

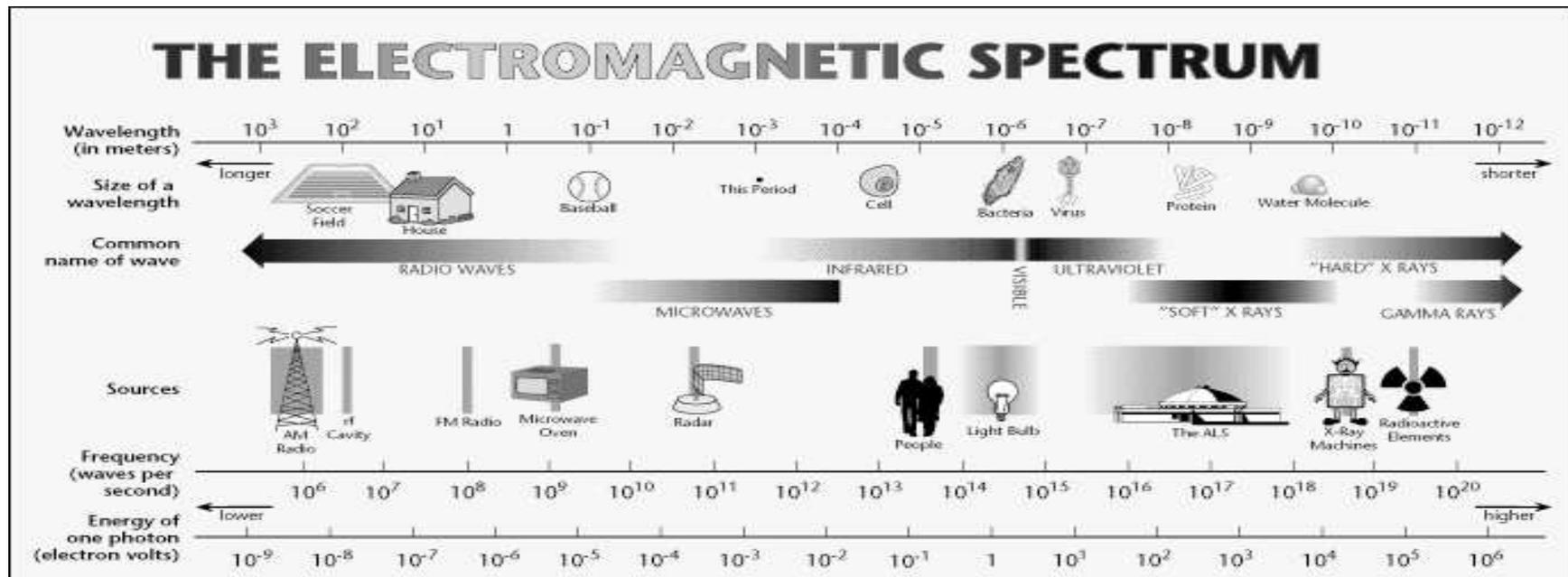
Radiación ionizante

Concepto de radiaciones ionizantes:

La energía necesaria para producir la ionización de un átomo se encuentra entre 4 y 25 eV.

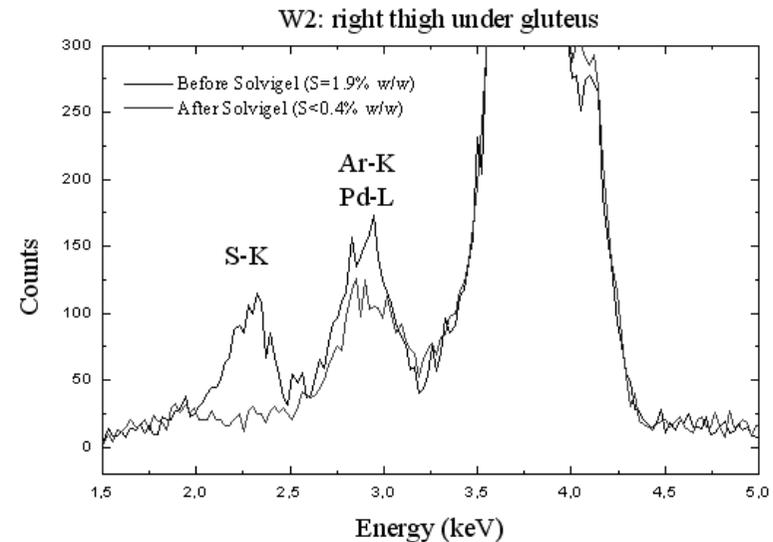
$$E_{\gamma} = hv = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1239.8 \text{ eV} \cdot \text{nm}}{\lambda}$$

Por tanto las radiaciones de longitud de onda inferior a 320 nm serán ionizantes. Sin embargo suele excluirse la región de 10 a 400 nm (UV) debido a su bajo poder de penetración en la mayoría de los materiales.



Tipos de radiación ionizante

- Rayos- γ : radiación electromagnética emitida en la desintegración nuclear o en la aniquilación materia-antimateria. (0.5 MeV $e^+ e^-$ hasta los 7.1 MeV de ^{16}N)
- Rayos- X: radiación electromagnética emitida por partículas cargadas (electrones) cuando se frenan en un campo de Coulomb (continuos o de frenado o de bremsstrahlung) o bien cuando excitan transiciones electrónicas en átomos (característicos o de fluorescencia).



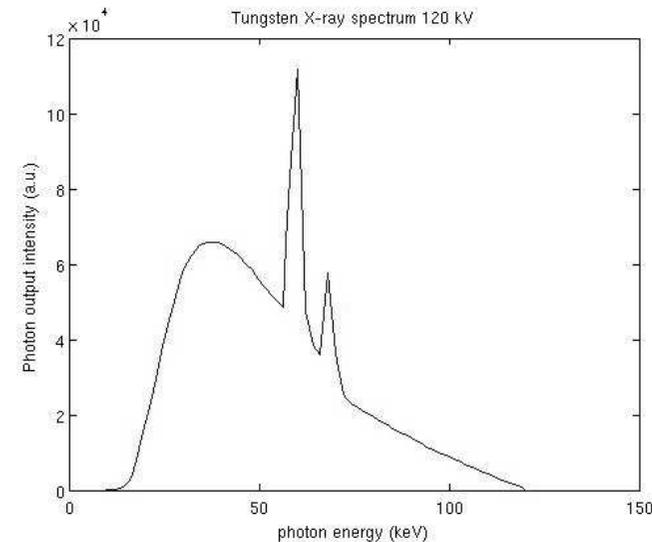
Tipos de radiación ionizante

Rayos X, clasificación

- 0.1 – 20 kV rayos X de baja energía (o blandos)
- 20 – 120 kV rayos X de uso diagnóstico
- 120 – 300 kV rayos X de ortovoltaje (terapia superficial)
- 300 – 1 MV rayos X de energía intermedia (terapia)
- > 1 MV rayos X de Megavoltaje (radioterapia)

No confundir kV con keV!!

Rango energía hasta 50 MeV



Espectro modelo del programa Spektr

- Electrones rápidos: (o antielectrones o positrones) Si provienen de la desintegración nuclear se denominan rayos β (+ o -). Si son consecuencia de una colisión de una partícula cargada (i.e. detector gaseoso) se denominan rayos δ . Se obtienen en forma de haces pulsados de aceleradores lineales (linacs) (frec 100 a 400 Hz) (duración pocos μ s) (betatrones, megatrones, klystrons). O bien de aceleradores Van de Graaff. Rango energía hasta 50 MeV

Tipos de radiación ionizante

- Partículas cargadas pesadas: se obtienen mediante la aceleración en ciclotrones, sincrotrones o aceleradores de partículas. Las partículas α también se obtienen por desintegración nuclear.

- Protones (< 300 MeV)
- Deuterones (p+n)
- Tritio (p+2n)
- Partícula α (2p+2n) (núcleo de ${}^4\text{He}$) (< 1 GeV)
- Núcleos pesados total o parcialmente ionizados (i.e. ${}^{12}\text{C}$) (< 10 GeV)
- Piones (π) como consecuencia de reacciones de fragmentación nuclear (< 100 MeV)



Ciclotrón PET Trace de GE
(proton + deuterón)

Neutrones (n): partículas eléctricamente neutras producidas en reacciones nucleares (i.e. producción foto-nuclear o fisión).

-térmicos ($E = 0.025$ eV; $v = 2200$ m/s) ($T=273$ K) ($E < 0.4$ eV)

-epitérmicos (0.4 eV $< E < 10$ keV)

-rápidos ($E > 10$ keV) (rango típico $E < 100$ MeV)

Fuentes de radiación ionizante

- Radioactividad:

Una de las primeras fuentes de radioactividad investigadas es la actividad radioactiva de los radioisótopos.

La actividad de un radioisótopo es el número de núcleos que se desintegran por unidad de tiempo

$$A = \left. \frac{dN}{dt} \right|_{decay} = -\lambda N$$

Donde λ representa la constante de desintegración. La unidad histórica de actividad es el curie (Ci) definido como $3.7 \cdot 10^{10}$ desintegraciones por segundo (de 1g de ^{226}Ra puro). La unidad del SI es el becquerel (Bq) que corresponde a una desintegración por segundo

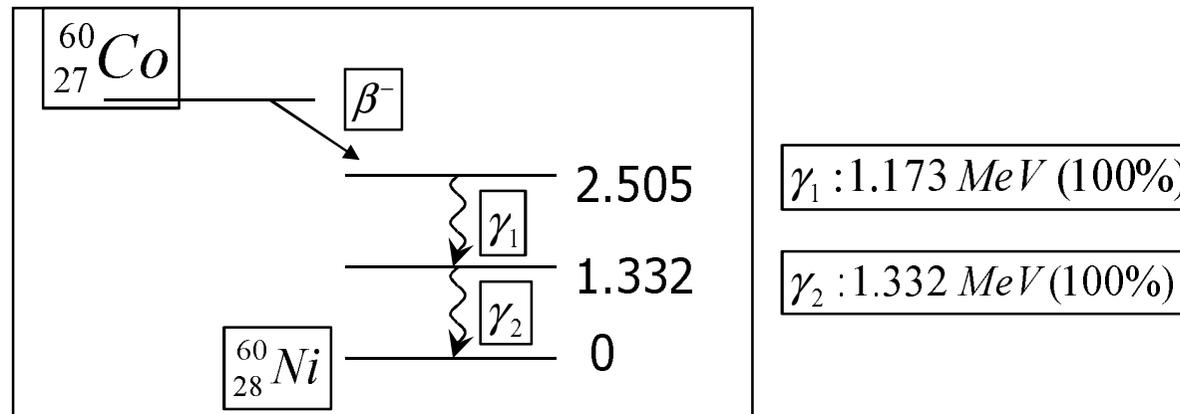
$$1 \text{ Bq} = \text{s}^{-1} = 2.703 \cdot 10^{-11} \text{ Ci}$$

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$$

La actividad así definida se refiere al número de núcleos que se desintegran de una muestra. Si existen otras especies que producen estos núcleos como hijos, la ecuación anterior ya no representa la evolución temporal de N

Radioactividad

La actividad de un radioisótopo no es equivalente a la tasa de emisión de radiación de una muestra de éste. Pueden producirse subsecuentes emisiones de radiación (de diferente naturaleza) después de la desintegración, o a su vez la desintegración de un núcleo hijo. Es necesario conocer la tabla completa de los modos de desintegración asociados.



En nuestro caso cada desintegración de un núcleo de Co viene seguida de la emisión de un e^- y de dos fotones. Podría haber fotones extra, si por ejemplo se hubiera emitido un e^+ (511 keV). Ver LL

<http://www.nndc.bnl.gov/nudat2>
<http://ie.lbl.gov/toi/nucSearch.asp>

Radioactividad

La actividad específica de un radioisótopo se define como la actividad por unidad de masa de una muestra de radioisótopo:

$$A_{\text{especifica}} = \frac{\text{actividad}}{\text{masa}} = \frac{\lambda N}{m}$$

La actividad específica de una muestra es una medida del grado de pureza con la que se obtuvo. Lo normal es que en una muestra haya una importante fracción de isótopos estables del mismo elemento. Si la muestra es pura (carrier free) entonces

$$A_{\text{especifica}} = \frac{\text{actividad}}{\text{masa}} = \frac{\lambda N}{m} = \frac{\lambda N}{N \text{ Pat} / N_{\text{Av}}} = \frac{\lambda N_{\text{Av}}}{\text{Pat}}$$

Pat es el peso de un mol de átomos

N_{Av} es el número de Avogadro ($6.023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)

Radioactividad

La actividad de un radioisótopo nos lleva una evolución temporal exponencial de la población de núcleos

$$\boxed{-\frac{dN}{dt} = \lambda N} \quad \longrightarrow \quad \boxed{N(t) = N_0 \exp(-\lambda t)}$$

Esta fórmula supone que no existe ningún mecanismo de repoblación del núcleo padre.

Definimos vida media (τ) como el valor promedio de tiempo necesario para que una población de N_0 núcleos radiactivos decaigan a un valor $1/e$ del número inicial.

$$\boxed{\frac{N(\tau)}{N_0} = \frac{1}{e} = 0.3679 = \exp(-\lambda \tau)}$$

Por lo tanto obtenemos

$$\boxed{\lambda \tau = 1; \quad \tau = \frac{1}{\lambda}}$$

La vida media representa el valor esperado del tiempo de desintegración de un núcleo.

