



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
FACULTAD DE INGENIERÍA

INTRODUCCIÓN A LA INGENIERÍA NUCLEAR

Andreu Ibarra Braulio

APUNTES DE LA MATERIA:

G-

605613



FACULTAD DE INGENIERIA

"INTRODUCCION A LA INGENIERIA NUCLEAR"

POR: BRAULIO ANDREU
INVESTIGADOR DEL LABORATORIO
NUCLEAR DE LA UNIVERSIDAD NA
CIONAL AUTONOMA DE MEXICO

G-

605613

P R E F A C I O

Los apuntes que presento en este trabajo, son el -
producto de la recopilación del material necesario en los dife-
rentes libros y publicaciones que se mencionan en la Bibliogra-
fía.

Los temas que se tratan fueron algunos transcritos-
íntegramente, otros traducidos y sintetizados y otros redacta-
dos originalmente, con el objeto de conjuntar en un solo libro,
apuntes apegados lo mas posible al programa de la materia "In-
troducción a la Ingeniería Nuclear"; que se imparte en la Fa -
cultad de Ingeniería de la U. N. A. M., para facilitar la la -
bor de consulta del alumno.

Su publicación tiene fines exclusivamente didácti -
cos.

EL AUTOR

INTRODUCCION A LA INGENIERIA NUCLEAR

CAPITULO I

FUNDAMENTOS DE FISICA NUCLEAR.

A	Aspectos Atómicos de la Materia Atomos y Moléculas El Atomo	Pag. 1
B	Reacciones Nucleares Fisión Nuclear Carta de Isotopos	10
C)	Radiación Partículas α Radiación β Emisión Gama Series Radiactivas Interacción de los Neutrones con la Materia Sección Transversal	21

CAPITULO II

INTRODUCCION AL MANEJO DE RA -
DIOISOTOPOS Y A LA PROTECCION-
RADIOLOGICA

A)	Aspectos Generales	49
B)	Dosis Máximas Permisibles	59
C)	Almacenaje, Traslado y Desecho de Materia- les Radiactivo	63
D)	Procedimientos Simples para Descontamina- ción de Personas	69
E)	Vigilancia	75

F) Método para Efectuar una Prueba de Fuga de Material Radiactivo

79

CAPITULO III

SISTEMAS DE DETECCION DE LA RADIACION

A) Aspectos Generales

82

B) Detectores de Gas

83

B-1 Cámaras de Ionización

B-2 Contadores Proporcionales

B-3 Contadores Geiger Muller

C) Detección por Centelleo

97

D) Detección por Semiconductores

99

E) Errores Estadísticos en la Detección de la Radiación.

103

F) Factores de Geometría, Absorción, Dispersión, Decaimiento y Eficiencia del Detector en el conteo de Radiaciones.

111

FUNDAMENTOS DE FISICA NUCLEARA) ASPECTOS ATOMICOS DE LA MATERIA

ATOMOS Y MOLECULAS.-

La idea de que la materia está constituida de unidades básicas discretas, ha avanzado desde una inicial filosofía especulativa, hasta una bien establecida teoría física. - Es ahora posible en bases de esta teoría hacer predicciones - acerca de las propiedades de los constituyentes elementales - de la materia, las que pueden ser probadas en el laboratorio.

Todos los materiales encontrados en la naturaleza están hechos de 92 elementos. La más pequeña partícula de un elemento es el átomo. La combinación de átomos de diferentes elementos son llamados "compuestos químicos". La más pequeña unidad de los compuestos químicos es la molécula. Algunos materiales; por ejemplo gases tales como hidrógeno, oxígeno, y nitrógeno, normalmente existen en forma "diatómica" que son moléculas de dos átomos idénticos cada una, mientras que otros gases, tales como el helio, neón y argón son monoatómicos. -- Con los elementos monoatómicos los términos "átomo" y "molécula", definen a la misma unidad y pueden ser usados indistintamente.

Ley de Avogadro: Una consideración de las simples relaciones numéricas de los volúmenes de los gases que entran en las reacciones químicas dió a Avogadro la conclusión que: - "iguales volúmenes de diferentes gases bajo las mismas condiciones de presión y temperatura, contienen el mismo número de moléculas"

De lo anterior se sigue que: "las masas moleculares de diferentes gases bajo las mismas condiciones están en la misma relación que sus densidades"

Las masas relativas de las moléculas a los átomos están convencionalmente expresadas en una escala en la cual - se asigna al átomo más abundante del carbón el valor de "12".

Las masas atómicas o moleculares expresadas en esta "escala - relativa" son llamadas "peso atómico" o "peso molecular", respectivamente, y la unidad de esta escala relativa es la denominada "unidad atómica de masa" (u.a.m.).

Un átomo gramo, es la cantidad de un elemento expresada en gramos, numéricamente igual a su peso atómico. Por ejemplo un átomo gramo del carbono más abundante en la naturaleza, cuyo peso atómico es 12 unidades atómicas de masa (u.a.m) equivale a 12 gramos de dicho carbono

De manera análoga una molécula gramo se define como la cantidad de un elemento o un compuesto expresado en gramos numéricamente igual a su peso molecular. A esta unidad se le llama también una "mole". Por ejemplo una mole de agua - - equivale a 18 gm de ella (2 x 1 + 16)

Como una extensión de la ley de Avogadro puede deducirse que: una molécula gramo de cualquier sustancia tiene el mismo número de moléculas, y que un átomo gramo de cualquier elemento tiene también el mismo número de átomos. Este número es precisamente el número de Avogadro, el cual es igual a 6.024×10^{23} moléculas/mole o átomos/átomo gramo

Una mole de cualquier gas, en condiciones normales de presión y temperatura, ocupa un volumen de 22.414 litros.

PROBLEMA 1-1 La densidad del hidrógeno es $0.00008988 \text{ gm/cm}^3$ - y su peso atómico 1.00797 u.a.m. ¿Cuál es su volumen molar?

SOLUCION.- Puesto que la densidad es igual a la masa entre el volumen y el peso molecular del hidrógeno es el doble de su peso atómico (por ser una molécula diatómica)

$$V = \frac{M}{\rho} = \frac{1(1.00797 \text{ gm})}{0.00008988 \text{ gm/cm}^3} = 22.4 \times 10^3 \text{ cm}^3 = 22.4 \text{ litros}$$

PROBLEMA 2-1 Dada la densidad y peso atómicos del hidrógeno, - ¿Cuál es la densidad de nitrógeno de peso atómico igual a - - 14.0067 u.a.m?

SOLUCION.- Puesto que las densidades de dos gases están en -- proporción a sus pesos moleculares, tendremos:

$$\frac{H}{N} = \frac{2(1.00797)}{2(14.0067)}$$

$$\therefore N = \frac{14.0067}{1.00797} H$$

$$N = \frac{14.0067}{1.00797} \times 0.00008988 \text{ gm/cm}^3$$

$$N = 0.001259 \text{ gm/cm}^3$$

De otra manera, podemos también resolver el problema como sigue: puesto que el Nitrógeno es un gas diatómico, su molécula tendrá un peso molecular igual a 2×14.0067 u.a.m. que será la masa de una mole de nitrógeno, si lo expresamos en -- gramos. Y puesto que el volumen de una mole en condiciones -- normales es de 22414 cm^3

$$\therefore = \frac{2(14.0067)\text{gm}}{22414} = 0.00125 \text{ gm/cm}^3$$

PROBLEMA 3-1 En muchos cálculos numéricos el número de moléculas por unidad de volumen (N_0) es requerido. Dada la densidad del grafito (carbón) = 2.25 gm/cm^3 encontrar el número de -- átomos de carbón por cm^3 del mismo

SOLUCION.-

$$N_A = 6.024 \times 10^{23} \text{ moléculas/mole}$$

o sea en 12 gramos de grafito habrá N_A moléculas o átomos (en este caso iguales) de carbón.

$$\therefore N_0 = \frac{N_A}{M} = \frac{2.24 \text{ gm/cm}^3}{12\text{gm/mole}} \times 6.024 \times 10^{23} \text{ atom/mole}$$

$$N_0 = 1.13 \times 10^{23} \text{ átomos/cm}^3$$

PROBLEMA 4-1 Calcular el volumen asociado con una molécula de agua en hielo de densidad

$$= 0.9 \text{ gm/cm}^3$$

SOLUCION.- La masa de un "mole" de hielo (H₂O) es (2 x 1 + 1) = 18 gm

$$\therefore \text{su volumen ser\'a } V = \frac{M}{\rho} = \frac{18 \text{ gm/mole}}{0.9 \text{ gm/cm}^3} = 20 \text{ cm}^3/\text{mole}$$

El n\'umero de mol\'eculas por mole est\'a dado por el n\'umero de Avogadro N_A

$$\therefore \text{Volumen por Mol\'ecula} = \frac{20 \text{ cm}^3/\text{mole}}{6.024 \times 10^{23} \text{ mol\'ecula/mole}} = 3.32 \times 10^{-23} \text{ cm}^3/\text{mol\'ecula}$$

Si nosotros supusieramos cada mol\'ecula de agua ocupando un volumen c\'ubico, este cubo tendr\'a un lado de

$$Q = \sqrt[3]{3.32 \times 10^{-23}} \text{ cm} = 3.2 \times 10^{-8} \text{ cm}$$

6 Q = 6 \u00c1 donde \u00c1 = Angstrom = 10⁻⁸ cm

Este es el \u00f3rden de magnitud t\u00edpico de los tama\u00f1os de los \u00e1tomos y mol\u00e9culas.

PROBLEMA 5-1 Calcular el volumen disponible para una mol\u00e9cula de agua que est\u00e1 formado parte de un gas de vapor de agua y comp\u00e1relo con el resultado del problema anterior

SOLUCION.-

$$\begin{aligned} \text{Vol. por mol\'ecula} &= \frac{\text{Volumen molar}}{N_A} \\ &= \frac{22414 \text{ cm}^3/\text{mole}}{6 \times 10^{23} \text{ molecular/mole}} \\ &= 3720 \times 10^{-23} / \text{mol\'ecula} \end{aligned}$$

Por lo tanto el volumen disponible para una mol\u00e9cula en estado gaseoso en condiciones normales, es del \u00f3rden de 1000 veces mayor al asociado a \u00e9sta, cuando est\u00e1 en estado s\u00f3lido.

El Atomo

Sommerfield, generalizando la teor\u00eda del \u00e1tomo, desarrollada por Bohr con base en el modelo de Rutherford, su

paso al átomo constituido por un núcleo puntiforme del orden de 10^{-12} cm de radio, cargado positivamente (constituido por neutrones y protones), y alrededor del cual giran los electrones en órbitas elípticas que se les conoce como niveles o capas de energía. Estas órbitas están cuantizadas, es decir, solo ciertas órbitas que reúnen ciertas condiciones pueden ser ocupadas y a cada órbita le corresponde una cierta energía. Un electrón mientras gira en su órbita, no emite energía (postulado de Bohr), pero al pasar mediante una transición brusca de una órbita "L" a una órbita "K", emite una cantidad de energía igual a $E_L - E_K$ en forma de radiación electromagnética, donde E_L = energía de órbita L y E_K la de la órbita K. Las órbitas se les denomina con las letras K, L, M etc., según se alejan del núcleo, la primera es la K, la segunda es la L y así sucesivamente. El comportamiento de los electrones orbitales de los átomos, está definido por los principios de la mecánica cuántica originalmente desarrollada por Bohr, De Broglie y Pauli. Es suficiente recalcar aquí, que el número y energía de estos electrones determina la naturaleza química de un átomo.

Con la letra "Z", se define la carga atómica de un átomo, también llamada "número atómico", y nos da el número de electrones o protones del mismo en unidades electrostáticas de carga. Con la letra "A", se expresa la masa o peso atómico de un átomo. Esta "A" es un número entero igual al número de nucleones (neutrones mas protones) de un átomo, y no es rigurosamente igual a su masa; es el número entero más próximo a ella, cuando esta masa se expresa en unidades atómicas de masa.

Con el número atómico (Z) y el peso atómico (A), queda completamente definido un átomo, y se acostumbra ponerlos como subíndice y superíndice del símbolo del elemento respectivamente.

Los átomos con igual número de protones, pero diferente de neutrones, se les conoce como isótopos. Los isótopos

de un elemento tendrán por lo tanto, igual "Z", pero diferente "A" y tendrán las mismas características químicas entre sí ya que éstas son solo función del número de electrones o protones "Z". Dos isótopos son indistinguibles por medios químicos. Por ejemplo el hidrógeno tiene tres isótopos conocidos, con pesos atómicos "A" de 1, 2 y 3; H¹, H² y H³ más comúnmente conocidos como hidrógeno, deuterio y tritio respectivamente, aunque los tres son hidrógenos, y se comportan químicamente como tal:

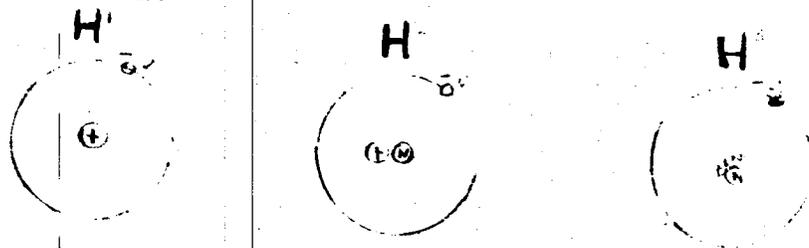


Figura 1-1

Los elementos constituyentes de la materia, en la naturaleza, frecuentemente están formados por una mezcla de varios de sus isótopos, esta mezcla queda definida con el porcentaje de abundancia de los isótopos presentes.

TABLA 1-1 MASAS DE ALGUNOS ISOTOPOS, INCLUYENDO ELECTRONES.

Elemento	Carga, Z	Masa, A	Abundancia natural, %	Masa uam
n	0	1	0	1.00898
H	1	1	99.9851	1.00812
H	1	2	0.0149	2.01474
He	2	3	0	3.01700
Li	3	6	99.9999	4.00387
Li	3	7	7.52	6.01702
Be	4	8	92.47	7.01822
Be	4	9	0	8.00785
B	5	10	100	9.01504
B	5	11	20	10.01611
C	6	12	80	11.01279
C	6	13	98.892	12.00380
C	6	13	1.108	13.00747
N	7	14	0	14.00766
N	7	13	0	13.00986
N	7	14	99.635	14.00752
N	7	15	0.365	15.00486

..... #7.

Elemento	Carga, Z	Masa, A	Abundancia natural, %	Masa uam
O	8	16		
O	8	17	99.758	16.00000
O	8	18	0.0373	17.00453
F	9	18	0.2039	18.00487
Ne	10	19	100	19.00466
Ne	10	20	90.92	19.99886
Ne	10	21	0.257	21.00059
Na	11	22	8.82	21.99827
Na	11	22		22.00141
Na	11	23	100	22.99714
Mg	12	24		23.99857
Mg	12	23		23.00145
Mg	12	24	78.6	23.99270
Mg	12	25	10.11	24.99462
Al	13	26		25.99080
Al	13	27	100	26.99014
Si	14	28		27.99076
Si	14	28	92.3	27.98584
P	15	29	4.68	28.98551
P	15	21	100	30.98362
Mo	42	32		31.98402
Sn	50	96	16.5	95.9356
Sn	50	118	24.01	117.940
Ra	50	120	33.0	119.939
Th	88	226		226.096
U	90	232	100	232.110
U	92	235	0.714	235.117
U	92	238	99.28	238.125

La energía asociada con las transformaciones nucleares, es de una magnitud de millones de veces mayores a la asociada con las transformaciones electrónicas típicas de las reacciones químicas.

Estas energías, provienen de la llamada energía de amarre de los núcleos. Esta energía de amarre, es la que mantiene unidos los núcleos, se deriva de la pérdida de masa de ellos, al estar unidos formando el núcleo con respecto a la masa que tienen en estado libre; por ejemplo el núcleo del átomo de deuterio (H^2) tiene una masa de 2.01473 uam, en cambio la masa aislada de sus componentes:

Masa del protón	1.00814 u.a.m.
Masa del neutrón	1.00898 u.a.m.
	<hr/>
	2.01712 u.a.m.

En consecuencia al estar formado un núcleo de deuterio pierden

$$\begin{aligned}
 & 2.01712 \text{ u.a.m} \\
 & - \underline{2.01473 \text{ u.a.m.}} \\
 & 0.00239 \text{ u.a.m.} = 3.97 \times 10^{-27} \text{ gm}
 \end{aligned}$$

Einstein demostró que la masa tiene una equivalencia en energía y postuló que teóricamente es posible convertir materia en energía en materia según la ley:

$$E = m c^2$$

donde

- E = energía en ergios o Joules
- m = masa en gramos o kilogramos
- c = velocidad de la luz en el vacío en cm/seg o m/seg

En consecuencia, la energía, derivada de la pérdida de masa al formarse el núcleo de deuterio será

$$\begin{aligned}
 E &= 3.97 \times 10^{-27} \times (3 \times 10^{10})^2 = 3.58 \times 10^{-6} \text{ erg} = \\
 &= 2.23 \times 10^6 \text{ e.v.}
 \end{aligned}$$

donde 1 e.v. = 1 electrón volt; que es la energía adquirida por un electrón al estar sujeto a una diferencia de potencial de un volt.

TABLA 2-1 CONSTANTES NUCLEARES Y FACTORES DE CONVERSION

	M a s a		Energía de reposo Mev	Símbolo
	u.a.m	gramos x 10 ⁻²⁴		
Masa unitaria	1	1.65990	931.16	m
Electrón	0.00054862	0.00091066	0.51083	e, e ⁻ , o
Protón	1.007595	1.67247	938.17	p
Neutrón	1.008983	1.67472	939.43	n
Atomo de H	1.00812	1.67338	938.68	H
Partícula α	4.00280	6.64424	3727.07	α

En otras palabras, para separar el núcleo de deuterio en sus partes, constituyentes; protón, neutrón, habría que suministrar al núcleo 2.23 Mev (o sea 1.115 Mev por nucleón). o si pudiésemos unir un protón y un neutrón para formar un núcleo de deuterio se obtendrían 2.23 Mev de energía. A esta energía se le conoce como energía de amarre del núcleo. La energía de amarre por nucleón es menor en los núcleos de elementos ligeros que en los pesados, teniéndose una distribución como sigue

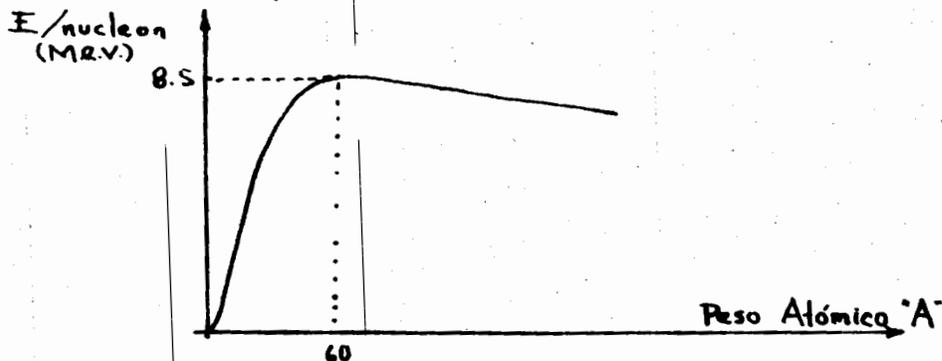


Figura 2-1

PROBLEMA 6-1. Calcular la energía liberada al convertir un grame de materia en energía y calcular también que cantidad de carbón necesitaríamos para obtener la misma energía por combustión del mismo

SOLUCION.-

de

$$E = m c^2$$

$$E = 1 \text{ gm} \times (3 \times 10^{10})^2 \text{ cm/seg} = 9 \times 10^{20} \text{ erg} = 8.52 \times 10^{10} \text{ BTU}$$

La oxidación (combustión) de 1 Kg., de carbón, libera 30,000 BTU en consecuencia necesitaremos oxidar $\frac{8.52 \times 10^{10}}{3 \times 10^4} = 2.85 \times 10^6 \text{ Kg} = 2,850 \text{ toneladas}$ de carbón para obtener la misma energía asociada a la masa de un gramo de cualquier material

PROBLEMA 7-1.- Sabiendo que en la fisión de un átomo de U^{235} se libreran aproximadamente 200 Mev. de energía, calcular la cantidad de U^{235} , que se fisionará en una bomba atómica de 100 Megatones de potencia (equivalente a 100 millones de toneladas de TNT) 100 gm de TNT liberan 16000 calorías al explo-

tar

SOLUCION.- 100 Megatonnes equivalen a $16000 \times 10 \times 10^3 \times 10^6 \times 100$ calorías = 16×10^{15} calorías = 67×10^{15} Joules, por otra parte

$$200 \text{ Mev} = 200 \times 1.6 \times 10^{-13} \text{ Joules}$$

$$200 \text{ Mev} = 3.2 \times 10^{-11} \text{ Joules}$$

O sea que necesitaremos $\frac{67 \times 10^{15}}{3.2 \times 10^{-11}} = 21 \times 10^{26}$ fisiones y un número igual de átomos.

Por el número de Avogrado, sabemos que en 235 gm de U^{235} hay 6.02×10^{23} átomos en consecuencia 21×10^{26} átomos peserán:

$$235 \times \frac{21 \times 10^{26}}{6.02 \times 10^{23}} = 820 \times 10^3 \text{ gm} = 820 \text{ Kg. de } U^{235}$$

Como la densidad del U^{235} es de 19.04 gm/cm^3 las 820 Kg. ocupan un volumen de $\frac{820000}{19.04} = 43000 \text{ cm}^3$ o sea una esfera de $r = \sqrt[3]{\frac{3}{4} \frac{43000}{\pi}} = 48.5 \text{ cm. de radio}$

B) REACCIONES NUCLEARES

Las ecuaciones para las transformaciones nucleares, pueden escribirse en forma muy parecida a las ecuaciones para las reacciones químicas. Dado que las reacciones de importancia, al presente, no implican la creación o destrucción de neutrones o protones, las ecuaciones deberán mostrar un balance tanto en neutrones como en protones. Esto se lleva a cabo escribiendo el número de nucleones (la masa nuclear o A), como un exponente al símbolo químico, y escribiendo el número de protones, o el número del elemento Z, como el subíndice. De este modo Na-23 se escribe como ${}_Z\text{Na}^A$ o ${}_{11}\text{Na}^{23}$.

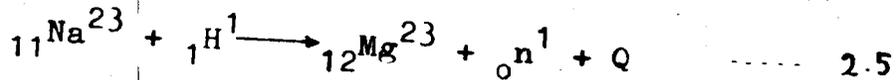
En realidad, el subíndice es superfluo, puesto que el símbolo químico identifica al número de protones en el núcleo, pero la inclusión del subíndice es conveniente como una ayuda en el balance de las ecuaciones de reacciones nucleares.

Un neutrón se designa como ${}_0n^1$ dado que su masa es unitaria y su carga es cero.

Un electrón se muestra como ${}_{-1}e^0$, dado que su masa es despreciable en comparación con la de un neutrón y la de un protón, y su carga es opuesta a la del protón.

Un protón es ${}_{1}H^1$

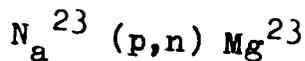
Se ha encontrado que Na-23 puede convertirse a magnesio, bombardeándolo con protones de energía suficientemente alta. La reacción nuclear que ocurre en ese caso, puede escribirse en forma de ecuación como



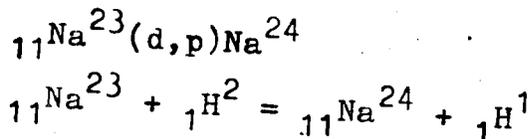
en la que Q denota la energía absorbida o liberada en la reacción.

