ²²⁸	α	1,90 a	1,16 × 10 ⁻⁸	5,423 m
Torio X (ThX).....	⁸⁸ Ra ²²⁴	α	3,64 d	2,20 × 10 ⁻⁶	5,681 m
Torón (Tn).....	⁸⁶ Em ²²⁰	α	54,5 s	1,27 × 10 ⁻²	6,282
Torio A (ThA).....	⁸⁴ Po ²¹⁶	α, β	0,16 s	4,33	6,774
Torio B (ThB).....	⁸² Pb ²¹²	β	10,6 h	1,82 × 10 ⁻⁵	0,58
Astato 216 (At ²¹⁶)	⁸⁵ At ²¹⁶	α	3 × 10 ⁻⁴ s	2,3 × 10 ⁸	7,79
Torio C (ThC).....	⁸³ Bi ²¹²	α, β	47 m	2,46 × 10 ⁻⁴	α : 6,086 m β : 2,25
Torio C' (ThC').....	⁸⁴ Po ²¹²	α	3,0 × 10 ⁻⁷ s	2,31 × 10 ⁸	8,776
Torio C'' (ThC'').....	⁸¹ Tl ²⁰⁸	β	2,1 m	3,73 × 10 ⁻⁸	1,79
Torio D (ThD).....	⁸² Pb ²⁰⁸	Estable			