Radioactividad

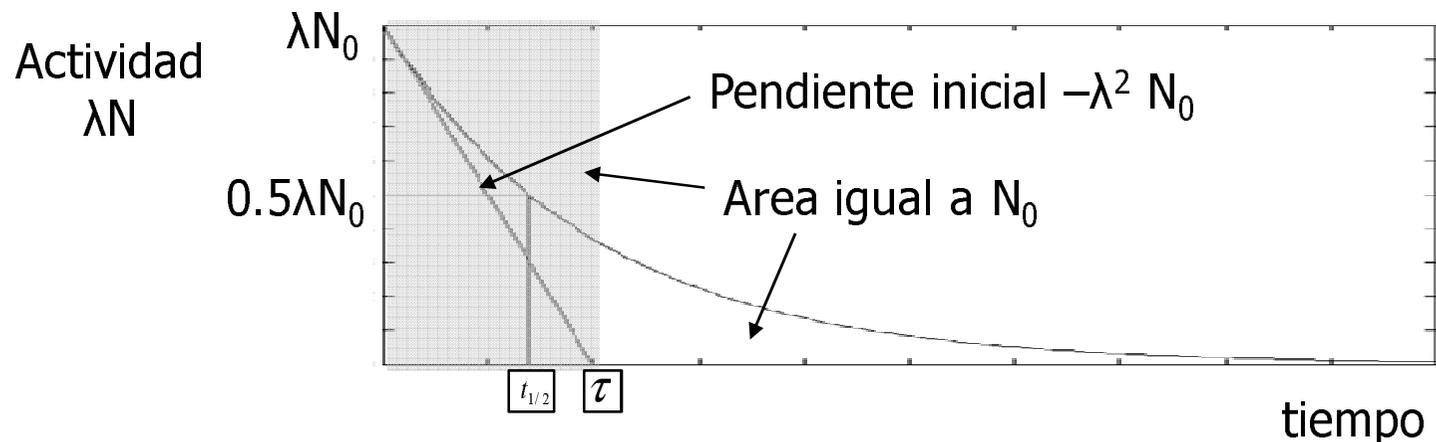
La actividad de un radioisótopo nos lleva una evolución temporal exponencial de su actividad asociada

$$\boxed{-\frac{dN}{dt} = \lambda N} \quad \longrightarrow \quad \boxed{\frac{d(\lambda N)}{dt} = \frac{d[\lambda N_0 \exp(-\lambda t)]}{dt} = -\lambda^2 N} \quad \boxed{A = \lambda N; \quad \frac{dA}{dt} = -\lambda A}$$

El período de semidesintegración $t_{1/2}$ se define como el tiempo necesario para que una población inicial de N_0 radioisótopos se reduzca a la mitad

$$\boxed{\frac{N(t_{1/2})}{N_0} = \frac{1}{2} = 0.5 = \exp(-\lambda t_{1/2})}$$

$$\boxed{\lambda t_{1/2} = \ln(2) = 0.6931; \quad t_{1/2} = \frac{0.6931}{\lambda} = 0.6931 \tau}$$



Radioactividad

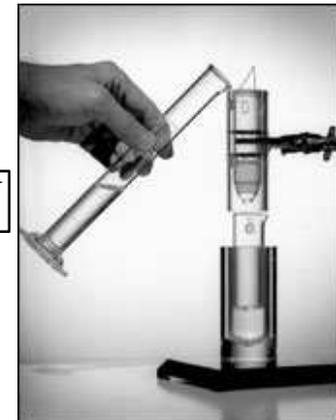
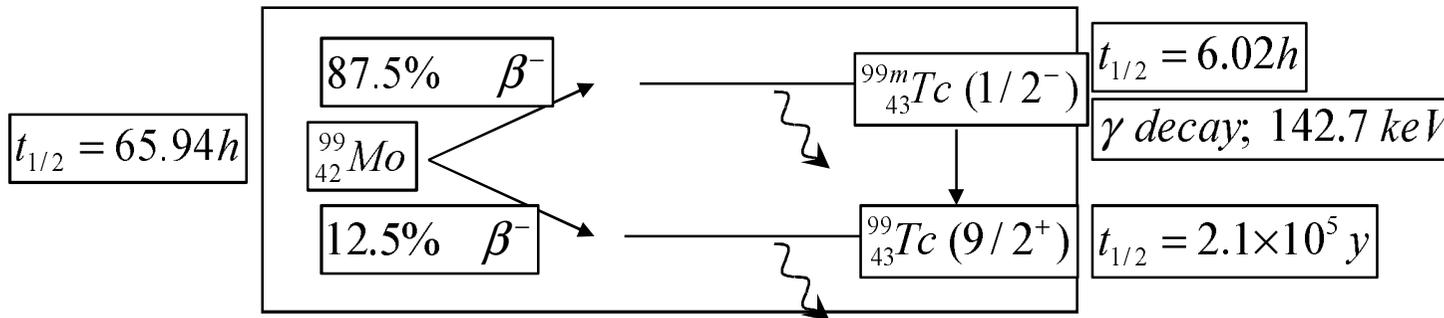
Constantes de desintegración parciales.

Un radioisótopo puede tener diferentes modos de desintegración a varios núcleos hijo. Entonces la constante de desintegración se puede escribir como suma de constantes de desintegración

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad \longrightarrow \quad \lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_4 + \dots$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \frac{1}{\tau_4} + \dots$$

A las ctes se λ_i denomina ctes de desintegración parciales.

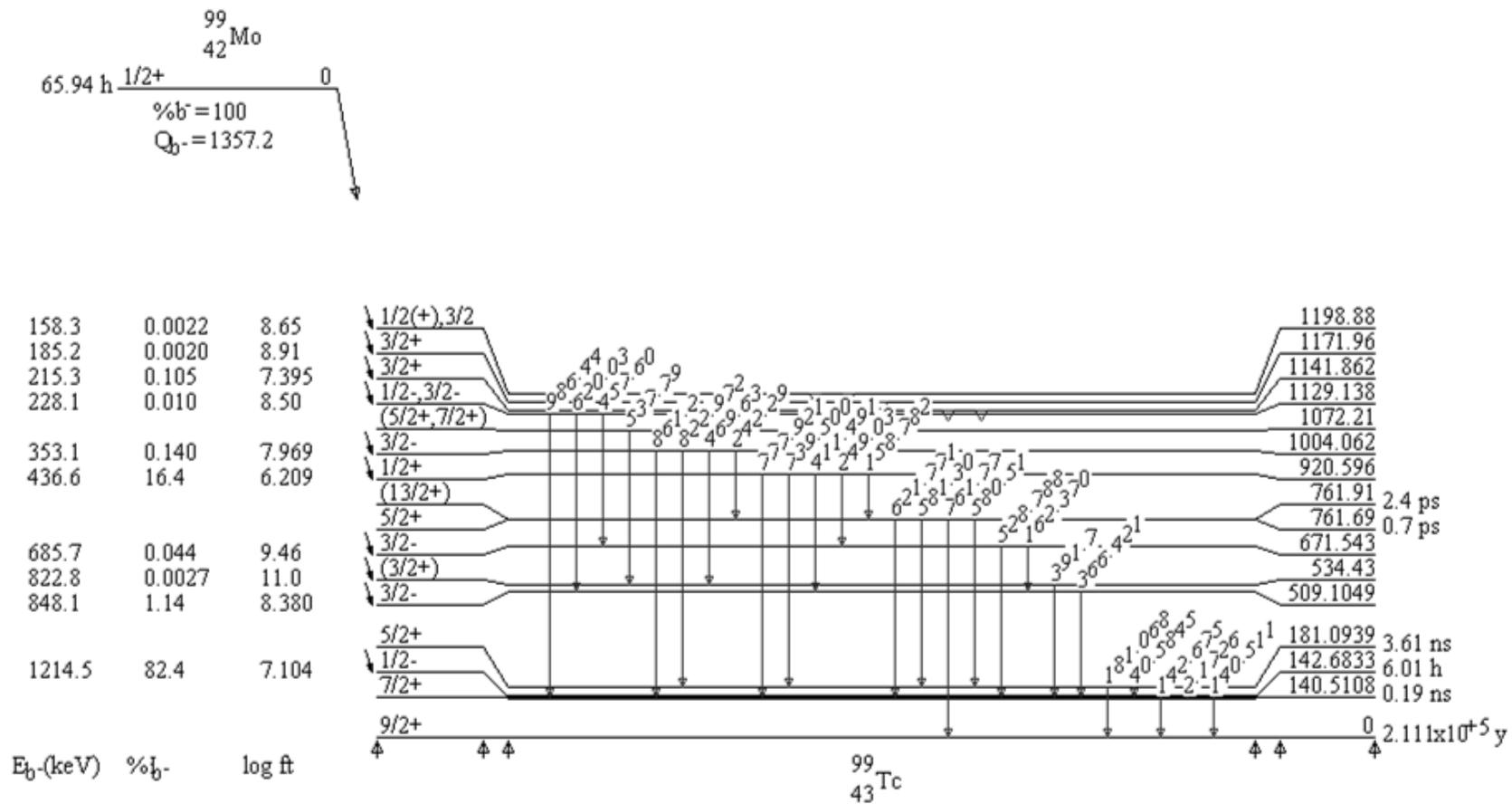


A los porcentajes de ramificación (86%, 14%) (branching ratios) se puede asociar el cálculo de las constantes de desintegración y período de semidesintegración

$$\lambda_1(^{99m}_{43}\text{Tc}) = \frac{0.693}{65.94h} \times 0.875$$

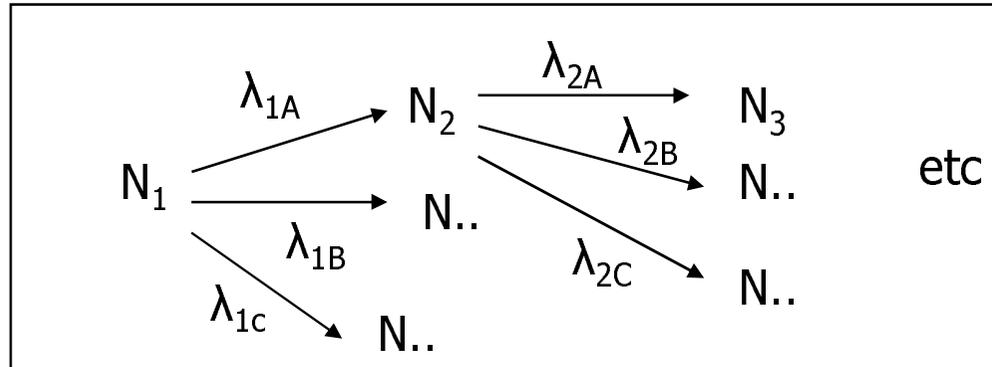
$$\lambda_2(^{99}_{43}\text{Tc}) = \frac{0.693}{65.94h} \times 0.125$$

Ejemplo de desintegración radiactiva del $^{99}_{42}\text{Mo}$



Radioactividad

Producción de radioisótopos. Núcleos hijo. Equilibrios padre-hijo



$$\lambda_1 = \lambda_{1A} + \lambda_{1B} + \lambda_{1C} + \dots$$

$$\lambda_2 = \lambda_{2A} + \lambda_{2B} + \lambda_{2C} + \dots$$

$$(1) \quad \frac{dN_2}{dt} = \lambda_{1A}N_1 - \lambda_2N_2$$

$$N_1 = (N_1)_0 e^{-\lambda_1 t}$$

Si consideramos que

$$N_2 = C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t}$$

Sustituyendo en la ecuación (1) con la condición

$$(N_2)_0 = 0$$

se obtiene

$$N_2 = (N_1)_0 \frac{\lambda_{1A}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

El cociente de actividades del padre frente al hijo será

$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{\lambda_{1A}}{\lambda_1} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t})$$

Si N_2 es el único modo de decaer

$$\frac{\lambda_{1A}}{\lambda_1} = 1$$

Radioactividad

Producción de radioisótopos. Núcleos hijo. Equilibrios padre-hijo
 En la relación de producción de un radioisótopo hijo la actividad alcanza un máximo cuando

$$\frac{d(\lambda_2 N_2)}{dt} = 0 = -\lambda_1 e^{-\lambda_1 t_m} + \lambda_2 e^{-\lambda_2 t_m}$$

De donde se obtiene el tiempo de máximo (obsérvese que es válido aunque $\lambda_2 < \lambda_1$)
 En el caso $\lambda_{1A} = \lambda_1$ entonces t_m coincide con el momento de igual actividad padre-hijo $\lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1$

$$t_m = \frac{\ln(\lambda_2 / \lambda_1)}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

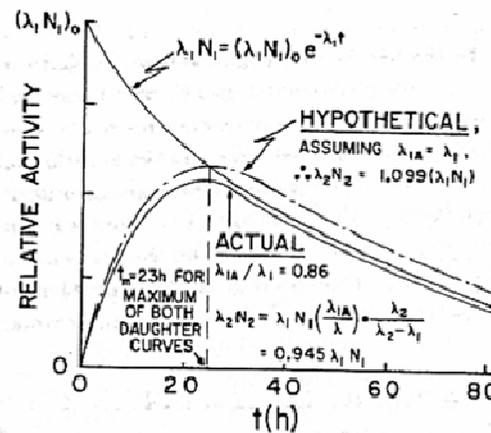


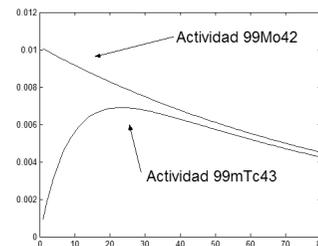
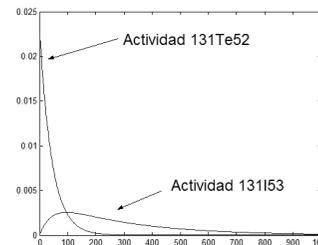
FIGURE 6.3. Example of transient equilibrium: Activity vs. time for ^{99}Mo as parent and $^{99\text{m}}\text{Tc}$ as daughter. $\lambda_1 = 0.0104 \text{ h}^{-1}$; $\lambda_2 = 0.115 \text{ h}^{-1}$, hence $\lambda_2 > \lambda_1$. The activity of ^{99}Mo is equal to $(\lambda_1 N_1)_0$ at $t = 0$, and $(\lambda_2 N_2)_0 = 0$ also. Both actual ($\lambda_{1A}/\lambda_1 = 0.86$) and hypothetical (assuming $\lambda_{1A}/\lambda_1 = 1$) curves of daughter activity are shown, the latter dashed.