Puede considerarse que, momentaneamente al menos, se forma un núcleo compuesto ${}_{12}Mg^{24}$ pero este es inestable -- emitiendo un neutrón

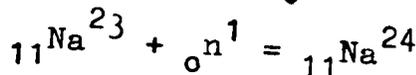
Una reacción del tipo dado en la Ec. 2.5, se abre via algunas veces en la forma



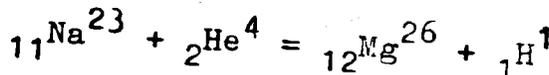
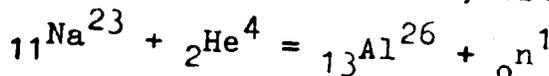
Si Na-23 se bombardea con deuterones, puede producirse Na-24 y protones; esto es



El bombardeo de Na-23 con neutrones, puede también producir Na-24 en una reacción n-γ



Cuando Na-23 se bombardea con partículas α, pueden producirse o bien neutrones o bien protones, esto es,



La determinación de cual de las varias reacciones puede ocurrir y la probabilidad de que tenga lugar una

reacción específica, son tópicos que forman parte del campo de la química nuclear. Con frecuencia se puede obtener cierta indicación de la probabilidad del predominio de una reacción específica, considerando las energías implicadas en la transformación o transmutación. Algunas reacciones tienen energía inicial, esto es, la partícula de bombardeo debe tener energía cinética que exceda a un valor mínimo específico para que la reacción tenga lugar. Por ejemplo el U-238 puede ser fisiónado por un neutrón, solamente si la energía del neutrón excede a 1.1 Mev. Las posibilidades de muchas reacciones se han determinado experimentalmente como funciones de la energía y de otras variables significativas. Están tabuladas en "Secciones Transversales para Neutrones" (Neutron Cross Sections), -BNL-235, U.S. Government Printing Office, Washington, 2a. Ed. 1958, Suplemento No. 1, 1960.

Energía de las reacciones nucleares.- La energía de salida (o de entrada) en una reacción nuclear, puede calcularse de las masas de los núcleos y partículas en la reacción, y del principio de que hay conservación de masa más energía. La suma de las masas más la energía cinética de la partícula y núcleo originales, debe ser igual a la suma de las masas del núcleo y partícula resultantes, más sus energías cinéticas. Para ayudar a hacer los balances de energía, los valores de algunas masas isotópicas se dan en la Tabla 1.1

PROBLEMA 8-1.- Determinar el cambio en energía en la conversión de Na-23 a magnesio, por bombardeo de protones.

SOLUCION.- La ecuación nuclear fue dada en la ecuación 1.1. Las partículas iniciales son el núcleo de Na-23 y el protón. La masa del núcleo de sodio puede calcularse restando la masa de once electrones, de la masa del átomo Na-23, y tomando en cuenta la energía de unión. En realidad, la substracción de los electrones puede indicarse simbólicamente. La masa del protón se agrega para dar la masa total de las partículas que entran en la reacción nuclear.

$$\begin{array}{r}
\text{Núcleo de Na-23} = \text{átomo de Na-23} - 11 e = 22.99714 \text{ uam} - 11 e \\
\text{Más 1 protón} = \text{átomo de H-1} - 1 e = \underline{1.00812 \text{ uam} - 1 e} \\
\text{Total} = 24.00526 \text{ uam} - 12 e
\end{array}$$

La masa del núcleo resultante de magnesio, más el neutrón, es

$$\begin{array}{r}
\text{Núcleo de Mg-23} = \text{átomo de Mg-23} - 12 e = 23.00145 \text{ uam} - 12 e \\
\text{Más 1 neutrón} = \underline{1.00898 \text{ uam}} \\
\text{Total} = 24.01043 \text{ uam} - 12 e
\end{array}$$

La masa del producto es mayor que la masa del Na-23 y del protón que entran en la reacción, y el aumento en masa se obtuvo a expensas de la energía. La diferencia entre las dos masas es 0.00517 uam, que es equivalente a 4.79 Mev. De aquí que, la suma de las energías cinéticas del protón y del núcleo del sodio, debe ser al menos 4.79 Mev mayor que la suma de las energías cinéticas del neutrón y del núcleo de magnesio, con el objeto de que la reacción tenga lugar.

La suma de las energías cinéticas de las partículas resultantes, menos la suma de las energías cinéticas de las partículas iniciales, es llamado el valor Q de la reacción o el balance de energía para la reacción. El valor Q es también igual a la suma de las masas de las partículas iniciales menos la suma de las masas de las partículas resultantes, todas convertidas a Mev. En la reacción, Na-23 (p,n) Mg-23, el valor Q es negativo, siendo - 4.79 Mev. Un valor negativo de Q denota una reacción a la que debe suministrarse energía, mientras que un valor positivo de Q denota una reacción que libera energía, inicialmente en forma de energía cinética de las partículas resultantes. Normalmente, esta energía cinética se convierte pronto en energía térmica a través de la colisión de las partículas resultantes con átomos adyacentes. Algunas reacciones resultan en valores positivos altos de Q que conducen a grandes picos de temperatura localizados temporalmente. Estos se conocen como puntas térmicas. Los núcleos iniciales pueden normalmente suponerse en reposo, dado que a las

temperaturas ordinarias, su energía cinética será pequeña en comparación con las otras energías. Si el principio de conservación del momentum se aplica, entonces a las partículas implicadas en la reacción, se puede demostrar que la energía cinética mínima de la partícula original de masa m_p que choca contra el núcleo de masa m_n debe ser

$$E_{min} = - Q \left(\frac{m_n + m_p}{m_n} \right) \dots\dots 1.1$$

con objeto de que se lleve a cabo por la reacción. Esta energía se conoce como la energía inicial para la reacción. El -- que la partícula incidente tenga una energía igual o mayor -- que la energía límite inicial, es una condición necesaria, pero no suficiente, para que la reacción tenga lugar.

PROBLEMA 9-1.- Determinar el valor Q para la reacción Na-23 - (,p) Mg-26

SOLUCION.- Las masas iniciales

Núcleo de Na-23	=	átomo de Na-23-11 e	=	22.99714 uam_11 e
Núcleo de He-4	=	átomo de He-4 - 2 e	=	<u>4.00387 uam_ 2 e</u>
		Total		= 27.00101 uam-13 e

Las masas finales son

Núcleo de Mg-26	=	átomo de Mg-26 - 12 e	=	25.99080 uam - 12 e
Protón	=	átomo de H-1 - 1 e	=	<u>1.00812 uam - 1 e</u>
		TOTAL		= 26.99892 uam - 13 e

$$\begin{aligned}
Q &= (\text{masa inicial} - \text{masa final}) \text{ 931.16} \\
&= (0.00209) \text{ 931.16} \\
&= 1.95 \text{ Mev}
\end{aligned}$$

En esta reacción Q es positiva, indicando que se libera energía. Esto es, algo de la masa del sodio y del helio se ha convertido en energía. En la reacción precedente, algo de la energía cinética de los protones iniciales se convirtió en masa.

.....

Aunque la reacción (α, p) de sodio es exotérmica, no es tan fácilmente adaptable a la producción de potencia, como lo es la fisión del uranio. La razón principal es que la reacción (α, p) no es una reacción en cadena, mientras que la fisión del U-235, que se lleva a cabo por bombardeo de neutrones, resulta en más neutrones que pueden hacerse esequibles para bombardeo posterior de núcleos adicionales de U-235.

Fisión Nuclear.- El término fisión nuclear se usa para designar la explosión de un núcleo o su desintegración en dos o más partes componentes, como resultado de que una partícula penetra o se combina con el núcleo. Virtualmente, todos los núcleos pueden desintegrarse por medio de este proceso, y la partícula que produce la desintegración, puede ser cualquiera de las diferentes componentes de un átomo. En la mayoría de los casos, sin embargo, las velocidades mínimas que las partículas de bombardeo deben tener para inducir una fisión, son mayores que las velocidades de las partículas que resultan en la fisión, y para ellas no se puede establecer una reacción en cadena que se mantenga por sí misma.

Un ejemplo de interés práctico, en el que la reacción en cadena puede mantenerse, es la fisión del núcleo de U-235, como resultado del bombardeo por neutrones. Si un neutrón entra en un núcleo U-235, el núcleo resultante puede hacerse inestable y explotar, o fisionarse, produciendo dos núcleos más pequeños, que se apartan con una velocidad inicial alta y unos cuantos neutrones libres, así como algunos otros productos de importancia relativamente secundaria. Inmediatamente después de la fisión, los núcleos resultantes, o fragmentos de la fisión, tienen una alta velocidad, pero son detenidos por la colisión con otros núcleos en la masa. Como un resultado, su energía cinética se convierte a calor, y este calor constituye un gran porcentaje de la energía disponible de la fisión.

Si unos de los neutrones que resulta del proceso de fisión puede inducirse para que se combine con otro núcleo

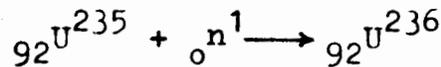
de U-235, y producir la fisión de ese núcleo, se establece el modelo para un proceso continuo para desarrollar calor del -- U-235. La secuencia es un ejemplo de una reacción en cadena.

Con el objeto de ser de interés práctico, se debe cumplir varios requisitos en el proceso de fisión.

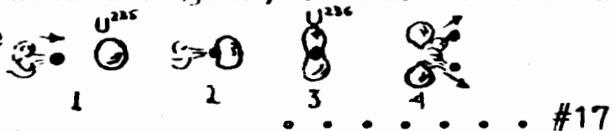
- 1 - Algunas de las partículas (tales como neutrones), emitidas en el proceso de fisión, deben ser del tipo apropiado y tener suficiente energía para producir fisión de -- otros núcleos del combustible
- 2 - Un número suficiente de partículas debe emitirse en el -- proceso de fisión, no solamente para sostener, sino -- también para aumentar el número de fisiones por segundo -- y para prevenir la inevitable pérdida de algunas partícu -- las
- 3 - El proceso de fisión debe liberar energía
- 4 - Debe estar a disposición un medio de controlar el núme -- ro de fisiones por segundo, para controlar el ritmo de -- liberación de energía

Bajo las condiciones apropiadas, los requisitos - pueden satisfacerse. Al presente, el número de materiales ade -- cuados, conocidos como combustibles nucleares, es muy limita -- do, Incluyen al U-235, Pu-239 y U-233 otros materiales tales -- como U-238 y Th-232, pueden convertirse en combustibles nu -- cleares.

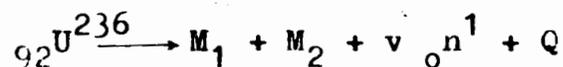
Como se estableció anteriormente, la fisión del - U-235 se inició bombardeando el núcleo de uranio con neutro -- nes. La reacción inicial es la formación de un núcleo com --- puesto.



La introducción de un neutrón adicional en el --- núcleo de U-235, perturba el equilibrio del núcleo. Como resul -- tado, el núcleo puede emitir radiación gama, o como se indica en la Figura, puede fisionarse



Si se fisiona, el tipo de reacción que ocurre esencialmente



en la que M_1 y M_2 denotan dos núcleos, usualmente de diferentes masas, y ν es el número de neutrones liberados, por fisión. El valor de ν es un entero para un núcleo dado, pero varía de núcleo a núcleo, dependiendo de los detalles de la reacción de fisión individual. Tiene un valor promedio de aproximadamente 2.47.

La longitud de tiempo entre la absorción de un neutrón y el comienzo de la separación del núcleo de U-235 en dos fragmentos, es del orden 10^{-14} seg. Si la fisión ocurre, los fragmentos adquieren la mayor parte de su energía cinética, en aproximadamente 10^{-20} seg. Al tiempo de la separación, los fragmentos no son núcleos normales; su razón neutrón-protón es mayor que la posible en los núcleos estables. El primer paso hacia la estabilidad consiste en la emisión de neutrones. Dentro de aproximadamente 10^{-17} seg, después del comienzo de la fisión, se liberan los llamados neutrones inmediatos, y aproximadamente 10^{-14} seg más tarde, se emiten rayos γ inmediatos. Los fragmentos de fisión se mueven durante aproximadamente 10^{-9} seg antes de que se detengan, momento en el cual pueden considerarse como núcleos producto de la fisión.

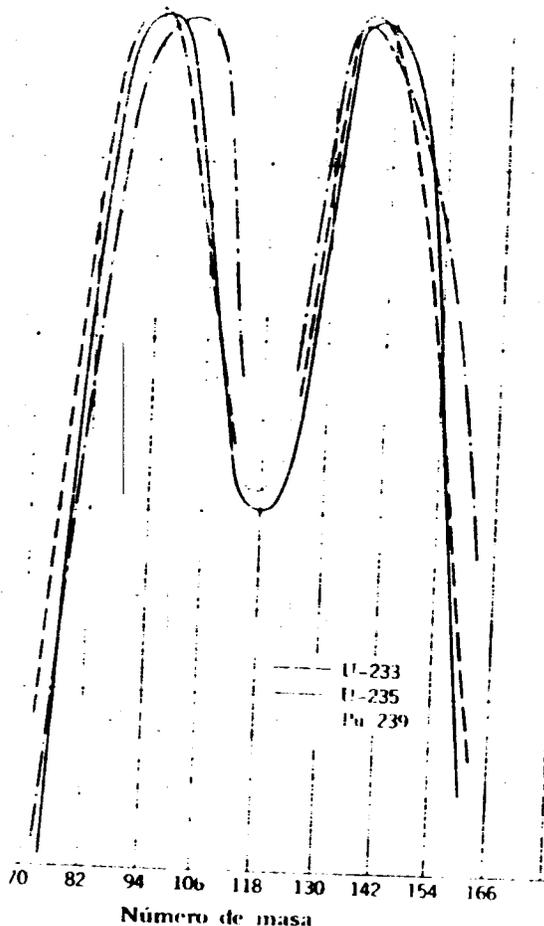
La razón neutrón-protón de los productos de fisión, es aún demasiado alta para la estabilidad, y el único medio de alcanzar la estabilidad es a través de la radiación. Como resultado, los productos de fisión son altamente radioactivos. La estabilidad nuclear no se alcanza inmediatamente, sino que ocurre como un proceso ordenado estadísticamente, que requiere miles de años en algunos casos, para completarse. Debido a este decaimiento radioactivo, el manejo de los productos de fisión de los combustibles de los reactores, requiere un cuidado extremo. La actividad de un elemento combustible descargado de un reactor, depende de la cantidad de combustible que ha sido convertida a productos de fisión, pero con frecuencia es tan alta que los elementos deben almacenar-

se bajo varios metros de agua durante semanas, para permitir que algunos de los productos de corta media vida y de alta intensidad, decaigan lo suficiente para un manejo normal a control remoto.

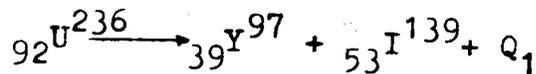
La obtención de la razón neutrón potrón, necesaria para la estabilidad, se efectúa por medio de dos procesos -la liberación de más neutrones y la emisión de electrones del núcleo, incrementando de este modo la carga positiva del núcleo. El último proceso es equivalente a convertir un neutrón en un potrón, más un electrón y un neutrino, que son emitidos. La radiación también continúa.

Los neutrones emitidos en esta etapa se conocen como neutrones retrasados, y juegan un papel muy importante en el control de los reactores. Con frecuencia, se clasifican en seis grupos, dependiendo de cuando son emitidos. La mayoría de ellos serán arrojados en un minuto o dos después de la fisión; el número total es aproximadamente 1.80 por 100 fisiones.

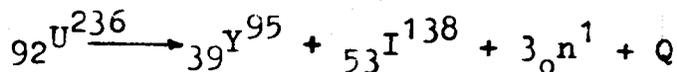
En general, los productos de fisión no tienen la misma masa. La producción de productos de fisión se ha encontrado que tiene una forma de doble pico, como se muestra en la Figura, con una producción relativamente baja de productos de igual masa o de masa baja o muy alta



Un ejemplo de una reacción de fisión, ilustrará algunos de los puntos que acabamos de discutir. Una reacción-inicial



podría ser seguida por la emisión de neutrones inmediatos, para dar



El itrio-95 y el yodo-138 son ambos altamente radioactivos. - El yodo-138, por ejemplo, decaerá rápidamente a Xe-138, luego a Cs-138 y luego a Ba-138, con tal de que el núcleo no emita-neutrones retrasados. Si es arrojado un neutrón retrasado, --

Ba-137 podría ser el producto final estable.

Al presente, no se puede ejercitar ningún control sobre la formación de unos productos específicos de fisión, - con preferencia a otros. El hecho de que se forman muchos tipos diferentes de núcleos, como resultado de la fisión, complica el estudio de las reacciones nucleares que ocurren, pero la ciencia de la química nuclear se ha desarrollado hasta el punto de que existe disponible una gran cantidad de información detallada sobre los procesos.

Un cálculo del valor de la Q, a partir de las masas nucleares, da aproximadamente 203 Mev.¹ Weinberg y Wigner² enlistan los valores dados en la Tabla 2.3, como energías promedio disponibles de la fisión.

TABLA 3-1 DISTRIBUCION DE LA ENERGIA PROMEDIO DE LA FISION.

Fuente	Mev.
Energía cinética de los fragmentos de fisión	167 ± 5
Rayos inmediatos	6 1
Energía cinética de los neutrones de fisión	5
Rayos retrasados	6 1
Radiación retrasada	8 1.5
Neutrinos	12 2.5
Energía total por fisión	204 7

La energía de los neutrinos no es asequible, pero la captura de neutrones que resulta en radiación adicional, - tiende a compensar esto, haciendo que la energía medida sea - aproximadamente 205 Mev por fisión. La energía disponible por fisión del Pu-239 y del U-233, es casi exactamente la misma - para el U-235.

Cartas de isótopos.- Debido al gran número de núcleos incluidos en los productos de fisión, en las reacciones nucleares, y en las aplicaciones industriales corrientes-

o potenciales, se han inventado diferentes cartas para el trazo rápido de las reacciones nucleares y para los datos sobre los nucleidos. Una carta conveniente de esta naturaleza es la "Carta de Nucleidos" (Chart of the Nuclides), impresa por la General Electric Company anexa a este libro. En esta carta, - cada nucléido diferente se indica en un cuadrado. Los cuadrados están acomodados verticalmente por el número de protones, y horizontalmente por el número de neutrones en el núcleo, así que los isótopos de un elemento dado, aparecen en una línea horizontal. Las diferentes reacciones nucleares pueden seguirse moviéndose vertical, horizontal, o diagonalmente, sobre la carta, como se muestra en la clave. Algunas propiedades útiles se enlistan en cada cuadrado.

C) RADIACION

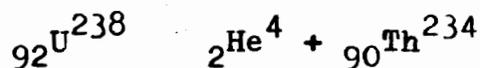
El término radiación, como se usa en ingeniería nuclear, se refiere a la emanación de partículas nucleares o fotones electromagnéticos de alta energía, de una fuente que puede ser material radioactivo, o de un dispositivo tal como un reactor, un sincrotrón, o un ciclotrón. Como se hizo notar anteriormente, existen cuatro tipos de radiación de importancia primordial para los ingenieros nucleares:

- 1 - Partículas alfa
- 2 - Partículas beta
- 3 - Rayos gama
- 4 - Neutrones

La radiación es importante, tanto porque tiene -- propiedades que le permiten ser usada en una gran variedad de formas, como porque constituye un serio peligro para la sa -- lud. En ambos casos, los efectos se producen debido a la inte -- racción de la radiación con la materia o con los materiales. - En algunos casos se incluyen objetos inanimados; en otros, te -- jidos vivientes.

Partículas α . La radiación α consiste de núcleos - de helio; una combinación de dos neutrones y dos protones. Emana de muchos núcleos radioactivos, como resultado de la inestabilidad de los núcleos respectivos. Las partículas α provienen de los núcleos con una energía (o energías) específica, - que es característica de los isótopos específicos. El uranio-238, por ejemplo, emite partículas α con una energía de 4.20 - Mev.

Cuando una partícula α es emitida de un núcleo de U-238, el núcleo pierde dos protones y dos neutrones. Consecuentemente el núcleo original se convierte en Th-234, esto - es,



El torio es también radioactivo, y emite tanto radiación β como radiación γ .

El radio es otro de los materiales naturalmente - radiactivos, y se producen muchos emisores α artificialmente. En general los emisores α son elementos pesados.

Las partículas α también pueden producirse bombardeando ciertos materiales. Por ejemplo, si el Li-7 se bombardea con protones en el margen apropiado de energía, se pueden producir dos partículas α .

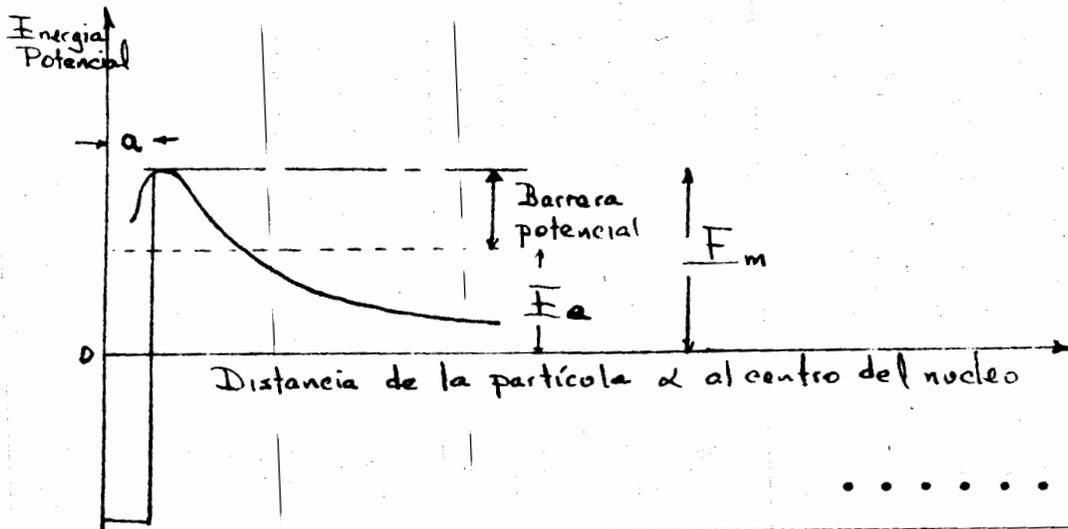
Emisión alfa.- Dado que la combinación de dos neutrones y dos protones forma una configuración muy estable, se ha postulado que un núcleo pesado, tal como el U-238, contiene muchas subasociaciones que pueden considerarse como partículas α . Todos los nucleones, en el núcleo de U-238, se encuentran en un estado violento de movimiento. Si la velocidad de una partícula α dentro de un núcleo, es del orden del 1% - de la velocidad de la luz y el núcleo tiene un radio menor -- que 10^{-12} cm, la frecuencia de oscilación es del orden de - - 10^{20} ciclos por segundo.

Durante sus oscilaciones, actúan sobre la partícula dos grupos de fuerzas. Uno de ellos es la repulsión elec-

trostática (Coulomb) entre el núcleo de helio cargado positivamente, y las otras 90 cargas positivas en el núcleo de U-238. Esta fuerza está contrarrestada por las fuerzas nucleares de unión, que evitan que el núcleo se separe en unidades individuales positivamente cargadas.

Las energías asociadas con las fuerzas de Coulomb y las fuerzas de unión nuclear, pueden ilustrarse por medio del diagrama de la Figura, que es un diagrama de energías o un diagrama de potencial. En este diagrama, las energías potenciales están trazadas en la dirección Y y las distancias de la partícula α , al centro del núcleo, están trazadas en la dirección X. Las fuerzas nucleares de unión son fuerzas de corto alcance y son efectivas solamente cuando la distancia de la partícula al centro del núcleo es menor que 'a'. En este rango, la partícula tiende a permanecer dentro del núcleo. Para distancias mayores que 'a', las fuerzas de Coulomb predominan y la partícula será repelida. Cuando la partícula está a la distancia a del centro del núcleo, la energía de unión de la partícula, en relación con el núcleo es E_m . Si la partícula tiene una energía cinética mayor que E_m , podrá superar las fuerzas de unión y escapar del núcleo.

La línea punteada de elevación E_a , ilustra la energía promedio de las partículas α dentro del núcleo, y la llamada barrera de potencial se muestra como $E_m - E_a$. Una forma en que una particular individual puede adquirir cinética suficiente para superar la barrera de potencial, es por colisión con otra partícula (tal como un protón), con la que es bombardeado el núcleo.



Bajo las condiciones del decaimiento natural α , las circunstancias son tales que las partículas α pueden -- "cruzar a través de un túnel" la colina de potencial y esca - par.

En un núcleo naturalmente radioactivo, como el -- U-238, los dos neutrones y protones escapan junto a través de la barrera, por medio del efecto de la mecánica cuántica, llamado "túnel". El proceso es estadístico. Sin embargo, si se -- conoce la altura y el grosor de la barrera de potencial y la energía de las partículas, se puede calcular la probabilidad- (λ) de que una partícula α escape del núcleo, en un segundo. Los tiempos calculados están en gran conformidad con los observados.

