



CURSO NOLDOR

CAPITULO 1

RADIOACTIVIDAD

TABLA DE CONTENIDO DEL CAPITULO 1

1	RADIOACTIVIDAD	1-1
1.1	ESTRUCTURA ATÓMICA	1-1
1.2	DESINTEGRACIÓN RADIOACTIVA.....	1-4
1.2.1	<i>Desintegración α</i>	1-4
1.2.2	<i>Desintegración β</i>	1-5
1.2.2.1	Desintegración beta negativa	1-5
1.2.2.2	Desintegración beta positiva	1-6
1.2.3	<i>Desintegración por captura electrónica</i>	1-7
1.3	LEYES DE DESINTEGRACIÓN RADIOACTIVA	1-8
1.4	RADIACIÓN GAMMA.....	1-10
1.5	INTERACCIONES DE LAS RADIACIONES CON LA MATERIA	1-11
1.5.1	<i>Flujo e intensidad de radiación</i>	1-11
1.5.2	<i>Interacciones de las partículas cargadas con la materia</i>	1-11
1.5.2.1	Alcance	1-12
1.5.2.2	Ionización específica.....	1-12
1.5.2.3	Interacciones de partículas pesadas.....	1-12
1.5.2.4	Interacciones de partículas beta	1-12
1.5.3	<i>Interacciones de la radiación gamma con la materia</i>	1-13
1.5.3.1	Efecto fotoeléctrico.....	1-14
1.5.3.2	Efecto Compton.....	1-14
1.5.3.3	Formación de pares.....	1-14
1.5.3.4	Coefficientes de absorción, de dispersión y másico	1-15
1.6	NEUTRONES.....	1-17
1.6.1	<i>Interacciones con la materia</i>	1-18
1.6.1.1	Choques elásticos.....	1-18
1.6.1.2	Choques inelásticos.....	1-19

1 RADIATIVIDAD

1.1 Estructura atómica

Si se divide una porción de materia, cualquiera sea ella, en porciones cada vez más pequeñas, se llegará, idealmente, a un punto en que ya no pueden hacerse más particiones sin perder las propiedades del todo del cual se partió. Esa porción elemental de materia así obtenida recibe el nombre de *molécula*. A su vez cada molécula está compuesta por uno o más *átomos*, los cuales son la porción más pequeña en que puede encontrarse un elemento químico conservando sus propiedades.

En general los metales poseen moléculas monoatómicas, con lo cual átomo y molécula coinciden; los gases (a excepción de los inertes) poseen moléculas formadas por dos átomos idénticos, mientras que las sustancias compuestas tienen moléculas más complejas con átomos de diversos elementos.

Para estudiar los fenómenos radiactivos debe conocerse la constitución de cada átomo en particular, siendo para ello la imagen más simple aquella que lo considera integrado por un núcleo con carga positiva y un conjunto de partículas negativas que giran a su alrededor, de manera de cancelar su carga y constituir un átomo eléctricamente neutro.

El núcleo está formado por dos tipos de partículas: *protones* y *neutrones*. Los primeros tienen una carga positiva de $1,602 \times 10^{-19}$ C y una masa de $1,6724 \times 10^{-24}$ g mientras que los neutrones son ligeramente más pesados ($1,6747 \times 10^{-24}$ g) y no poseen carga eléctrica.

Los *electrones* que giran alrededor del núcleo fueron tomados, a partir de fines del siglo XIX, como la unidad de carga eléctrica elemental. Esta carga es de magnitud igual a la del protón pero de signo negativo. La masa del electrón es de $9,1066 \times 10^{-29}$ g.

En la Figura 1.1 se representan en forma esquemática los átomos de tres elementos livianos con su correspondiente símbolo químico.

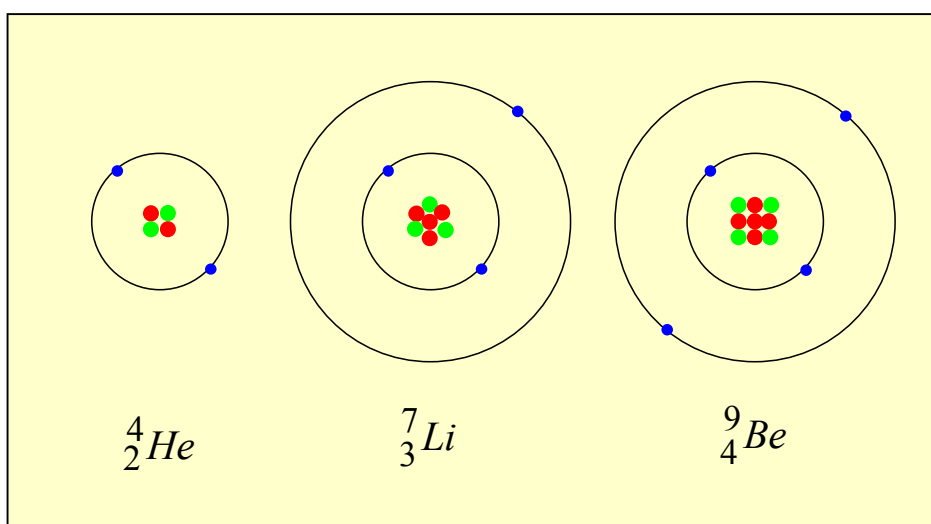


Figura 1.1: Ejemplos de átomos de elementos livianos

Como se aprecia en dicha figura el símbolo químico que, de ahora en más, se representará genéricamente por la letra X, está acompañado por dos números que serán llamados A y Z.