Radioactividad

$$1) \lambda_2 < \lambda_1 \quad \frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{\lambda_{1A}}{\lambda_1} \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} (e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t} - 1)$$

El cociente de actividades crece indefinidamente con t (se cruzan!)

$$2) \lambda_1 < \lambda_2 \quad \frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{\lambda_{1A}}{\lambda_1} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t})$$



El cociente de actividades tiende a un valor límite para $t \gg t_m$

$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} \approx \frac{\lambda_{1A}}{\lambda_1} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

La situación se conoce como equilibrio transitorio, ya que la actividad del hijo disminuye en una proporción fija con la actividad del padre. Cuando la actividad de padre e hijo son iguales esto se conoce como equilibrio secular. En nuestro caso se da si

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_{1A}} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

$$3) \lambda_1 = \lambda_{1A} \text{ y } \lambda_1 \ll \lambda_2$$

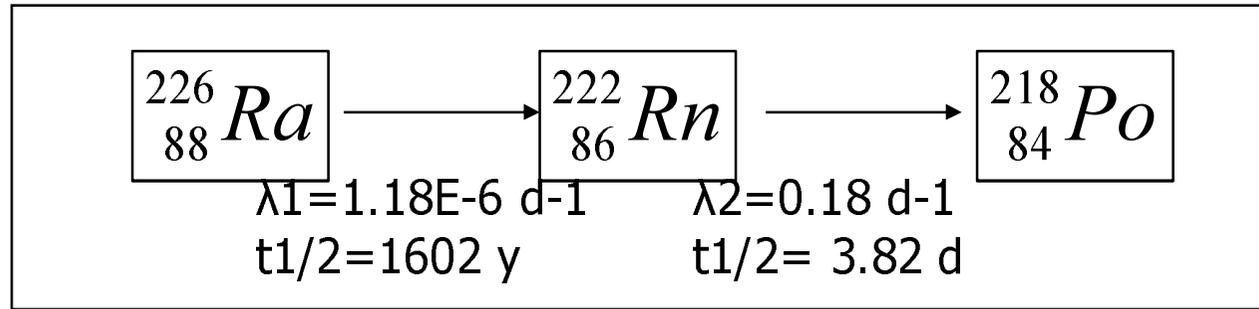
Entonces para tiempos grandes $t \gg 1/\lambda_2$ el cociente de actividades

$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} \approx \frac{\lambda_{1A}}{\lambda_1} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \approx 1$$

Equilibrio secular

Radioactividad

Ejemplo de equilibrio secular



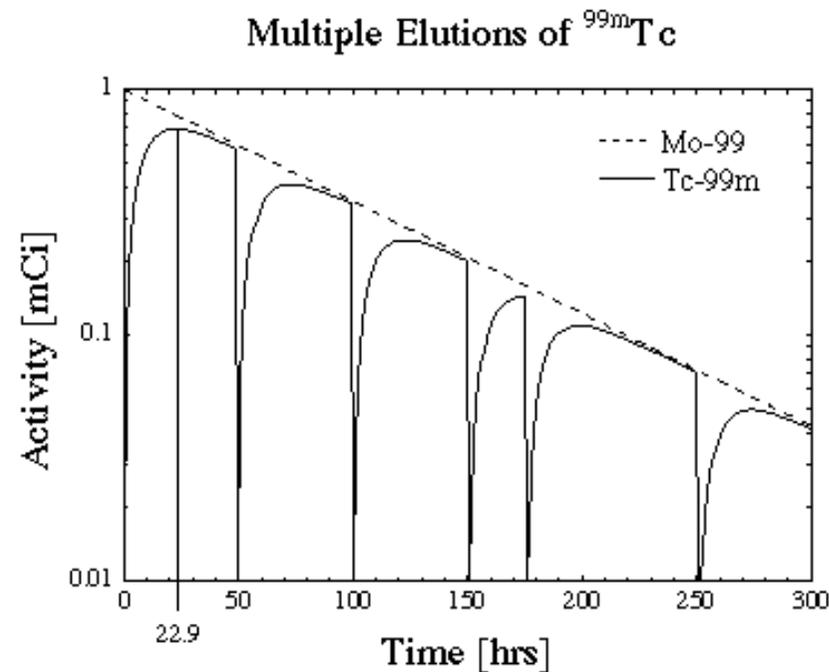
La actividad tiende a una constante de modo que

$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_1} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = 1.000007$$

La actividad debida a la desintegración de radón estará asociada a la actividad debida al radio en proporción de igualdad.

Radioactividad

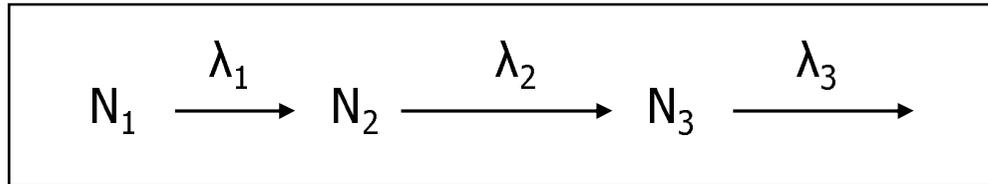
En la práctica en un generador las extracciones producen la supresión de la actividad del radioisótopo hijo. En el caso del Tc^{99} podemos observar cómo la actividad del hijo tiende a recuperar el equilibrio transitorio con la actividad del Mo^{99}



$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{\lambda_{1A}}{\lambda_1} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)(t - t_{ex})})$$

Radioactividad

Si consideramos una reacción en cadena de desintegración (single daughter)



Las ecuaciones diferenciales para cada población N_i serán

$$\frac{dN_i}{dt} = \lambda_{i-1} N_{i-1} - \lambda_i N_i \quad i = 1, 2, 3, \dots$$

Si consideramos que en el instante inicial sólo existe el radioisótopo N_1 , una solución general está dada por las ecuaciones de Bateman, donde la actividad del isótopo i -ésimo está caracterizada por las constantes de desintegración de sus predecesores

$$\lambda_i N_i = N_1(t=0) \times \sum_{m=1}^i C_m e^{-\lambda_m t}$$

$$C_m = \frac{\prod_{k=1}^i \lambda_k}{\prod_{\substack{k=1 \\ k \neq m}}^i (\lambda_k - \lambda_m)} = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_i}{(\lambda_1 - \lambda_m)(\lambda_2 - \lambda_m) \dots (\lambda_i - \lambda_m)}$$

Donde es posible el equilibrio secular cuando

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_i N_i$$

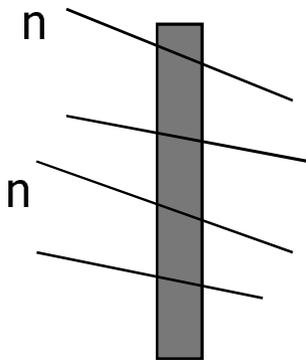
Radioactividad

Radiactividad inducida por reacciones nucleares.

Uno de los procesos relevantes en la aparición de actividad es la activación por interacción nuclear (i.e. bombardeo de neutrones). Las reacciones nucleares pueden tener lugar en cualquier fuente de radiación EM cuando $E > 10$ MeV. Los neutrones de baja energía $E < 1$ eV son una de las fuentes más relevantes de producción de fragmentos nucleares o radioisótopos radiactivos.

Sea N_t el número total de átomos presentes en una muestra irradiada. (Donde m es la masa de la muestra correspondiente a los átomos de interés y P_{at} es el peso molar de estos átomos)

$$N_t = \frac{m \cdot N_{Av}}{P_{at}}$$



Sea Φ la densidad de flujo de radiación en la muestra ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) y sea la sección eficaz σ de producción de radiosótopos (cm^2/atomo)

$$\frac{dN_{act}}{dt} = \phi N_t \sigma$$

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

Radioactividad

La cantidad de radioisótopo que obtenemos es

$$\frac{dN_{act}}{dt} = \phi N_t \sigma - \lambda N_{act}$$

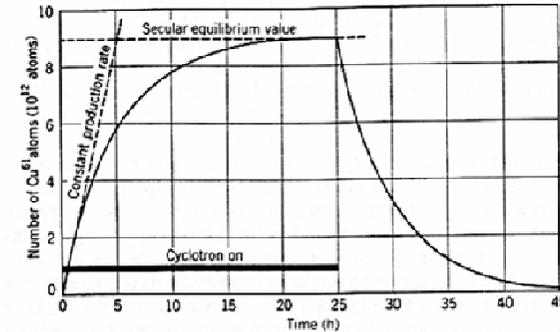


Figure 6.5 A plot of the number of radioactive ^{63}Cu atoms present in a Ni target at various times during and after bombardment with deuterons in a cyclotron.

La resolución de esta ecuación diferencial nos lleva a una evolución temporal (suponiendo que $N_{act}=0$ en $t=0$)

$$N_{act} = \frac{\phi N_t \sigma}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$$

Para $t \gg 1/\lambda$ tendremos que la actividad tiende a (equilibrio secular). El tiempo de saturación no depende de Φ !!

$$\lambda N_{act} = \phi N_t \sigma$$

Si se puede calibrar la sección eficaz de producción sería posible obtener la densidad de flujo.

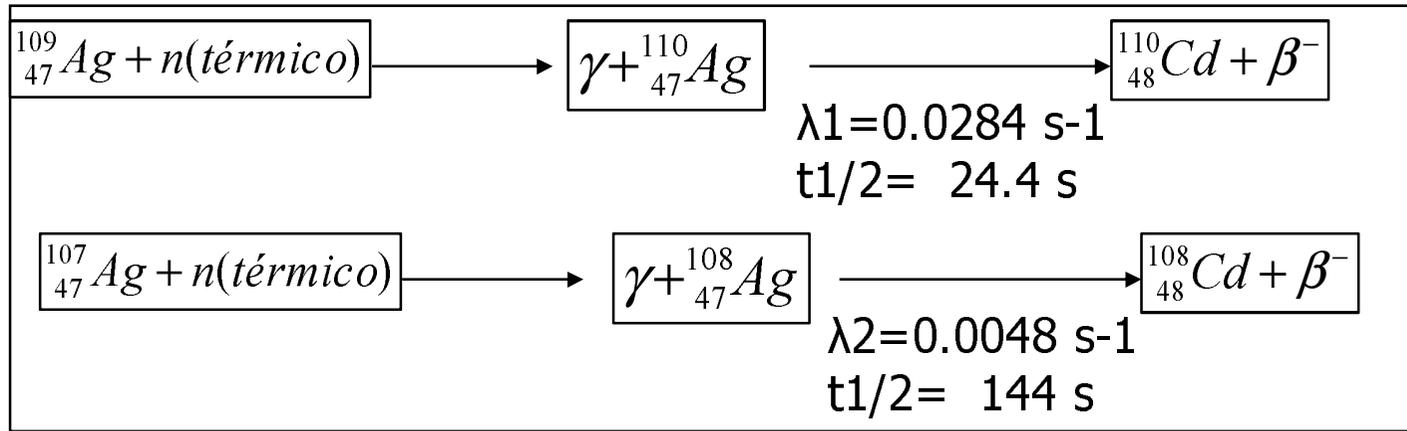
$$\phi = \frac{\lambda N_{act}}{N_t \sigma}$$

Para tiempos $t \ll t_{1/2}$ la actividad crece de modo lineal

$$\lambda N_{act} = \lambda \phi N_t \sigma t$$

Radioactividad

Ejemplo de medida de flujo de neutrones térmicos. Consideremos los isótopos de plata siguientes



La abundancia isotópica de ^{109}Ag es aproximadamente igual a ^{107}Ag , pero la sección eficaz de captura neutrónica por ^{109}Ag es cinco veces mayor que ^{107}Ag . La actividad beta de una lámina de plata es proporcional a la fluencia neutrónica que lo haya atravesado (tiempo? > 5 vidas medias)

510 A MICROCOMPUTER-BASED PORTABLE RADIATION SURVEY INSTRUMENT

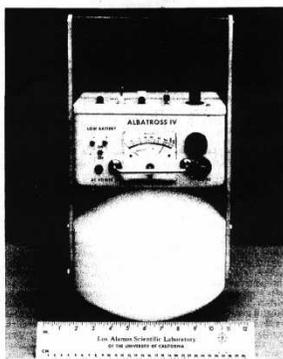
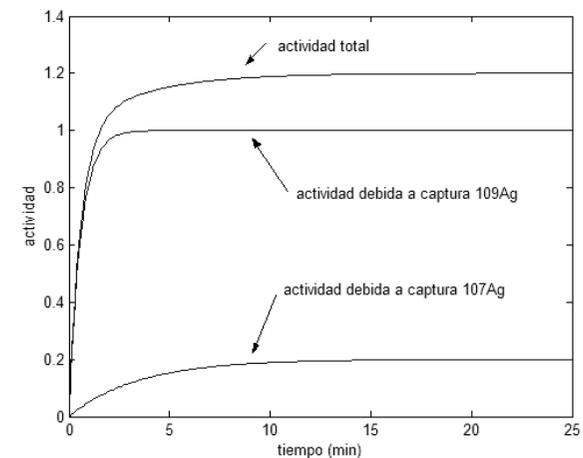
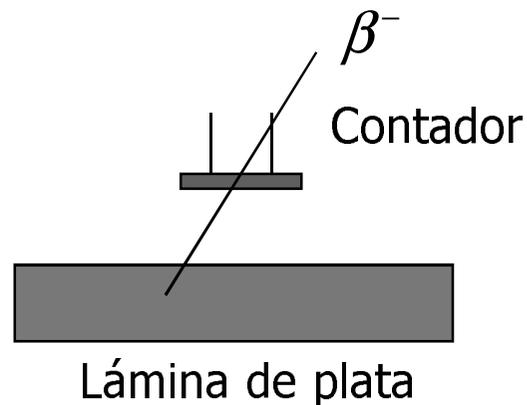


FIG. 1. Front view of Albatross IV pulsed neutron survey instrument.

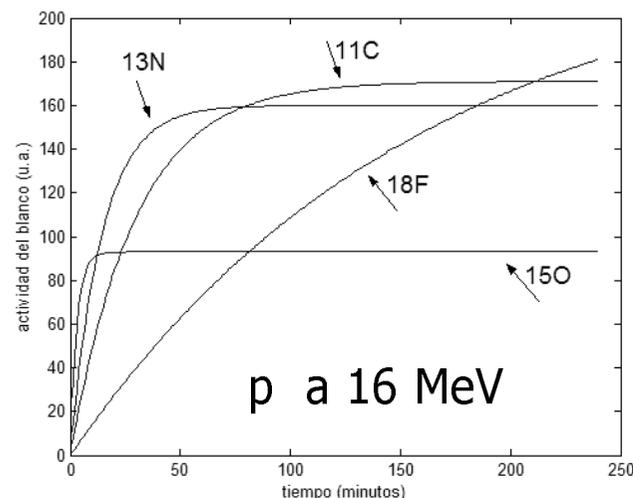


Radioactividad

Ejemplo. Producción de radioisótopos en un ciclotrón por bombardeo.

Tabla 1.3: Actividades de saturación (mCi/ μ A) de los emisores de positrones mediante diferentes reacciones nucleares (6).

Radionúclido	Reacción nuclear	Protones		Deuterones	
		8 MeV	16 MeV	8 MeV	10 MeV
Carbono-11	$^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$	40	171	--	--
	$^{10}\text{B}(d,n)^{11}\text{C}$	--	--	43	53
	$^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$	79	302	--	--
Nitrógeno-13	$^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$	76	160	--	--
	$^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$	<1	45	--	--
	$^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$	--	--	45	65
Oxígeno-15	$^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$	47	93	--	--
	$^{14}\text{N}(d,n)^{15}\text{O}$	--	--	50	72
Fluor-18	$^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$	110	232	--	--
	$^{20}\text{Ne}(d,\alpha)^{18}\text{F}$	--	--	51	69



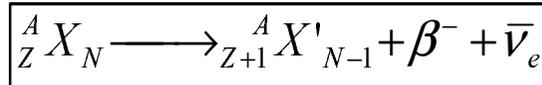
El tiempo para obtener la saturación en la producción equivaldría a 5 a 6 períodos de semidesintegración. En general sólo es rentable llegar a la saturación para los isótopos de vida corta.

Tabla 1.1: Propiedades de los radionúclidos más comunes utilizados la PET.