Media vida. La discusión anterior hace recalcar -- el hecho de que la emisión α , de un material radioactivo, no es un proceso instantáneo, sino que ocurre a un ritmo prome -- dio establecido por la naturaleza y cantidad de los materia -- les radiactivos y que es de naturaleza estadística. Si la barrera de potencial es alta y gruesa, la probabilidad será baja. Sin embargo, debido a que una masa apreciable de material radioactivo contiene (desde el punto de vista de la ingenie -- ría) tantos núcleos, el ritmo de emisión α de esta masa es -- predecible.

De acuerdo con la definición de probabilidad de -- emisión de una partícula α de un núcleo, el ritmo de emisión es proporcional al número de núcleos radioactivos presente, -- siendo λ la constante de proporcionalidad. En forma de ecua -- ción.

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad \dots \quad 2.1$$

en la que N = número de núcleos radiactivos originales en -- cualquier tiempo

t = tiempo

λ = constante de desintegración ó de decaimiento

El signo negativo es necesario, dado que el número del núcleo radioactivos originales decrece con el tiempo.

La ecuación 2-1 puede reordenarse e integrarse

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

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

El número de núcleos radioactivos originales, presenten al tiempo cero, puede designarse como N_0 . Entonces.

$$\ln N_0 = C$$

$$\ln N = \ln N_0 - \lambda t$$

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t}$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad \dots \quad 3-1$$

y
de la que

o

y

La ecuación 3-1 muestra que el número de núcleos radioactivos originales, disminuye exponencialmente con el tiempo, y puede aproximarse a cero, pero no llega a ser igual a cero en un tiempo finito. Dado que el ritmo de desintegración de los núcleos o el ritmo de emisión de radioactividad decrece con el tiempo, el proceso de frecuentemente llamado decaimiento radioactivo o degeneración radioactiva.

Algunas veces es conveniente conocer el tiempo necesario para que la mitad de un núcleo radiactivo original, decaiga o emita radiación

De la Ecuación 3-1

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}}$$

$$e^{\lambda t_{1/2}} = 2$$

$$t_{1/2} = \ln \frac{2}{\lambda} = 0.693/\lambda$$

Entonces

o

$$t_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda}$$

El tiempo, $t_{1/2}$, se conoce como la media vida del radionucléido. La media vida del U-238 , es 4.55×10^9 años, y la media vida del Ra-226 es 1620 años, algunos otros emisores tienen medias vidas cortas. Por ejemplo, la media vida del Po-214 es aproximadamente $160 \mu\text{seg}$.

Interacción de la radiación α con los materiales.- La principal interacción entre las partículas α y los materiales gaseosos, líquidos o sólidos, es la ionización. Dado que las partículas α llevan una doble carga positiva, tienden a desprender electrones de los átomos que están cerca de donde pasan, dejando pares iónicos en su trayectoria. En general, se requieren aproximadamente 32.5 ev. para formar un par iónico, y se ha encontrado que una estimación razonable del número

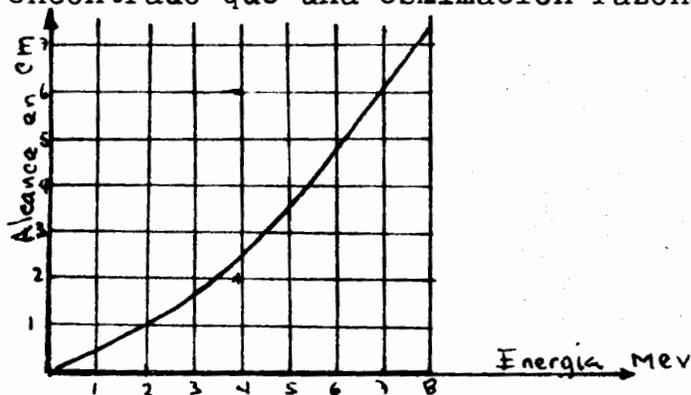


Fig. 4-1 Curvas de energía alcance para partículas en el aire ro de pares iónicos, formados por las partículas α detenidas, puede obtenerse dividiendo la energía original de la partícula α entre 32.5 ev por par iónico. En realidad, algo de la energía de la partícula α , que pasa a través del material, se transforma en energía de excitación de los electrones que no son desprendidos de sus núcleos

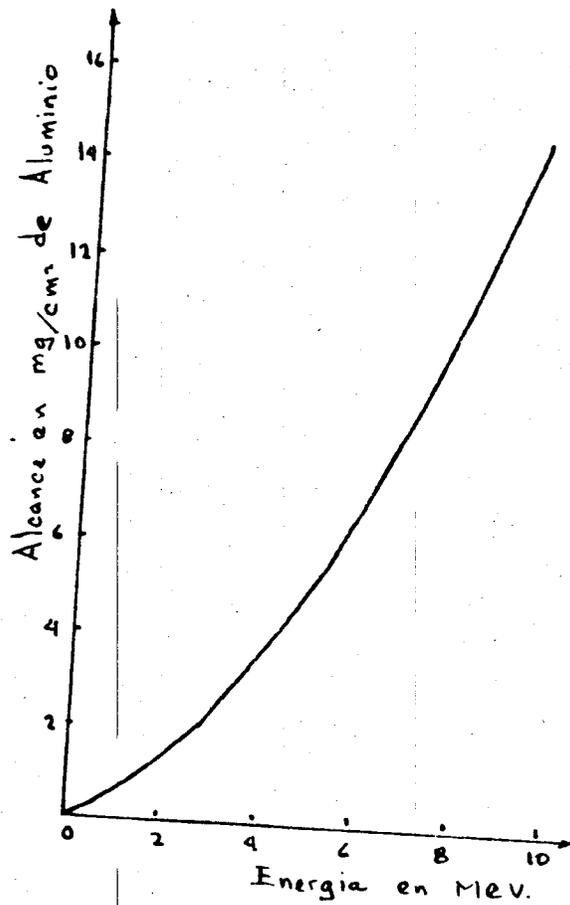


Fig. 5.1 Curva de energía-alcance para partículas α en aluminio.

El alcance de una partícula α en el aire, se define como la distancia que la partícula viajará antes de ser detenida. Es una función de la energía inicial de la partícula α . Una curva aproximada de alcance, se muestra en la Figura 4.1

El alcance de una partícula α , en un sólido puede expresarse en términos del equivalente en el aire, o por el número de centímetros de aire necesarios para detener partículas α , de la misma energía que las detenidas por un grosor dado del sólido. El alcance también se expresa como miligramos por cm^2 de la sustancia. Una curva de alcance, representativa para el aluminio, se muestra en la Figura 5.1.

Algunas veces es conveniente usar la potencia relativa de detención de un material, para indicar su efectividad en detener radiación α . La potencia relativa de detención

c

ción de un material, se define como el alcance de la partícula α en el aire, al alcance de una partícula α de la misma -- energía en el material. Los valores de poder relativo de de -- tención y alcance, para unos cuantos materiales, se dan en la Tabla 4.1

TABLA 4-1 PODER RELATIVO DE DETENCIÓN Y ALCANCE PARA PARTÍCULAS ALFA

Material	Poder relati vo de deten- ción	Alcance mg ppr- cm ²
Aluminio	1,700	11.0
Cobre	3,800	16.3
Oro	4,950	27.1
Mica	1,930	10.1

Los datos se dan para las partículas α de Po-214- (RaC') que tienen un alcance medio en el aire, de aproximada- mente 6.9 cm.

Es evidente que la mayoría de la radiación α será detenida por unas cuantas hojas de papel. Será detenida tam- bién por aproximadamente 70 micrones de tejido. Sin embargo, - un corto alcance indica una alta absorción de nergía, o un -- alto grado de ionización en la distancia corta, así que el da ño correspondiente del tejido puede ser importante. Los mate- riales radioactivos que emiten partículas α , son particular- mente peligrosas cuando se inhalan o se ingieren.

Radiación β . La radiación β está compuesta de -- electrones. En contraste con la radiación α , que es emitida- de un material radiactivo o uno o más valores discretos de -- energía cinética, los electrones que constituyen la radia - - ción β , son emitidos sobre un margen amplio de energía. La - energía máxima es característica del isótopo específico. En - la Figura 6-1 se muestran ejemplos de tres espectros.

Muchos materiales emiten radiación β . De éstos, el Sr-90 es uno de los más importantes comercialmente. Emite radiación β con una energía máxima de 0.54 Mev, y tiene una media vida de 28 años. Es particularmente útil en la calibración de grosores, como se describirá más tarde.

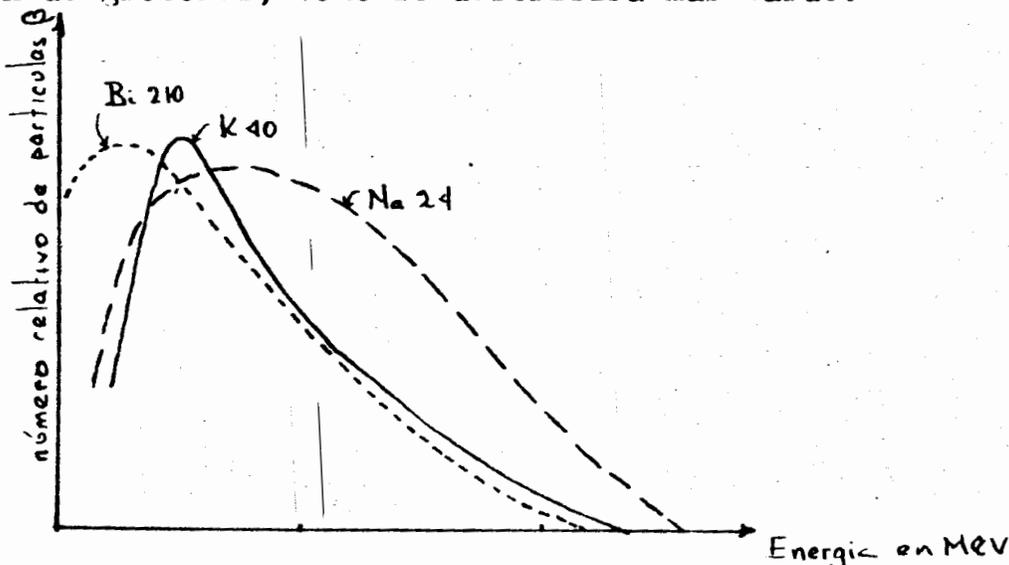
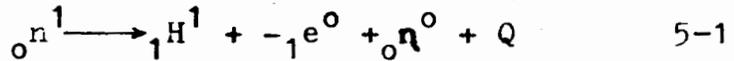


FIGURA 6-1 Espectros de partículas

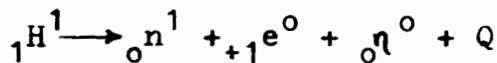
Mecanismo de emisión. Dado que no existen elec -- trones libres en el núcleo de un átomo, las partículas β de -- ben provenir de las transformaciones nucleares que resultan -- en electrones. La explicación más probable es que un neutrón -- se rompa en un protón, un electrón y una partícula adicional -- llamada neutrino. El neutrino tiene carga nula y masa despre -- ciable, en comparación con un protón o con un electrón. Sin -- embargo, puede tener energía. Suponiendo que la energía trans -- portada por el neutrino no es la misma para toda desintegra -- ción de un radionucléido dado, es posible explicar el hecho -- de que la radiación β ocurre en un espectro ^{continuo} y no con magnitu -- des discretas de energía. La suma de la energía cinética del -- neutrino, la energía cinética de la partícula β y la energía -- de retrocesos del núcleo, es la misma para cada desintegra -- ción de un núcleo dado.

La reacción subnuclear implicada en la producción β es

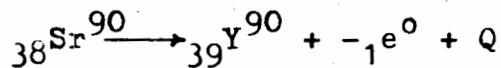


en la que η denota el neutrino. Sin embargo, el decaimiento β debería considerarse como una reacción que envuelve al núcleo completo, que tiene el mismo efecto neto que la reacción indicada en la Ecuación 5-1

Por un proceso algo semejante, se puede explicar la producción de positrones o partículas cargadas positivamente, teniendo la misma masa que los electrones.



En este caso, Q es negativa. De la Ecuación 5-1 se ve que cuando una partícula β es emitida de un núcleo, el número de neutrones en el núcleo disminuye en uno y el número de protones aumenta. La especie química del núcleo se altera por la emisión β . Por ejemplo,



el Sr-90 se convierte a Y-90, que incidentalmente es también un emisor β con una vida media de 65 hs. La energía máxima de la radiación β del Y-90 es aproximadamente 2.5 Mev. En realidad, es la radiación β del itrio la que es útil en la calibración de grosores, más que la radiación β del estroncio, debido a la mayor energía de la radiación del itrio. Sin embargo, el Sr-90 tiene una vida media más larga y por lo tanto, sirve como una fuente conveniente de Y-90.

Penetración de radiación beta. Dado que las partículas β están cargadas, sus formas principales de interacción con los materiales hacia los que se proyectan, son la ionización y la transferencia de energía del campo eléctrico de la partícula β a los electrones orbitales en el medio mostrado. El grosor del material necesario para detener una par

tícula β , y también de la densidad de los electrones en el medio. La densidad electrónica está estrechamente relacionada con la densidad del material; de aquí que el alcance se toma con frecuencia como el producto de la densidad y del grosor del material. Aunque existen tratamientos teóricos, la relación entre alcance y energía se deduce usualmente en forma experimental para un material dado. Los valores con frecuencia se expresan en términos del aluminio, como en las relaciones dadas en las Ecuaciones 6-1 y 7-1

$$R = 0.542E - 0.133; E > 0.8 \text{ Mev} \quad 6-1$$

$$R = 0.407E^{1.38} \quad ; E < 0.8 \text{ Mev} \quad 7-1$$

en las que R es el alcance en gramos por cm^2

E es la energía máxima en Mev

El alcance puede expresarse como $R = \frac{t}{p}$, en donde t es el grosor y p es la densidad

Aunque estas relaciones se dedujeron para la penetración en el aluminio, pueden aplicarse a otros materiales livianos con exactitud razonable. Para los elementos pesados, el error es del orden de 20%, pues la densidad electrónica disminuye un poco con el aumento del número atómico. El alcance es aproximadamente Z/A veces los valores dados en las Ecuaciones 6-1 y 7-1

Radiación gama. La radiación γ es electromagnética en su naturaleza y puede considerarse como radiación-x de alta energía. Es más penetrante que los rayos-x y constituye uno de los principales peligros alrededor de los reactores nucleares.

La radiación γ de un nucléido dado, no es continua sino que consiste de cortos estallidos o paquetes de ondas electromagnéticas, conocidas como fotones. Cada estallido es resultado de una alteración específica en un núcleo o en la capa electrónica que rodea al núcleo.

Muchos materiales emiten rayos γ . Uno de los más importantes, comercialmente, es el Co-60, que se usa amplia -

mento para radiografía o examen de soldaduras y piezas de fundición, para la localización de posibles defectos. El uso de la radiografía con Co-60 es un negocio de aproximadamente 500 millones de dólares anuales. El talio es otro emisor y que tiene posibilidades definidas para la radiografía comercial.

Emisión Gama. Las energías de unión de los núcleos como fueron considerados en el punto B, son energías mínimas o de estados base. Como resultado de diferentes eventos, de los cuales el decaimiento radioactivo es un ejemplo, un núcleo puede poseer más estados de energía que el básico. Entonces, se dice que el núcleo se encuentra en un estado excitado. Esto representa una configuración o estado inestable, y existe una probabilidad definida que un núcleo específico, en un estado excitable estipulado, regresará al estado básico, en un tiempo dado. En otras palabras, una colección de núcleos en un estado excitado dado, tiene una media vida definida.

Cuando el átomo regresa del estado excitado al estado básico, la energía de exceso puede liberarse en forma de fotones. El número de fotones emitido, y su nivel de energía, será característico del estado excitado del núcleo dado. El esquema de emisión se ilustra algunas veces en forma de diagrama de niveles de energía, de los cuales el de la Figura 7-1 es un ejemplo.

El Ni-60, en el estado excitado A-A (formado por el decaimiento β de Co-60), emite un rayo γ de 1.33 Mev para traerlo a BB, que es altamente inestable, con el resultado que se emite un segundo rayo γ de 1.17 Mev inmediatamente para traer un núcleo del estado básico. Los dos rayos γ son emitidos casi simultáneamente y siempre en un par. Se dice algunas veces que están en cascada.

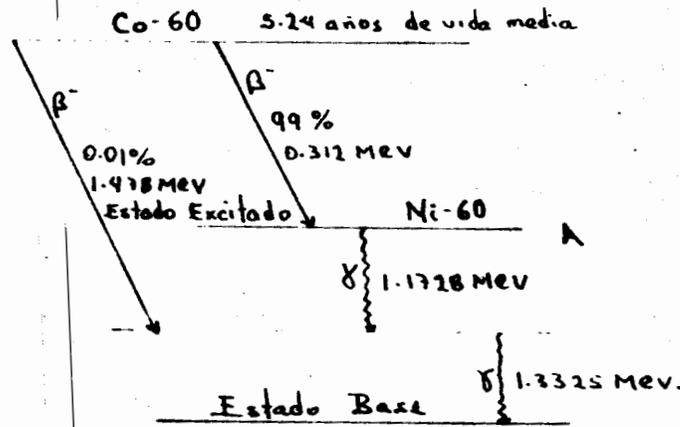


FIGURA 7-1 DIAGRAMA DE NIVELES DE ENERGIA PARA LA DESINTEGRACION DE Co-60

Un núcleo excitado de un átomo que está emitiendo radiación γ , puede interactuar con un electrón en la capa K de ese átomo, y dar al electrón energía suficiente para arrojarlo. En este proceso, llamado algunas veces conversión interna, el rayo β es suministrado por la radiación γ . También cuando un electrón de la capa L o de las capas superiores, se mueve hacia adentro para llenar la vacante en la capa K, se producirá un rayo-x.

Interacción de la radiación gamma con los materiales; Existen tres formas principales de interacción de la radiación y con los materiales. Se conocen como (1) el efecto fotoeléctrico, (2) el efecto Compton, (3) la producción de un par. ¿Qué efecto predominará? dependerá de la energía de la radiación γ incidente, que también está relacionada con la frecuencia asociada al fotón, a través de la expresión

$$E = hv \quad 8-1$$

en la que E es la energía en joules

h es la Constante de Planck = 6.6×10^{-34} joule-seg
 v es la frecuencia en seg^{-1}

La frecuencia es inversamente proporcional a la longitud de onda.

Efecto fotoeléctrico. El fotón de la radiación γ puede chocar con el electrón orbital de un átomo y transferir toda su energía al electrón, dando por resultado que el electrón deje su órbita con una energía cinética igual a la diferencia entre la energía del fotón y la energía de unión del electrón. En forma de ecuación.

$$h\nu = E_B + T$$

en la que E_B es la energía de unión del electrón y T es la energía cinética del electrón arrojado. El electrón arrojado, llamado foto-electrón, puede tener energía suficiente para producir la ionización de otros átomos. El rayo γ es aniquilado en el proceso. El efecto fotoeléctrico ocurre principalmente en valores de energía γ relativamente bajos.

Efecto Compton. El fotón de energía E puede chocar con un electrón, como si el fotón fuera una partícula. El fotón es desviado en un ángulo θ_p y el electrón (llamado electrón de retroceso) es desviado en un ángulo θ_e . La masa efectiva del fotón puede calcularse de la relación de Einstein $E = mc^2$, y los principios de conservación de masa y de conservación del momentum, puede aplicarse para predecir con exactitud de la dirección del fotón y la del electrón, pueden después de la colisión. Es evidente que en este efecto, también conocido como dispersión de Compton, el fotón no es convertido totalmente en energía cinética del electrón, como es el caso en el efecto fotoeléctrico. El efecto Compton predomina en niveles de energía intermedia.

Producción de un par. En el proceso conocido como producción de un par, un fotón de alta energía se convertirá, en la vecindad de un núcleo, en un electrón y en un positrón. La energía del fotón incidente, en exceso de la equivalencia a la masa del electrón y del positrón, se convertirá en energía cinética del par recientemente creado. La energía equivalente a la masa de cada partícula del par, es 0.51 Mev. Consecuentemente, la producción de un par no puede ocurrir si la energía del fotón incidente es menor que 1.02 Mev. En este proceso, la energía se convierte en masa.

Un dibujo que ilustra los tres procesos, se muestra en la Figura 8-1. La probabilidad de la producción de un par, a partir de un fotón de energía dada, mayor que 1.02 Mev, es mayor en los átomos pesados que en los átomos ligeros.

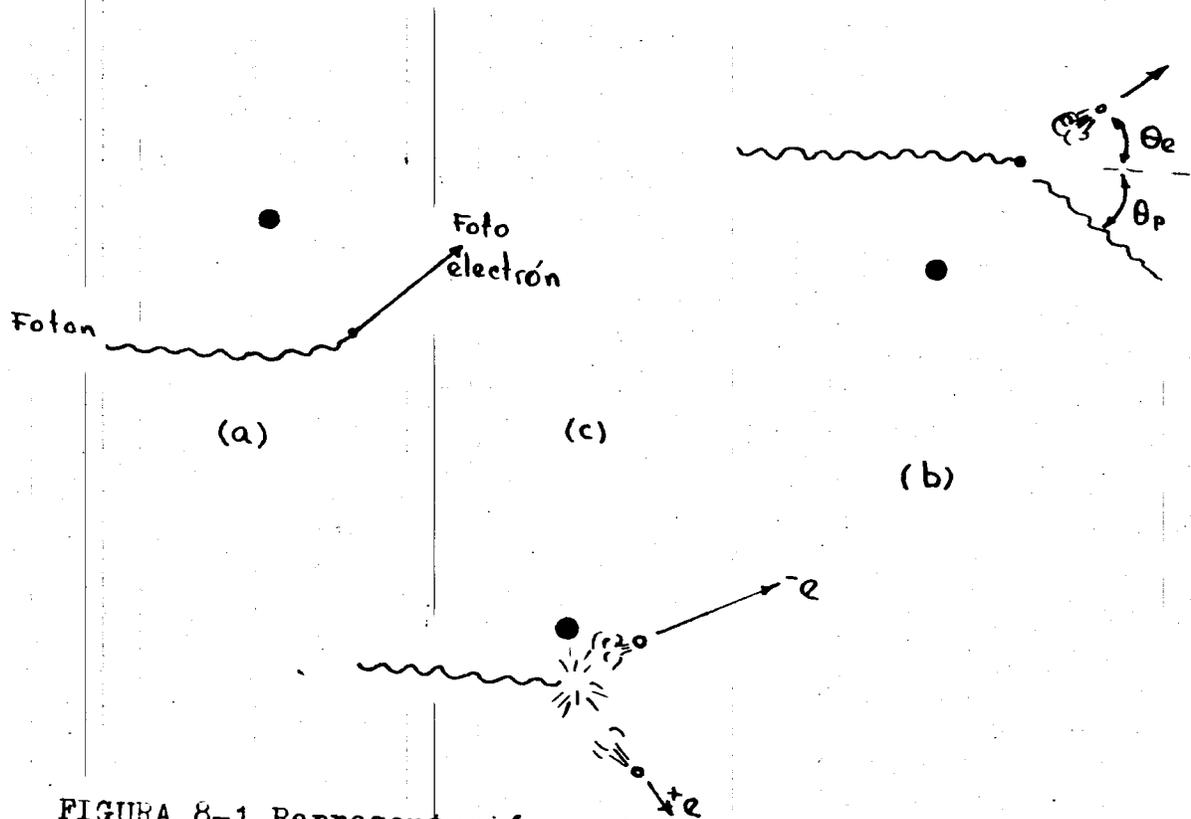


FIGURA 8-1 Representación de la interacción de fotones con átomos (a) Efecto fotoeléctrico (b) Dispersión de Compton. (c) Producción de un par.

Coefficientes de absorción para la radiación gama.

Si se dirige radiación γ de intensidad I_0 hacia una hoja de material de grosor dx , la intensidad de la radiación emergente será menor en un factor dI , como se ilustra en la Figura 9-1.