El *número atómico* del elemento (Z) representa la cantidad de protones que componen el núcleo. Este número es único y característico de cada elemento y determina su comportamiento químico y su ubicación en la tabla periódica y por ello puede resultar redundante incorporarlo al símbolo, razón por la cual suele omitírsele.

El *número de masa* (A) representa la suma de neutrones y protones del núcleo; luego un átomo posee A-Z neutrones. Esta cantidad no altera el comportamiento químico del elemento pero sí sus propiedades físicas.

Existen átomos con igual número atómico y diferente número de masa. Estos son llamados isótopos del elemento en cuestión. La Figura 1.2 esquematiza los tres isótopos conocidos del hidrógeno; el más abundante y sencillo, sin neutrones (${}^1_1\text{H}$), el deuterio con un neutrón (${}^2_1\text{H}$) y el tritio con dos neutrones, poseyendo cada uno de los tres un protón y un electrón.

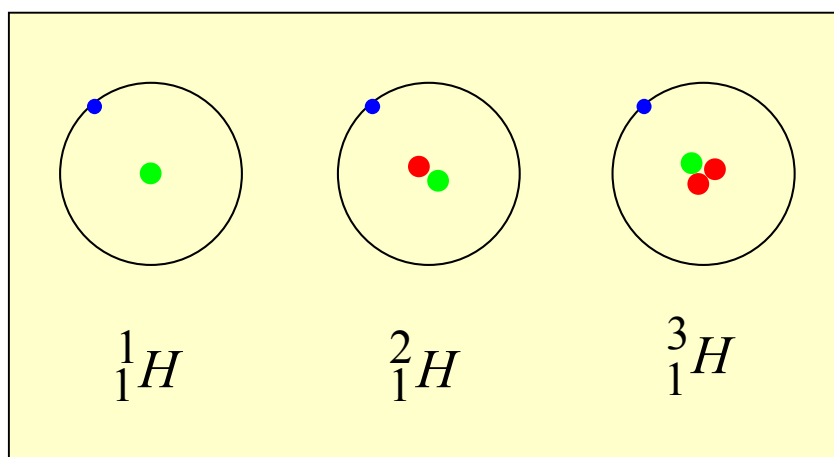


Figura 1.2: Isótopos del hidrógeno

En los elementos naturales la relación de neutrones a protones suele ser unitaria para números atómicos bajos mientras que para valores de Z superiores a 20 la relación aumenta hasta hacerse ligeramente superior a 1,5. La Figura 1.3 representa el número de neutrones (A-Z) en función del número de protones (Z) para los isótopos naturales como así también las rectas de pendiente 1 y 1,5.

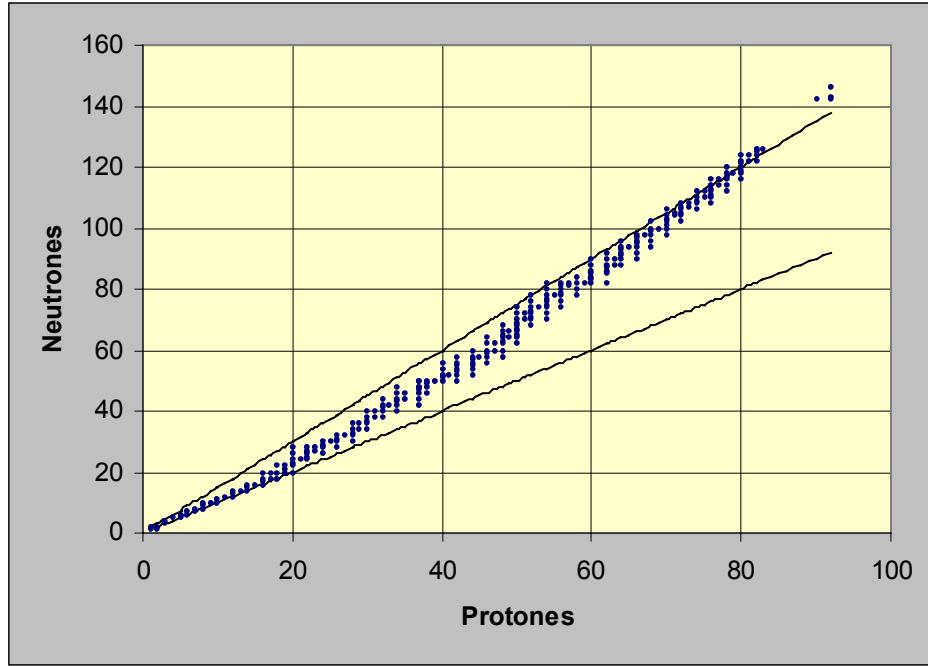


Figura 1.3: Relación protones a neutrones en isótopos naturales

1.2 Desintegración radiactiva

Los átomos existentes en la naturaleza pueden clasificarse en estables e inestables. Un elemento estable es aquel que no sufre cambios en su estructura atómica a lo largo del tiempo, es decir que no se transforma en otro elemento diferente de no mediar ninguna acción externa. Los átomos inestables, en cambio, son aquellos que transmutan a través de la emisión de alguna partícula nuclear para así convertirse en átomos de un elemento químico diferente. Este fenómeno por el cual un átomo se transforma espontáneamente en otro recibe el nombre de *desintegración radiactiva*. El nuevo átomo puede a su vez ser estable o inestable y, en este último caso, desintegrará nuevamente dando lugar así a la formación de una cadena radiactiva la que finalizará indefectiblemente en un isótopo perteneciente a un elemento estable. Los isótopos inestables reciben el nombre de *radioisótopos* o *radionúclidos*.