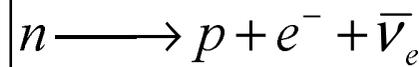
Isótopo	$T_{1/2}$ (minutos)	Descendiente
^{11}C	20,4	^{11}B
^{13}N	9,97	^{13}C
^{15}O	2,07	^{15}N
^{18}F	109,7	^{18}O

Radioactividad

Desintegración beta: se trata de un proceso de transmutación nuclear de modo que



El proceso elemental implicado es



Debido a la baja sección eficaz electrodébil, los neutrinos y antineutrinos son prácticamente indetectables. En general la energía de retroceso del núcleo resultante suele estar por debajo del umbral de ionización. El proceso se caracteriza por un balance de energía Q

$$Q = (m_{inicial} - m_{final})c^2 = T_{final} - T_{inicial}$$

- El espectro del e⁻ es continuo debido a la energía que se lleva el neutrino. La energía media típica del electrón es 0.3-0.4 de E_{max}
- Si el canal de desintegración puede dar lugar a diferentes niveles del núcleo final, el espectro beta será una suma de espectros con diferentes energías máximas.
- Si la transición ocurre entre estados excitados de los núcleos entonces el valor de Q variará de acuerdo a la diferencia de energía de los estados excitados.

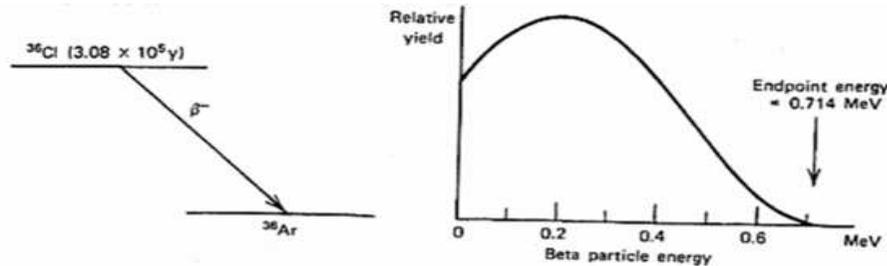


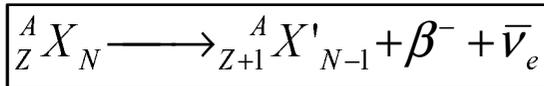
Figure 1.1 The decay scheme of ³⁶Cl and the resulting beta particle energy distribution.

Table 1.1 Some "Pure" Beta-Minus Sources		
Nuclide	Half-Life	Endpoint Energy (MeV)
³ H	12.26 y	0.0186
¹⁴ C	5730 y	0.156
³² P	14.28 d	1.710
³³ P	24.4 d	0.248
³⁵ S	87.9 d	0.167
³⁶ Cl	3.08 × 10 ⁵ y	0.714
⁴⁵ Ca	165 d	0.252
⁶³ Ni	92 y	0.067
⁹⁰ Sr/ ⁹⁰ Y	27.7 y/64 h	0.546/2.27
⁹⁹ Tc	2.12 × 10 ⁵ y	0.292
¹⁴⁷ Pm	2.62 y	0.224
²⁰⁴ Tl	3.81 y	0.766

Data from Lederer and Shirley.¹

Radioactividad

Desintegración beta: el balance energético vendrá dado por



$$Q_{\beta^-} = [m_N({}^A_Z X) - m_N({}^A_{Z+1} X') - m_e] c^2$$

En este balance consideramos al neutrino sin masa. Los valores de m_N se refieren a las masas de núcleos desnudos. Se pueden convertir a las masas atómicas considerando

$$m({}^A X) c^2 = m_N({}^A X) c^2 + Z m_e c^2 - \sum_{i=1}^Z B_i$$

Con lo cual obtendremos que el balance de energías

$$Q_{\beta^-} = [m({}^A X) - Z m_e] c^2 - [m({}^A X') - (Z+1) m_e] c^2 - m_e c^2 + \left[\sum_{i=1}^Z B_i - \sum_{i=1}^{Z+1} B_i \right]$$

Las masas de los electrones se cancelan. Si despreciamos las energías de ligadura de los electrones

$$Q_{\beta^-} = [m({}^A X) - m({}^A X')] c^2$$

Las energías cinéticas máximas del electrón y neutrino

$$Q_{\beta^-} = T_e + E_\nu$$

$$(T_e)_{\max} = (E_\nu)_{\max} = Q_{\beta^-}$$

Radioactividad

Consideremos el ejemplo de ^{210}Bi

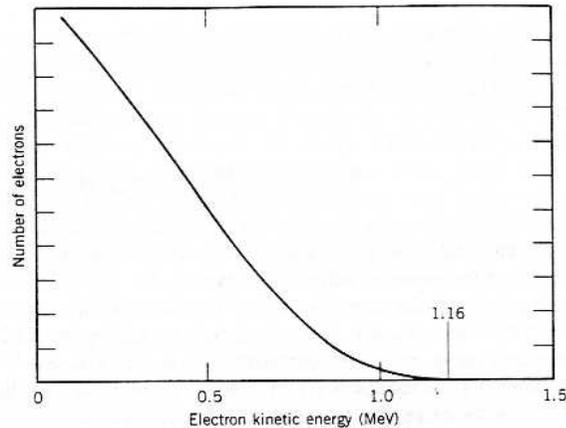
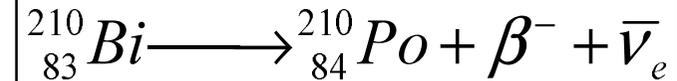


Figure 9.1 The continuous electron distribution from the β decay of ^{210}Bi (also called RaE in the literature).

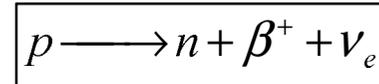
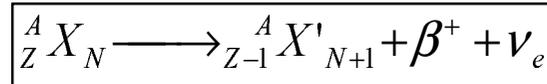


$$\begin{aligned} Q_{\beta^{-}} &= [m({}^{210}\text{Bi}) - m({}^{210}\text{Po})]c^2 = \\ &= [209.984095u - 209.982848u](931.502\text{MeV}/u) = \\ &= 1.161\text{MeV} \end{aligned}$$

- La mayor parte de los radioisótopos estables bombardeados con neutrones térmicos dan lugar a radioisótopos beta activos.
- Por tanto muchos radionúclidos beta se producen por bombardeo en aceleradores o reactores nucleares.
- En la mayoría de las desintegraciones beta se pueblan estados excitados de los núcleos hijo, y por tanto van acompañados de la emisión gamma.
- Hay un número más limitado de emisores beta que se desintegran en estados fundamentales del núcleo final (ver tabla). Estos emisores se conocen como "emisores beta puros".

Radioactividad

Desintegración beta: dentro de la desintegración beta se suelen incluir los procesos de emisión e+ y captura electrónica. En el caso de emisión de positrón



El balance energético del proceso es similar a la emisión de un electrón

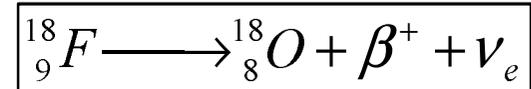
$$\boxed{Q_{\beta^+} = [m_N({}_Z^A X) - m_N({}_{Z-1}^A X') - m_e]c^2}$$

$$\boxed{Q_{\beta^+} = [m({}^A X) - Zm_e]c^2 - [m({}^A X') - (Z-1)m_e]c^2 - m_e c^2 + \left[\sum_{i=1}^Z B_i - \sum_{i=1}^{Z-1} B_i \right]}$$

$$\boxed{Q_{\beta^+} = [m({}^A X) - m({}^A X') - 2m_e]c^2}$$

Obsérvese que aquí no se cancelan las masas de los electrones

Ejemplo del fluor18 (PET) (producción ${}^{18}\text{O}(p,n){}^{18}\text{F}$)



$$\boxed{Q_{\beta^+} = [m({}^{18}\text{F}) - m({}^{18}\text{O}) - 2m_e]c^2 = (18.000937u - 17.999160u)(931.502\text{MeV}/u) - 2 \cdot 0.511\text{MeV}}$$

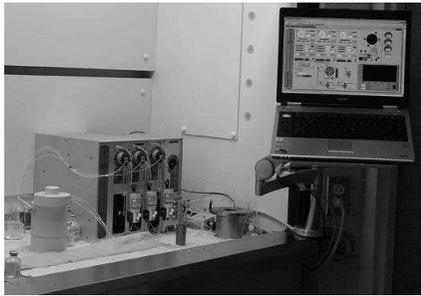
$$\boxed{Q_{\beta^+} = 0.633\text{MeV}}$$



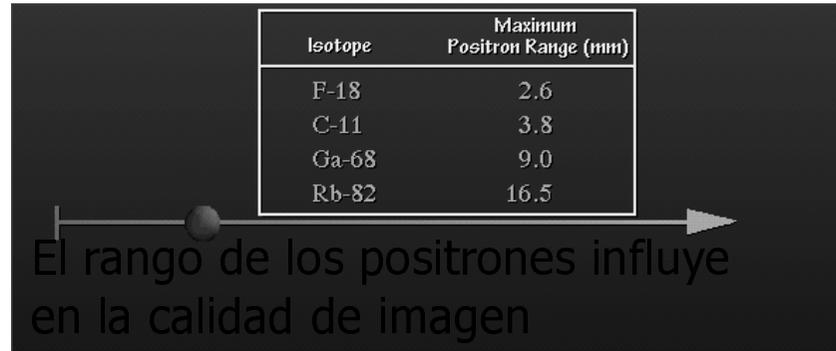
Rango del positrón en el paciente

Radioactividad

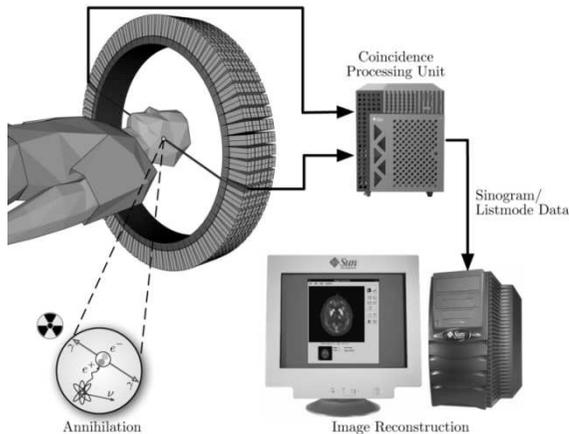
La emisión de beta+ es uno de los procesos de mayor crecimiento en el uso diagnóstico clínico -> Tomografía por Emisión de Positrón. Se producen dos fotones gamma de 511keV con momentos opuestos.



Módulo de síntesis
De FDG



15 min (5/06)
10.5 mCi, 104 min pi
3 min/bed, 5 beds
3i / 8s; 6f



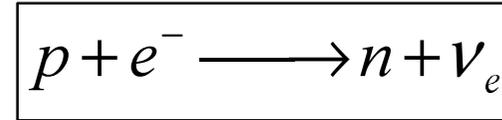
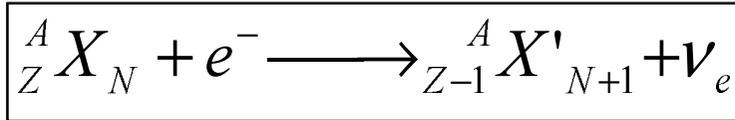
Sistema basado en la coincidencia temporal de dos detectores de radiación gamma

<http://www.crump.ucla.edu/lpp/lpphome.html>

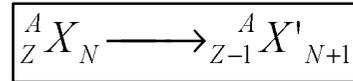
Let's play pet

Radioactividad

Captura electrónica: proceso de captura de un electrón de una capa interna del átomo por el núcleo



El proceso de captura electrónica al igual que la emisión de positrón da lugar a una transmutación



Al no haber un electrón en el estado final se emite un neutrino monoenergético (despreciando el recoil) cuya energía es igual a la diferencia de energía entre los átomos inicial y final. Si el electrón capturado corresponde a la capa n-ésima (n=K,L,...) el valor de Q es

$$\boxed{Q_{CE} = [m({}^A X) - m({}^A X')]c^2 - B_n}$$

Al quedar una vacante en una capa interna (i.e. capa K) el átomo resultante estará en un estado excitado (inmediatamente después de la captura su masa es mayor que la del átomo en estado fundamental). Esta vacante se completa mediante una (o varias) transición atómica con la emisión de rayos X característicos.

Radioactividad

Si el núcleo del átomo final de una desintegración estuviera en un estado excitado, tendríamos que ajustar el balance energético de la reacción de CE.

$$Q_{excitado} = Q_{fundamental} - E_{ex}$$

Aunque el núcleo final del proceso CE y emisión de positrón es el mismo el balance energético puede hacer que el último no sea posible (todo decay debe tener $Q > 0$)

$$Q_{CE} - Q_{\beta^+} \approx 2m_e c^2$$

Para que se produzca emisión de positrón debe cumplirse que al menos la diferencia de masas de ambos átomos sea mayor que $2m_e c^2$ (1.022 MeV). Por tanto energéticamente

$$Q_{\beta^+} > 0 \longrightarrow Q_{CE} > 0$$

El recíproco no es cierto en general (i.e. puede haber decay con $Q_{ce} > 0$ pero $Q_{\beta^+} < 0$)

Table 9.1 Typical β -Decay Processes

Decay	Type	Q (MeV)	$t_{1/2}$
$^{23}\text{Ne} \rightarrow ^{23}\text{Na} + e^- + \bar{\nu}$	β^-	4.38	38 s
$^{99}\text{Tc} \rightarrow ^{99}\text{Ru} + e^- + \bar{\nu}$	β^-	0.29	2.1×10^5 y
$^{25}\text{Al} \rightarrow ^{25}\text{Mg} + e^+ + \nu$	β^+	3.26	7.2 s
$^{124}\text{I} \rightarrow ^{124}\text{Te} + e^+ + \nu$	β^+	2.14	4.2 d
$^{15}\text{O} + e^- \rightarrow ^{15}\text{N} + \nu$	ϵ	2.75	1.22 s
$^{41}\text{Ca} + e^- \rightarrow ^{41}\text{K} + \nu$	ϵ	0.43	1.0×10^5 y

Radioactividad

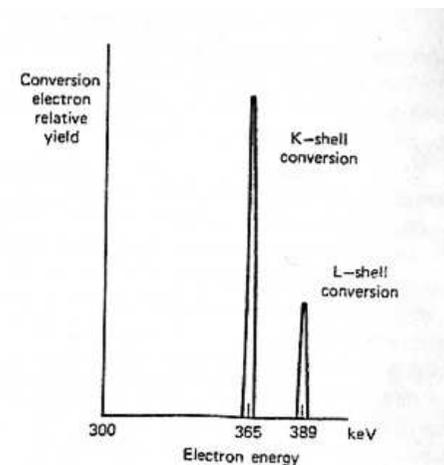
Conversión interna: Se produce cuando un núcleo en un estado excitado (normalmente proveniente de una desintegración beta) transfiere su energía de excitación directamente a un electrón de una capa interna. (El proceso de desexcitación mediante gamma está suprimido). A diferencia de la emisión beta, en la conversión interna el electrón emitido ya preexistía en el átomo.