La fracción de la intensidad absorbida, dI/I , es proporcional al grosor dx , esto es

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx \quad 8-1$$

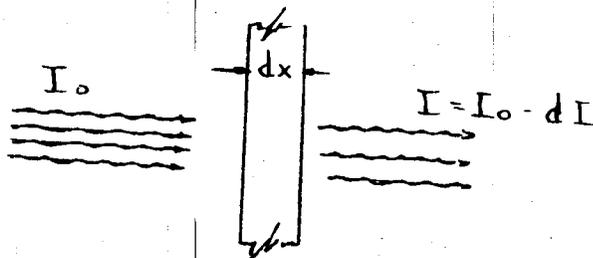
en la que μ es un factor de proporcionalidad, expresado en unidades del recíproco de la longitud. La Ecuación 8-1 se integra a.

$$\ln \left(\frac{I}{I_0} \right) = -\mu x$$

en la que x denota el grosor del material. Entonces

$$\ln \frac{I}{I_0} = -\mu x$$

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$



9-1

FIGURA 9-1 Atenuación de la radiación

La cantidad μ es llamada algunas veces coeficiente lineal de absorción. La ecuación 9-1 es válida para absorbentes delgados, cuando la radiación γ es monoenergética y colimada, pero debe corregirse para absorbentes gruesos, como se discutirá más tarde. Los valores del coeficiente lineal para el plomo, como una función de la energía de la radiación incidente, se muestran en la Figura 10-1. Los coeficientes para unos cuantos materiales se muestran en la Figura 11-1.

La Ecuación 9-1 muestra que la intensidad de la radiación no se reduce a cero aumentando el grosor del absorbente. No existe un alcance máximo para la radiación γ , como lo hay para las radiaciones α y β .

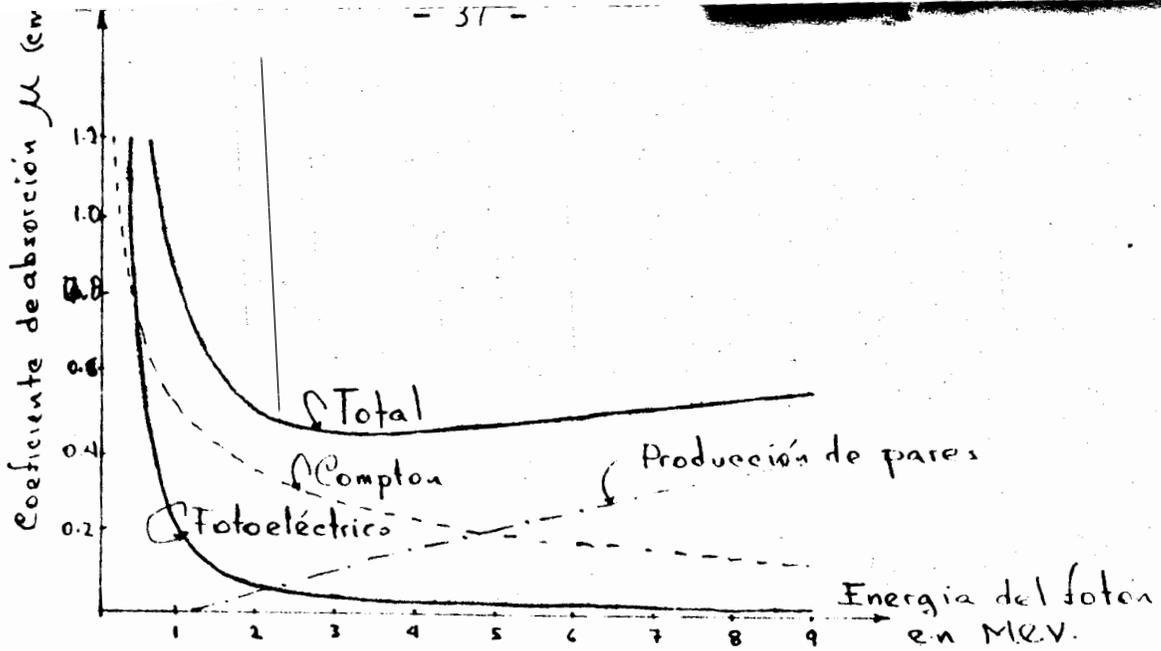


FIGURA 10-1 Coeficientes de absorción lineal para rayos γ en el plomo

Como resultado, el problema de blindaje de protección, en contra de la radiación γ , es más serio que el blindaje para las radiaciones α y β

La intensidad I , como se usa en la Ecuación 9-1, puede considerarse que es la capacidad de la radiación γ , para interactuar con el material. Puede evaluarse como el número de fotones por unidad de tiempo, multiplicado por la energía del fotón, o como el número de fotones por unidad de tiempo y por unidad de área, multiplicado por la energía por fotón. Otras unidades de medida se discutirán más tarde.

En general, el valor de coeficiente de absorción lineal, aumenta con la densidad del material. Como resultado, el peso total del blindaje necesario para reducir la intensidad de una radiación γ dada, en una cantidad dada, es aproximadamente constante para todos los materiales. Los elementos pesados son algo más efectivos por unidad de peso, que los elementos ligeros.

El grosor del material necesario para reducir la intensidad de la radiación a la mitad de la intensidad de la

radiación incidente, es llamado grosor medio del material. Como puede deducirse de la Figura 10-1 el grosor medio del plomo es una función de la energía de la radiación γ incidente.- El grosor medio de otros materiales es también una función de la energía de la radiación

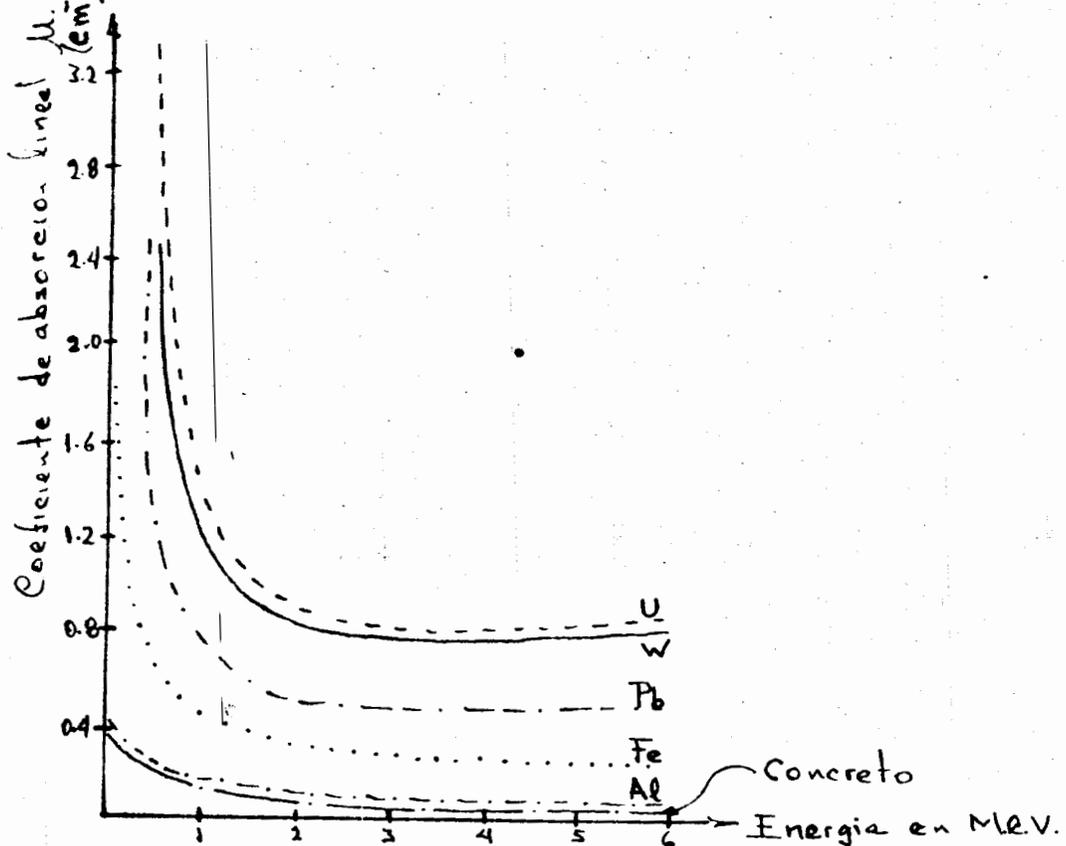


FIGURA 11-1 Coeficientes de absorción lineal para la radiación

Series radioactivas. Muchos materiales naturales y preparados artificialmente, son radioactivos, y las secuencias de isótopos formados por el decaimiento se conocen como series radioactivas. Cuatro de tales series se han estudiado en detalle. Son llamadas algunas veces las series $4n$, $4n + 1$, $4n + 2$ y $4n + 3$, porque los números de masa de los miembros de las series, pueden representarse por $4n$, $4n + 1$, $4n + 2$ y $4n + 3$ respectivamente, en donde n es un entero.

1 - Debido a que la serie $4n$ comienza con Th-232, es llamada algunas veces la serie del torio. Los isótopos que componen la serie se enlistan en la Tabla 5-1.

TABLA 5-1 LA SERIE DEL TORIO (4)

Isótopo	Media Vida	Energía de radiación, Mev	
90 Th-232	1.34×10^{10} y	4.20	
88 Ra-228	6.7 y		0.053
89 Ac-228	6.13 h	4.5	1.15
90 Th-228	1.90 y	5.42	
88 Ra-224	3.64 d	5.68	
86 Rn-220	54.5 s	6.28	
84 Po-216	0.158 s	6.77	
82 Pb-212	10.6 h		0.36
83 Bi-212	60.5 m	6.05	2.20
81 Tl-208	3.1 m		1.82
82 Pb-208	estable		2.62

La serie se ramifica en dos puntos. El Ac-228 puede descomponerse por emisión α o β . La emisión β es la más común y conduce a Th-228, que decae a Ra-224. Si el Ac-228 se descompone por emisión α , se formará Fr-224. Este a su vez emite un rayo β , convirtiéndose en Ra-224. De aquí, la serie converge de nuevo en Ra-224. Análogamente, una descomposición del Bi-212 resulta en Tl-208, que emite un rayo β para hacerse Pb-208, mientras que la descomposición de Bi-212, produce Po-212, que tiene una media vida de 3×10^{-7} seg, y emite una partícula α con una energía de 8.77 Mev, para convertirse en Pb-208.

2 - La serie $4n + 1$ se conoce también como la serie del neptunio, dado que comienza con Np. Esta serie no se estudió en detalle hasta después de la producción de Np-237, por medios artificiales.

Esta serie tiene una ramificación en Bi-213. Si el Bi-213 se descompone por emisión α , se forma Tl-209 y decae por emisión β a Pb-209, cerrando la ramificación.

3 - La serie $4n + 2$, es la serie del U-238. Es una serie muy larga, que conduce por último al Pb-206, que es estable.

Están incluidos en la serie, tanto emisores α como emisores β . Los detalles pueden seguirse a través de una carta de isótopos.

4 - La serie $4n + 3$, o la serie del actinio, comienza con U-235, que emite un rayo α de 4.52 Mev y termina con Pb-207, que es estable. Tanto emisores α como emisores β , se incluyen en esta serie, así como en las otras. La vida media más larga en esta serie es la del U-235, que es 7.07×10^8 años.

Se ha encontrado que muchos otros isótopos que ocurren en la naturaleza son radioactivos, pero aparentemente no forman series análogas a las cuatro series de isótopos pesados de las listas anteriores.

Interacción de los neutrones con los materiales.

Los neutrones no ionizan los átomos por desplazamiento o colisión de los electrones; el efecto significativo es la interacción con los núcleos. Cuando un neutrón choca con un núcleo, puede tener lugar uno de varios sucesos. Entre los más importantes, están los siguientes:

Colisión elástica. El neutrón y el núcleo interactúan en forma muy parecida a dos cuerpos elásticos. No hay cambio en los estados de energía interna de las dos partículas. Tanto el momentum como la energía cinética se conservan, y parte de la energía cinética inicial y del momentum del neutrón se transfieren al núcleo. Esto puede ser suficiente para desplazar al núcleo una distancia respetable: un núcleo que sirve de blanco en un sólido, puede ser trasladado permanentemente a otra posición de la estructura o a una posición intersticial. Si un material está sujeto a un bombardeo de neutrones extenso, pueden haber suficientes desplazamientos de núcleos (y átomos) como para alterar las propiedades sensibles de la estructura del material en forma notable. La colisión elástica es llamada también dispersión elástica.

Debido a la reducción en la energía cinética del-

neutrón, a través de la colisión elástica, este proceso es im
portante en el retardamiento de neutrones en un reactor.

Colisión inelástica. El núcleo que actúa como
blanco y el neutrón pueden interactuar en tal forma que no
exista cambio alguno en la composición de ninguno de ellos,
pero que se realice un cambio en el estado cuántico del blan-
co. Este proceso se conoce como colisión inelástica o disper-
sión inelástica. El neutrón pierde energía cinética, y el nú-
cleo blanco se eleva a un estado excitado. Subsiguientemente,
retornará al estado básico a través de una emisión γ . En con-
traste con la colisión elástica, la colisión inelástica no
puede tener lugar a menos que la energía cinética del neutrón
sea mayor que un mínimo fijo, el cual es la energía límite
inicial para la excitación del núcleo blanco.

La colisión inelástica es importante en la reduc-
ción de la energía de los neutrones en un reactor, en forma
rápida, reduciendo de este modo la probabilidad de que los
neutrones produzcan fisión en el U-238.

Absorción. El neutrón que choca con el núcleo,
puede ser absorbido por el núcleo, aumentando de esta manera
el número de masa en uno, pero sin alterar su especie química.
El núcleo resultante puede ser o no estable, esto es, el bom-
bardeo de neutrones puede dar por resultado las reacciones
(n, 2n), (n, δ), (n, p) y (n, d).

La mayoría de los materiales radioactivos artifi-
ciales, se fabrican comercialmente bombardeando isótopos esta-
bles con neutrones, aumentando de este modo su número de masa
al de un isótopo estable. Por ejemplo, Co-60 se produce bom-
bardeando cobalto natural, que es Co-59, con neutrones en un
reactor.

Fisión. Aunque la fisión es un caso especial de
absorción, es importante que puede considerarse por separado.
Cuando el U-235 se bombardea con neutrones, se formará U-236-
en un estado excitado. Los núcleos de U-236 son inestables, y
algunos de ellos se fisiónarán inmediatamente después de ab-

servir al neutrón. Este efecto es la base de la operación de los reactores nucleares usuales. Los núcleos restantes de U-236 pierden su energía de exceso, pasando por emisión γ al estado básico del U-236, y desintegrándose luego por emisión α , con una vida media de 2.39×10^7 años.

• Sección transversal para neutrones. Si un solo neutrón se proyecta hacia una placa plana de aluminio de 1 cm de grosor, el neutrón puede chocar elásticamente o inelásticamente con uno o más núcleos de aluminio, puede ser absorbido por un núcleo, o puede pasar a través de la placa sin interactuar con ninguno de los núcleos. Dado que los espacios entre los núcleos son relativamente grandes, en comparación con el tamaño de un núcleo individual o con el neutrón, no hay certeza de que resultará una colisión o una absorción.

Sin embargo, si un gran número de neutrones se dirige hacia la placa de aluminio, el ritmo al que ocurrirán la colisión elástica, la colisión inelástica, y la captura de neutrones, puede predecirse sobre una base estadística. El ritmo al que ocurre un proceso dado (por ejemplo la captura), es proporcional al ritmo al que los neutrones están disponibles y al número de núcleos-blancos. Una ecuación para el ritmo al que ocurre el suceso, puede escribirse como:

$$\frac{dN}{dt} = -\sigma N \phi \quad 10-1$$

en la que dN/dt es el ritmo al que se incluyen los núcleos blanco, (sucesos por $\text{cm}^3 \times \text{seg}$)

σ es una constante de proporcionalidad

ϕ es el flujo de neutrones, (neutrones por $\text{cm}^2 \times \text{seg}$).

N es el número de núcleos-blancos, (núcleos por cm^3).

La constante de proporcionalidad σ , es llamada la-sección transversal para el suceso, y se expresa en unidades de centímetros cuadrados x (sucesos/neutrones-núcleos), que es equivalente a centímetros cuadrados para el suceso.

La sección transversal relativa para un suceso, - puede considerarse como representante de la probabilidad relativa para que el suceso tenga lugar a un ritmo dado.

Se hace necesario un signo negativo en la Ecuación 10-1, si el proceso reduce el número de núcleos disponibles - para interacciones posteriores en el valor dado de . Es evidente que el ritmo de interacción variará con el tiempo, pues la Ecuación 10-1 puede escribirse.

$$\frac{dN}{N} = -\Sigma f dt$$

De esta expresión se puede valuar el número de núcleos blanco restantes, o el número de núcleos sujetos a los efectos de los neutrones, por integración y el uso apropiado de las condiciones iniciales.

Las secciones transversales de muchos núcleos para diferentes sucesos de neutrones son del orden de 10^{-24} cm^2 , y la cantidad 10^{-24} cm^2 se ha llegado a conocer como un barn. - Los valores tabulares de las secciones transversales, usualmente se expresan en barns. Por ejemplo, la sección transversal para el aluminio, con respecto a la captura de neutrones que se muevan con una velocidad de 2,200 m por segundo, es - 0.23 barn, y para el zinc es 1.1 barns. Aunque la sección transversal para un núcleo es con frecuencia del mismo orden de magnitud que el área de proyección del núcleo sobre un plano, no existe ninguna correlación directa entre el tamaño de un núcleo y la sección transversal de captura. En una forma - algo general, sin embargo, la sección transversal es considerada algunas veces como el área efectiva presentada por el núcleo a un neutrón.

Las secciones transversales para diferentes sucesos, se distinguen una de otra por subíndices apropiados del símbolo. Por ejemplo, el subíndice "s" denota dispersión, "f" significa fisión, "a" indica absorción (que puede resultar o no en fisión), y "c" denota captura (sin fisión). La sección -

transversal de un material dado, para un suceso dado, es de - pendiente no solamente de la especie del núcleo, sino también de la velocidad o energía de los neutrones. Existe una tenden - cia general de la sección transversal a bajas energías, para - reacciones (n, γ) y (n, α) exotérmica, tendencia a variar in - versamente con la velocidad de los neutrones. Esto se llama - algunas veces la ley $1/v$.

Un neutrón puede ser lanzado con una energía de - dos Mev o más, como resultado de la fisión del núcleo de ura - nio original. Como resultado de las colisiones sucesivas, si - no es capturado, su energía se reduce a un valor en equili - brio con la masa del material en el que se están desenvolviendo las colisiones. Dado que esta energía de equilibrio es una - fisión de la temperatura, se llama energía térmica. A tempera - turas ambiente normales, la energía de los neutrones térmicos es aproximadamente 0.025 ev.

Aunque existe una tendencia general en las seccio - nes transversales de absorción, a variar inversamente con la - velocidad de los neutrones, muchos materiales tienen los lla - mados "Picos de Resonancia" o regiones estrechas de altas sec - ciones transversales. Estos picos de resonancia son importan - tes en el diseño de reactores nucleares térmicos, o reactores que usan neutrones térmicos. Un ejemplo se dá en la figura - 12-1.

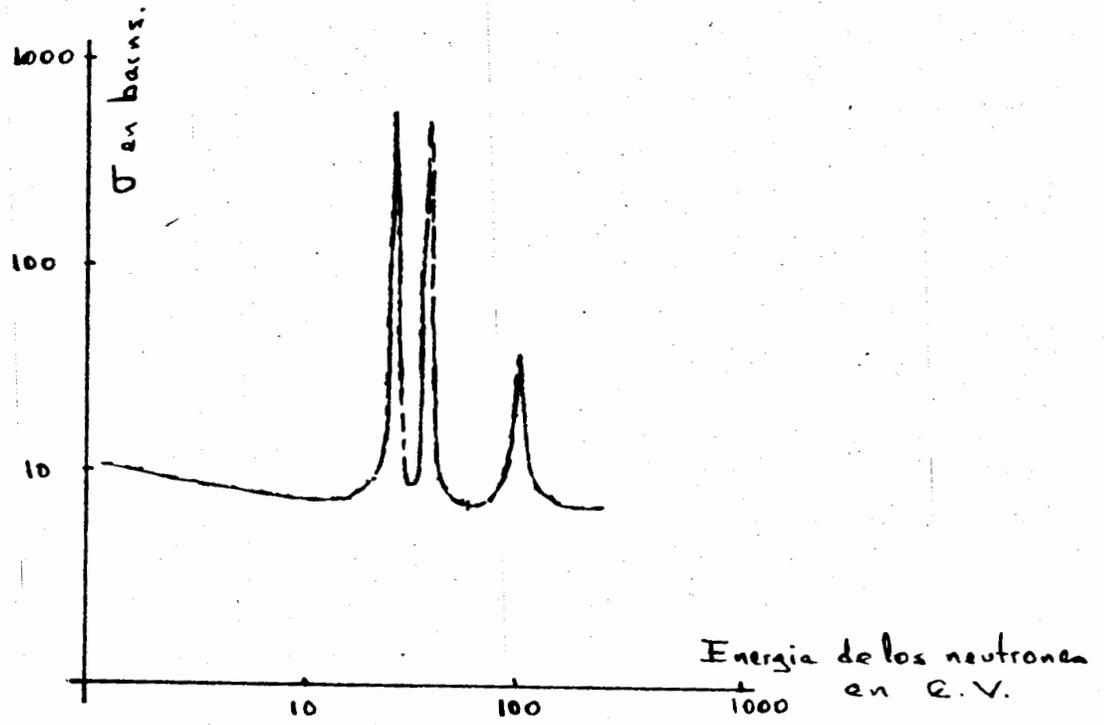


FIGURA 12-1 Sección transversal de captura de neutrones térmicos para Kr-36

Las secciones transversales para neutrones térmicos de un cierto número de elementos, están dadas en la Tabla 6-1. Excepto que se indique otra cosa, los valores están dados para los materiales que ocurren en la naturaleza. Por ejemplo, la secciones transversales dadas para el uranio, es la del uranio natural, una mezcla de U-235 y U-238, que tiene por separado secciones transversales completamente diferentes

Se notará que existe una amplia variación en la sección transversal para diferentes elementos. Los valores, en la Tabla 6-1, van desde aproximadamente 0.0002 a 6,000 barns. La sección transversal de captura de neutrones más alta registrada, es la del Xe-135, que es 2,700,000 barns. Las razones de las variaciones no se conocen completamente.