La velocidad de desintegración de un material es denominada *actividad* y está dada por la cantidad de desintegraciones por unidad de tiempo. Inicialmente se utilizó como unidad de medición, el *curio* (Ci) que equivale a la actividad de un gramo de radio-226 ($^{226}_{88}\text{Ra}$) en equilibrio con sus hijas o sea $3,7 \times 10^{10}$ desintegraciones por segundo. Aunque el curio continúa empleándose, es más correcto utilizar el *beckerel* (Bq) para expresar valores de actividad, dado que el mismo forma parte del sistema internacional de unidades. Un beckerel es igual a una desintegración por segundo.

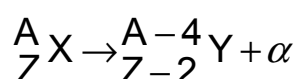
Otro parámetro importante que caracteriza a un radionúclido es su periodo de semidesintegración ($T_{1/2}$), definido como el tiempo que debe transcurrir para que un número estadísticamente significativo de átomos de un radioelemento se reduzca a la mitad mediante desintegraciones radiactivas. Los períodos pueden ser tan cortos como milisegundos o tan largos como miles de millones de años.

Por ejemplo el radón-218 tiene un período de 30 ms; el iodo-128 de 25 minutos, el mercurio-203 de 47 días, el cesio-137 de 30 años y el uranio-238 de $4,51 \times 10^9$ años.

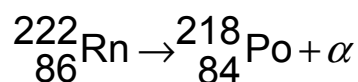
La desintegración radiactiva puede tener lugar de varias maneras según el tipo de partícula emitida y de la energía asociada a la misma. A su vez el proceso puede estar o no acompañado de emisión de radiación electromagnética, como se verá más abajo.

1.2.1 Desintegración α

Es un tipo de desintegración característica de los núcleos de elevado número atómico siendo la mayoría de ellos isótopos naturales. El núcleo emite una partícula α , la cual es similar a un núcleo de helio, es decir que consta de dos protones y dos neutrones. Por lo tanto el núclido generado (llamado hija) posee un número atómico inferior en dos unidades al correspondiente a la madre, mientras que el número de masa disminuye en cuatro unidades. La ecuación general de la desintegración α es la siguiente:



Como ejemplo puede citarse el caso del radón-222 que, por emisión α , desintegra en ^{218}Po .



Según el núclido, puede emitir partículas α en un solo grupo mono-energético o bien en varios grupos, cada uno con energía característica distinta a los otros. Ahora bien, en cada grupo todas las partículas α poseen igual energía, por lo tanto este tipo de partículas no presentan un espectro energético.

1.2.2 Desintegración β

Cuando la relación de neutrones a protones en un átomo difiere de aquella determinada por la zona de estabilidad definida en la Figura 1.3, el núclido busca el equilibrio desintegrando a través de la emisión de una partícula β .

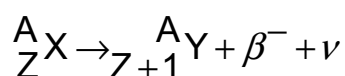
Según el núclido tenga exceso o defecto de neutrones tratará de ganar protones en su núcleo o de perderlos para lograr la estabilidad. Esto da lugar a los procesos de emisión de partículas beta negativas (β^-) o beta positivas (β^+) respectivamente.

Una partícula β^- es similar a un electrón orbital pero más veloz, en cambio una β^+ (llamada positrón) difiere, además, en el signo de su carga eléctrica.

1.2.2.1 Desintegración beta negativa

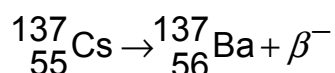
Cuando la relación de neutrones a protones es mayor que la correspondiente a la estabilidad, el núclido puede desintegrar por medio de un proceso equivalente a la transformación de un neutrón en un protón emitiéndose una partícula β negativa y un neutrino. Esta última es una partícula nuclear sin carga y con una masa de alrededor del 5% de la correspondiente al electrón. Fue prevista teóricamente por Pauli en 1927 a fin de explicar adecuadamente la desintegración β , y descubierta experimentalmente por Gowan y Raines en 1956. Su espectro energético es complementario del correspondiente a las partículas beta.

La desintegración β negativa produce un núclido hija de igual número de masa que el radioisótopo madre, pero con un número atómico una unidad mayor.



Siendo ν el símbolo del neutrino, el cual no suele incluirse en la reacción.

Como ejemplo puede citarse el caso del cesio-137 que desintegra por beta negativa en bario-137.



Los valores de energía de las partículas β pueden variar desde cero hasta un máximo que es función de cada reacción nuclear considerada, siendo éste el valor que aparece tabulado, pero que corresponde sólo a un pequeño número de partículas teniendo las

restantes energías menores. El espectro energético de las partículas β se ilustra en la Figura 1.4. El valor medio de la distribución de partículas emitidas se ubica, aproximadamente, en un tercio de la energía máxima.

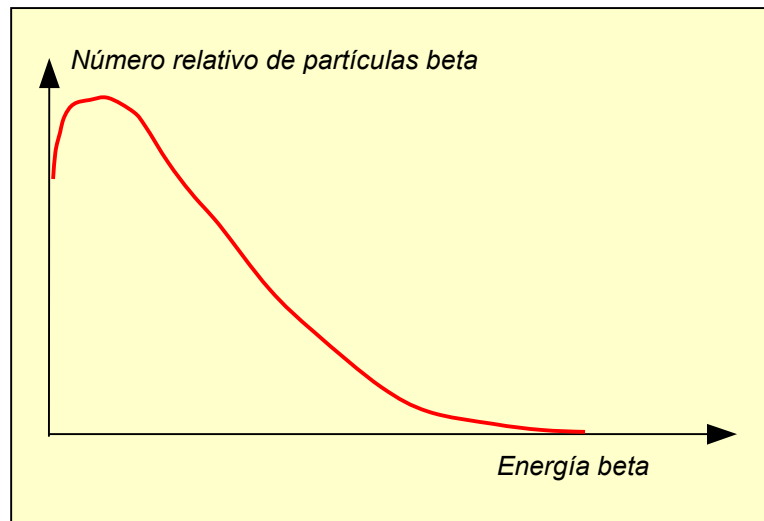


Figura 1.4: Espectro de energía de partículas beta

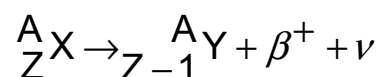
Como en el caso de la desintegración α se pueden emitir varios grupos de partículas con distintas energías máximas, cada una con su espectro energético.