El resultado es que, frente a un espectro continuo de energía para los electrones en decaimiento beta, la conversión interna produce la emisión de electrones de conversión prácticamente monoenergéticos.

$$E_e = E_{ex} - E_b$$

Siendo E_b la energía de ligadura del electrón de conversión. Puede producirse la conversión para varios niveles atómicos dando lugar a electrones de distintas energías discretas

Espectro de energía para electrones de conversión interna de la desexcitación de ^{113m}In a ^{113}In (393 keV)



Radioactividad

Conversión interna: se trata de una de las pocas fuentes de laboratorio con electrones monoenergéticos en el rango desde las decenas de keV hasta los MeV.

Table 1.2 Some Common Conversion Electron Sources

Parent Nuclide	Parent Half-Life	Decay Mode	Decay Product	Transition Energy of Decay Product (keV)	Conversion Electron Energy (keV)
^{109}Cd	453 d	EC	$^{109\text{m}}\text{Ag}$	88	62 84
^{113}Sn	115 d	EC	$^{113\text{m}}\text{In}$	393	365 389
^{137}Cs	30.2 y	β^-	$^{137\text{m}}\text{Ba}$	662	624 656
^{139}Ce	137 d	EC	$^{139\text{m}}\text{La}$	166	126 159
^{207}Bi	38 y	EC	$^{207\text{m}}\text{Pb}$	$\left\{ \begin{array}{l} 570 \\ 1064 \end{array} \right.$	482 554 976 1048

Data from Lederer and Shirley.¹

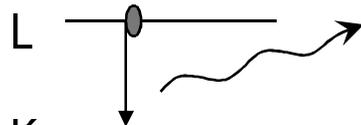
El espectro energético puede ser más complejo si se hayan involucrados varios estados excitados nucleares. Si el núcleo que genera la conversión proviene de una desintegración beta, el espectro discreto puede estar superpuesto sobre el espectro continuo beta.

Radioactividad

Fluorescencia de rayos X y efecto Auger : cuando se genera una vacante electrónica (efecto fotoeléctrico, conversión interna, captura electrónica,...) en una capa interna del átomo (K,L) existen diferentes modos de desexcitación.

M —————

Se puede emitir radiación EM (rayos x característicos)
(i.e. vacante capa K transición L → K)



$$h\nu_k = (E_b)_K - (E_b)_L$$

K

O bien se puede usar para la emisión directa de un electrón de una capa interna (i.e. M)

M —————

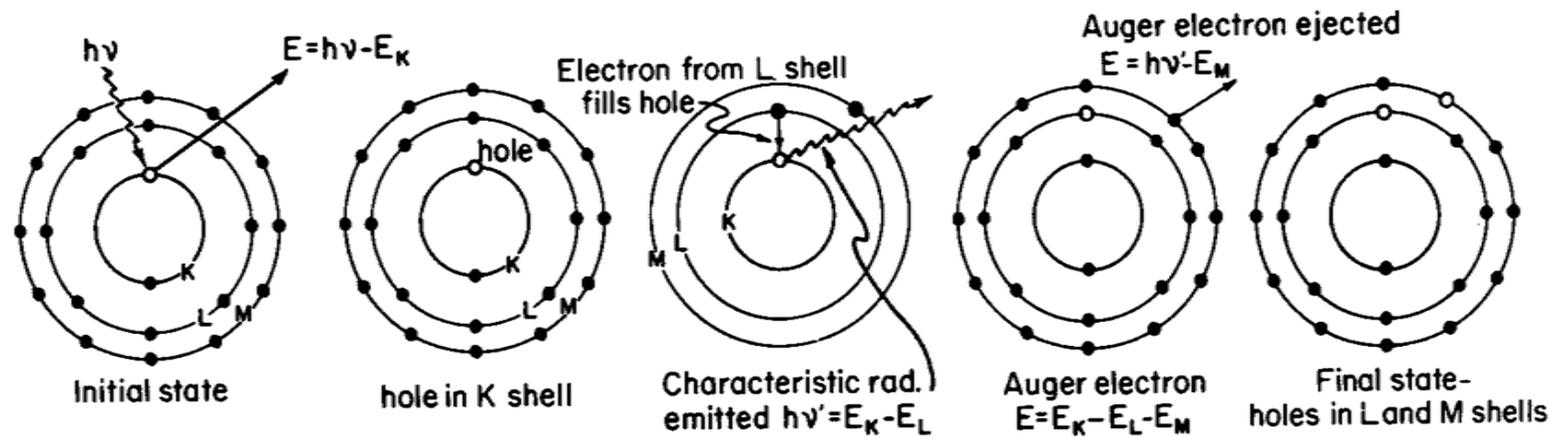
$$T_e = (E_b)_K - (E_b)_L - (E_b)_M$$

L —————

K —————

- El efecto Auger no debe ser confundido con el efecto fotoeléctrico. Se trata de un mecanismo por el que el átomo puede disponer de parte de la energía de ligadura de un nivel E_b que no haya sido convertida en radiación X.
- Puede ser un efecto en cascada (i.e. haber sucesivas emisiones de electrones con las transiciones de niveles atómicos que llenan las vacantes)
- El resultado puede ser un ión con carga positiva múltiple

Radioactividad



Ejemplo de la reordenación de los niveles atómicos subsiguiente a la emisión de un fotoelectrón que incluye efecto Auger. En este caso se dice que el electrón Auger es KLM debido a las tres capas implicadas.

Radioactividad

Fluorescencia de rayos X y efecto Auger : los efectos de fluorescencia y emisión Auger compiten en los procesos de desexcitación atómica.

Definimos el fluorescent yield como la probabilidad de emisión de radiación X acompañando a los procesos de llenado de vacantes (K,L)

$$\text{Fluorescent yield} = \frac{\text{emisión de radiación X}}{\text{no. total de desexcitaciones}}$$

- La probabilidad de emisión de rayos X de fluorescencia aumenta con Z (ver gráfica)
- Para elementos ligeros es muy probable la emisión de electrones Auger
- Para elementos pesados el modo de desexcitación dominante es la emisión de radiación EM.
- P_k representa la fracción de todos los procesos fotoeléctricos que ocurren con $h\nu > (E_b)_K$ que producen una vacante en la capa K.

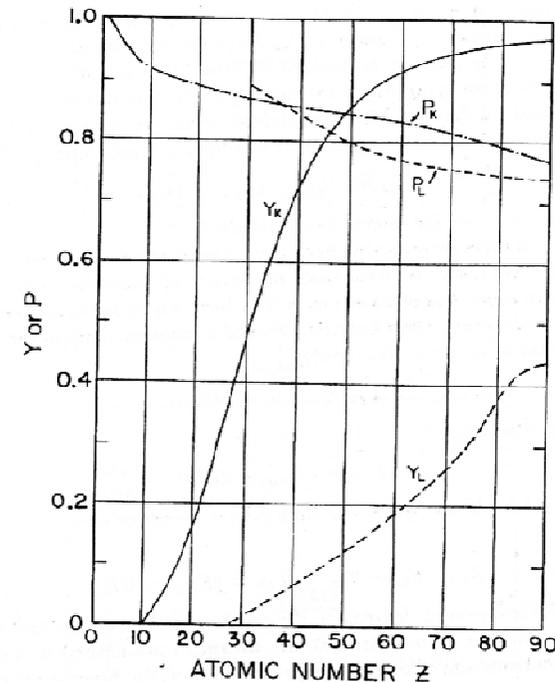
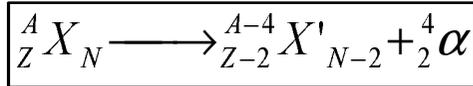


FIGURE 7.14. Fluorescence yield ($Y_{K,L}$) and fractional participation in the photoelectric effect ($P_{K,L}$) by K- and L-shell electrons (see text). P_K and P_L was calculated from tables of Hubbell (1969) and McMaster et al. (1969); Y_K from Lederer and Shirley (1979); and Y_L from Burhop (1952).

Radioactividad

Fuentes de partículas cargadas pesadas: desintegración alfa (efecto de balance entre Coulomb y la fuerza nuclear. Penetración de barrera)



$$\boxed{Q_\alpha = [m_N({}_Z^A X) - m_N({}_{Z-2}^{A-4} X') - m_\alpha] c^2}$$

El balance de energías puede ser calculado en base a las masas atómicas

$$\boxed{Q_\alpha \approx [m({}^A X) - m({}^{A-4} X') - m({}^4 He)] c^2}$$

La energía total disponible se reparte en la energía cinética del núcleo resultante y de la partícula alfa (supuesto el núcleo padre en reposo)

$$\boxed{Q_\alpha = T_{X'} + T_\alpha}$$

Si consideramos la conservación de momento y energía, y además suponemos el límite no relativista

$$\boxed{\vec{p}_\alpha = \vec{p}_{X'}} \quad \boxed{T_{X'} = \frac{(p_{X'})^2}{2m_{X'}}; \quad T_\alpha = \frac{(p_\alpha)^2}{2m_\alpha}} \quad \longrightarrow \quad \boxed{T_\alpha = T_{X'} \frac{m_{X'}}{m_\alpha}}$$

La energía cinética disponible se obtiene como

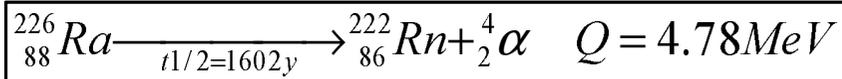
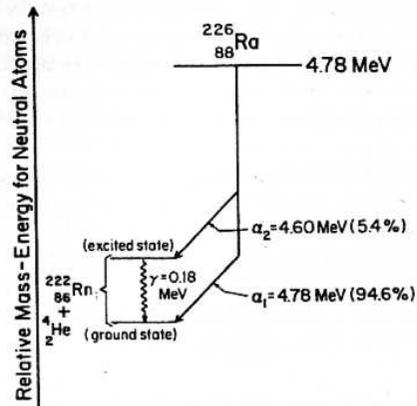
$$\boxed{T_\alpha = \frac{Q_\alpha}{1 + \frac{m_\alpha}{m_{X'}}}} \quad \longrightarrow \quad \boxed{T_\alpha = Q_\alpha \left(1 - \frac{4}{A}\right)}$$

A alto

Radioactividad

Fuentes de partículas cargadas pesadas: desintegración alfa

En la mayor parte de las desintegraciones alfa habrá varios niveles implicados y por ello tendremos diferentes energías (i.e. ^{238}Pu). En la práctica cada una de estas transiciones da lugar a un alfa casi monoenergético. Típicamente la partícula alfa suele llevarse la mayoría de la energía cinética en el estado final (o. 98%)



En el caso del ^{226}Ra existen dos rutas que disponen de una energía total de 4.78 MeV. La partícula alfa se lleva 4.7 MeV y el núcleo resultante 0.08 MeV. En un 5.4% de los casos se obtiene un estado excitado de ^{222}Rn con la emisión de un fotón de 0.18 MeV (i.e. el canal alfa dispone de hasta 4.6 MeV)

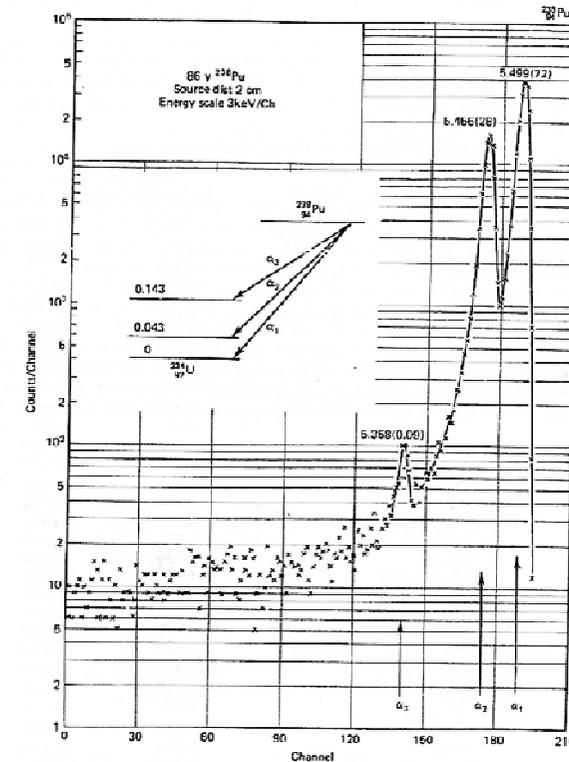


Figure 1.3 Alpha particle groups produced in the decay of ^{238}Pu . The pulse height spectrum shows the three groups as measured by a silicon surface barrier detector. Each peak is identified by its energy in MeV and percent abundance (in parentheses). The insert shows the decay scheme, with energy levels in the product nucleus labeled in MeV. (Spectrum from Chanda and Dcal.)

Normalmente después de su emisión la partícula alfa toma electrones de su entorno y se convierte en un átomo neutro.

La energía cinética representa sólo 0.1% de la diferencia de masa entre núcleos... la partícula alfa es muy pesada!!

Radioactividad

Fuentes de partículas cargadas pesadas: desintegración alfa

El balance energético típico de una desintegración alfa se sitúa entorno a los 5 MeV (ver figura) con un comportamiento anómalo entorno a A=212

En los comienzos de la Física Nuclear se dieron cuenta que los emisores de partículas alfa con energías de 10 MeV tenían vidas medias muy cortas!!

$$^{218}\text{Th}; \quad t_{1/2} = 1.0 \times 10^{-7} \text{ s}; \quad Q = 9.85 \text{ MeV}$$

Mientras que los emisores de partículas alfa con energías de alrededor de 5 MeV tenían vidas medias muy largas!!

$$^{232}\text{Th}; \quad t_{1/2} = 1.4 \times 10^{10} \text{ y}; \quad Q = 4.08 \text{ MeV}$$

Geiger y Nuttal (1911)

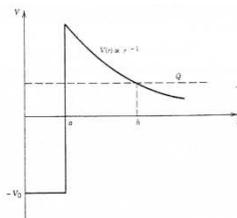


Figure 8.3 Relative potential energy of α -particle, daughter-nucleus system as a function of their separation. Inside the nuclear surface at $r = a$, the potential is represented as a square well; beyond the surface, only the Coulomb repulsion operates. The α particle tunnels through the Coulomb barrier from a to b .