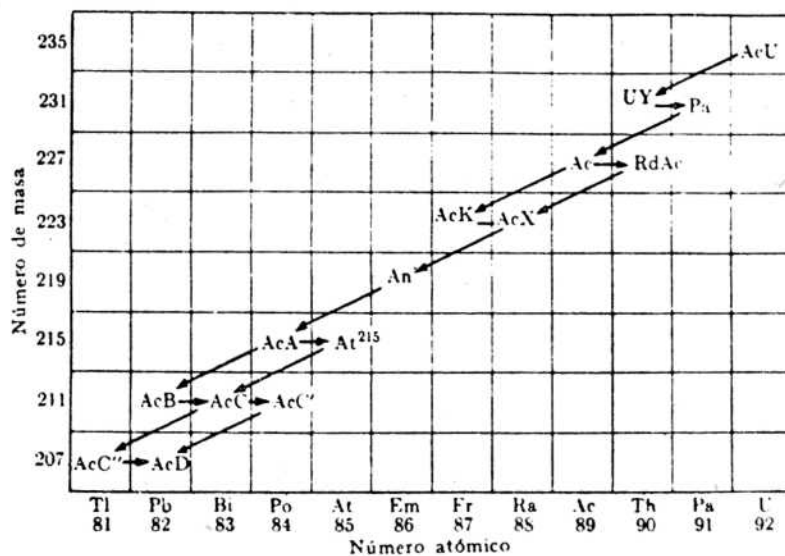
Serie del Torio

Fig. 11-3



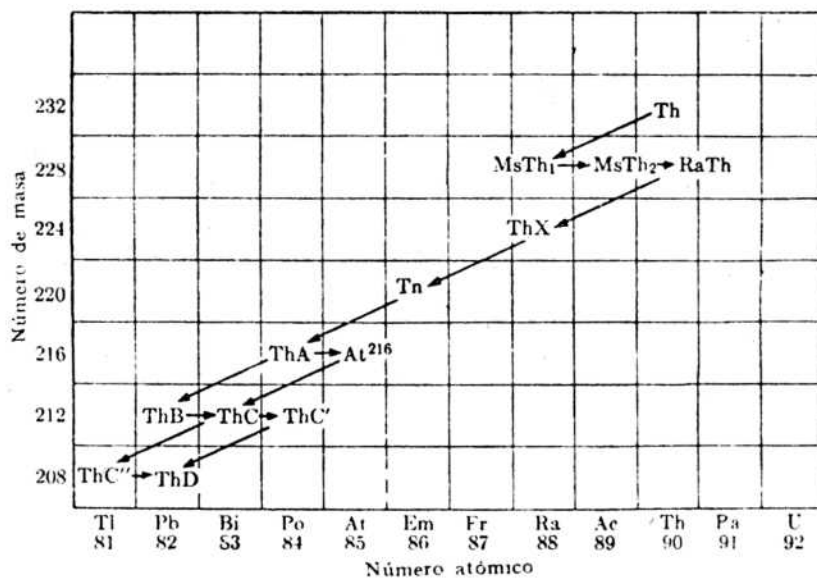
Serie del Uranio

Fig. 11-4



Serie del Actinio

Fig. 11-5



Serie del Torio

Fig. 11-6

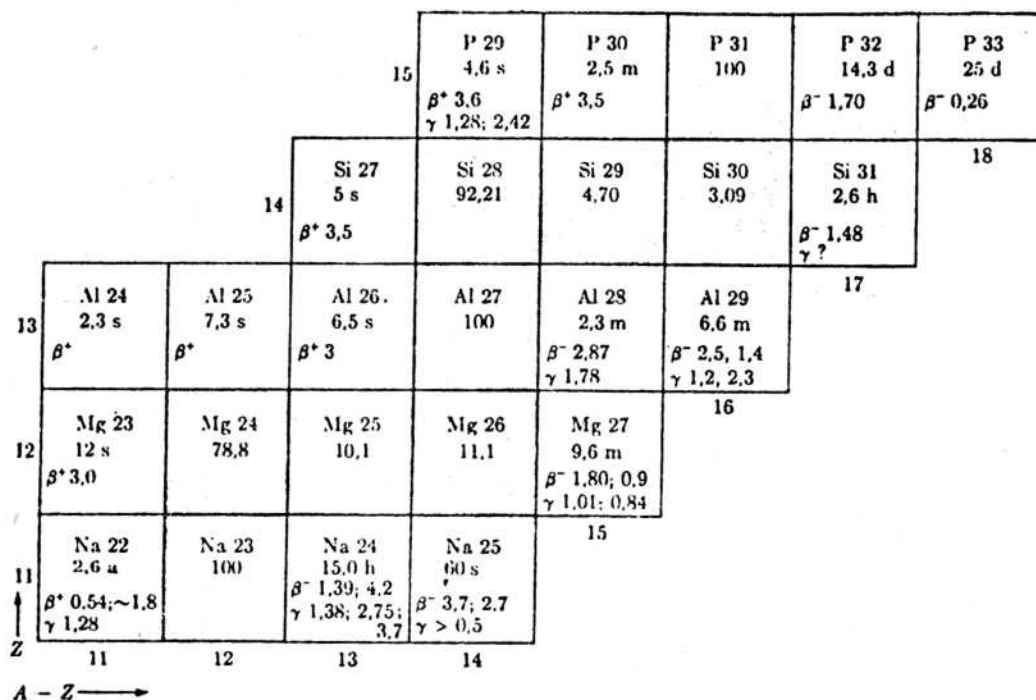


Fig. 12-1

12- Carta de núclidos.

La gran cantidad de información reunida sobre las diferentes especies nucleares (estables e inestables), hace necesario disponer de medios convenientes para clasificar los datos nucleares. Una forma resumida, muy eficaz para obtener una orientación rápida, la constituye la llamada carta de núclidos. Puede verse una fracción de la misma en la fig.12-1.

En ella se representa el número atómico Z en función del número de neutrones $A - Z$; tal que cada núclido se corresponda, en este sistema coordinado, con una casilla en la cual se vierten sus datos fundamentales: símbolo, abundancia isotópica de núclidos estables, semiperíodo de desintegración, modos de decaimiento, energías de las radiaciones emitidas; y eventualmente, de acuerdo con el origen de la edición, otros datos adicionales como masas atómicas precisas, spin nuclear, momento magnético, etc.

Los núclidos ubicados según una horizontal son isótopos, y los ubicados según una diagonal de -45° son isóbaros.