1.2.2.2 Desintegración beta positiva

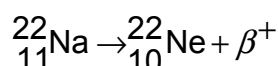
Cuando la relación de neutrones a protones de un núclido es menor que la correspondiente a la región de estabilidad éste puede desintegrar por beta positiva o bien por captura electrónica.

En la naturaleza no existen emisores β^+ , sino que se producen por acción de deuterones (núcleos de deuterio) o partículas α sobre los átomos de ciertos elementos.

La desintegración beta positiva consiste en un proceso equivalente a la transformación de un protón en un neutrón emitiéndose un positrón y un neutrino. El núclido hija tiene igual número de masa que la madre pero su número atómico es menor en una unidad. Este tipo de desintegración puede esquematizarse como sigue:



Como ejemplo puede tomarse el caso del sodio-22 que desintegra en neón- 22

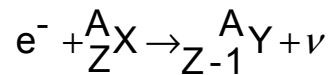


De igual forma que en la desintegración beta negativa, la emisión de positrones presenta un espectro energético como el ilustrado en la Figura 1.4.

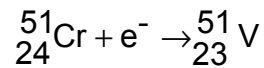
1.2.3 Desintegración por captura electrónica

Los núcleos con relación neutrón a protón en defecto pueden pasar a una condición estable por captura electrónica. En este caso se captura un electrón orbital y, posteriormente, tiene lugar un proceso equivalente a la transformación de un protón en un neutrón emitiéndose sólo un neutrino. En este caso, a diferencia de la emisión beta, se emiten neutrinos monoenergéticos. Además como consecuencia de los saltos de electrones orbitales se produce una emisión de rayos X característicos del elemento.

En la captura electrónica el núclido hija tiene igual número de masa que el radioisótopo madre pero con número atómico una unidad menor. Puede representarse como sigue:



Como ejemplo puede citarse el cromo-51 que desintegra en vanadio-51



Por último puede mencionarse que existen núclidos tales como el cobre-64 que desintegra simultáneamente por beta positivo, beta negativa y captura electrónica.

1.3 Leyes de desintegración radiactiva

La desintegración radiactiva es un fenómeno estadístico que obedece a leyes de probabilidad y que es independiente de procesos externos tales como variaciones de presión, temperatura y gravedad, presencia de campos eléctricos o magnéticos o tratamientos químicos que afecten a la sustancia activa. Como excepción puede mencionarse que la captura electrónica puede verse influida por cambios químicos que alteren la densidad electrónica, traduciéndose en una ligera variación del periodo de semidesintegración.

El número de átomos que se pierden en una sustancia radiactiva ($-dN$) en un lapso (dt) es proporcional al número de átomos presentes en ese momento (N). La constante de proporcionalidad, llamada *constante de desintegración radiactiva* (λ), es característica de cada núcleo. A partir de esto puede plantearse la ecuación siguiente:

$$-dN = \lambda N dt \quad (1.1)$$

Donde el signo negativo indica que hubo una disminución en el número de átomos activos. Integrando, y considerando que para $t = 0$, había N_0 átomos, se obtiene la ecuación básica de los procesos de decaimiento radiactivo:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.2)$$

De aquí puede hallarse el periodo de semidesintegración, reemplazando t por $T_{1/2}$ y $N(t)$ por $N_0 / 2$.

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (1.3)$$

Otro parámetro que puede obtenerse a partir de la expresión (1.2) es la *vida media* (τ) del núcleo que representa el tiempo promedio que viven los átomos de una fuente radiactiva y que es diferente del periodo de semidesintegración, aunque a veces suele confundirse con él debido a la terminología en inglés en la que se denomina "half life" al periodo de semidesintegración.

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \quad (1.4)$$

Retomando la expresión (1.1), ésta puede ser también escrita en la forma siguiente:

$$\frac{-dN}{dt} = \lambda N$$

El primer término representa la velocidad con que desintegran los átomos del material que antes fue definida como actividad (A) de un radioisótopo, luego:

$$A = \lambda N \quad (1.5)$$

Es decir que, conociendo la masa del radioisótopo (que es proporcional a su número átomos) y su constante de desintegración, puede determinarse su actividad aplicando la (1.5).

Por último combinando las expresiones (1.2) y (1.5) puede calcularse la disminución de la actividad en función del tiempo

$$A(t) = A(0) e^{-\lambda t} \quad (1.6)$$

1.4 Radiación gamma

Como consecuencia de un proceso de desintegración α o β o de captura electrónica el núclido hija puede quedar en un *nivel fundamental* o bien en un *estado excitado*, entendiéndose por tal a aquel en el que posee un exceso de energía con respecto al nivel fundamental. En estos casos el núcleo se desexcita emitiendo radiación electromagnética. Esta radiación conocida como *gamma*, es similar a la luz visible o a los rayos X pero su frecuencia es más elevada, cumpliéndose la dualidad onda-partícula. Es decir que, en algunos casos, la radiación γ se comporta como un conjunto de partículas, llamadas *fotones*, cuya energía está relacionada con su frecuencia por medio de constante de Plank ($h = 6,624 \times 10^{-34}$ Js).

$$E_f = h f \quad (1.7)$$

Así como los rayos X característicos de un elemento (originados por medio de transiciones de electrones que pasan de una órbita a otra) los rayos γ , que tienen su génesis en reacciones nucleares, son consecuencia de procesos de desexcitación en los que los átomos pasan a un nivel fundamental provenientes de otro más energético, siendo ambos, niveles discretos.