$t_{1/2}$, barrera de Potencial

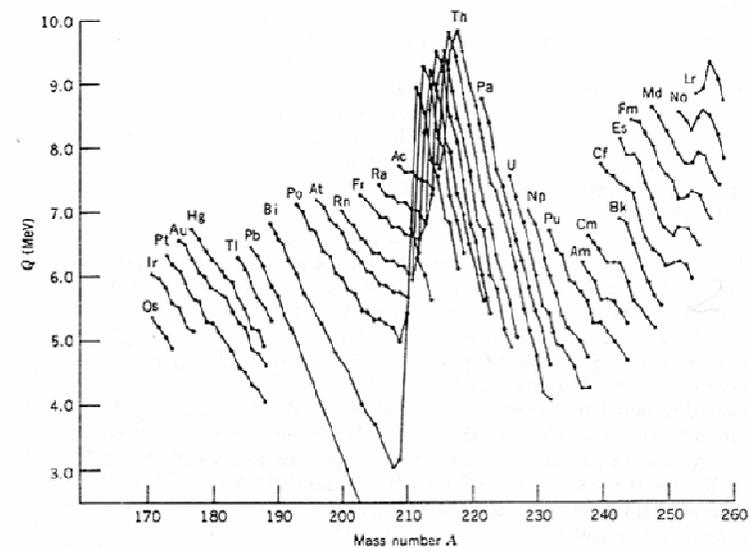


Figure 8.2 Energy released in α decay for various isotopic sequences of heavy nuclei. In contrast to Figure 8.1, both odd- A and even- A isotopes are shown, and a small amount of odd-even staggering can be seen. The effects of the shell closures at $N = 126$ (large dip in data) and $Z = 82$ (larger than average spacing between Po, Bi, and Pb sequences) are apparent.

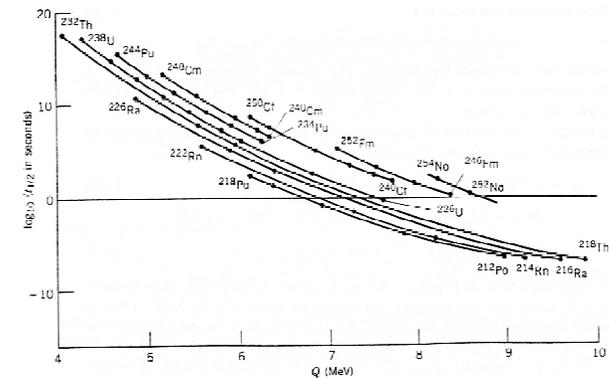


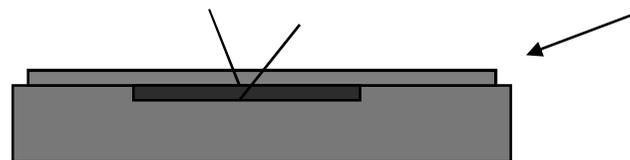
Figure 8.1 The inverse relationship between α -decay half-life and decay energy, called the Geiger-Nuttall rule. Only even- Z , even- N nuclei are shown. The solid lines connect the data points.

Radioactividad

Fuentes de partículas cargadas pesadas: desintegración alfa

Desde un punto de vista práctico:

- Las fuentes alfa de altas energías $Q > 6.5 \text{ MeV}$ tienen una vida media tan corta que no son fuentes útiles como fuentes de laboratorio. (vida media del orden de días)
- Aquellos radioisótopos alfa de energías $Q < 4 \text{ MeV}$ tienen una vida media larga (10^{10} y) puesto que la probabilidad de penetración de la barrera de potencial nuclear es muy baja. En la práctica la actividad de tales muestras es tan baja que no resultan útiles.
- El limitado rango de energías de las partículas alfa (4 a 6 MeV) y su elevada pérdida de energía por unidad de longitud llevan a la autoabsorción en la fuente radiactiva. Esta ha de ser diseñada con un bajo espesor másico para que las partículas alfa puedan escapar.
- El núcleo de retroceso en el proceso de emisión alfa tiene una energía típica de 100 keV. Esta energía es mayor que la energía de ligadura a una estructura sólida. El núcleo hijo (normalmente radiactivo) podría escapar si se encuentra cerca de la superficie de la fuente. Debe recubrirse la fuente de una capa de mylar o similar.



Cubierta de
Sellado (mylar
O similar)

Radioactividad



El detector de incendios está basado en la medida de corriente de una cámara de ionización de aire producida por una cápsula de ^{241}Am

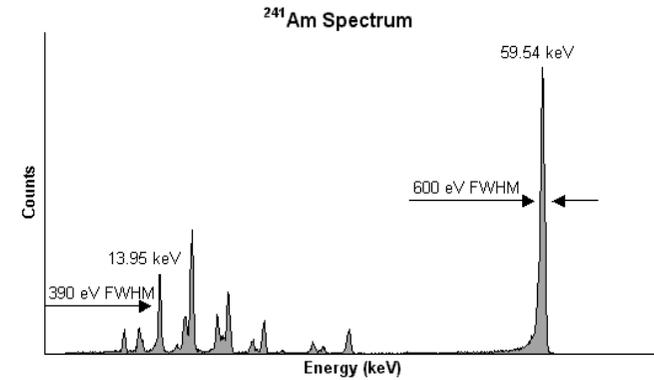
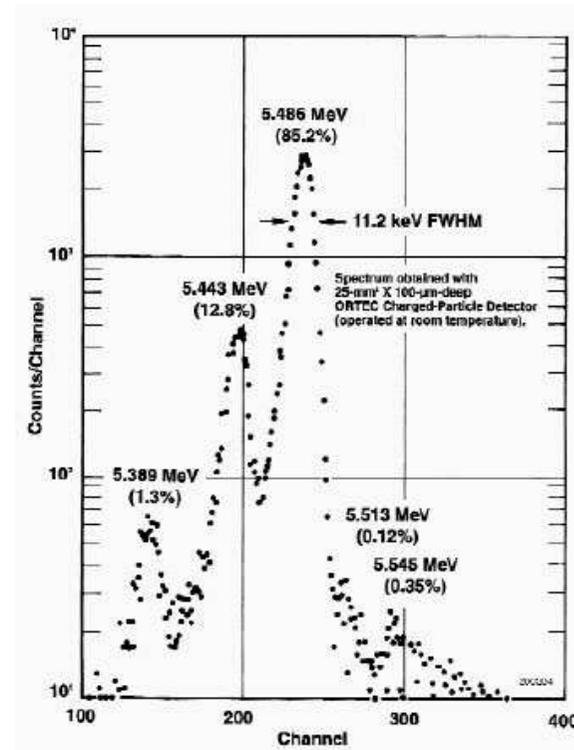


Table 1.3 Common Alpha-Emitting Radioisotope Sources

Source	Half-Life	Alpha Particle Kinetic Energy (with Uncertainty) in MeV	Percent Branching
^{148}Gd	93 y	3.182787 ±0.000024	100
^{232}Th	1.4×10^{10} y	4.012 ±0.005 3.953 ±0.008	77 23
^{238}U	4.5×10^9 y	4.196 ±0.004 4.149 ±0.005	77 23
^{235}U	7.1×10^8 y	4.598 ±0.002 4.401 ±0.002 4.374 ±0.002 4.365 ±0.002 4.219 ±0.002	4.6 56 6 12 6
^{234}U	2.4×10^5 y	4.894 ±0.003 4.445 ±0.005	74 26
^{230}Th	7.7×10^4 y	4.6875 ±0.0015 4.6210 ±0.0015	76.3 23.4
^{234}Th	2.5×10^5 y	4.7739 ±0.0009 4.7220 ±0.0009	72 28
^{233}Pa	3.2×10^4 y	5.0350 ±0.0008 5.0297 ±0.0008 5.0141 ±0.0008 4.9517 ±0.0008	11 20 25.4 22.8
^{239}Pu	2.4×10^4 y	5.1554 ±0.0007 5.1429 ±0.0008 5.1046 ±0.0008	75.3 15.1 11.5
^{240}Pu	6.5×10^3 y	5.16830 ±0.00015 5.12382 ±0.00023	76 24
^{243}Am	7.4×10^3 y	5.2754 ±0.0010 5.2335 ±0.0010	87.4 11
^{210}Po	138 d	5.30451 ±0.00007	99+
^{241}Am	433 y	5.48574 ±0.00012 5.44298 ±0.00013	85.2 12.8
^{239}Pu	88 y	5.49921 ±0.00020 5.4565 ±0.0004	71.1 28.7
^{242}Cm	18 y	5.80496 ±0.00005 5.762835 ±0.000030	76.4 23.6
^{241}Cm	30 y	6.067 ±0.003 5.992 ±0.002 5.7847 ±0.0009 5.7415 ±0.0009	1.5 5.7 73.2 11.5
^{242}Cm	163 d	6.11392 ±0.00008 6.06963 ±0.00012	74 26
^{254m}Es	276 d	6.4288 ±0.0015	93
^{253}Es	20.5 d	6.53273 ±0.00005 6.5916 ±0.0002	90 6.6

Data from Rytz²



Radioactividad

Fuentes de iones pesados: fisión espontánea

- Se trata del único modo de obtener en la naturaleza iones más pesados que las partículas alpha. Es un proceso similar a la fisión inducida por neutrones térmicos, pero sin la necesidad de un neutrón en el estado inicial.
- Un núcleo se divide en dos núcleos más ligeros, aunque los núcleos del estado final no son fijos ya que el proceso está acompañado de desintegración alpha y beta.
- Ejemplos: ^{256}Fm ($t_{1/2} = 2.6 \text{ h}$) ^{254}Cf ($t_{1/2} = 60.5 \text{ d}$) ^{252}Cf ($t_{1/2} = 2.65 \text{ y}$)

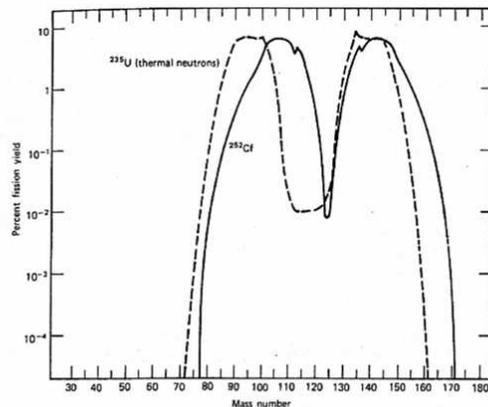


Figure 1.4a The mass distribution of ^{252}Cf spontaneous fission fragments. Also shown is the corresponding distribution from fission of ^{235}U induced by thermal neutrons. (From Nervik.⁴)

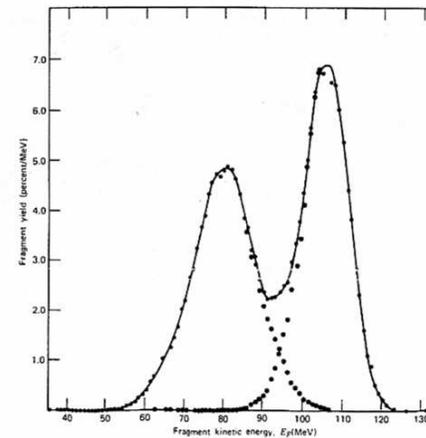


Figure 1.4b The distribution in kinetic energy of the ^{252}Cf spontaneous fission fragments. The peak on the left corresponds to the heavy fragments, and that on the right to the light fragments. (From Whetstone.⁵)

El proceso de fisión es asimétrico (núcleo ligero+pesado) y acompañado de emisión alpha $10\text{E}-6 \text{ g}$ de ^{252}Cf emiten $2\text{E}7$ alphas por segundo y $6\text{E}5$ fisiones espontáneas por segundo! El balance Q es de 185 MeV .

La autoabsorción es MUY IMPORTANTE. El espectro energético se degrada enseguida. Sólo se pueden usar fuentes radiactivas muy finas.

Radioactividad

Emisión de gammas después de desintegración beta-, beta+, alpha

- Producidos en las transiciones subsecuentes al estado fundamental del núcleo hijo. Las transiciones beta suelen poblar estados excitados del núcleo hijo.
- Las vidas medias de las transiciones gamma son normalmente mucho más cortas (ps o menos) que las de las beta precedentes. En la práctica se asigna la vida media de la transición con menor constante de desintegración.
- La energía de los gamma corresponde a la diferencia de niveles nucleares implicados en la transición.

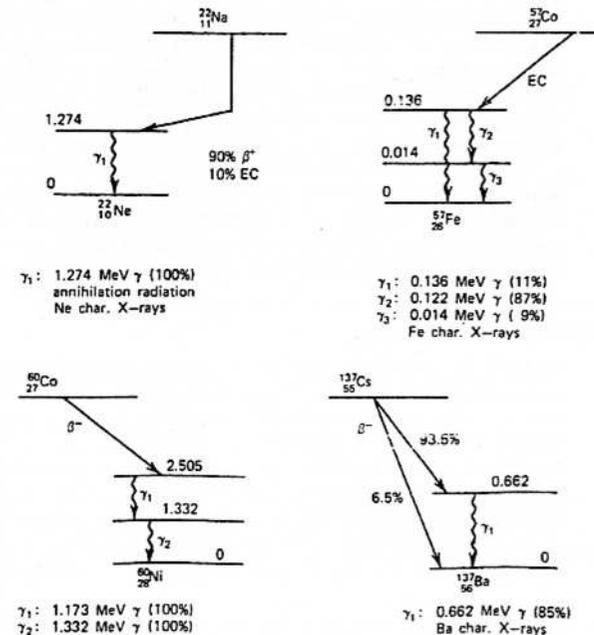
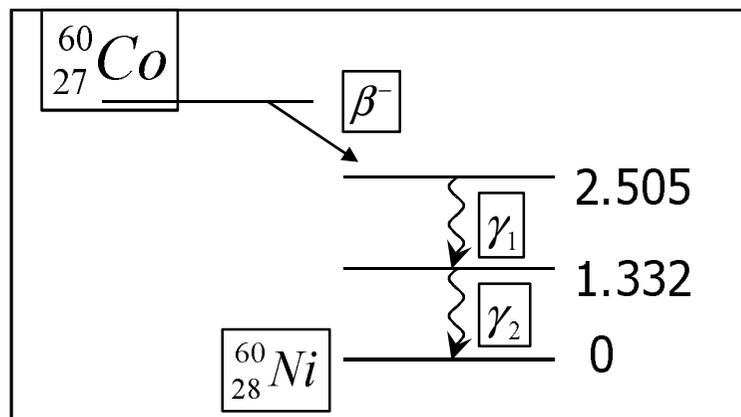


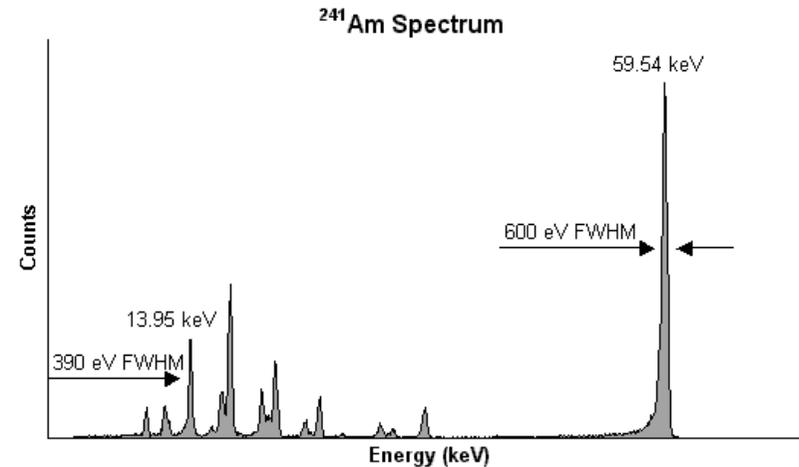
Figure 1.5 Decay schemes for some common gamma reference sources. Only major transitions are shown. The energies and yields per disintegration of X- and gamma rays emitted in each decay are listed below the diagram. (Data from Lederer and Shirley.¹)

Se puede deducir el número de fotones emitidos del esquema de desintegración junto con los porcentajes de ramificación asociados.