Por medio de la carta de núclidos puede obtenerse en forma rápida información acerca del núclido residual que resultará de la desintegración de un núclido inicial determinado, conocido el modo según el cual desintegra o la reacción nuclear que se produce. Las relaciones madre-hija pueden obtenerse como se indica en la fig. 12-2, donde se representan algunos casos.

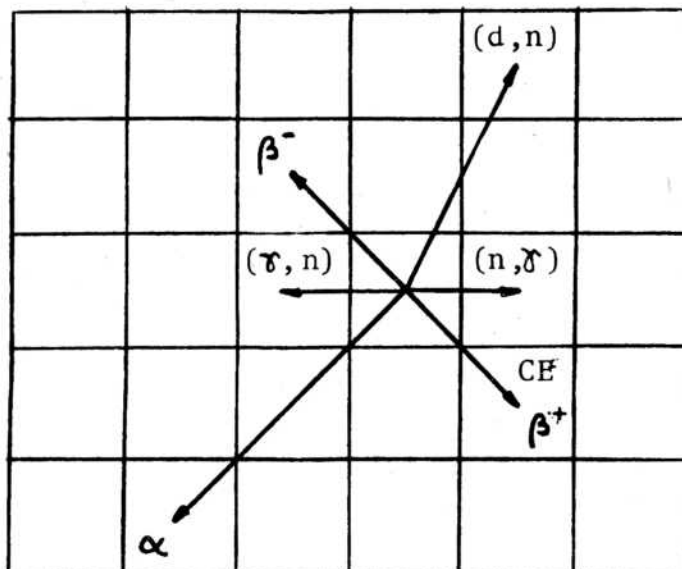
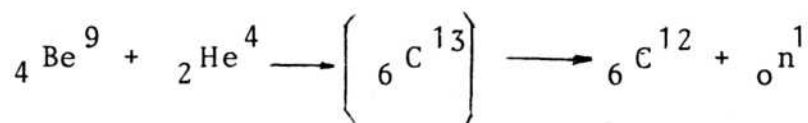


Fig. 12-2

13- Transmutaciones nucleares.

Ya han sido introducidos algunos conceptos básicos durante el desarrollo del punto 1, al tratar las transiciones (α , p) como responsables del descubrimiento de la radiactividad artificial. Se procurará desarrollar algo más este tema considerando la importancia que consta en física nuclear.

La captura de una partícula α por un núcleo no siempre da lugar a la emisión de un protón por el núcleo compuesto; al bombardear berilio con partículas α , se puede observar la siguiente reacción:

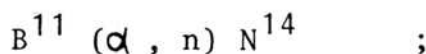


La existencia de esta reacción permitió a Chadwick demostrar la existencia del neutrón, y su caracterización como partícula de carga nula y masa unitaria.

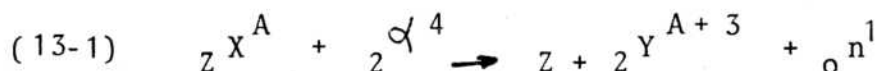
Otra reacción de este tipo es:



o bien:



conociéndose en la actualidad un gran número de reacciones (α , n), todas del tipo:



Las transmutaciones nucleares (α , p) y (α , n) proporcionaron algo de suma importancia: protones y neutrones en estado libre. Estas partículas, usadas a su vez como proyectiles dirigidos hacia diversos blancos, dan origen a una

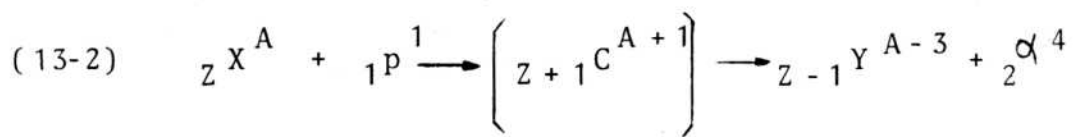
gran variedad de nuevas reacciones nucleares artificiales.