Secciones transversales macroscópicas. Las secciones transversales dadas en la Tabla 6-1, son llamadas secciones transversales microscópicas, en el sentido de que se refieren a núcleos individuales. Al trabajar con materiales grandes y con aleaciones, es conveniente poner la sección

TABLA 6-1 SECCIONES TRANSVERSALES PARA NEUTRONES TERMICOS

No. Atómico	Elemento	Sección transversal en barns		No. Atómico	Elemento	Sección transversal en barns	
1	H	0.332	38	49	In	191	2.2
2	He		0.8	50	Sn	0.625	4
3	Li	71.0	1.4	51	Sb	5.7	4.3
4	Be	0.010	7	52	Te	4.7	5
5	B	755	4	53	I	7.0	3.6
6	C	0.0037	4.8	54	Xe		4.3
7	N	1.88	10	55	Cs	28	
8	O	0.0002	4.2	56	Ba	1.2	8
9	F	0.010	3.9	57	La	8.9	
10	Ne	2.8	2.4	58	Ce	0.73	
11	Na	0.505	4.0	59	Pr	11.3	
12	Mg	0.069	3.6	60	Nd	46	
13	Al	0.230	1.4	61	Pm-147	150	
14	Si	0.16	1.7	62	Sm	5600	
15	P	0.20	5	63	Eu	4300	8
16	S	0.52	1.1	64	Gd	46000	
17	Cl	33.8	16	65	Tb	46	
18	A	0.66	1.5	66	Dy	950	100
19	K	2.07	1.5	67	Ho	9.1	
20	Ca	0.44		68	Er	173	
21	Sc	24.0	24	69	Tm	127	7
22	Ti	5.8	4	70	Yb	37	12
23	V	5.00	5	71	Lu	112	
24	Cr	3.1	3.0	72	Hf	105	8
25	Mn	13.2	2.3	73	Ta	21	5
26	Fe	2.62	11	74	W	19.2	5
27	Co	38.0	7	75	Re	86	14
28	Ni	4.6	17.5	76	Os	15.3	
29	Cu	3.85	7.5	77	Ir	440	
30	Zn	1.10	3.6	78	Pt	8.8	10
31	Ga	2.80	4	79	Au	98.8	9.3
32	Ge	2.45	3	80	Hg	380	20
33	As	4.3	6	81	Tl	3.4	14
34	Se	12.3	11	82	Pb	0.170	11
35	Br	6.7	6	83	Bi	0.034	9
36	Kr	31	7.2	89	Ac-227	795	
37	Rb	0.73		90	Th-232	7.56	12.6
38	Sr	1.21	10	92	U	7.68	9.0
39	Y	1.31		93	Np-237	170	
40	Zr	0.185	6.3	94	Pu-239	1026	9.6
41	Nb	1.16	5	94	Pu-240	295	
42	Mo	2.70	7	94	Pu-241	1400	
43	Tc-99	22	5	94	Pu-242	30	
44	Ru	2.56	6	95	Am-241	630	
45	Rh	149	5	95	Am-242	8000	
46	Pd	8.0	3.6	96	Cm	250	
47	Ag	63	6	98	Cf-249	900	
48	Cd	2,450	7	99	E-254	2700	

transversal sobre una base volumétrica, en lugar de una base de núcleos individuales. La sección transversal macroscópica se usa para este propósito. Se define como la sección transversal microscópica multiplicada por el número de átomos por unidad de volumen, y se designa por el signo

$$\Sigma = N \sigma \quad \rho \frac{A^* \sigma}{A} \dots \dots \dots 10-1a$$

en las que N es el número de núcleos por unidad de volumen y ρ es la densidad del material

A* es el número de Avogadro (6.02472 + 0.00036) x 10²³ (gramo-mol)⁻¹

A es el peso atómico

Se usan subíndices para denotar los procesos específicos. Por ejemplo, Σ_c denota la sección transversal macroscópica de captura. Dimensionalmente, Σ es el recíproco de la longitud y usualmente se expresa en unidades de cm⁻¹. El recíproco de Σ , designado como λ , es la trayectoria libre media, o la distancia media que el neutrón viajará en el material, antes de ser sometido al proceso bajo consideración

La cantidad de N en la ecuación 10-1, puede reemplazarse por $\rho \frac{A^* \sigma}{A}$ para dar

$$\frac{dN}{dt} = - \Sigma \phi \quad 11-1$$

La sección transversal macroscópica de una mezcla o de una aleación, se calcula en la Ecuación, 10-1a usando las cantidades relativas de los constituyentes y de las densidades con que están en la mezcla o aleación. Por ejemplo, la sección transversal macroscópica de captura de neutrones térmicos del cobre, con una aleación de zinc de 40 p% (peso por ciento), que tiene una densidad de 8.40, puede determinarse como sigue:

$$\begin{aligned} &= (8.40 (0.6023) \frac{0.40 (1.10)}{65.38} + \frac{0.60 (3.77)}{63.57}) \\ &= 0.214 \text{ cm}^{-1} \end{aligned}$$

En este cálculo, la densidad de la aleación se usó para calcular el número de átomos de cada elemento, en una unidad de volumen de la aleación. Si la combinación cobre zinc se hubiera formado como una simple mezcla mecánica de cobre y zinc (no combinada como una aleación) sin huecos, se podrían usar las densidades de cada elemento en los términos apropiados.

Aunque el uso de las secciones transversales se introdujo con respecto a las interacciones de los neutrones con los núcleos, el concepto de sección transversal se usa así mismo para la interacción de otras partículas. En estos casos, el flujo de neutrones, en la Ecuación 10-1, se reemplaza por el flujo de fotones, protones, partículas α , o deuterones, como convenga.

C A P I T U L O II

INTRODUCCION AL MANEJO DE RADIOISOTOPOS Y A LA PROTECCION -
RADIOLOGICA

A - ASPECTOS GENERALES.

En virtud de la creciente utilización en México - de las radiaciones ionizantes en campos de particular interés para el desarrollo económico y social, que comprenden la medicina clínica y terapéutica, la industria, la ingeniería, la agricultura y la investigación, la Comisión Nacional de Energía Nuclear ha preparado por conducto de su Dirección General de Seguridad Radiológica, la "Guía General de Seguridad Radiológica para Usuarios de Material Radioactivo", que recoge la experiencia internacional y las medidas preventivas elaboradas por Organismos tales como la Comisión Internacional de Protección Radiológica, el Organismo Internacional de Energía Atómica, la Organización Internacional de Trabajo y la Organización Mundial de la Salud.

A continuación se presenta un extracto de lo principal de dicha guía completada con algunos temas de interés - para el ingeniero

La utilización de los radioisótopos, presenta el riesgo inherente a la radiación que ellos emiten, lesiva para el ser humano si no se le controla. Estos riesgos se pueden clasificar en dos grandes grupos: aquellos que provienen de la irradiación externa y los provenientes de la irradiación interna.

Por irradiación externa entendemos la cantidad de radiación que llega al individuo desde una fuente radiactiva que se encuentra en el medio ambiente; por ejemplo: un tubo de radio, una fuente radiográfica de iridio 192, etc. Por irradiación interna se entiende la cantidad de radiación que recibe un individuo debido a los radioisótopos que se encuentran dentro del cuerpo mismo del individuo.

La clasificación utilizada anteriormente para los riesgos que presenta el uso de material radiactivo, tiene su-

base en las diferencias que entre ellos existen. Así por ejemplo, en el caso de irradiación externa la cantidad de radiación que el individuo recibe se puede controlar por medio de tres principios generales cuyo orden de importancia es el siguiente:

- a) Tiempo de exposición
- b) Distancia que hay entre el individuo y la fuente de radiación
- c) Blindaje de la fuente radiactiva o del área -- del operador

Estos principios no son igualmente válidos para el caso de radioisótopos que se encuentren dentro del cuerpo humano; aquí, la cantidad de radiación que el individuo recibe depende fundamentalmente de las características del radioisótopo en sí; del tipo de radiación que emite, de la energía de la misma y del metabolismo que aquél sigue dentro del cuerpo. Es obvio, por lo tanto, que la mejor manera de protegerse en este caso es previniendo la entrada del radioisótopo al cuerpo humano. Para el caso de irradiación externa poco interesan las características de la forma física o química del radioisótopo en si pero, en el caso de irradiación interna lo anterior es de capital importancia.

Antes de pasar al análisis de los problemas de protección, debemos establecer las unidades que nos permitan cuantificarlos:

- a) La unidad de exposición mas empleada es el roentgen (R).-- (En honor a W.K. Roentgen le definio como la cantidad ó intensidad de radiación X o gama, que al incidir en un centímetro cúbico de aire seco en condiciones normales de presión y temperatura, produzcan un número de pares de iones tal que la suma de sus cargas nos da una unidad electrostática de carga de cualquier signo. Es también equivalente a:

$$1 \text{ roentgen} = 1R = 2.57976 \times 10^{-4} \text{ coulombs/kilo(aire)}$$

- b) El "Indice de Exposición" se mide en roentgen, dividido entre unidades de tiempo, como por ejemplo:

roentgen/hora, roentgen/min.

- c) La necesidad de poseer una unidad que pudiera correlacionarse directamente con los efectos biológicos de la radiación, llevó al concepto de dosis absorbida. La -- unidad de dosis absorbida mas empleada es el "rad" y -- se define como la cantidad de radiación de cualquier tipo, que al incidir en un gramo de cualquier tipo de material, este absorbe 100 ergios de energía de dicha radiación.

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ erg/gramo}$$

- d) Como no todos los tipos de radiación se comportan de igual manera en lo que respecta a sus efectos sobre el ser humano, se ha definido una escala especial para poderlos comparar o adicionar. Esta escala llamada del -- "FACTOR DE CALIDAD", ó eficiencia Biológica Relativa, -- compara los efectos de los distintos tipos de radiación con los de los rayos X de 200 KV, a los que se les asigna un factor igual a 1. Así entonces, aquellas radiaciones que en igual cantidad dañan al hombre en mayor grado, tendrán un factor mayor de 1 y viceversa.

TABLA.-

Radiación	Eficiencia Biológica Relativa ó Factor de Calidad
Rayos X, rayos gamma, electrones y rayos beta de E _{max} superior a 30 keV	1.0
Neutrónes rápidos y protones hasta 10 MeV	10
Partículas alfa naturales	10
Núcleos de retroceso pesados	20

- e) Expresamente para los propósitos de la protección radiológica se ha definido una unidad denominada "rem" -- la cual es el producto de la Dosis Absorbida (rads) -- por el factor de calidad correspondiente a la radiación de que se trate (en algunos casos se introducen otros factores).

rem = rad x Factor de calidad

Control de la irradiación externa.- Una mejor utilización de los factores de protección radiológica se logrará si se conocer al menos las características generales de las radiaciones que emite el material radiactivo; por lo tanto a continuación se hará una breve exposición sobre ellas.

1) Radiación alfa

Este tipo de radiación, debido a su escaso poder de penetración, no presenta problemas para su control, como fuente de radiación externa. Como ejemplo podemos citar la partícula alfa emitida por el Po 210 (5.3 MeV) cuya penetración no pasa de los 0.005 cm de tejido blando o sea no más allá de la capa cornificada de la piel. Se conoce además, que las partículas alfa al incluir sobre cualquier tejido tiene una penetración finita. - Es decir, que para cada energía de las partículas alfa incidentes existe un espesor de tejido con el cual se logran detener todas ellas.

2) Radiación beta.

La protección a la irradiación externa por partículas beta se logra casi exclusivamente con un blindaje adecuado. Las partículas beta tienen un poder de penetración mayor que el de las partículas alfa pero mucho menor que el de la radiación gamma y además poseen la particularidad de que cuando son detenidas producen rayos X (bremsstrahlung); esta producción de rayos X es mayor cuando las partículas beta son detenidas en un material de alto número atómico, por lo que los blindajes para este tipo de radiación deberán construirse de materiales de bajo número atómico (e.g. plástico o madera). De cualquier manera, una vez construido el blindaje se deberá verificar que éste ofrezca una buena protección contra la radiación beta y los rayos X por ella producidos.

Este tipo de radiación también posee, al igual que la radiación alfa, una penetración finita; por lo tanto,-

si se tiene la energía de las partículas beta incidentes en un material dado podrá conocerse el espesor necesario que detiene la totalidad de esas partículas.

El que hasta este momento no hayamos hecho men -
ción de los dos primeros principios de la protección a la -
irradiación externa, tiempo de exposición y distancia a la -
fuente radiactiva, no significa que no se apliquen para las -
radiaciones alfa y beta sino solo que su importancia se ve -
disminuida frente al tercer factor o sea el blindaje. Ahora -
bien, siempre se deberán tener en cuenta, pues ayudan a preve -
nir la entrada del radioisótopo al cuerpo humano.

3) Radiación gamma

Es en la protección contra este tipo de radiación don -
de la aplicación de los tres principios antes anuncia -
dos encuentra su máxima expresión; por lo tanto, los -
explicaremos aquí con mayor detalle.

a) Tiempo de exposición. Es claro que si una persona -
está poco tiempo expuesta a la radiación, menor se -
rá el daño que reciba (tomemos como ejemplo la expo -
sición a los rayos solares). Por lo tanto, se tiene
que la cantidad de radiación recibida (dosis) es di -
rectamente proporcional al tiempo de exposición.

b) Distancia a la fuente radiactiva. La relación que -
existe entre la intensidad de radiación en un punto
dado y la distancia de ese punto a la fuente de ra -
diación, sigue la llamada Ley de Cuadrado Inverso, -
la cual establece: "La intensidad es inversamente -
proporcional al cuadro de la distancia". Matemática -
mente se tiene:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{d_2^2}{d_1^2}$$

donde I_1 es la intensidad en el punto 1 y d_1 es la -
distancia de la fuente a ese punto; análogamente pa -
ra I_2 y d_2 .

De la fórmula anterior se deduce que si a una distancia determinada de una fuente de radiación existe una intensidad A, al doble de esa distancia se tendrá una intensidad igual a una cuarta parte de A, al triple de esa distancia se tendrá una intensidad igual a un noveno de A, etc.

c) Blindaje.- Al interponer una barrera al paso de la radiación gamma se detiene parte de ella (la absorbe la barrera). Debido a que la absorción de la radiación gamma obedece a una ley exponencial, jamás es posible detener la totalidad de ella, no importa cuan grueso sea el blindaje interpuesto; ahora bien, se le puede atenuar al grado que se desee poniendo para ello una barrera del espesor necesario.

Como regla general, la absorción de la radiación gamma es directamente proporcional a la densidad del material en que se absorbe y el número atómico del mismo. De aquí se entiende por que el plomo goza de gran popularidad como material para blindaje.

Al calcular los espesores necesarios para una barrera protectora, se hace uso del coeficiente de absorción lineal del material del cual se piensa construir la barrera. Este coeficiente definido por la letra griega " μ " indica la fracción de la radiación que es absorbida en cada centímetro del material. Matemáticamente se tiene:

$$I_t = I_0 e^{-\mu x}$$

donde I_t es la intensidad de la radiación transmitida, I_0 es la intensidad de la radiación en la barrera, x es el espesor de la barrera y μ es el coeficiente de absorción lineal.

De la fórmula anterior se deducen dos conceptos básicos:

a) Capa hemirreductiva. Expresa el espesor necesario de un material dado para atenuar la intensidad de la radiación a la mitad de la intensidad original

$$\text{Capa hemirreductora} = \frac{0.693}{\mu}$$

b') Capa decirreductora. Expresa el espesor necesario de un material dado para atenuar la intensidad de la radiación a un décimo de la intensidad original.

$$\text{Capa decirreductora} = \frac{2.307}{\mu}$$

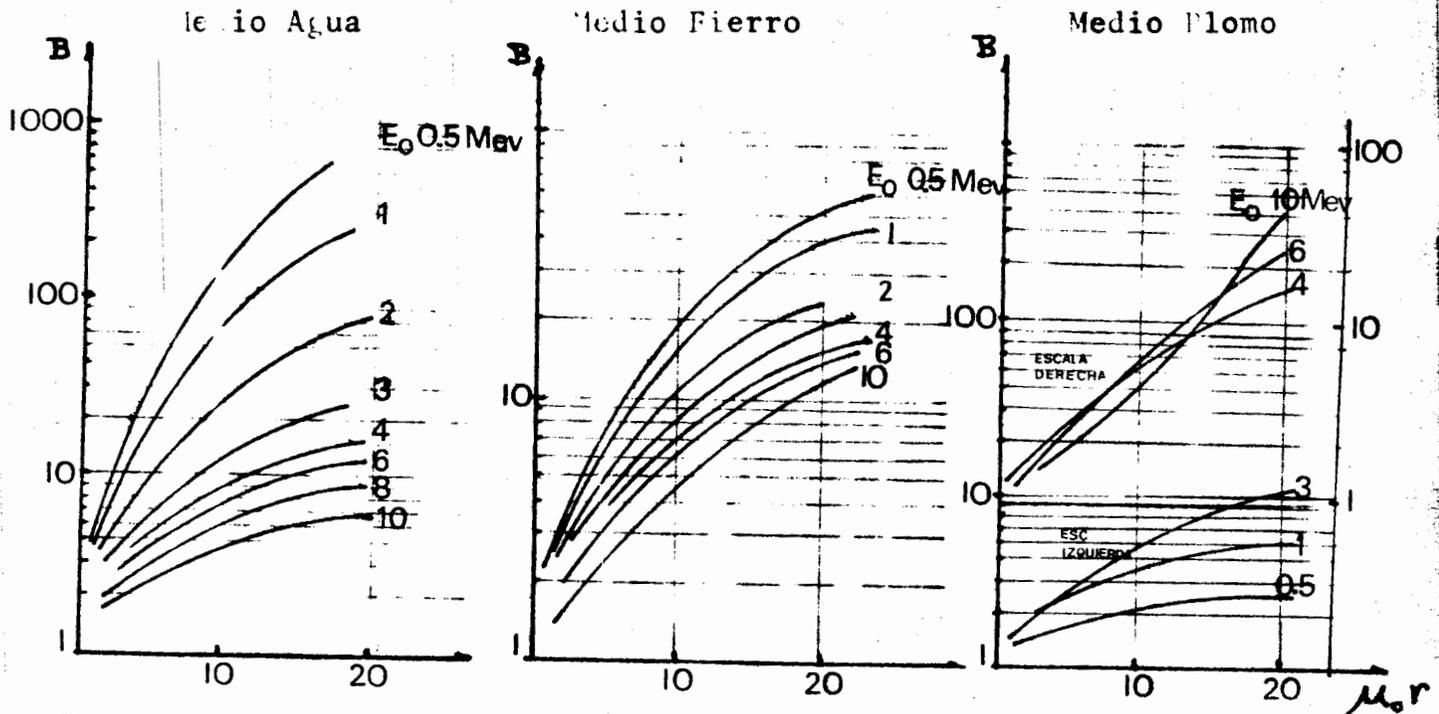
Es de hacer notar que los conceptos anteriormente citados, solo son válidos para la absorción de un haz colimado de radiación, pero para su uso dentro de la protección radiológica, deben ser modificados debido a la presencia de la radiación dispersa. El factor que los dispersa se denomina -- "factor de incremento" (Build up Factor) y se indica con la letra B. Así entonces la fórmula queda:

$$I_t = B \times I_0 e^{-\mu x}$$

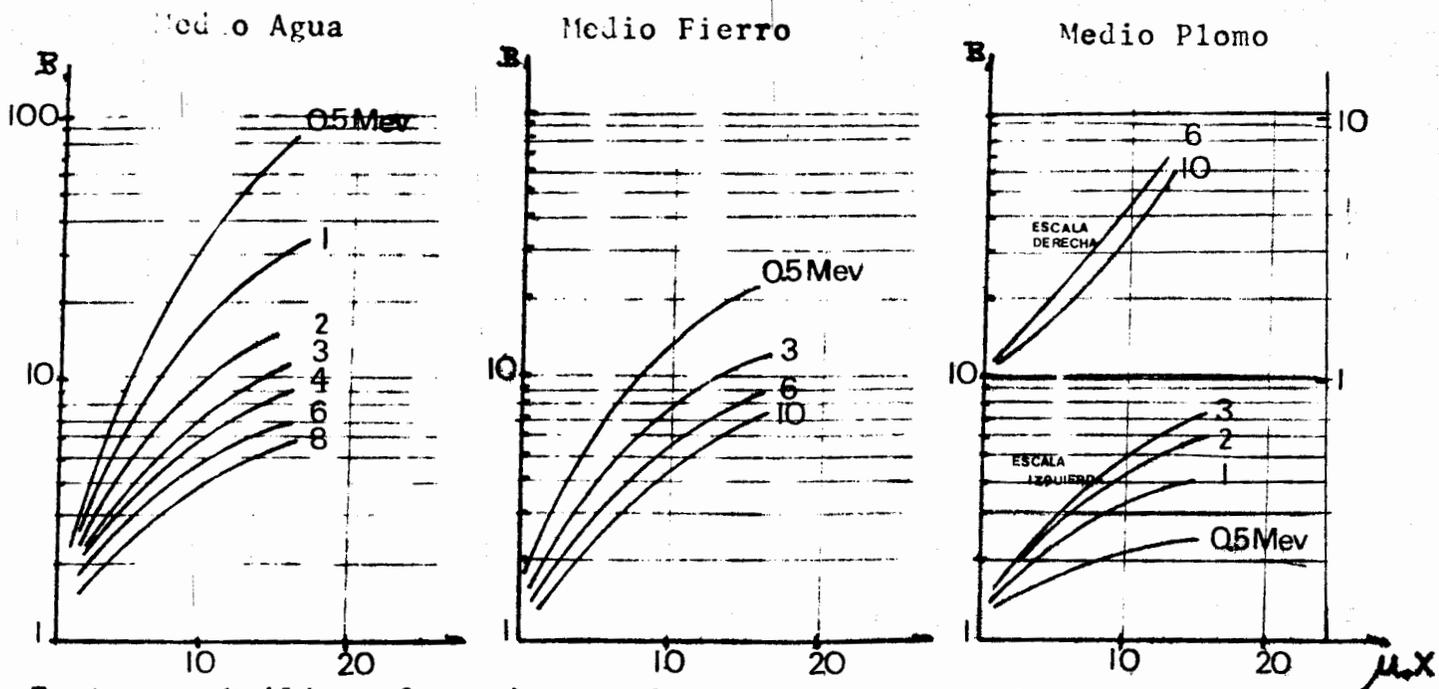
Con base a lo anterior podemos decir:

- a) Una rapidez que no genere nuevos riesgos, es necesario en el trabajo con material radioactivo, -- pues así se disminuye el tiempo de exposición.
- b) El uso de instrumentos y herramientas para el manejo a distancia del material radioactivo, es recomendable, pues así se disminuye la cantidad de radiación recibida al aprovechar una distancia -- mayor a la fuente radiactiva.
- c) Cuando los dos principios anteriores han sido ineficaces para hacer que el operador no reciba cantidades excesivas de radiación, el problema deberá resolverse utilizando el blindaje adecuado.

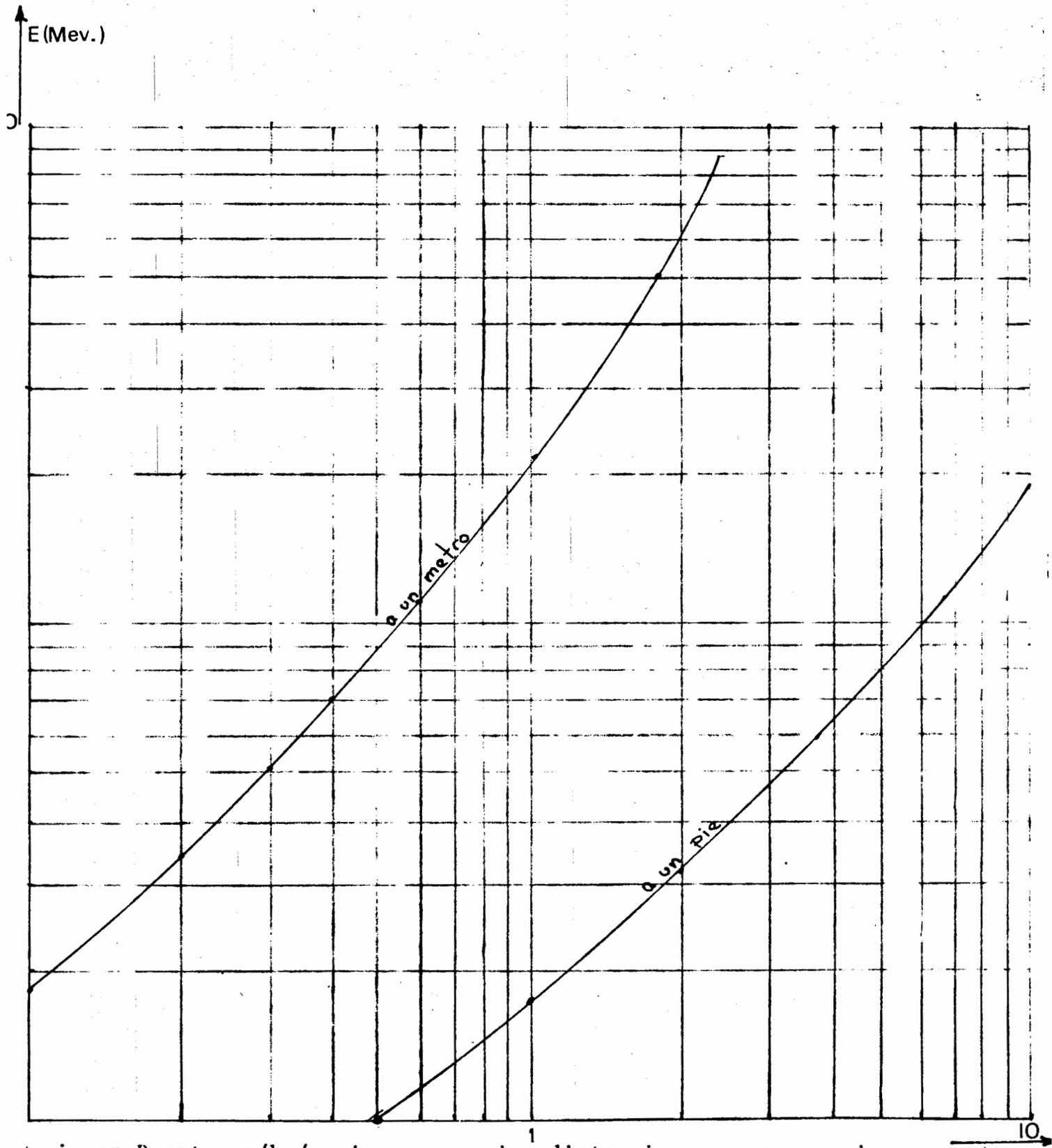
Control de Irradiación Interna. -- La exposición de un individuo a la radiación externa cesa en el momento en que se retire del lugar donde se encontraba la fuente de radiación; ahora bien, si esa fuente de radiación se encuentra dentro -- del cuerpo del mismo individuo, la exposición continuará indefinitamente. Es obvio por tanto que el principio básico para-



Factor B (Build up factor) para fuentes puntuales isotópicas como una función del espesor de blindaje r



Factor B (Build up factor) para fuentes planas monodireccionales como una función del espesor del blindaje X



osis en Roentgens/hr/curie para varias distancias y para un emisor gamma suponiendo un fotón por desintegración y no absorción libre.