Aquellos núclidos con iguales número atómico y de masa, pero que difieren en su contenido energético son llamados *isómeros*. El estado de mayor energía se denomina *metaestable* y el fenómeno por el cual se pasa de éste al fundamental, *transición isomérica*. Ambos estados, metaestable y fundamental, se conocen como *par isomérico*. Este par posee también su periodo de semidesintegración el cual puede ser mayor o menor que el correspondiente al estado fundamental.

1.5 Interacciones de las radiaciones con la materia

Cuando las partículas o fotones se desplazan a través de un material (absorbedor) tienen lugar diversas interacciones con los átomos del mismo. La probabilidad de interacción por unidad de recorrido depende del tipo de radiación, de su energía y de algunos parámetros del material tal como su densidad.

El conocimiento de las diversas interacciones es de suma importancia porque todos los instrumentos nucleares de uso industrial se basan en ellas para medir distintas propiedades de la materia. Además, el principio de funcionamiento de los detectores de radiación también está fundado en esas interacciones.

En la Tabla 1.1 se presentan las principales propiedades de diversos tipos de radiación.

TABLA 1.1: PRINCIPALES PROPIEDADES DE LAS RADIACIONES						
Radiación		Masa (kg)	Carga	Energía (Mev)	Alcance	
					Aire	Agua
Partículas	α	$6,65 \times 10^{-27}$	+2	3 a 8	2 a 8 cm	20 a 40 μm
	β^-	$9,11 \times 10^{-31}$	-1	0 a 5	0 a 10 m	0 a 1 mm
	β^+	$9,11 \times 10^{-31}$	+1	0 a 5	0 a 10 m	0 a 1 mm
	neutrón	$1,67 \times 10^{-27}$	-	0 a 10	0 a 100 m	0 a 1 m
Ondas	X	-	-	10^{-6} a 10^{-1}	mm a 10 m	μm a cm
	γ	-	-	10^{-2} a 10	cm a 100 m	mm a 10 cm

1.5.1 Flujo e intensidad de radiación

Se denomina flujo de partículas o fotones al número de partículas o fotones que, por unidad de tiempo, atraviesan la unidad de superficie normal a la dirección de desplazamiento. Por lo general se expresa como partículas o fotones / s cm^2 .

Se denomina intensidad de radiación a la energía que, por unidad de tiempo, atraviesan la unidad de superficie normal a la dirección de desplazamiento. Por lo general se expresa como Mev / s cm^2 . Resulta ser igual al producto del flujo de partículas o fotones multiplicado por la energía individual de cada partícula o fotón respectivamente.

1.5.2 Interacciones de las partículas cargadas con la materia

Las partículas cargadas interactúan con la materia por medio de colisiones tanto con núcleos como con electrones orbitales e, incluso, con otras partículas libres. Colisión no implica necesariamente un choque físico sino cualquier interacción entre partículas mediante la acción, por ejemplo, de sus campos eléctricos.

Existen *colisiones elásticas e inelásticas*. En las primeras, la energía cinética total del sistema (conjunto de partículas que interactúan entre sí) se mantiene constante. En

el segundo caso se produce una variación en la energía cinética total, ya que parte de la misma se transforma en algún otro tipo de energía.

1.5.2.1 Alcance

Se define como *alcance* de una partícula al mínimo espesor de un material necesario para detener totalmente dicha partícula. El alcance es función de la partícula (ver Tabla 1.1), de su energía y del material.

1.5.2.2 Ionización específica

Las interacciones inelásticas con los electrones orbitales pueden arrancar a estos últimos de sus átomos generando iones. La cantidad de pares de iones producidos por una partícula por unidad de distancia recorrida se denomina ionización específica.

1.5.2.3 Interacciones de partículas pesadas

Partículas pesadas son aquellas cuya masa es mucho mayor que la masa en reposo del electrón. Entre ellas cabe destacar las partículas alfa (${}^4\text{He}^{++}$), los deuterones (${}^2\text{H}^+$) y los tritones (${}^3\text{H}^+$). Desde el punto de vista de las aplicaciones industriales las más importantes son las partículas alfa.

El rango de energías de las partículas alfa emitidas por núcleos atómicos está comprendido entre 3 MeV y 8 MeV y su velocidad está en el orden de 10^7 m/s.

La trayectoria de una partícula alfa es prácticamente rectilínea y su alcance en aire expresado en cm aproximadamente igual a su energía expresada en MeV.

La partícula alfa es fuertemente ionizante por lo que interacciona principalmente por medio de colisiones inelásticas con electrones orbitales. Dado que la energía promedio para generar un par de iones en aire es de 32,5 eV, dividiendo la energía de las partículas alfa por este número se obtiene la máxima capacidad de ionización por partícula. Para otros gases la energía requerida para arrancar un electrón varía entre 25 eV y 40 eV.

1.5.2.4 Interacciones de partículas beta

La energía de las partículas beta está comprendida entre cero y 5 MeV y su velocidad entre cero y $2,9 \cdot 10^8$ m/s, es decir cercana a la velocidad de la luz.