La aparición de los aceleradores de partículas (multiplicador de Cockcroft y Walton, acelerador de Van der Graaf, Ciclotrón de Lawrence y Livingston, sincrociclotrón), permiten disponer de partículas de muy elevadas energías cinéticas, apareciendo un espectro aún más amplio de transmutaciones nucleares posibles.

Se tratarán aquí las más comunes, en una forma general.

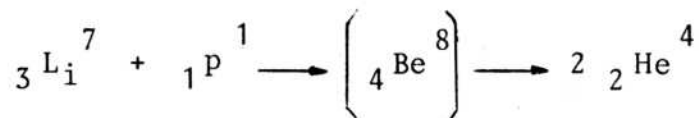
Reacciones (p, α)

Es del tipo general:



C : núcleo compuesto.

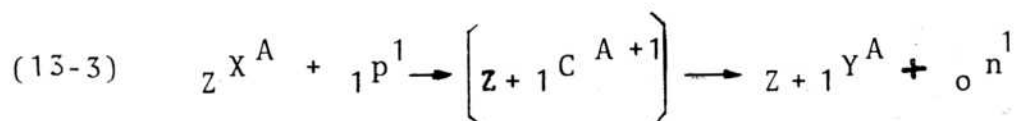
Un ejemplo clásico lo constituye la reacción:



Mediante esta reacción se obtuvo una de las primeras confirmaciones experimentales de la ley de Einstein, $E = \Delta m C^2$, por ser muy fácil evaluar el defecto de masa y medir la energía de las partículas α .

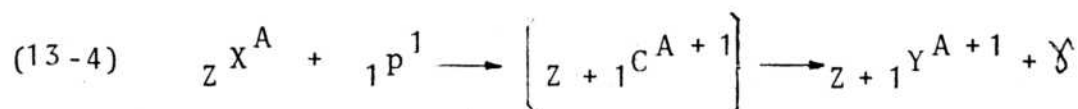
Reacciones (p, n)

Del tipo general:

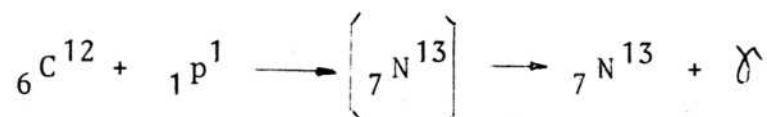


Reacciones (p, γ)

En ciertos casos, la partícula incidente es capturada, formándose el núcleo compuesto, que es capaz de estabilizarse emitiendo el exceso de energía en la forma de un fotón:

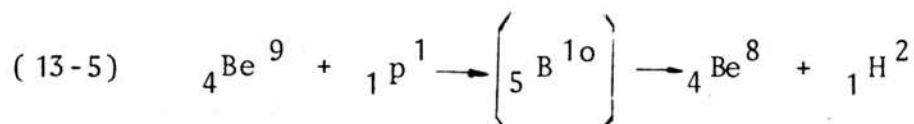


Por ejemplo:



Reacciones (p, d)

En este caso se producen deuterones, por ejemplo:

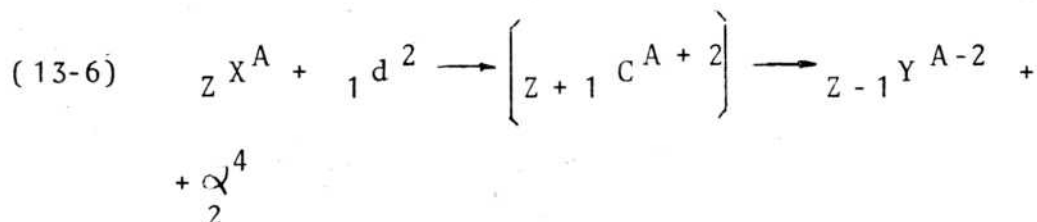


donde, ${}_1 H^2 = d$.

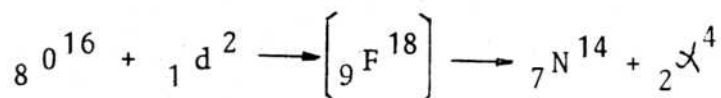
Los deuterones constituyen una partícula que a su vez da lugar a una larga serie de transmutaciones nucleares, en general mediante la aceleración previa de la partícula por medio de un ciclotrón.