10
D (r/hr.Ci)

la protección contra irradiación interna, es de evitar la entrada del material radiactivo al cuerpo humano.

Las entradas mas comunes del material radiactivo al cuerpo son:

- a) La ingestión directa, ya sea por beber líquidos - contaminados, o por consumir alimentos contaminados.
- b) Por inhalación (e.g. respirar dentro de una atmósfera contaminada).
- c) Por absorción através de la piel o a través de -- las heridas

Conociendo estas entradas, la persona que labora con -- material radiactivo puede establecer reglas sencillas que efectivamente lo protejan contra la irradiación interna, como por ejemplo:

- a) El uso de guantes es de eficacia casi absoluta -- para evitar la contaminación de las manos. Lo mismo puede decirse para las ropas especiales de protección corpórea.
- b) La ingestión directa se puede evitar prohibiendo el comer o beber dentro del local donde se manipule el material radiactivo. El material radiactivo puede penetrar al cuerpo humano si se tocan los - alimentos con las manos o con instrumentos contaminados.
- c) Para evitar la entrada del material radiactivo por inhalación, es imprescindible el control de la atmósfera donde se trabaja; así entonces, el uso de una campana ayuda eficazmente. Además se debe tener una ventilación adecuada en el local de trabajo. Recuérdese también el tapar los frascos e -- instrumentos que contengan material radiactivo -- volátil.

- d) La absorción a través de la piel o de heridas se evita comunmente con el uso de guantes o con la manipulación del material radiactivo a base de servomecanismos.

Es de hacer notar que no todos los radioisótopos son igualmente peligrosos en lo que respecta al problema de la irradiación interna, pues ello depende de la combinación de la vida media física del radioisótopo de que se trate, del metabolismo del mismo (eliminación) y del daño que pueda causar al órgano donde se deposite. Basada en los datos anteriores, la Comisión Internacional de Protección Radiológica ha hecho una clasificación de la peligrosidad de los radioisótopos y ha establecido ciertos límites máximos para la actividad que de ellos se puede manejar bajo diferentes condiciones de protección. También ha establecido las cantidades que en un momento dado se puede permitir entrar al cuerpo humano. Asimismo ha establecido las concentraciones máximas que se pueden permitir existan en el agua y aire destinados al consumo humano, animal o vegetal

Esta clasificación hecha por la C.I.P.R., divide a los radioisótopos en cuatro grupos, a saber: los que presentan un riesgo muy elevado (grupo I), los de elevado riesgo (grupo II), los de riesgo medio (grupo III) y los de escaso riesgo (grupo IV). En la Tabla se agrupan los radioisótopos de mayor utilización en nuestro país, definiéndose el grupo de riesgo al que pertenecen; se aprovecha esa Tabla para dar otras constantes físicas de esos radionúclidos

Antes de terminar con este tema, se puede establecer como principio general que el orden de peligrosidad por irradiación interna, es el siguiente:

En primer lugar se encuentran los radioisótopos que emiten radiación alfa.

En segundo lugar los que emiten radiación beta.

En tercer lugar los que emiten radiación gamma.

TABLA.-

	Radiación que emite	Vida Media.	Grupo de Peligrosidad
Carbono 14	Beta	5,730 años	III
Fósforo 32	Beta	14.3 días	III
Hierro 55	Gamma (E.C.)	2.7 años	III
Cobalto 70	Beta y Gamma	5.3 años	II
Estroncio 90	Beta	28 años	II
Yodo 131	Beta y Gamma	8 días	II
Cesio	Beta y Gamma	30 años	II
Iridio 192	Beta y Gamma	74 días	III
Oro 198	Beta y Gamma	64.8 horas	III
Radio 226 (en equilibrio)	Alfa, Beta y Gamma	1,620 años	I

Lo anterior se debe a los efectos que esas radiaciones tienen a nivel celular.

Cabe hacer notar que esa peligrosidad se invierte para el caso de la irradiación externa, siendo aquí más peligrosa las radioisótopos que emiten radiación Gamma.

B) DOSIS MAXIMAS PERMISIBLES

Se denomina Dosis Máxima Permisible la cantidad de radiación que un individuo puede recibir sin que por ello se vea empujado en modo alguno su bienestar futuro. Para poder establecer esas cantidades la Comisión Internacional de Protección Radiológica ha dividido la población en general en tres grupos, de los cuales sólo dos son necesarios para el presente desarrollo del tema, a saber:

- a) Personas ocupacionalmente Expuestas. Pertenecen a este grupo aquellas personas que durante el desarrollo de sus labores, utilizan en forma primordial materiales radiactivos o aparatos generadores de radiación.
- b) Público en General. Toda persona que no pertenezca al primer grupo.

Hecha la división anterior, la comisión ha establecido varias reglas que están basadas en los conocimientos en los conocimientos hasta hoy obtenidos sobre los efectos de las radiaciones sobre los seres humanos. Para formular estas reglas, se ha tomado en cuenta tanto que el individuo mismo a lo largo de toda su vida no sufra algún daño (daño somático) como los daños que pudieran aparecer en generaciones futuras (daño genético).

Para el primer grupo de personas es decir para el grupo ocupacionalmente expuesto, se tienen las reglas siguientes:

Primera regla: la cantidad de radiación que un individuo puede haber recibido a lo largo de toda su vida, no debe exceder a la cantidad que se obtiene de la fórmula siguiente:

$$\text{Dosis} = 5 (N - 18) \text{ rems}$$

donde N es la edad en años del individuo.

La segunda regla es la que constituye la base de toda la protección radiológica actual y dice lo siguiente:

Segunda regla: Ninguna persona ocupacionalmente expuesta podrá recibir anualmente una cantidad de radiación mayor de 5 rems.

Aunque no está absolutamente demostrado, se acepta que una misma cantidad de radiación causa menos al ser humano si es recibida en pequeñas dosis a lo largo de cierto tiempo y no en una sola exposición. Con base en lo anterior y en la segunda regla ya enunciada, se llega a lo que constituye la tercera regla:

Tercera Regla: La cantidad de radiación que un individuo puede recibir semanalmente es de 0.1 rem (100 milirems), o sean 2.5 milirems por hora.

Ahora bien, algunos casos, el estricto cumplimiento de las reglas anteriores es prácticamente imposible. Para estas eventualidades, la comisión internacional de Protección Radiológica, establece la siguiente regla:

Regla Especial: En casos especiales, se podrá permitir que un individuo reciba hasta tres rems. dentro de un período de trece semanas (un trimestre).

Esta regla no se aplica a mujeres en edad de fertilidad y con mayor razón aún si se encuentran embarazadas. Debiendo en este caso no excederse de 1.3 rems/trimestre.

Sobre las reglas anteriormente citadas, caben hacer los comentarios siguientes:

- a) Esas reglas se aplican eminentemente a los órganos hematoroyéticos y a las gonadas.
- b) La cantidad de radiación que en ellas se mencionan, es la suma de las cantidades recibidas por irradiación externa y las recibidas por irradiación interna.

c) De la primera regla se deduce que ningún individuo menor de dieciocho años podrá dedicarse a trabajos que impliquen el uso de radiaciones.

Para el mismo grupo de personas a quienes pertenecen las reglas anteriores es aplicable la regla siguiente:

Cuarta Regla: En las manos, antebrazos, pies y tobillos, un individuo puede recibir una cantidad de radiación que no sobrepase a 20 rems en trece semanas, mas esta cantidad no deberá exceder a 75 rems anuales.

Ahora bien, con respecto a la cantidad de radiación que el público en general (segundo grupo) puede recibir, esa Comisión Internacional establece lo siguiente:

La cantidad máxima de radiación que un individuo no ocupacionalmente expuesto puede recibir será de 0.5 rems anuales.

Es de hacer notar que las cantidades de radiación que un individuo ha recibido o vaya a recibir al someterse a cualquier procedimiento médico, no deben de tomarse en cuenta para la aplicación de las reglas aquí establecidas.

Aunque las cantidades de radiación enunciadas en las reglas anteriores son los valores máximos permisibles, la Comisión Internacional de Protección Radiológica recomienda enfáticamente que no se escatime esfuerzo alguno para mantener la cantidad de radiación recibida por una persona lo más baja posible y que se trate de exponer a las radiaciones al mínimo número de personas.

Como dato adicional a este Capítulo, en la Tabla, se establecen de una manera aproximada, los efectos probables que diferentes dosis de radiación tienen sobre el ser humano.

Por último, es claro que para la aplicación efectiva de las reglas que se han establecido dentro de este capítulo, es necesaria la medida de los niveles de radiación existentes en los lugares de trabajo y que además, cada individuo

TABLA.-

Dosis	Efecto Probable
0-25 R	No hay daños temibles
25 - 50 R	Positles cambios hematológicos pero sin graves daños
50 - 100 R	Cambios hematológicos, algunos da - ños pero sin llegar a la incapaci - dad
100 - 200 R	Daños reales, posible incapacidad
200 - 400 R	Daños e incapacidad reales, muerte - probable
400 R	Fatal en un 50 %
600 R o más	mortalidad completa

ocupacionalmente expuesto lleve consigo un aparato medidor de la dosis por él recibida. Es por ello que en el siguiente capítulo se describen varios aparatos medidores de radiación.

C - ALMACENAJE, TRASLADO Y DESECHO DE MATERIAL RADIATIVO

Los tópicos enunciados en el título de este capítulo, son imposibles de cubrir en su totalidad, dada la modestia de esta Guía: es por ello que sólo se tratarán las reglas más importantes del tema.

- 1 - Almacenaje.- En primer lugar, el material radiactivo debe guardarse de manera tal, que la radiación que él emite no sea peligrosa para el personal que labora en la vecindad donde se deposita y que esa radiación tampoco interfiera con otros procedimientos de trabajo.

El lugar que se escoja como sitio de almacenaje del material radiactivo, deberá poseer la protección necesaria, debiendo tener una ventilación adecuada y un riesgo de incendio mínimo. Sobre la ventilación, cabe hacer el siguiente comentario: si han de ser almacenados contenedores que puedan estar contaminados en su exterior o fuentes a base de material radiactivo encapsulado pero en las que exista la posibilidad de que se fracturen (e.g. tubos de radio), la ventilación del local no debe comunicarse con el sistema de ventilación general del edificio.

El instalar un sistema de drenaje propio del local de almacenamiento, será de gran utilidad en los casos en que haya de practicarse una descontaminación.

La entrada al local de almacenamiento, deberá limitarse exclusivamente a las personas que laboren con el material radiactivo y que tengan autorización para utilizarlo. Por lo tanto, el local ostentará los signos internacionales, indicando la presencia de material radiactivo, debiendo tener un sistema de cerradura, tal que les sea imposible a personas no autorizadas a tocar ese material.

De acuerdo con el tipo de material radiactivo que se almacene y de la cantidad del mismo, bastará en algunos ca

sos con una caja de Plomo o de acero; en otros se requerirá un sistema más elaborado, que incluya inclusive manipulación a control remoto. En cualquier caso, se debe tener una forma que permita la fácil identificación del material.

El lugar del almacenaje del material radiactivo, es el punto más apropiado para llevar al día un inventario del mismo; recuérdese que esto lo exige la Comisión Nacional de Energía Nuclear.

Constituye una buena regla, el verificar que no estén contaminados exteriormente los contenedores de material radiactivo que se almacenarán

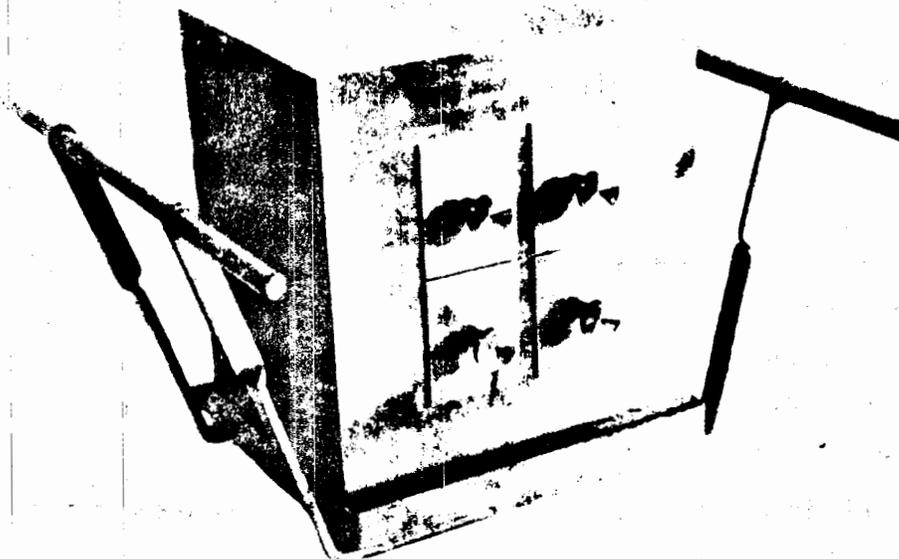


FIGURA 7.- Caja para almacenamiento de radio con capacidad de 200 mCi.

- 2 - Traslado.- En este inciso, sólo se tratará del traslado del material radiactivo dentro del establecimiento que lo utiliza.

Para llevar a cabo tal traslado, es necesario usar sistemas que ofrezcan la protección radiológica adecuada. En algunos casos, ese sistema está constituido tan solo por un cilindro de plomo dentro del cual se introduce el material radiactivo; en otros, un pequeño carro de transporte es imprescindible. El uso de agarraderas, es casi imperativo, pues en la mayoría de los casos, aparte de hacer más fácil el manejo, dismi

reducen la exposición del individuo al alejarlo de la fuente de radiación.

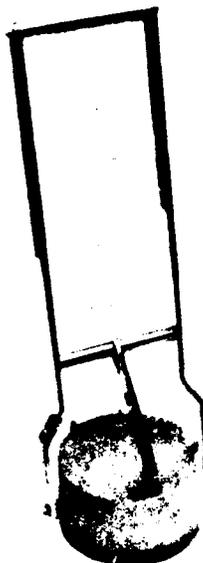


FIGURA 8.- Contenedor para el transporte de radio con capacidad de 50 m.c.

Quando se traslade una substancia radiactiva en forma líquida, póngase alrededor de la misma, suficiente material absorbente para que en el caso de un derrame, todo el material radiactivo sea controlado.

Los recipientes de transporte, deberán llevar claramente visibles las señales internacionales que indican la presencia de material radiactivo.

En las Figuras 9, 10 y 11 se encuentran los símbolos que actualmente se utilizan para indicar la presencia de radiación o el contenido de material radiactivo.

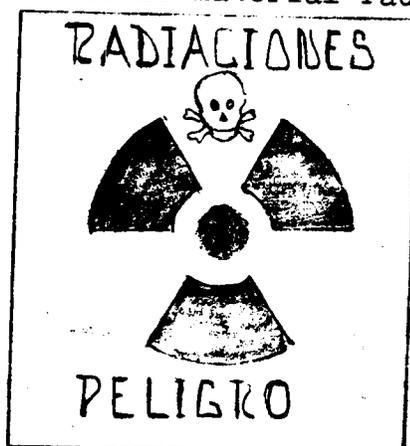


FIGURA 9.- Símbolo que indica la presencia de radiaciones.

Al introducir o sacar el material radiactivo del recipiente de transporte, utilídense solo sistemas que ofrezcan una buena protección.

3 - Desecho.- Los usuarios de substancias radiactivas, tarde o temprano se ven con material radiactivo -- que deben desechar. Entre los casos mas comunes se encuentran:

- a) Sobrantes de soluciones que contienen material radiactivo.
- b) Líquidos con los que se lavaron los instrumentos usados en la aplicación del material radiactivo.
- c) Orina o heces de pacientes, a los que se les administró material radiactivo
- d) Equipo o instrumentos contaminados

Esos desechos constituyen un peligro que debemos tener siempre en cuenta por lo que se debe proscibir totalmente el manejo indiscriminado de los mismos.

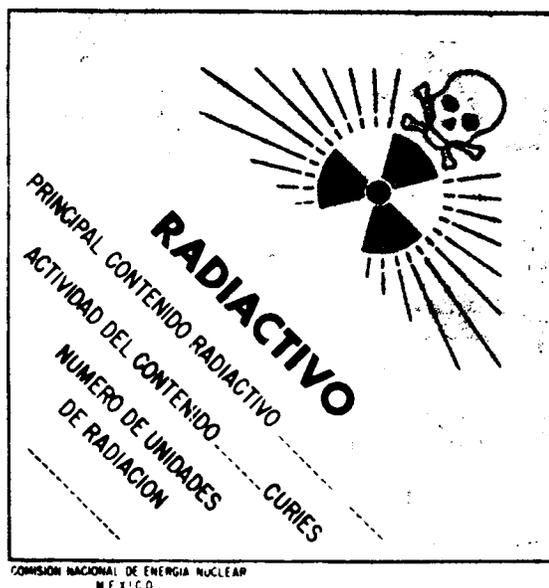


FIGURA 10.- Símbolo que deben ostentar los contenedores de material radiactivo. (clase Amarilla)

Para el manejo de estos desechos, se deben tomar en cuenta las concentraciones máximas de material radiactivo que ha fijado la Comisión Internacional de Protección Radiológica, que no alteran el equilibrio ecológico.

Así entonces, los líquidos que contengan material radiactivo, no deberán enviarse directamente al drenaje municipal, sino que primero se debe evaluar si la concentración de los mismos en ese drenaje no afectará a otras personas posteriormente; con base en lo anterior se puede decidir, si se eliminan o no por esta vía o si es necesaria una dilución previa de los mismos.

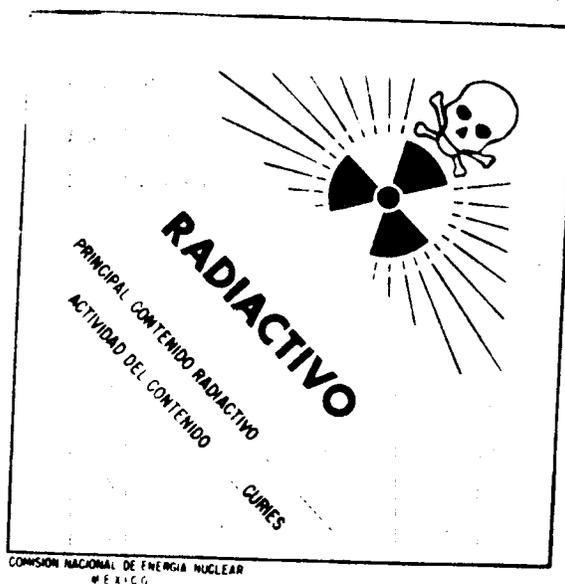


FIGURA 11.- Símbolo que deben ostentar los contenedores de material radiactivo. (Clase blanca)

Los desechos en forma gaseosa o en forma de partículas sólidas, suspendidas en un gas, deben eliminarse de tal manera que no se excedan los límites que marca la Comisión Internacional de Protección Radiológica y debe procurarse que se obtengan una dilución máxima.

Con respecto a este tipo de desecho a la atmósfera, se debe tener en cuenta que las partículas sólidas radiactivas suspendidas, no vayan a depositarse posteriormente en al-

gún lugar y constituyan entonces un peligro adicional.

Los desechos radiactivos en forma sólida, pueden introducirse en un recipiente apropiado y guardarse hasta que su radiactividad haya disminuído a tal grado, que se puedan enviar sin peligro al basurero municipal.

Hay un gran número de desechos, cuya única vía de eliminación es el guardarlos por un tiempo indefinido hasta que su radiactividad decaiga a límites permisibles. En estos casos, se recomienda entregarlos a la Comisión Nacional de -- Energía Nuclear que es una autoridad competente para su manejo.

Como epílogo a este punto, hacemos notar que el -- usuario del material radiactivo se puede dirigir con libertad absoluta a la Dirección General de Seguridad Radiológica de -- la Comisión Nacional de Energía Nuclear para que se resuelvan los problemas que tenga sobre almacenaje, traslado o desecho de materiales radiactivos.

D - PROCEDIMIENTOS SIMPLES PARA LA DESCONTAMINACION
DE PERSONAS

No obstante, cuales sean las medidas de protección y control que el usuario de material radiactivo haya tomado - en su trabajo, es posible que ocurra un accidente. Ahora bien si ese usuario ha tomado también en cuenta esta posibilidad y la enfrenta por lo tanto, con la debida serenidad, es muy probable que no sea de graves consecuencias.

Las consecuencias de un accidente con material radiactivo, son en general de dos tipos:

- a) Contaminación de personas, vestuario, equipo y locales de trabajo.
- b) Sólo irradiación externa de personas.

En este capítulo se tratará sólo el caso de contaminación de personas. Hacemos notar que cualquier otra situación, sobre todo la irradiación o contaminación grave de individuos, debe ser reportada de inmediato a la Dirección General de Seguridad Radiológica de la Comisión Nacional de Energía Nuclear, cuya dirección se encuentra al principio de este Manual.

Por contaminación radiactiva, se entiende la existencia de cantidades indeseables de radiación y que por lo tanto son mayores que el nivel de radiación ambiente. Estas cantidades casi siempre provienen de un mal uso del material radiactivo o de los aparatos generadores de radiación en otros casos, como se ha dicho, se deben a accidentes habidos durante la manipulación de sustancias radiactivas.

Lo esencial de esta exposición lo constituye el establecimiento de los límites de radiactividad que permitan clasificar una persona u objeto como contaminado o no. Estos límites se encuentran en la tabla.

Los valores establecidos en la Tabla citada para la contaminación de personas, son solo válidas para el grupo ocupacionalmente expuesto; por lo tanto, se debe llevar a cabo todo esfuerzo necesario para evitar que la contaminación se extienda y afecte a un mayor número de personas. Por consiguiente, cuando un usuario de material radiactivo detecte alguna contaminación, su labor inicial será la de prevenir que ésta se extienda, tomando para ello las medidas siguientes:

- a) Restringir a un mínimo el tránsito de personas y vehículos en el área afectada.
- b) Detener el funcionamiento del equipo de aire acondicionado, si éste existe.

Tabla.- Límites que Indican Contaminación

Instrumento de Medición	Radioisótopo contaminante	Radio 226	Carbono 14
		Cobalto 60	Fósforo 32
		Estroncio 90	Hierro 55
		Iodo 131	Iridio 192
		Cesio 137	Oro 198
Contador Geiger (área efectiva- 6.5 cm ²)		100 c.p.min	100 c.p.min
Cámara de Ionización		0.1 mrad/hr	1 mrad/hr
Cámara para detección de partículas alfa		1 d/min/cm ²	1 d/min/cm ²

Nota: Para aplicar estos valores, cada instrumento debe ser calibrado por una Institución adecuada.

- c) No utilizar lavabos y cerrar toda salida de agua.
- d) Aislar por completo el área afectada y confinar a una zona fija todo el equipo contaminado y en otra las personas afectadas.
- e) No escatimar esfuerzo para brindar atención médica a las personas que lo ameriten.

- f) Avisar sobre lo sucedido a la Dirección General - de Seguridad Radiológica de la Comisión Nacional - de Energía Nuclear

Efectuado lo anterior, el paso siguiente lo constituye la descontaminación de las personas afectadas. En los párrafos siguientes se delinearán dos procedimientos para la -- descontaminación de la piel. Antes de proseguir, se debe enfatizar que la persona que lleve a cabo o ayude a la descontaminación, cuide a su vez de no contaminarse.