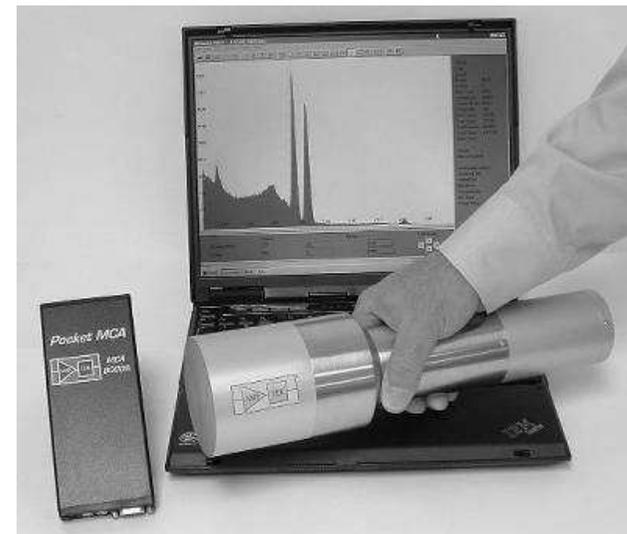
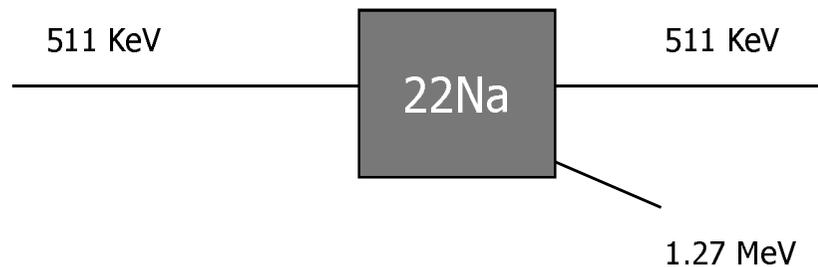
Radioactividad

Emisión de gammas después de desintegración beta-, beta+, alpha

- Debido a que los valores de niveles de energía nuclear están bien determinados se usan las líneas espectrales características para la calibración (en energía) de detectores de radiación electromagnética.
- Los valores normalmente accesibles de energía se sitúan por debajo de los 3 MeV. Con excepciones en los casos de ^{56}Co 3.6 MeV, ^{16}N 6.1 MeV y 7.1 MeV
- Las fuentes se suelen encapsular (en el caso de interesar sólo la radiación gamma) de modo que absorban la radiación beta o alpha producida.



Calibración de un detector semiconductor de TeCd usando los rayos gamma de una fuente de Am 241

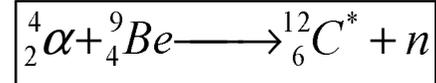


Radioactividad

Emisión de gammas en reacciones nucleares

- Para acceder a rayos gamma de energías mayores a aquellas correspondientes a los radioisótopos naturales es necesario recurrir a las reacciones nucleares.
- La mayoría de estas reacciones implican la emisión de neutrones en el estado final. Se trata de estados de vida muy corta.
- En el caso del ^9Be se puede combinar esta reacción nuclear con un emisor alpha para obtener una fuente de radiación de neutrones. Fuente de Americio-Berilio
- También es habitual la emisión de rayos gamma en los procesos de absorción de neutrones de baja energía. Estos gamma pueden tener energías de hasta 9 MeV.
- En el caso en que la energía de los gamma sea superior a 1.022 MeV se puede producir creación de pares e^+e^- y radiación de aniquilación.

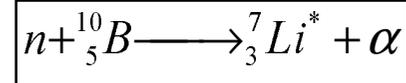
La reacción de fisión del ^{10}B por neutrones térmicos es muy importante por su elevada sección eficaz y es la más usada en la protección radiológica de neutrones.



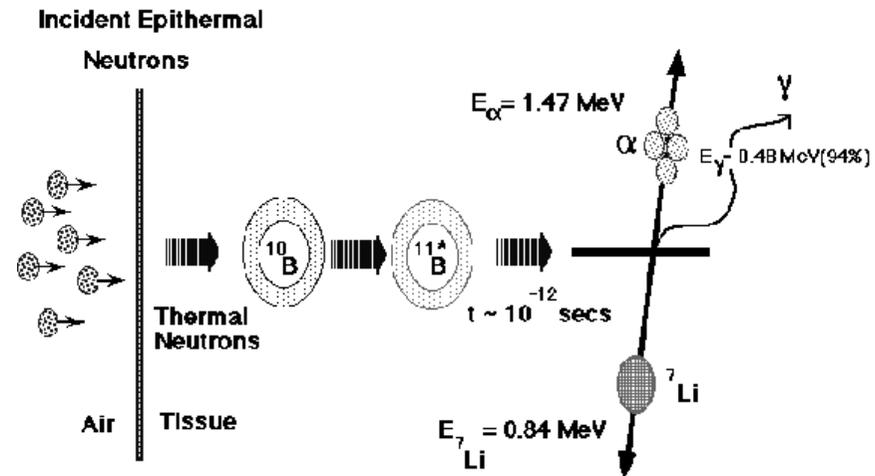
Se emite un gamma de 4.44 MeV. Se produce desplazamiento doppler



Se emite un gamma de 6.13 MeV.



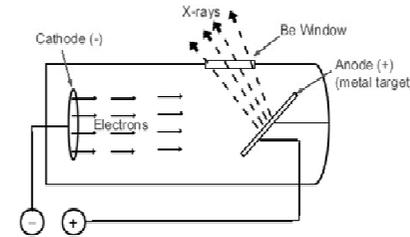
Se emite un gamma de 0.48 MeV.



Radioactividad

Emisión de rayos X: Bremsstrahlung

- Se trata del mecanismo más habitual de producción de radiación X (lo veremos en interacción radiación materia). Cuando un haz de partículas cargadas atraviesa un medio material pierde energía por colisiones que se convierten en excitación de niveles atómicos e ionización, y además por radiación al acelerarse en el campo coulombiano del átomo.
- La eficiencia de conversión entre la energía cinética del haz y radiación X es muy baja (1% para 100keV). Aumenta con el Z del blanco y la energía del haz.



El espectro producido es continuo y la probabilidad de emisión crece al disminuir la energía del fotón. Sin embargo, los fotones de baja energía son absorbidos en el blanco y en el insert (filtración inherente). Además es habitual añadir una lámina metálica para producir una filtración efectiva de los rayos X menos energéticos.

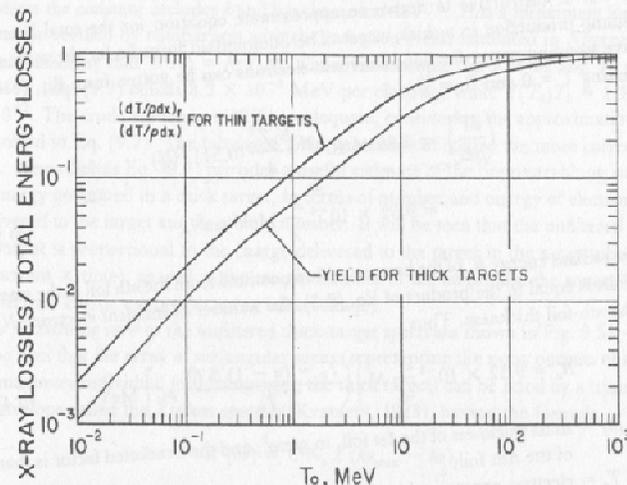
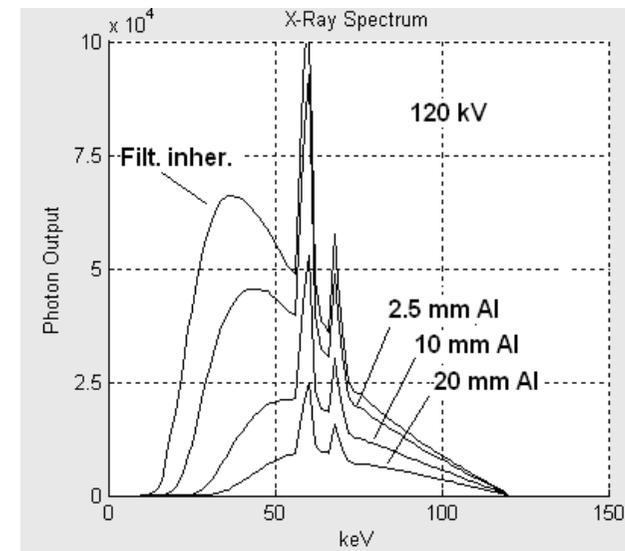


FIGURE 9.4. Fraction of electron energy losses that are spent in bremsstrahlung x-ray production in thin (upper curve) or thick (lower curve) tungsten targets (data after Berger and Selzer, 1983). Upper curve: Eq. (9.2); lower curve: radiation yield (fraction of the incident electron kinetic energy T_0 that goes into x-ray production as the particle slows to a stop in a thick target).



Radioactividad

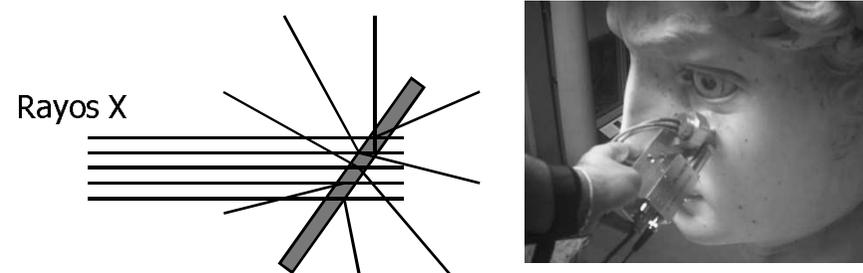
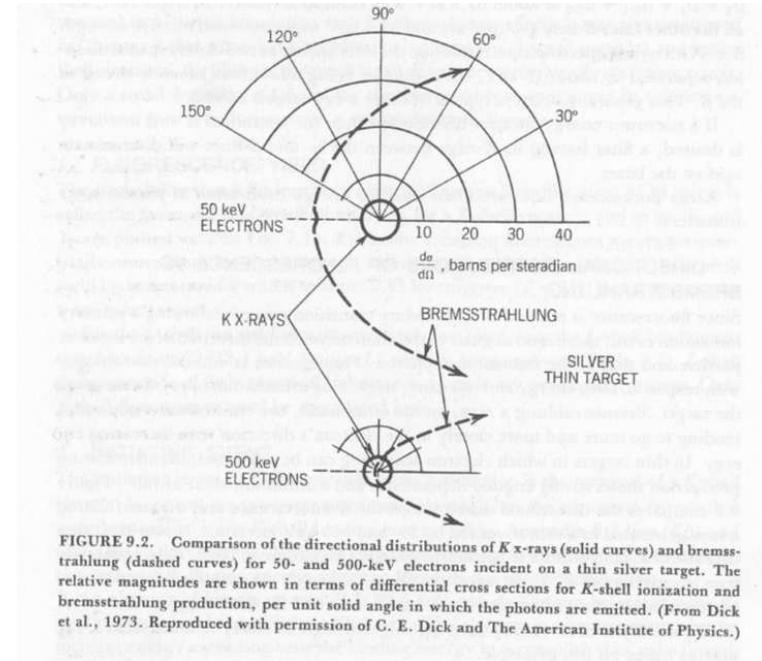
Emisión de rayos X: Rayos x característicos

- Ya hemos visto que en ciertos procesos (desintegración beta, etc) se producen estados excitados nucleares con vacantes en las capas internas de los niveles electrónicos del átomo. La energía emitida por un electrón en la transición al estado fundamental se llama rayo X característico (tienen tiempos típicos de decaimiento de ns). Cuando el nivel que llena el electrón está en la capa K, el rayo X se denota como línea K ($K\alpha$ $L \rightarrow K$ $K\beta$ $M \rightarrow K$...); si la vacante se encontraba en el nivel L, el fotón X emitido se le asignará la serie espectral L, etc

- Si el material se excita mediante un haz externo (electrones, fotones X) entonces los rayos X subsecuentemente emitidos se denominan fluorescencia de rayos X.

- La energía de la línea espectral K crece con Z desde 1keV $Z=10$ Na, 10 keV $Z=31$ Ga, 100 keV $Z=88$ Ra. Como la energía de la línea es característica de cada átomo se usan para análisis elemental.

- La emisión por fluorescencia es isotrópica, mientras que la emisión por bremsstrahlung es más probable en la dirección del haz.