Reacciones (d, α)

Forma general:

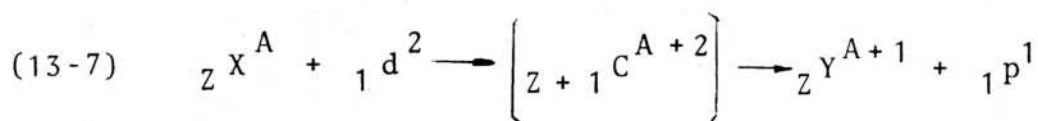


Ejemplo:



Reacciones (d, p)

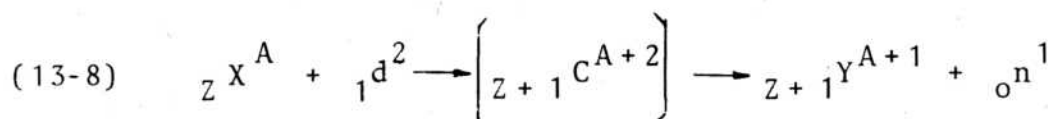
Forma general:



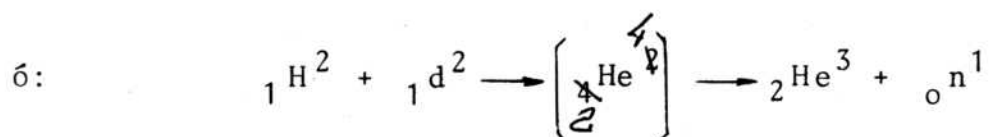
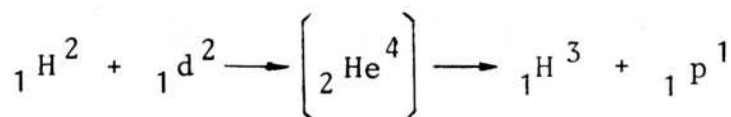
El valor de Q asociado a este tipo de reacciones es mayor que cero, por lo que las mismas son exotérmicas.

Reacciones (d, n)

Forma general:



En este caso hay un ejemplo particular: cuando se bombardea deuterio con deuterones, es decir cuando interaccionan dos partículas iguales, una animada de velocidad. Se forma un núcleo compuesto de helio excitado, que se desexcitará por dos mecanismos: emitiendo un protón (reacción (d, p)) o un neutrón (reacción (d, n)).



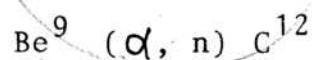
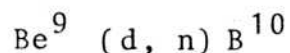
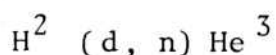
En el primer caso se forma un isótopo radiactivo del hidrógeno, llamado tritio ($T_{1/2} = 12,346$ años).

Un grupo de transmutaciones muy especial lo constituyen las transmutaciones por neutrones.

La principal de ellas es la fisión inducida por neutrones, por la cual un neutrón es capturado por un núcleo pesado formando un núcleo compuesto que se escindirá en dos fracciones, en general distintas, emitiendo dos a tres neutrones. Este proceso, dada su vital importancia, se estudiará separadamente, en los módulos siguientes.

Los neutrones constituyen una pieza especialmente eficaz para producir transmutaciones nucleares. Al carecer de carga eléctrica, no están sujetos a fuerzas de tipo electrostáticas dentro del radio de influencia del núcleo y pueden consecuentemente penetrar muy fácilmente, aún con energía cinética baja. Debido a ello, se producen con él muchas más reacciones nucleares que con cualquier otra partícula.