- 1)- Un lavado a base de agua y jabón, constituye uno de los mejores métodos de descontaminación de manos y otras partes del cuerpo, sin importar el radioisótopo contaminante. Efectúese el lavado de la manera siguiente:
- a) Lavado primario. Lávese durante dos minutos -- con un jabón o detergente no excesivamente alcalino y agua tibia. Al lavarse las manos, no olvide lavar bien el dorso de la mano, entre los dedos y alrededor de las uñas. Enjuáguese con agua tibia y séquese con un paño suave. -- Evite que el contaminante entre en los ojos, boca o nariz.
 - b) Si el lavado anterior no ha retirado la contaminación, lávese con detergente y agua tibia; utilícese además un cepillo suave. Enjuáguese con agua tibia e inicie el lavado -- nuevamente; emplee en cada lavado un mínimo de tres minutos; efectúe por lo menos tres lavados. Séquese con un paño suave.
 - c) Si la contaminación ha desaparecido, aplique a la parte lavada una crema con alto contenido -- de lanolina.
- 2 - El procedimiento explicado anteriormente, es bastante efectivo; mas en las zonas donde no se hayan

obtenido resultados satisfactorios, continúese -- con el procedimiento que se describe en los párra fos siguientes:

Para llevar a cabo este nuevo procedimiento, es - imprescindible que el usuario material radiactivo cuente con los siguientes materiales y utensilios:

- Dos pares de guante de cirugía
- Doscientos mondadientes en cuyas puntas se ha - fijado algodón
- Doce abatelenguas
- Ocho vasos de diez mililitros de capacidad
- Dos cepillos suaves (de diez centímetros de lon gitud mínima)
- Dos cajas de pañuelos faciales
- Diez litros de agua destilada
- Un litro de jabón líquido, no muy alcalino
- Doscientos cincuenta centímetros cúbicos de una - solución saturada de permanganato de potasio -- (KMnO_4).
- Doscientos cincuenta centímetros cúbicos de una solución al cuatro por ciento de bisulfito de - sodio (NaHSO_3)
- Cincuenta centímetros cúbicos de bióxido de ti - tanio (TiO_2) en pasta.
- Doscientos cincuenta centímetros cúbicos de la - nolina o de una crema con alto contenido de la - nolina

El uso de los anteriores materiales es el siguien

te:

- a) Aplique suficiente pasta de bióxido de titatio a - las partes afectadas y alrededor de ellas. Permi - ta que esta pasta actúe durante dos minutos.
- b) Quítese la pasta, enjuáguese con agua tibia
- c) Lávese con jabón tallado, suavemente con un cepi - llo.

- d) Séquese con un paño suave
- e) Verifique el nivel de contaminación en las partes afectadas; si excede los valores de la Tabla, repita los pasos establecidos en los incisos "a", "b", "c" y "d".
- f) Si después de repetir dos veces el procedimiento antes descrito, aún se detecta contaminación, procedase de la manera siguiente;
- f) Humedézcase el área afectada y sus alrededores -- con agua tibia.
- g) Póngase sobre el área afectada la solución de permanganato de potasio ($KMnO_4$), tallando suavemente con un cepillo.
- h) NO PERMITA QUE LA SOLUCION ANTERIOR, ACTUE POR -- MAS DE DOS MINUTOS
- i) Enjuáguese muy bien con agua tibia
- j) Póngase sobre el área afectada la solución recién preparada de bisulfito
- k) NO SE PERMITA QUE LA SOLUCION ANTERIOR, ACTUE POR MAS DE DOS MINUTOS
- l) Enjuáguese muy bien con agua tibia
- m) Séquese con un paño suave.

El procedimiento descrito en los incisos "f" hasta "m", pueden repetirse varias veces, verificando al final de cada una, los niveles de contaminación del área afectada. Cuando éstos no sobrepasen, los establecidos en la tabla IV, aplíquese sobre la parte afectada una buena capa de lanolina.

La base de los procedimientos descritos, es la siguiente: la pasta del bióxido de titanio quita la contaminación que se encuentra en los pliegues cutáneos, la solución de permanganato disuelve la contaminación fija en la epidermis, pero también destruye las capas superiores de la misma.

Es por ello, que los tiempos de uso de cada solución deben de observarse estrictamente. La solución de bisulfito se utiliza para borrar la mancha del permanganato.)

Con esto damos por terminado el tema de contaminación cutánea.

Ahora bien, si el material radiactivo contaminante ha sido ingerido, conviene en la mayoría de los casos, inducir el vómito a la persona afectada; avise de inmediato a un médico capacitado y a la Dirección General de Seguridad Radiológica de la Comisión Nacional de Energía Nuclear; aisle a la persona y recoja todas las heces y orina de la misma. -- Estas se deberán entregar al especialista que la comisión Nacional de Energía Nuclear nombre para que tome a su cargo el problema.

Siga el procedimiento descrito en el párrafo anterior, para los casos de sobre exposición de un individuo, debido a radiación externa; pero no induzca al vómito.

Por último, para la contaminación de locales y -- equipo, el único paso que deberá de llevar de inmediato a cabo el usuario, será el de evitar que la contaminación se extienda. Posteriormente, haga saber de ello con todo detalle a la Dirección Gneral de Seguridad Radiológica de la Comisión Nacional de Energía Nuclear; esta institución le indicará la manera de obtener una solución satisfactoria del problema.

E - VIGILANCIA

Como el lector habrá podido constatar al leer esta Guía, la aplicación inteligente de las reglas de la protección contra las radiaciones, es una labor de tiempo completo y además, no puede permitirse se convierta en una simple e inútil rutina. Así es que el usuario de material radiactivo debe llevar a cabo una vigilancia exhaustiva sobre todos sus procedimientos de trabajo.

Esta vigilancia la podemos dividir en dos grupos:

- a) vigilancia ambiental
- b) vigilancia del personal

El requerimiento primordial para el desarrollo de una vigilancia eficiente, que el usuario posea un plano completo del inmueble donde se utiliza el material radiactivo. En ese plano deberán de estar incluidos los circuitos eléctricos del local y la red de agua potable y drenaje; si existe aire acondicionado, también deberá incluirse su descripción. En ese plano, márquense ostensiblemente los lugares donde se utiliza o almacena el material radiactivo.

Es también obligatorio que todos los locales donde se usan sustancias radiactivas o aparatos generadores de radiación tengan el símbolo internacional que indica la presencia de radiación. Es muy recomendable que abajo de este símbolo, se indique el nombre de la persona a quien se debe llamar en un caso de anomalía o accidente, poniendo además la dirección y el teléfono de esta persona.

Por lo que se refiere a la vigilancia ambiental, ésta consiste primordialmente en la medición de los niveles de radiación que existan en una zona de trabajo. Obtenidos estos niveles, se podrá saber si las medidas de protección radiológica implantadas son en realidad efectivas. A continuación se encuentra una lista representativa de varios tipos de - -

mediciones requeridas para la vigilancia ambiental.

- a) En los lugares donde se utilizan sustancias ra -
diactivas no encapsuladas (como por ejemplo los -
usos clínicos de iodo 131), deberán medirse dia -
riamente los niveles de radiación en los puntos -
donde se usa y almacena el material radiactivo.

En algunos casos, estas mediciones deberán in ---
cluir datos sobre la radiactividad que existe en la atmósfera
que se respira.

Esta tarea debe efectuarse en forma tal, que per-
mita la rápida localización de alguna contaminación que pudie
ra existir.

Al terminar sus labores, cada individuo que mani-
puló materiales radiactivos, deberá pasar una inspección con-
el fin de saber si se ha contaminado o no.

- b) Si para la manipulación de cualquier tipo de materi
al radiactivo, se ha diseñado y construido una-
mampara protectora (e.g. mamparas de plomo), ver
ifíquese experimentalmente que esa mampara ofrezca
la protección calculada.

- c) Lo establecido en el inciso anterior, es válido -
para el caso de los contenedores de material ra -
diactivo.

- d) En las instalaciones de aparatos de teleterapia a
base de radioisótopos, se debe verificar experimen
talmente que la protección construída esté de - -
acuerdo con la calculada y sea realmente efectiva.

Para esta verificación se requiere medir el indi
ce de exposición (R/min o R/h) que existe en diversos puntos-
del local donde se ha instalado la unidad de teleterapia y en
el exterior del mismo. Recordamos que estas medidas deben lle-
varse a cabo haciendo incidir el haz útil de radiación sobre-
un volumen de un material dado que simule un paciente; es de-
cir, deben efectuarse repitiendo las condiciones bajo las - -
cuales se utiliza realmente el equipo.

- e) En los casos donde se utilicen fuentes de radiación a base de material radiactivo encapsulado, deberá verificarse que este material no escape -- de su cápsula (a esto se le conoce como "prueba de fuga de material radiactivo"). La Comisión Nacional de Energía Nuclear, ha establecido los --- intervalos dentro de los cuales el usuario deberá efectuar esta prueba. La manera dellevarla a cabo se encuentra mas adelante.
- f) El usuario debe poseer en todos los locales donde se usen substancias radiactivas, un instructivo -- con las medidas a desarrollar en caso de una emergencia. Todo el personal que labore en esos locales, deberá conocer y entender este instructivo.

De todos los ejemplos anteriormente citados, el -- usuario deberá guardar un registro escrito con los datos en -- contrados. Estos datos se deberán analizar con frecuencia para conocer a tiempo cualquier cambio que pudiera haber en -- los procedimientos de protección y, si el caso lo amerita, -- corregirlo con prontitud.

Concerniente a la vigilancia del personal, cabe -- decir que sólo es efectivo cuando el operador del material ra -- diactivo trae siempre consigo un instrumento que permita con --ocer las cantidades de radiación por él recibidas. Es clásica -- en este caso la utilización de los dosímetros de bolsillo, ya sean del tipo de cámara de ionización o del tipo de película -- fotográfica; estos instrumentos serán descritos en el capítulo -- siguiente.

Caben también dentro de este tipo de vigilancia, -- los análisis que se llevan a cabo para conocer las cantidades de material radiactivo que un individuo posee en su cuerpo.

También se encuentran dentro de esta clasifica -- ción, los exámenes médicos a los que se somete a un individuo ya sea antes de que inicie su trabajo con radiaciones, o a --

intervalos dados, una vez que ya ha iniciado ese tipo de trabajo.

Los datos obtenidos de todos los exámenes anteriores, deberán de archivarase con base en ellos, se dictarán los lineamientos del trabajo de un individuo ocupacionalmente expuesto.

F - Métodos para Efectuar una prueba de fuga de material radiactivo.

1 - Desarrollo del método en los casos de material radiactivo encapsulado, en especial tubos o agujas de radio.

- a) Provéase de un número suficiente de tubos de ensaye, con tapón de hule. (Se recomienda los de --- 13 mm. de diámetro por 10 cm. de longitud). De --- hecho se requiere dos tubos de ensaye por cada --- fuente que se vaya a examinar.
- b) Numere los tubos de ensaye e introdúzcalos una mo ta de algodón o un centímetro cúbico de carbón activo en polvo
- c) Introduzca una fuente de radiación (ya sea tubo o aguja) en un tubo y tápelo herméticamente.
- d) Mantenga esa fuente de radiación dentro del tubo durante cuarenta y ocho horas. No olvide guardarlas con la protección adecuada.
- e) A las cuarenta y ocho horas pase esta fuente de radiación o a otro tubo de ensaye cerándolo herméticamente. El tubo donde se encontraba la fuente originalmente (el utilizado en el inciso "a"), debe taparse herméticamente e inmediatamente des pués de que se sacó de él la fuente de radiación.
- f) Anote el número del tubo donde se encontraba la fuente de radiación y el número del tubo en donde se encuentra ahora esa fuente (por ejemplo: la --- fuente que estaba en el tubo No. 10, está ahora --- en el tubo No. 25).
- g) Acérque el tubo donde se encontraba la fuente de radiación a un instrumento para detección de radiación. Utilice el instrumento más sensible que posea, por ejemplo un contador Geiger con ventana delgada.



FACULTAD DE INGENIERIA

- h) El que este instrumento detecte un nivel de radiación más alto que el ambiental, cuando se le acerca el tubo donde estaba la fuente de radiación, significa que esa fuente permite la fuga del material radiactivo. Por lo tanto, no saque esa fuente de radiación del tubo de ensaye donde ahora se encuentra. Guarde de una manera segura este tubo de ensaye dentro y avise a la Dirección General de Seguridad de Radiológica de la Comisión Nacional de Energía Nuclear; este organismo le indicara los pasos a desarrollar.
- i) Si al acercar el tubo donde estaba la fuente de radiación, el instrumento utilizado no detecta -- un nivel de radiación más alto que el ambiental, -- se puede entonces utilizar nuevamente y de manera normal la fuente de radiación que estuvo dentro de él.

Este método de prueba, es el de más fácil ejecución, mas ni es el único, ni el más confiable.

2 - Desarrollo del Método para el Examen de Unidades de Teleterapia a base de radioisótopos

Atención: Desarrolle los pasos siguientes con el obturador de la Unidad cerrado.

- a) Con una mota de algodón o un pedazo de papel filtro, talle la zona interior del colimador de la Unidad.
- b) Con otro pedazo de algodón o papel filtro, talle las zonas más próximas a la fuente de radiación, -- sobre todo las unidades que existan en la coraza protectora de la Unidad.
- c) Acerque esos algodones o pedazos de papel filtro, uno a uno, a un Contador Geiger de ventana delgada.
- d) Si al acercar uno de esos algodones o pedazos de papel filtro, ese instrumento detecta un nivel de

radiación más alto que el ambiental, no utilice - la Unidad de Teleterapia, prohibiendo además la - entrada de personal al local donde se encuentra - instalada. Avise de inmediato a la Dirección General de Seguridad Radiológica de la Comisión Nacional de Energía Nuclear.

- e) Si al acercar esos algodones o pedazos de papel - filtro, ese instrumento no detecta un nivel de -- radiación más alto que el ambiental, se puede en - tonces utilizar nuevamente y de manera normal esa Unidad de Teleterapia.

3 - Casos Especiales

Hay casos donde el algodón o papel filtro se pue - de hacer llegar hasta ponerlo en contacto con la fuente del - material radiactivo encapsulado; si ésto le es posible, lléve - lo a cabo, tomando las debidas precauciones. Repita después - lo establecido en los incisos "c", "d" y "e" del punto ante - rior.

Lo descrito en el párrafo precedente, es de gran - utilidad para el examen de las fuentes de radiación, utilizan - do en radiografía industrial, cuando a éstas se les puede sa - car de su contenedor. Si es ese el caso, deje un algodón den - tro del contenedor de la fuente y en contacto con ella; exami - ne con un contador Geiger mensualmente ese algodón y repita - lo establecido en los incisos "c", "d" o "e" del punto ante - rior.

Si encuentra que una fuente permite la fuga del - material radiactivo que contienen, la utilice e introduzca la - dentro de su contenedero; a su vez meta éste dentro de un tam - bor de fierro o dentro de una bolsa de plástico grueso, cerran - do herméticamente. Dé aviso de inmediato a la Dirección Gene - ral de Seguridad Radiológica de la Comisión Nacional de Ener - gía Nuclear.

C A P I T U L O I I I

SISTEMAS DE DETECCION DE LA RADIACION

A - ASPECTOS GENERALES

Esencial para la aplicación de la mayoría de los métodos nucleares para problemas de ingeniería, es entender los principios y aspectos prácticos de la detección de la radiación. En muchos casos la adecuada selección del detector y sistema de detección, hace la diferencia entre una excelente y una mala aplicación de un método nuclear.

En este capítulo se describen los sistemas de detección más útiles para aplicaciones ingenieriles. Se da también suficiente información acerca de los sistemas presentados como para que el ingeniero seleccione el tipo de instrumento óptimo para una medición dada. Para detalles adicionales, el lector deberá consultar las referencias bibliográficas.

Es difícil clasificar a los detectores de radiación, debido a que cada uno tiene características que pueden ser modificadas por la manera como sean usadas. Todos los detectores trabajan con el principio de que la radiación eventualmente imparte energía a los electrones en la materia. Puesto que los neutrones no interactúan directamente con los electrones, habitualmente se usan una de las varias reacciones de los neutrones que provee una partícula cargada secundaria, la cual a su vez interactúa con los electrones. En este capítulo clasificaremos a los detectores, de acuerdo a las consecuencias de esta interacción con los electrones.

En los gases, esa interacción produce ionización del gas. Si aplicamos una diferencia de potencial entre dos electrodos que estén dentro de ese gas, los iones positivos se moverán hacia el electrodo negativo y los iones negativos hacia el electrodo positivo; así se produce una corriente que puede ser medida. Este fenómeno es la base de detectores llenados con gas.

Los materiales clasificados como semiconductores - tienen resistividades intermedias entre los buenos conducto - res y los buenos aislantes o dieléctricos. En los cristales - semiconductores, la interacción de la radiación libera los - electrones a la banda de conducción del semiconductor. Un cam - po eléctrico aplicado, barre a estos electrones a través del - material y una señal eléctrica es producida.

En algunos cristales transparentes, los electrones que han sido dejados en las bandas de conducción alrededor de una pequeña fracción de segundos seden algo de su energía por colisiones inelásticas, y así decaen a las bandas de valencia de menor energía, esta energía es convertida en luz en forma de un centelleo. Un fototubo, es usado para "ver" este centelleo convirtiéndolo en una señal eléctrica. En los centelleadores líquidos, los electrones son dejados en niveles excitados, estos electrones pierden esta energía de excitación en choques inelásticos cayendo a su estado estable normal por medio de la emisión de una luz o centelleo, de nuevo un fototubo es usado para convertir el pulso de luz en una señal eléctrica.

En los detectores semiconductores y de centelleo, los electrones permanecen en los estados de mayor energía por solamente una pequeña fracción de micro-segundo y en consecuencia la señal eléctrica de salida de estos detectores, ocurre en un tiempo muy pequeño y puede ser considerado como un pulso de salida. En los detectores llenados con gas, el tiempo de colisión de iones es una función tanto del voltaje aplicado a los electrodos, como del mecanismo de la conducción de dichos iones, así los detectores llenados con gas pueden ser diseñados para dar pulsos de salida, para eventos individuales o corrientes continuas de salida para altos flujos de radiación.

B - DETECTORES DE GAS

No obstante que los detectores de gas son uno de los mas viejos métodos de medición de radiación, sin embargo-

aún se usan ampliamente y tienen muchas ventajas prácticas. - Los sistemas de detección con gas, capitalizan la habilidad - de la radiación de producir ionización. Se necesitan aproxima- damente 35.5 ev. de energía cinética de una partícula alfa - por cada par de iones producidos en aire normal. Las partícu- las beta son ligeramente mas eficientes, solo necesitan un - promedio de 32.5 ev. por cada par de iones.

Para que sea útil el número de pares de iones pro- ducidos, en un volumen de gas dado debe ser medido por algún- medio. Una forma de lograrlo es colocando dos electrodos en - el gas y aplicando un potencial eléctrico entre ellos. Los pa- res de iones producidos en este campo eléctrico, experim^{en}ta - ran una fuerza y se moverán hacia uno u otro electrodo, depen- diendo de su carga; positiva o negativa. Cuando los iones al- canzan los electrodos le dán su carga, y fluye una corriente- en el circuito externo que une los electrodos. Dependiendo so- bre todo del tipo del gas de llenado, de su presión, y de la- diferencia de potencial aplicada entre los electrodos, ese de- tector podra ser operado como una "cámara de ionización", un- "contador proporcional" o un "contador "Geiger-Muller". Cada- una de estas tres formas de operación del detector son discu- tidas en la siguiente sección.

B-1 CAMARAS DE IONIZACION

Uno de los mas viejos y más versátiles detectores- de radiación es la cámara de ionización. Se caracteriza por - su alta sensibilidad, simplicidad y versatilidad. Puede ser - usada para medir la radiación de fuentes colocadas fuera o - dentro del detector, líquidas, sólidas o gaseosas.

Puede ser usada para mediciones de fuentes en un - rango de unas pocas partículas por minuto hasta fuentes tales como reactores nucleares que pueden emitir 10^{10} radiaciones - por cm^2 por seg. Este es el detector mas comunmente usado en- medidores nucleares comerciales aplicados en la industria.

La operación de las cámaras de ionización es verda- deramente simple: Cuando un pequeño potencial eléctrico (1a.- 10 Volts, dependiendo del tamaño y separación de los electro-

dos) es aplicado entre los dos electrodos del detector (fig.- 3-1), una pequeña corriente resulta cuando el gas de llenado es ionizado por una fuente de radiación. Esta corriente es -- producida por el movimiento y subsiguiente recolección en los electrodos de los pares de iones que son formados por la ra - diación ionizante. Bajo la influencia del campo eléctrico, - los electrones (o iones negativos) se mueven hacia el electro - do positivo (ánodo), el cual es el alambre central, y los io - nes positivos se mueven hacia el cátodo el cual es la pared - del cilindro.

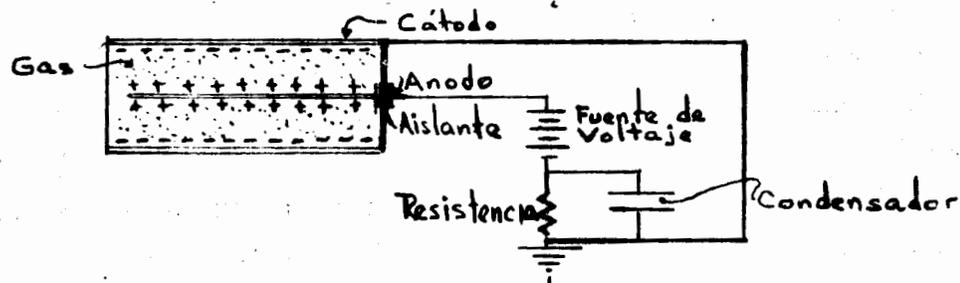


Fig. 3-1 Diagrama Esquemático de un Detector de Radiaciones de Gas.

Llegando a los electrodos estos iones dan sus cargas causando una corriente que fluye hacia un circuito externo. La recombinación de los iones compite con el proceso anterior y reduce el número de iones que llegan a los electrodos.

La velocidad de los iones y electrones depende del campo eléctrico aplicado principalmente. Cuando el campo eléctrico es incrementado, la velocidad de los iones es incrementada también y hay menos tiempo para la recombinación y el -- flujo de la corriente se incrementa. Cuando finalmente se llega a un fuerte campo eléctrico en el cual todos los iones que son originalmente formados llegan a los electrodos, fluye por ellos una corriente máxima. A este potencial se le conoce como región de saturación de la cámara de ionización. Una cámara de ionización debe ser operada en esta región puesto que -- pequeños cambios en el potencial aplicado no cambia aprecia - blemente la cantidad de corriente producida por una fuente de radiación dada.

La construcción de una cámara de ionización (excepto en la elección del material aislante) no es muy crítica. Casi cualquier recipiente no conductor llenado con gas puede ser usado, ordinariamente el aire seco, es muy adecuado. La región de saturación o de operación es obtenida, para la mayoría de los gases a presión atmosférica, con un potencial de 100 a 300 Volts. Los electrodos no necesariamente tienen que ser de la forma mostrada en la figura 3-1, pueden ser planos o de cualquier otra forma y configuración.

Excepto para muy altos campos de radiación las corrientes producidas en una cámara de ionización son demasiado pequeñas y requieren métodos especiales de medición. Como por ejemplo: Una partícula beta de 1 Mev. tiene una ionización específica de $1.7 \text{ Mev.}/(\text{gm}/\text{cm}^2)$. En aire en condiciones de presión y temperatura normales esto es 52 iones por centímetro. Si 10 000 de tales partículas beta pasarán cada segundo a través de una cámara de ionización de 10 cm., el número de pares iones producido dentro de la cámara sería:

$$52 \times 10\ 000 \times 10 = 5.2 \times 10^6.$$

Si la cámara fuese operada en su voltaje de saturación, todos los iones deberían ser colectados, y una corriente de 5.2×10^6 electrones/seg. debería fluir en el circuito externo. Puesto que un Amper es 6.24×10^{16} electrones/seg; dicha ionización producirá una corriente de 8.33×10^{-13} Amp. Para que corrientes tan pequeñas puedan ser medidas, las corrientes de fuga normales a través de los materiales aislantes colocados entre los electrodos de la cámara, deben ser mucho menores que 10^{-13} Amp., para que no produzcan errores en exceso de la corriente a medir. Esto impone severas restricciones en la elección de los materiales aislantes de la cámara. Cuarzo, poliestireno, teflón y óxido de aluminio son satisfactorios cuando están limpios.