Los choques elásticos con núcleos atómicos o dispersión de Rutherford desvían las partículas beta de su trayectoria original pero éstas conservan casi toda su energía. Este fenómeno es el principal responsable de la *retrodispersión* o "*backscattering*", es decir el desvío de las partículas beta con ángulos superiores a los 90° . La retrodispersión aumenta con el espesor del absorbedor hasta un valor máximo a partir del cual permanece constante e igual a la retrodispersión a saturación.

Por su parte, los choques elásticos con electrones orbitales ocurren con alta probabilidad sólo para el caso de partículas muy lentas, ocasionando el desvío de la partícula beta con respecto a su trayectoria original.

Contrariamente, partículas de muy alta energía interactúan principalmente a través de colisiones inelásticas con núcleos atómicos al ingresar en su campo eléctrico. Parte de la energía cinética de la partícula es transformada en radiación electromagnética conocida como *radiación de frenamiento* o "*bremssstrahlung*" presentando un espectro continuo de rayos X de origen nuclear. La producción de este tipo de radiación aumenta con el número atómico del absorbedor y con la energía de la partícula beta.

Existen fuentes radiactivas comerciales empleadas en instrumentos nucleares para uso industrial que se basan en la emisión de radiación de frenamiento (Tabla 1.6).

En lo que respecta a las colisiones inelásticas con electrones orbitales, su consecuencia es, como en el caso de partículas alfa, la ionización del átomo.

Todo lo expuesto anteriormente es válido tanto para partículas beta positivas como negativas. Sin embargo, para el caso de positrones hay que tener en cuenta también el efecto de aniquilamiento. En efecto, cuando un positrón pierde toda su energía cinética se aniquila contra un electrón del material absorbedor transformándose ambos en energía y dando lugar a la emisión de dos rayos gamma de 0,511 MeV. Este valor es el equivalente a la masa en reposo de un electrón.

1.5.3 Interacciones de la radiación gamma con la materia

Cuando un haz de radiación γ atraviesa un material cualquiera se producen ciertas interacciones entre los átomos del medio y los fotones, con la consiguiente pérdida de energía de estos últimos.

Para estudiar las interacciones de la radiación gamma con la materia, conviene definir un nuevo parámetro: la *intensidad de radiación* (I). Esta es igual a la energía por unidad de tiempo que atraviesa una unidad de superficie. La intensidad de radiación varía en $-dI$ cuando el haz atraviesa un medio de espesor dx , comprobándose experimentalmente que la pérdida de energía es proporcional a ese espesor y a la intensidad incidente, I .

$$-dI = \mu I dx \quad (1.8)$$

Siendo μ el *coeficiente de atenuación lineal* para radiación electromagnética que representa la probabilidad de interacción de un fotón por unidad de distancia recorrida dentro del material considerado. Su unidad es cm^{-1} y su valor es dependiente de la energía de la radiación incidente y del material involucrado en el proceso.

Integrando la expresión (1.8) y considerando que para $x=0$, $I = I_0$ se obtiene la ley de atenuación exponencial de la radiación.

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.9)$$

El coeficiente μ es igual a la sumatoria de la probabilidad de ocurrencia de cada uno de los tres procesos por medio de los cuales un fotón puede interactuar con la materia. Estos son: *efecto fotoeléctrico*, *efecto Compton* y *formación de pares*.

1.5.3.1 Efecto fotoeléctrico

Los fotones con energías de 0,1 MeV o inferiores tienen una gran probabilidad de interactuar, en especial con materiales de alto número atómico, por medio del efecto fotoeléctrico. En éste el fotón incidente pierde toda su energía arrancando un electrón orbital el cual a su vez recibe una energía cinética igual a la del fotón menos aquella necesaria para extraerlo del átomo (W).

$$E_e = h f - W \quad (1.10)$$

En el 80% de los casos los electrones arrancados pertenecen a la capa K, siempre que el fotón tenga energía mayor que la de enlace para electrones de esa capa.

Puede definirse también un coeficiente de atenuación lineal para el efecto fotoeléctrico que mide la probabilidad de ocurrencia de este proceso y se simboliza por la letra τ .

1.5.3.2 Efecto Compton

En este caso el fotón interactúa con un electrón, que se considera en reposo, transfiriéndole sólo parte de su energía. El fotón es entonces desviado con respecto a su trayectoria original.

Compton supuso que el proceso que lleva su nombre podía considerarse como un choque elástico (es decir una colisión en la que hay conservación de energía cinética) al que podían aplicarse las leyes de la conservación de la energía y de la conservación de la cantidad de movimiento.

El electrón alcanza su máxima energía cinética cuando el fotón incidente es desviado con un ángulo de 180° , en tanto que su energía es mínima en una colisión rasante (ángulo de 0°).

Existe un coeficiente de atenuación lineal por efecto Compton (σ) que mide la probabilidad de ocurrencia de ese fenómeno.

Cabe destacar que un fotón que ha sufrido efecto Compton puede volver a interactuar con el medio y que probablemente lo hará por efecto fotoeléctrico en razón de haber perdido parte de su energía.

1.5.3.3 Formación de pares

El tercer proceso por el cual la radiación gamma puede interactuar con la materia es la formación de pares por la cual un fotón se transforma en un par electrón-positrón.

El positrón fue previsto en forma teórica por Dirac para explicar este efecto y descubierto por Anderson en 1933. Su masa es idéntica a la del electrón y su carga eléctrica, positiva.

Dado que la suma de las masas en reposo de ambas partículas equivale a una energía de $2 m_0 c^2$ (ecuación de Einstein), el fotón deberá tener como mínimo esta energía (1,02 MeV) para formar el par.