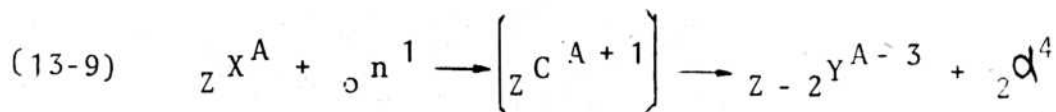
Las fuentes de neutrones más usuales, aparte de los reactores nucleares, son las que se basan en las reacciones:



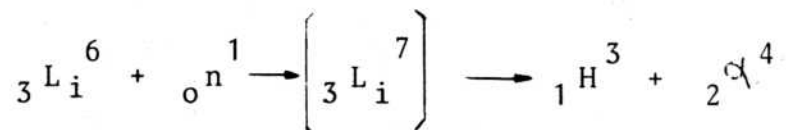
Se enumerarán seguidamente algunas transmutaciones por neutrones comunes.

Reacciones (n, α)

Forma general:

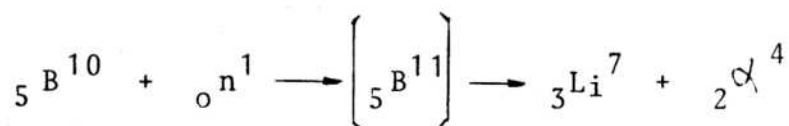


Ejemplo:



Esta reacción es la principal fuente de producción de trtio en reactores de agua liviana, con medio refrigerante alcalinizado con hidróxido de litio.

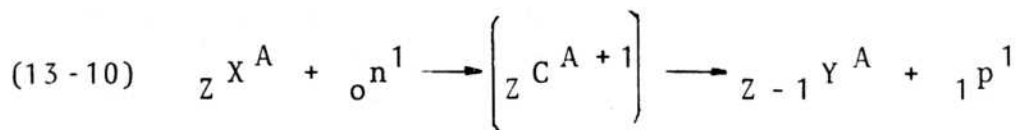
Es usada también como medio para detectar neutrones, debi do al elevado rendimiento de la reacción. Más usada aún para este propósito es la siguiente:



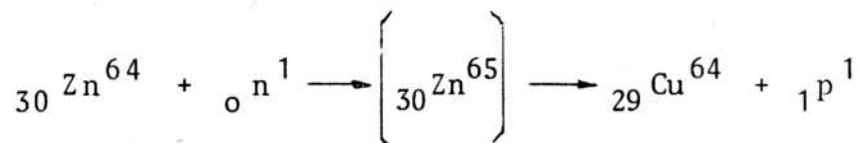
Se procede a recubrir una cámara de ionización con una sal de boro. La captura de neutrones generará partículas α , detectables por la cámara.

Reacciones (n, p)

Forma general:

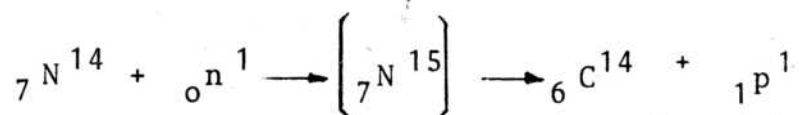


Ejemplo:



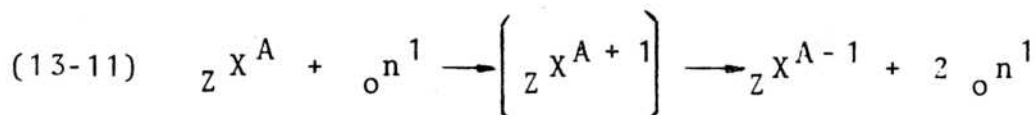
Esta reacción ocurre para neutrones rápidos. En general,

con núcleos más livianos ocurre con neutrones lentos, como por ejemplo:



Reacciones (n, 2 n)

Forma general:



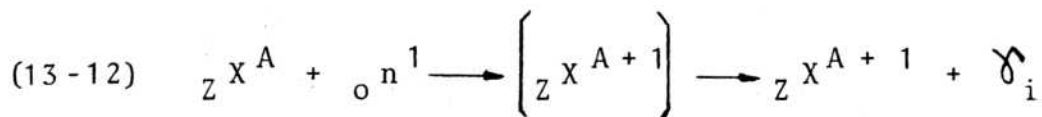
La reacción es de $Q < 0$, necesitándose neutrones rápidos para producirla.