Fluorescencia Rayos X

Radioactividad

Emisión de rayos X: Rayos x característicos

X-Ray Emission Lines

K-level and L-level emission lines in KeV

No.	Element	Ka1	Ka2	Kb1	La1	La2	Lb1	Lb2	Lg1
3	Li	0.0543							
4	Be	0.1085							
5	B	0.1833							
6	C	0.277							
7	N	0.3924							
8	O	0.5249							
9	F	0.6768							
10	Ne	0.8486	0.8486						
11	Na	1.04098	1.04098	1.0711					
12	Mg	1.25360	1.25360	1.3022					
13	Al	1.48670	1.48627	1.55745					
14	Si	1.73998	1.73938	1.83594					
15	P	2.0137	2.0127	2.1391					
16	S	2.30784	2.30664	2.46404					
17	Cl	2.62239	2.62078	2.8156					
18	Ar	2.95770	2.95563	3.1905					
19	K	3.3138	3.3111	3.5896					
20	Ca	3.69168	3.68809	4.0127	0.3413	0.3413	0.3449		
21	Sc	4.0906	4.0861	4.4605	0.3954	0.3954	0.3996		
22	Ti	4.51084	4.50486	4.93181	0.4522	0.4522	0.4584		
...
68	Er	49.1277	48.2211	55.681	6.9487	6.9050	7.8109	8.1890	9.089
69	Tm	50.7416	49.7726	57.517	7.1799	7.1331	8.101	8.468	9.426
70	Yb	52.3889	51.3540	59.37	7.4156	7.3673	8.4018	8.7588	9.7801
71	Lu	54.0698	52.9650	61.283	7.6555	7.6049	8.7090	9.0489	10.1434
72	Hf	55.7902	54.6114	63.234	7.8990	7.8446	9.0227	9.3473	10.5158
73	Ta	57.532	56.277	65.223	8.1461	8.0879	9.3431	9.6518	10.8952
74	W	59.31824	57.9817	67.2443	8.3976	8.3352	9.67235	9.9615	11.2859
75	Re	61.1403	59.7179	69.310	8.6525	8.5862	10.0100	10.2752	11.6854
76	Os	63.0005	61.4867	71.413	8.9117	8.8410	10.3553	10.5985	12.0953
77	Ir	64.8956	63.2867	73.5608	9.1751	9.0995	10.7083	10.9203	12.5126
78	Pt	66.832	65.112	75.748	9.4423	9.3618	11.0707	11.2505	12.9420
79	Au	68.8037	66.9895	77.984	9.7133	9.6280	11.4423	11.5847	13.3817
80	Hg	70.819	68.895	80.253	9.9888	9.8976	11.8226	11.9241	13.8301
81	Tl	72.8715	70.8319	82.576	10.2685	10.1728	12.2133	12.2715	14.2915
82	Pb	74.9694	72.8042	84.936	10.5515	10.4495	12.6137	12.6226	14.7644
83	Bi	77.1079	74.8148	87.343	10.8388	10.73091	13.0235	12.9799	15.2477
84	Po	79.290	76.862	89.80	11.1308	11.0158	13.447	13.3404	15.744
85	At	81.52	78.95	92.30	11.4268	11.3048	13.876	-	16.251
86	Rn	83.78	81.07	94.87	11.7270	11.5979	14.316	-	16.770
87	Fr	86.10	83.23	97.47	12.0313	11.8950	14.770	14.45	17.303
88	Ra	88.47	85.43	100.13	12.3397	12.1962	15.2358	14.8414	17.849
89	Ac	90.884	87.67	102.85	12.6520	12.5008	15.713	-	18.408

Rayos X de la transiciones Ka Kb La Lb etc para diferentes átomos. Obsérvese la diferencia de energía entre los átomos ligeros y los pesados.

**J. A. Bearden, "X-Ray Wavelengths",
Review of Modern Physics, (January 1967)
pp. 86-99**

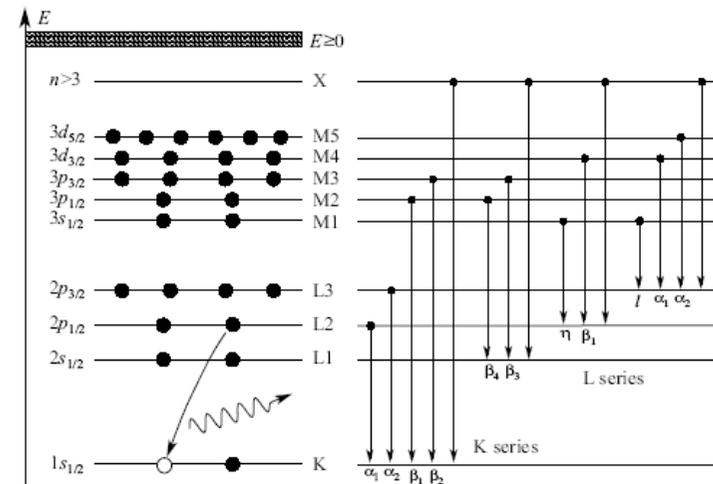
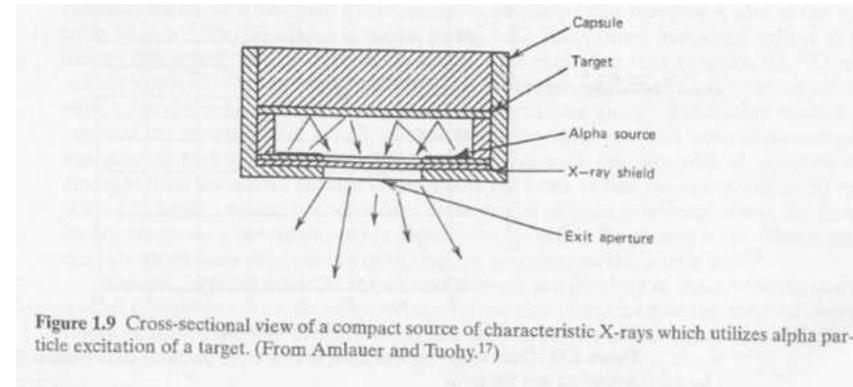


Figure 2.3: Various notations for inner atomic electron shells (left) and allowed radiative transitions (right) to these shells. Transitions different from the ones indicated in the diagram (e.g. K-M4) are also possible, but their transition probabilities are extremely small.

Radioactividad

Emisión de rayos X: Otras fuentes

- Existen varios mecanismos para excitar niveles atómicos que conlleven la emisión de radiación X (captura electrónica, efecto auger, conversión interna)
- En este tipo de emisión X es habitual que exista también emisión de radiación gamma junto con X. Incluso la emisión de electrones rápidos puede dar lugar a radiación de frenado en las fuentes de radioisótopos (sobre todo si existen materiales de alto Z).
- También se pueden producir rayos X por bombardeo de partículas alpha contra un blanco. Para ello se deposita un emisor alpha en la cápsula enfrentándolo al blanco metálico para excitar rayos X característicos (i.e. ^{210}Po o bien ^{244}Cm)
- El uso de emisores beta es también posible, aunque tendremos tanto bremsstrahlung como rayos X carcterísticos.
- Finalmente otra fuente de intensa producción de radiación X es la radiación de sincrotrón.



Chapter 1 Sources of Electromagnetic Radiation 11

Table 1.4 Some Radioisotope Sources of Low-Energy X-Rays

Nuclide	Half-Life	Weighted K_{α} X-Ray Energy	Fluorescent Yield	Other Radiations
^{37}Ar	35.1 d	2.957 keV	0.086	Some IB ^a
^{41}Ca	8×10^4 y	3.690	0.129	Pure
^{44}Ti	48 y	4.508	0.174	γ Rays at 68 and 78 keV
^{49}V	330 d	4.949	0.200	IB
^{55}Fe	2.60 y	5.895	0.282	Weak IB

^aIB represents inner bremsstrahlung.
Data from Amlauer and Tuohy.¹⁷

Ejemplos de isótopos con escasa contribución de gamma o bremsstrahlung

Radioactividad

Fuentes de neutrones (2)

- La reacción (α, n) es la más habitual en las fuentes de neutrones puesto que las partículas alpha se obtienen de radioisótopos adecuados basta mezclar en un contenedor el emisor alpha y el blanco productor (i.e. Be).
- La fuente más común es la de Am-Be (aunque se pueden usar otros emisores alpha como ^{239}Pu , ^{210}Po , ^{226}Ra o ^{227}Ac).
- En fuentes de centímetros de diámetro se consiguen tasas de 10^7 n/s
- El espectro de neutrones es parecido en estas fuentes (ver gráfica) produciéndose neutrones de hasta unos 11 MeV (para el Be).
- También son posibles otras reacciones (α, n) con otros isótopos ^{10}B , ^{11}B , ^{19}F , ^{13}C , ^7Li . Siendo estas reacciones de menor Q que la del Be.

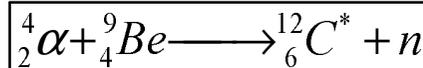
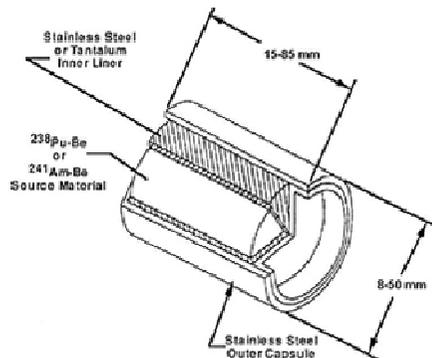
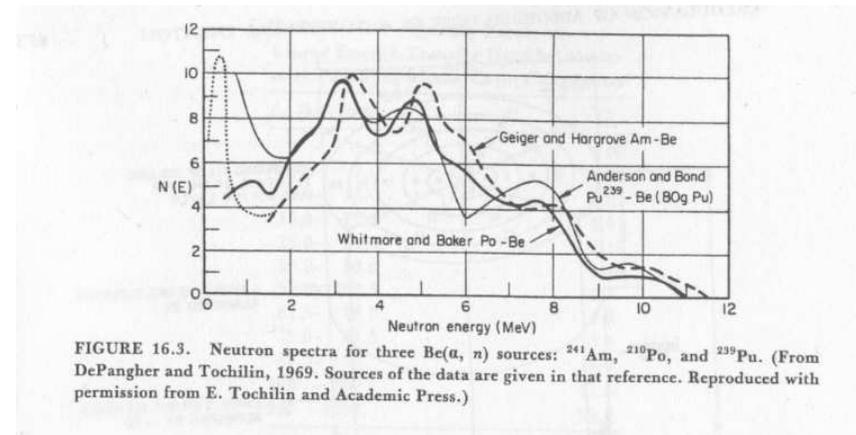


Table 1.6 Characteristics of Be(α, n) Neutron Sources

Source	Half-Life	E_α (MeV)	Neutron Yield per 10^6 Primary Alpha Particles		Percent Yield with $E_n < 1.5$ MeV	
			Calculated	Experimental	Calculated	Experimental
$^{239}\text{Pu}/\text{Be}$	24000 y	5.14	65	57	11	9-33
$^{210}\text{Po}/\text{Be}$	138 d	5.30	73	69	13	12
$^{238}\text{Pu}/\text{Be}$	87.4 y	5.48	79 ^a	—	—	—
$^{241}\text{Am}/\text{Be}$	433 y	5.48	82	70	14	15-23
$^{244}\text{Cm}/\text{Be}$	18 y	5.79	100 ^b	—	18	29
$^{242}\text{Cm}/\text{Be}$	162 d	6.10	118	106	22	26
$^{226}\text{Ra}/\text{Be}$ + daughters	1602 y	Multiple	502	—	26	33-38
$^{227}\text{Ac}/\text{Be}$ + daughters	21.6 y	Multiple	702	—	28	38

^aFrom Anderson and Hertz. ²²All other data as calculated or cited in Geiger and Van der Zwan. ²³
^bDoes not include a 4% contribution from spontaneous fission of ^{244}Cm .



Radioactividad

Fuentes de neutrones (3)

- Las reacciones fotonucleares generan la emisión de un neutrón libre al absorberse un fotón de alta energía (Resonancia Gigante de Dipolo). Todas estas reacciones son de Q negativo, i.e. tienen un umbral para la energía del fotón por debajo del cual no pueden tener lugar. Este umbral y la sección eficaz dependen del núcleo considerado.

- En la mayoría de los núcleos de Z alto el umbral se sitúa entorno a los 8 MeV (lo cual es inaccesible para un radiosótomo gamma). Para fabricar fuentes de neutrones, se suelen usar sin embargo ^9Be ^2H debido a su reducido umbral.

- Una de las técnicas es poner en una misma cápsula un emisor gamma (i.e. ^{24}Na) rodeado por la sustancia de elevada sección eficaz fotonuclear (Be o D).

- La producción de neutrones es menor que en una fuente estándar Am-Be y su energía también es menor.

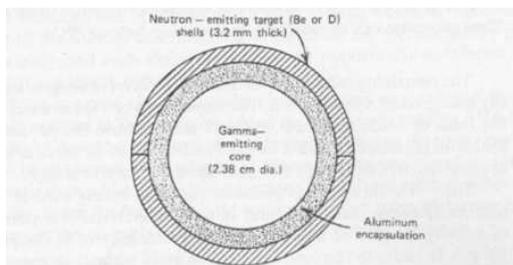
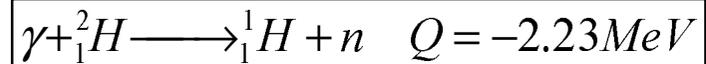
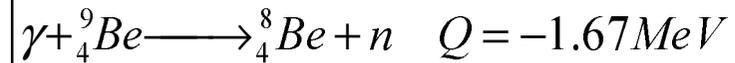


Figure 1.15 Construction of a simple spherical photoneutron source



Dos ejemplos de reacciones fotonucleares

Radiation Sources

Table 1.8 Photoneutron Source Characteristics

Gamma-Ray Emitter	Half-Life ^a	Gamma Energy ^b (MeV)	Target	Neutron Energy ^b (keV)	Neutron Yield (n/s) for 10 ¹⁰ Bq Activity ^c
^{24}Na	15.0 h	2.7541	Be	967	340,000
		2.7541	D	263	330,000
^{28}Al	2.24 min	1.7787	Be	101	32,600
^{38}Cl	37.3 min	2.1676	Be	446	43,100
^{56}Mn	2.58 h	1.8107	Be	129	91,500
		2.1131		398	
		2.9598		1,149	
		2.9598	D	365	
^{72}Ga	14.1 h	1.8611	Be	174	64,900
		2.2016		476	
		2.5077		748	
		2.5077	D	140	
^{76}As	26.3 h	1.7877	Be	109	3,050
		2.0963		383	
^{88}Y	107 d	1.8361	Be	152	229,000
		2.7340		949	
		2.7340		D	
^{116m}In	54.1 min	2.1121	Be	397	15,600
^{124}Sb	60.2 d	1.6910	Be	23	210,000
^{140}La	40.3 h	2.5217	Be	760	10,200
		2.5217	D	147	6,600
^{144}Pr	17.3 min	2.1856	Be	462	690

^aDecay data from Ref. 1.
^bCalculated for $\theta = \pi/2$, approximate midpoint of primary spectrum.
^cMonte Carlo calculations for the source dimensions given in Fig. 1.15. Outer target shells are either metallic Be or deuterated polyethylene. Core materials assumed to be NaF, Al, CCl_4 , MnO_2 , Ga_2O_3 , As_2O_3 , Y_2O_3 , In, Sb, La_2O_3 , and Pr_2O_3 .
 Source: G. F. Knoll, "Radioisotope Neutron Sources," Chap. 2 in *Neutron Sources for Basic Physics and Applications*, Pergamon Press, New York, 1983.

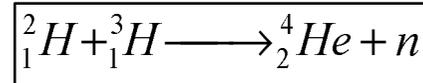
Radioactividad

Fuentes de neutrones (4)

- Para obtener flujos mayores de neutrones (del orden de 10^9 n/s hasta 10^{11} n/s) es necesario usar aceleradores de iones y bombardeo de blancos.
- Se suelen usar iones ligeros, típicamente protón, deuterón y tritio. Algunos de estos generadores son compactos, i.e. se acelera deuterio sólo a unos cientos de keV. Las reacciones más usadas son D-D y D-T
- Se pueden producir también neutrones por reacciones como $^9\text{Be}(d,n)$ $^7\text{Li}(p,n)$ $^3\text{H}(p,n)$



$$Q=3.26 \text{ MeV}$$



$$Q=17.6 \text{ MeV}$$