Este proceso adquiere especial importancia en fotones de elevada energía que interactúan con elementos pesados y está íntimamente ligado a su inverso: la aniquilación de un par electrón-positrón. Esta se produce cuando el positrón, a causa de perder casi toda su energía en su movimiento a través de la materia, llega al reposo (estado en el que no puede existir) chocando entonces con un electrón normal. En este momento ambas partículas desaparecen generándose dos fotones con energía de 0,511 MeV cada uno, equivalente a la masa en reposo del electrón. Dichos fotones se mueven en direcciones opuestas de manera de conservar la cantidad de movimiento. La aparición de esta nueva radiación γ complica el estudio de este proceso.

También existe un coeficiente de atenuación lineal para formación de pares (κ) que determina su probabilidad de ocurrencia por unidad de recorrido del fotón.

1.5.3.4 Coeficientes de absorción, de dispersión y másico

El coeficiente de atenuación lineal μ está dado por la suma de los coeficientes de atenuación para cada efecto particular.

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (1.11)$$

Estos coeficientes dependen de la energía del fotón y del número atómico del medio. A fin de comparar la importancia relativa de cada uno de ellos, en la Figura 1.5 se han graficado las zonas de preponderancia de cada uno limitados por las curvas $\tau = \sigma$ y $\sigma = \kappa$.

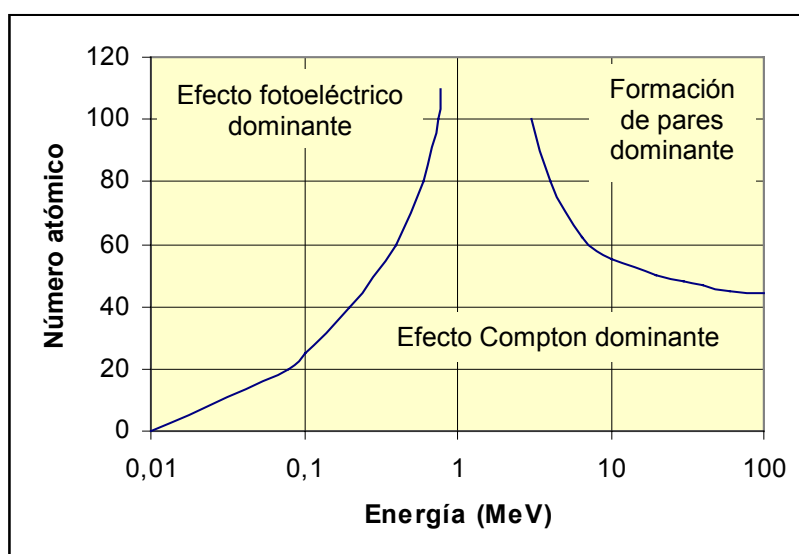


Figura 1.5: Zonas de preponderancia de cada efecto

Cabe agregar que el coeficiente para efecto Compton puede dividirse en dos partes: el *coeficiente de absorción* (σ_a) que mide la energía entregada al medio a través del electrón, y el *coeficiente de dispersión* (σ_s) que mide la energía conservada por el fotón. Se cumple la siguiente igualdad:

$$\sigma = \sigma_a + \sigma_s \quad (1.12)$$

Por último, puede tomarse la expresión (1.9) y multiplicar y dividir su exponente por la densidad ρ (g / cm^3) del medio.

$$I = I_0 e^{-(\mu / \rho) (\rho x)}$$

En ella ρx representa el espesor dado en gramos por centímetro cuadrado (denominado “gramaje” en algunas industrias, tal como la del papel) y μ / ρ es el llamado *coeficiente másico de atenuación* (cm^2 / g) y que también está dado por la suma de los coeficientes másicos para cada efecto individual. Los coeficientes másicos de atenuación son prácticamente independientes de la densidad y estado físico del medio pero siguen siendo dependientes de la energía del fotón.

1.6 Neutrones

Como se mencionó anteriormente, el neutrón es una partícula nuclear sin carga eléctrica y con masa casi idéntica a la del protón, encontrándose en los núcleos de todos los elementos salvo en el isótopo 1 del hidrógeno. Fue descubierto por Chadwick en 1932.

Debido a su elevada energía cinética y a carecer de carga eléctrica tienen un poder de penetración muy alto inclusive, en muchos casos, superior al correspondiente a la radiación γ .

Los neutrones pueden ser clasificados en tres grupos de acuerdo con su energía cinética: térmicos, epitérmicos y rápidos. Los primeros tienen velocidades iguales a aquellas de la molécula de un gas ideal a igual temperatura. En la Tabla 1.2 se indican algunas características de cada grupo.

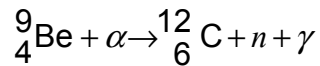
Tabla 1.2: Clasificación de los neutrones		
Nombre	Rango de energía	Principal interacción
Térmicos	0,025 eV (a 22 ⁰ C)	Captura simple (n, γ)
Epitérmicos	0,5 eV - 10 KeV	Dispersión elástica (n,n) Captura simple (n, γ)
Rápidos	10 KeV – 20 MeV	Dispersión elástica (n,n)

En la naturaleza los neutrones se generan como consecuencia de procesos de fisión espontánea en núcleos de átomos pesados. Además, pueden citarse tres fuentes artificiales generadoras de neutrones: los reactores nucleares, los aceleradores electrostáticos y las fuentes radioisotópicas.

Los reactores producen flujos neutrónicos de gran intensidad como consecuencia de los procesos de fisión que ocurren en sus elementos combustibles. Este flujo puede ser empleado para producir radioisótopos artificiales a través de choques inelásticos con los átomos de un material colocado como blanco.