Captura radiactiva (n, γ)

Es el proceso más común originado por el bombardeo con neutrones. El núcleo compuesto desexcita emitiendo el exceso de energía como un fotón γ .

Siempre resulta $Q > 0$.

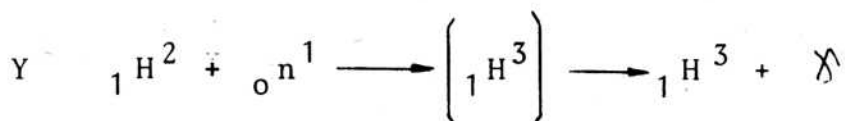
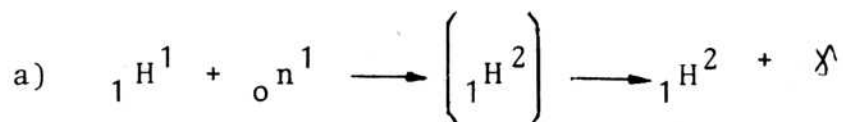
Forma general:



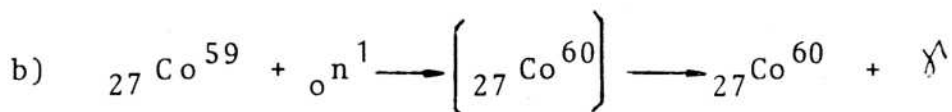
El subíndice "i" en γ indica que puede tener lugar la emisión de más de un fotón, es decir, puede presentarse una emisión en cascada.

La captura radiactiva de neutrones lentos produce con mucha frecuencia núcleos radiactivos, siendo esta reacción una de las fuentes más importantes de radionúclidos artificiales.

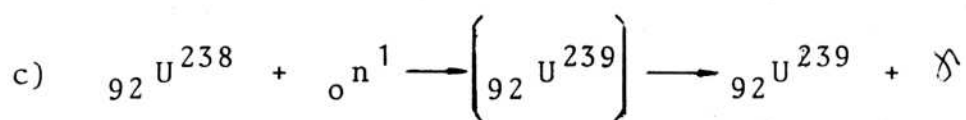
Ejemplos:



Esta reacción conduce a la formación de tritio, que es β^- emisor, y constituye la principal fuente de este radionúclido en reactores moderados con agua pesada (óxido de deuterio). En reactores moderados con agua liviana, la producción de tritio será mucho menor, pues deben darse las dos reacciones sucesivamente, (la cantidad de deuterio ${}_1\text{H}^2$ presente será mucho más baja).



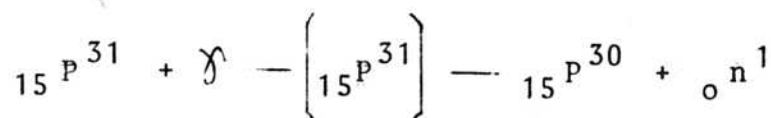
El Co^{60} es radiactivo, a su vez γ emisor, y constituye la principal fuente de contaminación radiactiva de los circuitos de reactores nucleares, a través de esta reacción.



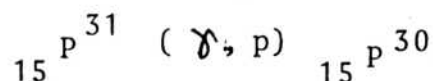
Transmutaciones por fotones (fotodesintegración).

Son reacciones nucleares endotérmicas en las que el fotón incidente aporta energía al núcleo, y si esta energía supera a la energía de enlace de alguna partícula al núcleo, éste puede desexcitarse emitiéndola. En general serán necesarios fotones con energías muy elevadas, del orden de 10 MeV.

Ejemplo:



6:



Se ha visto que los núclidos son capaces de transmutarse de diversas formas. Un núcleo dado puede transformarse en uno cualquiera de otros varios, dependiendo de la partícula que se utilice para producir la transmutación, y de la expulsada en el transcurso de la misma.