Los aceleradores electrostáticos emplean diferencias de potencial del orden de los 300 KV para imprimir a un haz de deuterones una velocidad apropiada (energías de 100 KeV a 600 KeV) como para impactar sobre un blanco e inducir una reacción (d,n) generadora de neutrones. La reacción deuterón-neutrón (d,n) consiste en que núcleos del blanco capturen deuterones y como consecuencia se transformen en un nuevo elemento, emitiendo neutrones como parte del proceso. Los deuterones son partículas formadas por un protón y un neutrón, similares a un núcleo de deuterio (hidrógeno-2).

Las fuentes radioisotópicas son extensamente utilizadas en laboratorio y en campaña debido a su gran sencillez. Se basan en la mezcla de algún radioisótopo de vida larga, emisor α , con polvo de berilio. En estas condiciones las partículas α interactúan con los núcleos de berilio-9 dando lugar a la siguiente reacción:



Los neutrones así obtenidos presentan un espectro de energías que va desde algunos KeV hasta 10 MeV, dependiendo su valor medio del emisor α utilizado.

Como ejemplo pueden citarse las fuentes de americio-berilio que emplean americio-241 y que generan hasta 10^7 neutrones / segundo con energías desde 0,1 MeV a 11,2 MeV con un valor medio de 4,5 MeV. Esta fuente emite radiación γ de baja energía y tiene un período de semidesintegración de 433 años.

1.6.1 Interacciones con la materia

En su desplazamiento en el interior de un medio los neutrones interaccionan con los núcleos constitutivos de sus átomos al chocar con los mismos. Se distinguen dos tipos de colisiones: *elásticas* e *inelásticas*, las que se describirán brevemente a continuación.

1.6.1.1 Choques elásticos

Son colisiones en las cuales la energía cinética total del sistema no es alterada, lo que implica que el neutrón incidente sólo es desviado de su trayectoria original perdiendo parte de su energía, la cual es ganada por el núcleo.

Este fenómeno es el más importante en la *moderación* de neutrones con energías inferiores a 10 MeV, Se denomina moderación el proceso por el cual un haz de neutrones de alta energía es llevado al rango de los neutrones térmicos.

El estudio matemático puede realizarse aplicando las leyes de conservación de la energía y conservación de la cantidad de movimiento de la mecánica clásica como si se tratara de un choque de bolas de billar. Como consecuencia de este análisis surge que el hidrógeno es el principal responsable de la pérdida de energía de un haz neutrónico. Sin embargo, esto no significa que sea el mejor moderador dado que deben tenerse en cuenta otros factores tales como la densidad y la probabilidad de que el neutrón sea absorbido por el núcleo en lugar de ser sólo desviado.

Se conoce como *sección eficaz* a un parámetro que mide la probabilidad de ocurrencia de una reacción nuclear. Es función del material blanco y del tipo de radiación a la que es sometido. En este caso la sección eficaz de captura neutrónica caracteriza al proceso de absorción de un neutrón por un núcleo.

Si un haz de radiación de I neutrones por centímetro cuadrado incide normalmente sobre una lámina de espesor Δx que contiene N núcleos por centímetro cúbico, el número de blancos por centímetro cuadrado será $N \Delta x$. Si por unidad de superficie se producen C interacciones, se define como sección eficaz al número promedio de interacciones por núcleo y por neutrón y está dada por:

$$\sigma = \frac{C}{N I \Delta x} \quad (1.13)$$

Se mide en unidades de superficie obteniéndose valores comprendidos entre los 10^{-22} cm^2 y los 10^{-26} cm^2 . Para simplificar la notación se ha definido el “*barn*” como unidad para secciones eficaces, siendo $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Considerando su capacidad de disminución de la energía de un haz neutrónico y su valor de sección eficaz pueden evaluarse los diferentes materiales para determinar su comportamiento como moderadores. Se llega a la conclusión de que el mejor moderador es el agua pesada cuya molécula está compuesta por un átomo de oxígeno y dos de deuterio.

1.6.1.2 Choques inelásticos

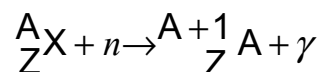
Son colisiones en las que hay pérdida de energía cinética, la cual es liberada por diferentes procesos entre los que pueden citarse los siguientes:

- emisión de neutrones y radiación γ
- emisión de partículas cargadas
- emisión de radiación γ
- fisión nuclear

En el primer caso, la reacción más común es la $(n, n-\gamma)$ en la cual se emiten, en forma simultánea, un neutrón y radiación electromagnética. También puede emitirse más de un neutrón pero en estos casos la sección eficaz es muy baja.

La emisión de partículas cargadas se produce a partir de reacciones tales como (n, α) o (n, p) en las que se emite una partícula α y un protón, respectivamente, a causa de la interacción del neutrón con el blanco. Estas reacciones son poco frecuentes con neutrones térmicos dado que es necesaria una energía relativamente alta para contrarrestar el potencial de atracción electrostática del núcleo.

Las reacciones (n, γ) son las que presentan mayor probabilidad de ocurrencia (sección eficaz elevada) y son las más importantes desde el punto de vista de la prospección de pozos y del análisis por activación. Simbólicamente puede representarse como sigue:



Prácticamente todos los elementos naturales son aptos, en mayor o menor medida, para tomar parte en esta reacción.

Finalmente, puede decirse que la fisión nuclear consiste en la partición del núcleo en dos porciones (formando dos nuevos elementos) con la emisión simultánea de neutrones y radiación electromagnética, como consecuencia del bombardeo del flujo neutrónico incidente. Este proceso tiene lugar solamente en núcleos muy pesados y su probabilidad crece con el cuadrado del número atómico.