El aluminio, por ejemplo, llega a sufrir las transformaciones dadas en la figura 13-1.

- 1) ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_2\text{He}^4 \rightarrow [{}_{15}\text{P}^{31}] \rightarrow {}_{15}\text{P}^{30} + {}_0\text{n}^1$.
- 2) ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_2\text{He}^4 \rightarrow [{}_{15}\text{P}^{31}] \rightarrow {}_{14}\text{Si}^{30} + {}_1\text{H}^1$.
- 3) ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_1\text{H}^2 \rightarrow [{}_{14}\text{Si}^{29}] \rightarrow {}_{12}\text{Mg}^{25} + {}_2\text{He}^4$.
- 4) ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_1\text{H}^2 \rightarrow [{}_{14}\text{Si}^{29}] \rightarrow {}_{13}\text{Al}^{28} + {}_1\text{H}^1$.
- 5) ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_1\text{H}^2 \rightarrow [{}_{14}\text{Si}^{29}] \rightarrow {}_{14}\text{Si}^{28} + {}_0\text{n}^1$.
- 6) ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_1\text{H}^2 \rightarrow [{}_{14}\text{Si}^{29}] \rightarrow {}_{11}\text{Na}^{24} + {}_1\text{H}^1 + {}_2\text{He}^4$.
- 7) ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_1\text{H}^1 \rightarrow [{}_{14}\text{Si}^{28}] \rightarrow {}_{12}\text{Mg}^{24} + {}_2\text{He}^4$.
- 8) ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_1\text{H}^1 \rightarrow [{}_{14}\text{Si}^{28}] \rightarrow {}_{13}\text{Si}^{27} + {}_0\text{n}^1$.
- 9) ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_1\text{H}^1 \rightarrow [{}_{14}\text{Si}^{28}] \rightarrow {}_{14}\text{Si}^{28} + \gamma$.
- 10) ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_1\text{H}^1 \rightarrow [{}_{14}\text{Si}^{28}] \rightarrow {}_{11}\text{Na}^{24} + 3({}_1\text{H}^1) + {}_0\text{n}^1$.
- 11) ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_0\text{n}^1 \rightarrow [{}_{13}\text{Al}^{28}] \rightarrow {}_{11}\text{Na}^{24} + {}_2\text{He}^4$.
- 12) ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_0\text{n}^1 \rightarrow [{}_{13}\text{Al}^{28}] \rightarrow {}_{12}\text{Mg}^{27} + {}_1\text{H}^1$.
- 13) ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_0\text{n}^1 \rightarrow [{}_{13}\text{Al}^{28}] \rightarrow {}_{13}\text{Al}^{28} + \gamma$.
- 14) ${}_{13}\text{Al}^{27} + \gamma \rightarrow [{}_{13}\text{Al}^{27}] \rightarrow {}_{13}\text{Al}^{26} + {}_0\text{n}^1$.
- 15) ${}_{13}\text{Al}^{27} + \gamma \rightarrow [{}_{13}\text{Al}^{27}] \rightarrow {}_{11}\text{Na}^{25} + {}_1\text{H}^1 + {}_1\text{H}^1$.
- 16) ${}_{13}\text{Al}^{27} + \gamma \rightarrow [{}_{13}\text{Al}^{27}] \rightarrow {}_{11}\text{Na}^{24} + {}_1\text{H}^1 + {}_1\text{H}^1 + {}_0\text{n}^1$.

Fig. 13-1

Y a su vez muchos de los productos obtenidos pueden transmutarse sucesivamente, dando lugar a una gran gama de variaciones posibles.

El estudio sistemático de las transmutaciones nucleares constituye actualmente una rama muy importante de la física, conocida como química nuclear.

BIBLIOGRAFIA

- 1) Kaplan, I; FISICA NUCLEAR; Aguilar, 1962.
- 2) Semat, H; FISICA ATOMICA Y NUCLEAR, Aguilar, 1962.
- 3) LEDERER, HOLLANDER, PERLMAN, Table of Isotopes, John Wiley, 1967.