Para medir esta diminuta corriente de ionización se coloca una resistencia muy grande (del orden de 10^{12} ohms) en serie con la cámara de ionización y lo que se mide es el voltaje entre los extremos de la resistencia. En el ejemplo anterior y con la resistencia de 10^{12} ohms la diferencia de

voltaje en sus extremos sería de 0.833 Volts. Sin embargo - - otra vez severas exigencias tendrá el instrumento para medir dicho voltaje, pues su resistencia de entrada deberá ser mu - cho mayor que 10^{12} ohms para que este no modifique apreciable mente la resistencia del circuito. Los instrumentos de medi - ción con altas resistencias de entrada son conocidos como - - electrómetros.

La cámara de ionización puede ser usada sobre un - amplio rango de intensidades de flujo de radiación debido a - que su respuesta es lineal con la intensidad del flujo de ra - diación en un rango muy amplio. Sin embargo esta linearidad - se empieza a perder a muy altos niveles de radiación debido a que la gran cantidad de iones producidos por unidad de tiempo propician la recombinación de los mismos haciendo apreciable - este fenómeno, sin embargo para este caso pueden usarse cáma - ras de ionización llenadas con gases de muy pequeño coeficien - te de recombinación.

La cámara de ionización puede también ser usada pa - ra determinar la ionización total que ha ocurrido en un perío - do de tiempo dado. Para tales determinaciones la cámara es - cargada a un potencial dado, logrado lo cual la fuente de vol - taje es quitada o desconectada de la cámara. La cámara puede - entonces tenerse como un capacitor (condensador) cargado que - es descargado lentamente por la corriente de ionización produ - cida entre los electrodos. Conforme el capacitor se descarga - el potencial decrece. El potencial es medido por un vólmetro - electrostático el cual consume una corriente despreciable. Un diagrama esquemático para una cámara de ionización operado de esta manera se muestra en la figura 3-2.

El interruptor es puesto en la posición 1 para car - gar los electrodos con lab - ateria y en la posición 2 para la - operación normal del detector. La cantidad de carga entre los electrodos se lee en el vólmetro electrostático lo cual dá di - rectamente la cantidad integrada de radiaciones que interac - cionan en el período de tiempo considerado. Este tipo de cáma - ras son utilizadas principalmente para mediciones de dosis de radiación para propósitos de seguridad radiológica o para ex -

perimentos de efectos de la radiación. Para estas aplicaciones algunos aparatos son construídos con uno de los electrodos móvil, cuyo movimiento es una medida de la cantidad de descarga del detector un ejemplo son los dosímetros de bolsillo los cuales son tan pequeños como una pluma fuente.

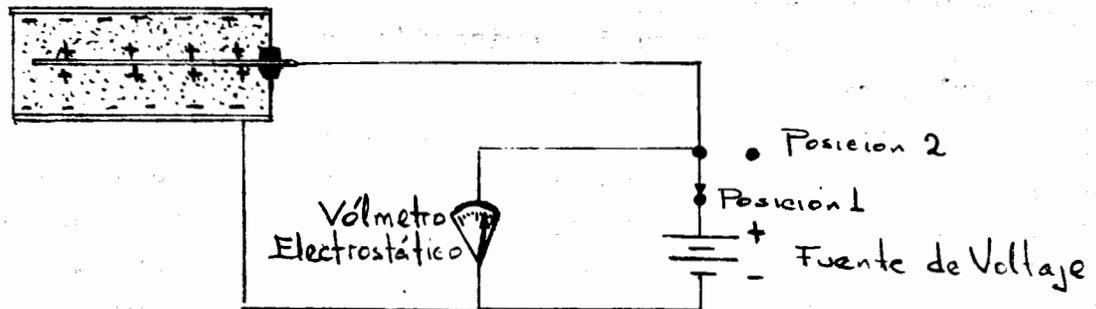


Fig. 4.2 Diagrama esquemático de una cámara de ionización para mediciones integradas.

La cámara de ionización ha sido utilizada en el pasado como un instrumento contador de pulsos, particularmente para medición de la energía de partículas alfa, pero ahora ha sido casi totalmente reemplazada, en este uso, por los contadores semiconductores que tienen una mucho mejor resolución de energías. Es instructivo, sin embargo, estudiar la cámara de ionización como un contador de pulsos, como una etapa preliminar en el estudio de los contadores proporcionales y contadores Geiger.

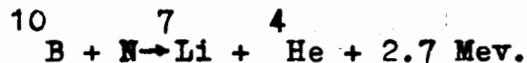
Ordinariamente las cámaras de ionización no pueden ser usadas para medir la energía de electrones porque los electrones tienen una baja ionización específica. Mientras una partícula alfa con 5 Mev. de energía tiene una ionización específica de orden de 1000 Mev/gm/cm^2 (i. e. 1, 7 Mev/cm en aire en condiciones normales), un electrón del Mev. de energía tiene una ionización específica de sólo 1.7 Mev/gm/cm^2 (i. e. 2 Kev./cm en aire en condiciones normales). Puede observarse de estos valores que las partículas alfa perderán toda su energía en una cámara de ionización como la antes descrita y en -

cambio el electro solo perderá 20 Kev. de su energía. El número de iones correspondiente es de $5 \times 10^6 / 35.5 = 140\ 000$ pares de iones para la partícula alfa y $2 \times 10^4 / 32.5 = 620$ pares de iones para el electrón. Así el pulso producido por el paso del electrón será de $1/200$ del de la partícula alfa o sea de $16\ \mu\text{V}$ el cual no podrá ser detectado.

Una solución para detectar electrones es incrementar la presión del gas de la cámara para proveer un mayor número de pares de iones por cm. Por ejemplo una cámara de ionización a $15\ \text{atm}$ debe de producir un pulso de $240\ \mu\text{V}$ el cual puede ser medido. Para usos especializados de las cámaras de ionización ver el capítulo 4 del Nuclear Radiation Detection de W. J. Price.

B-2 CONTADORES PROPORCIONALES

Los contadores proporcionales son usados como contadores de pulsos y encuentran una particular aplicación para velocidades de conteo altas ($\approx 10^6$ cuentas por segundo) o donde la energía de ionización depositada en el contador quiera ser medida. Debido a la gran diferencia entre la ionización específica de las partículas alfa y de las partículas beta los detectores proporcionales pueden detectar partículas alfa excluyendo a las betas. Son particularmente útiles para la medición de energía de las partículas beta y rayos X de baja energía. Con un gas de boro (por ejemplo trifluoruro de boro) los contadores proporcionales pueden también ser usado para detectar neutrones termales. La partícula alfa producida en la reacción:



es detectada.

En una cámara de ionización, la ionización primaria producida por el paso de una partícula cargada a través del gas, consiste de electrones y iones positivos que son - -

atraídos hacia el ánodo y al cátodo respectivamente bajo la influencia de campo eléctrico aplicado de decenas de Volts., por centímetro.

Si la potencia del campo es aumentada suficiente mente como para que los electrones adquirieran una energía tal que pueda por colisiones ionizar el gas (15.7 Volts. para el argón), entonces una amplificación de ionización del gas ocurre y el número de electrones colectado es mayor que los originalmente producidos en las ionizaciones primarias por la partícula cargada. En la práctica factores de amplificación superiores a 10^3 son usados. Los factores de multiplicación mucho mayores que 10^4 son inestables, y los pulsos proporcionales a la energía depositada en el contador ya no son obtenidos.

Para que la amplificación del gas ocurra, los electrones deben ganar del orden de 16 ev en cada camino medio libre, y puesto que este es del orden de 5.6×10^{-5} cm. en el argón en condiciones normales, la intensidad del campo eléctrico deberá ser:

$$16 \text{ Vol}/5.6 \times 10^{-5} \text{ cm} = 3 \times 10^5 \text{ Volts/cm.}$$

Esto es un valor difícil de lograr con electrodos en forma de placas paralelas. Sin embargo si estos los constituyen un alambre de pequeño diámetro colocado axialmente al otro electrodo en forma de cilindro tendremos una muy alta intensidad de campo cerca del alambre con diferencias de potencial prácticas entre el cilindro y el alambre. La intensidad del campo "E" a una distancia del alambre es

$$E = - \frac{V}{r L (b/a)}$$

donde "b" es el radio del cilindro y "a" es el radio del alambre. El voltaje necesario para dar la intensidad de campo necesaria en la superficie del alambre para un cilindro de radio igual a 1 cm. y un alambre de radio de 10^{-3} cm se puede obtener de la ecuación anterior y es de 2 300 Volts, el cual es fácilmente logrado.

Hay dos factores que afectan este voltaje, uno es que por la definición de camino medio libre, estamos diciendo que la mitad de los electrones lograrán suficiente velocidad a este voltaje para producir ionizaciones adicionales con los átomos del argón. Así para un factor de amplificación del gas total de 10^3 , la mitad de los electrones deberán producir un factor de amplificación del gas de 2 000.

En realidad hay una distribución de caminos libres de los electrones alrededor del valor medio, por lo que algunos tendrán caminos libres mayores que 5.6×10^{-5} cm. Esto hace que menores voltajes sean requeridos para incrementar su energía a 16 e.v. entre colisiones. Así, si el voltaje fuera suficientemente bajo como para que solo una décima parte de los electrones tuvieran un suficiente camino libre para producir ionización cada uno debería tener un factor de amplificación promedio de 10^4 .

El otro factor es que la intensidad del campo requerido debe ser lograda a una cierta distancia del alambre puesto que el número requerido de colisiones ionizantes deben ocurrir antes de que los electrones lleguen al alambre. Calculando el número de caminos medio libres para tener un factor de amplificación de 1 000; puesto que cada colisión de un electrón añade otro y en consecuencia tenemos un factor de multiplicación de 2 por cada colisión, y por lo tanto el número de colisiones "n" requeridas será $2^n = 1\ 000$ o sea $n \doteq 10$ por lo que a 10 caminos medio libres (que miden 5.6×10^{-4} cm) del alambre será necesario la intensidad de campo requerida. Nótese que un factor de amplificación de 10^4 requería una distancia 3 veces mayor.

Es obvio que estos cálculos son aproximados en el mejor de los casos, puesto que la distribución de los caminos libres de los electrones alrededor de la media fue ignorado y se supuso que cada electrón tenía energía cero después la colisión y que este viajaba libremente hacia el centro del alambre. Sin embargo los cálculos sirven para mostrarnos que la amplificación ocurre en muy pequeños anillos rodeando el alambre y que factores de amplificación del orden de 10^3 pueden -

ser logrados con voltajes prácticos. En la práctica un contador proporcional que contenga argón en condiciones normales - (con algo de metano para eliminar los pulsos espurios) y teniendo las dimensiones descritas en el ejemplo tiene un voltaje de operación de 1 200 a 1 400 Volts.

Un excelente gas para contadores proporcionales es una mezcla de 90% de argón y 10% de metano se le conoce como gas P-10. El metano podría ser usado solo pero el argón reduce significativamente el voltaje de operación requerido. Esto es, por que el argón tiene un coeficiente de amarre de los electrones, mas pequeño que el del metano, y así un número mayor de electrones llegan al alambre central para un potencial dado. Otros gases aparte del argón tales como el helio, xenon o neon, pueden ser usados, sin embargo el argón es mas popular por su bajo costo y por que puede obtenerse en un estado de alta pureza. La presión típica del gas de llenado es del orden de 40 cm. de Hg. Para una revisión mas completa de los contadores proporcionales ver el capítulo 6 del Nuclear Radiation Detection de W. J. Price.

B-3 CONTADORES GEIGER MUELLER

Los contadores Geiger son extremadamente sensitivos robustos, versátiles y estables, por estas razones, ellos son probablemente los mas populares de todos los detectores. Pueden ser usados para medir radiaciones alfa, beta o gama y son relativamente insensibles a pequeñas fluctuaciones de la fuente de voltaje.

El mecanismo de la descarga del gas en los contadores G. M. es mas complejo que en los contadores anteriores. Anteriormente se señaló que los mayores factores de multiplicación usados en los contadores proporcionales son del orden de 10^3 ó 10^4 porque mas alla de estos tamaños de pulsos, estos son inestables y su altura no es proporcional a la ionización inicial que ocurre en el gas. La inestabilidad viene co-

mo un resultado de la ioniza secundaria producida por los fotones que aparecen cuando los iones se recombinan. Cuando la densidad de los iones es baja el número de recombinaciones que ocurren durante el desarrollo del pulso es pequeño y así también el número de fotones emitidos es pequeño. Los fotones son absorbidos en el gas según una ley exponencial, en consecuencia hay una probabilidad pequeña pero finita de que; un fotón producido en una particular multiplicación de iones en cascada, será capaz de dejar su región y producir ionización en una región adyacente del gas. Para factores de multiplicación de 10^3 a 10^4 la probabilidad de que esto ocurra, es lo suficientemente pequeña que puede ser ignorada. Sin embargo cuando el voltaje en el alambre central es incrementado y el factor de multiplicación se incrementa hasta 10^5 , la densidad de iones en la vecindad del alambre también se incrementa junto con la velocidad de recombinación y el resultado es una emisión mayor de fotones. Como el número de fotones emitidos durante una multiplicación de iones en cascada se incrementa, también la probabilidad de que un fotón de estos produzca ionización en una región adyacente aumenta.

Cuando bastantes fotones son producidos, tal que, un pulso en 10 ó 20, produce ionización en una región adyacente, entonces 1 en 10 ó 20 de los pulsos resultantes ya no será proporcional a la ionización inicial. Estos pulsos son una ó dos veces mas grandes que los normales, dependiendo de la distancia del alambre a la que la ionización ocurre. Este fenómeno de la ionización del gas vía fotones, causa la inestabilidad en la altura del pulso que fue descrita para los contadores proporcionales en la sección anterior, cuando el factor de multiplicación del gas excede de 10^4 ó 10^5 .

De esto se sigue, que en cuanto el voltaje se incrementa aún más, consecuentemente el factor de multiplicación se incrementa mas también y se llegará al grado en el cual la probabilidad de producir ionización en la región adyacente con respecto a la ionización original llegará a ser la-

unidad. Para factores de amplificación del orden de 10^8 no solamente los eventos de ionización primarios producirán ionizaciones adyacentes sino que éstos a su vez producirán nuevas ionizaciones con una probabilidad relativa también igual a 1. Así la descarga tiende a la longitud total del alambre central. La gran cantidad de iones positivos producidos en la vecindad del alambre central, reduce efectivamente el potencial cerca del alambre hasta un valor inferior al necesario para la amplificación y la descarga se termina. Entonces se dice que el contador esta operando en la región G. M.

La característica que distingue a los contadores G. M. es que un evento de ionización inicial de cualquier magnitud, producirá la misma descarga y todos los pulsos de salida serán aproximadamente de la misma amplitud. Debido al gran factor de amplificación del gas estos pulsos serán del orden de 1 Volt, muy grande comparado con el rango de minivolts de los pulsos de los contadores proporcionales. Una vez que se llega al voltaje de operación de la región G. M., si todos los pulsos mayores que 1 Volt estan siendo contados, un nuevo incremento de voltaje (dentro de ciertos límites) no producirá ningún incremento en la velocidad de conteo. Así se obtiene con ello una meseta llamada meseta G. M. la cual dá a la velocidad de conteo, una relativa independendencia del voltaje aplicado.

Sin embargo, cuando el voltaje es incrementado aún más, cuentas espurias comienzan a ocurrir como un resultado del bombardeo de iones positivos a la pared del contador. Un gas poliatómico de menor potencial de ionización que el gas raro principal constituyente, es introducido para prevenir que los iones del gas raro choquen contra la pared del contador y emitan un fotón que puede producir ionización y en consecuencia ocurrir pulsos espurios después de la inicial colección de electrones. Hay una pequeña pero finita probabilidad que los iones del gas poliatómico alcancen la pared y al ser neutralizados emitirán un fotón en lugar de perder su energía

de ionización por disociación. La probabilidad de emisión de estos fotones aumenta rápidamente para subsiguientes aumentos de voltaje y la cantidad de pulsos espurios se hace cada vez más importante. Este punto marca el fin de la meseta G. M. y un adicional incremento de voltaje produce más pulsos espurios y finalmente una descarga continua.

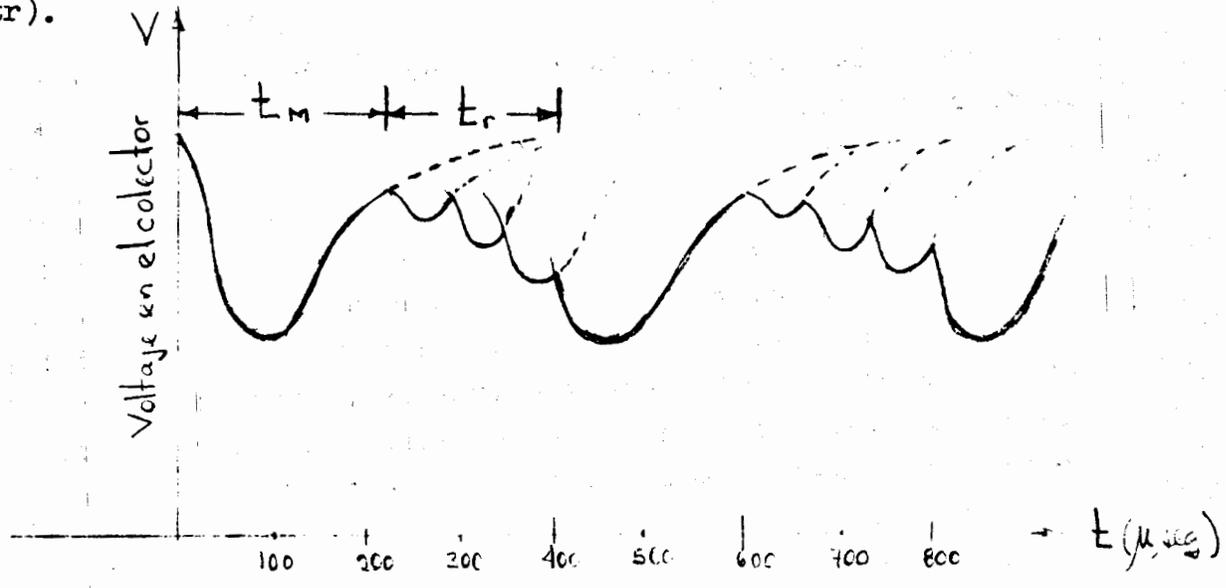
La respuesta de un contador G. M. es más lenta que la de un contador proporcional. La gran cantidad de iones positivos producidos en la vecindad del alambre central reduce la intensidad del campo eléctrico cerca del alambre central hasta valores inferiores al necesario para la amplificación del contador G. M. Puesto que la nube de iones positivos se mueve con relativa lentitud hacia el cátodo, el contador es efectivamente inmovilizado mientras la nube de iones no llegue a una cierta distancia de la pared. Un valor típico de este tiempo de recuperación o tiempo muerto de los contadores G. M. es del orden de varios cientos de microsegundos dependiendo del tamaño. Por lo que la velocidad de conteo se ve limitada a un orden de 1 000 cuentas por segundo.

Aunque los contadores G. M. pueden ser hechos de diferentes formas, la más común es la cilíndrica con un alambre central montado como ánodo. El rango de los diámetros, va desde milímetros a alrededor de 10 cm. y la longitud del cilindro varía de una a diez veces el diámetro. Los cilindros son llenados con gases usualmente a bajas presiones para poder emplear menores voltajes de operación. Una presión típica es de 10 cm. de Hg., con un voltaje de operación correspondiente de 800 a 1 200 Volts. Los contadores Geiger son frecuentemente hechos con una muy delgada ventana, del orden de 1 mg/cm^2 o menos, de mica o mylar para el conteo fuentes alfa o beta externas.

Para conteo de radiación gama se usan cilindros con paredes de metal para tener la ventaja de la producción de los fotoelectrones producidos en la pared del cilindro.

Cuando se usa un contador Geiger M., para contar relativamente altos flujos de radiación, el efecto del tiempo

muerto se torna importante y el conteo obtenido habrá que corregirse por este efecto. La formación de pulsos en un detector Geiger M., se muestra en la siguiente gráfica en la cual se destaca el tiempo muerto (t_m) y el tiempo de recuperación (t_r).



Puesto que el equipo electrónico asociado al detector Geiger solo cuenta los pulsos mayores mostrados en la figura anterior, el tiempo muerto efectivo del sistema (T_M) - - (tiempo en el cual el sistema no contará ningún pulso) será -

$$T_M = t_m + t_r$$

Asi si tenemos "N" cuentas por unidad de tiempo en un contador Geiger, el valor real "n" corregido por tiempo - muerto efectivo será:

$$n = N / (1 - NT_M) \approx N(1 + NT_M)$$

$$\underline{n = N(1 + NT_M)}$$

si

$$N^2 T_M^2 \ll 1$$

C - DETECCION POR CENTELLEO

4-3.1 Mecanismos para la Detección por Centelleo

Los centelleos producidos en materiales fluorescentes por choques de radiación constituyen la base de uno de los más antiguos métodos para detectar la radiación. Rutherford y sus colaboradores hicieron uso de este fenómeno cuando observaron los pequeños destellos de luz visible que aparecen cuando partículas alfa chocan con una pantalla fluorescente. Este método de detección se desarrolló rápidamente después de la aparición en 1947 del bulbo fotomultiplicador. Este artefacto, recoge y transforma los destellos de luz en pulsos eléctricos.

La detección por centelleo es útil primeramente para la medición de pulsos, tanto para conteo de ellos como para análisis de su altura. Grandes cristales de centelleo (comúnmente cristales de NaI) se han convertido en los más usados sensores para detectar radiación gama. Aunque detectores a base del nuevo semiconductor de Litio-"impulsión" pueden reemplazar a los contadores de centelleo en la detección de algunas radiaciones gama, es probable que el conteo por centelleo tenga importancia por algún tiempo más. Los cristales orgánicos de centelleo y los compuestos orgánicos solubles son también importantes para la detección de partículas beta de baja energía. Este método de conteo compite favorablemente con la detección de gas bajo ciertas circunstancias.

Antes de tratar el mecanismo de la detección del centelleo, sentimos que es importante tratar el fenómeno mismo del centelleo. Un gran número de materiales son excitados por la radiación y por lo tanto pierden parte de esa energía de excitación en la emisión de radiación de fotones de baja energía. Sin embargo, unos cuantos materiales emiten radiación de una longitud de onda que interactúa fácilmente con el material de fósforo del fotomultiplicador y penetra fácilmente

te los recipientes de vidrio que los contienen. Menos materia les aún son transparentes a su propia radiación emitida.

En este punto se hacen necesarias algunas definiciones. La luminiscencia es un término general que describe la absorción de energía de cualquier tipo por una sustancia y la reemisión de ella como fotones de luz visible o casi-visible. La radiación es tan solo un tipo de energía que puede excitar a los materiales para iniciar luminiscencia. Si la reemisión de fotones de luz ocurre dentro de 10^{-8} seg., después de la absorción de la radiación o energía de excitación; al material se le llama fluorescente. Si la reemisión toma más de 10^{-8} seg.; al material se le llama fosforescente. Los materiales fluorescentes son los más útiles como detectores de radiación ya que las interacciones individuales pueden ser mejor distinguidas si el centelleo ocurre rápidamente.

La radiación puede ser medida por el fenómeno de fluorescencia si se dispone de un medio para medir el incremento de luz producida. El bulbo fotomultiplicador sirve para este propósito. Una fracción de la energía de radiación absorbida por el material de centelleo es convertida en fotones de luz. Esta parte, que es una medida de la eficiencia de la fluorescencia, es en esencia constante para un material dado. Sin embargo, las eficiencias de diferentes materiales difieren grandemente y van de una fracción del 1% al 30%. Estas eficiencias varían de un tipo de radiación a otro. Las eficiencias Beta y por lo tanto las eficiencias gama son en general algo más altas que las de las partículas alfa, ya que interactúan para producir electrones de alta-energía.

El uso de materiales fluorescentes como detectores de radiación puede entenderse mejor por una serie de pasos individuales: (1) Absorción y excitación subsecuente del material fluorescente por una fuente de radiación, (2) Desexcitación del material fluorescente por medio de emisión de fotones de luz visible o casi visible, (3) La colecta y la conversión subsecuente de la luz en un pulso de corriente eléctrica

y (4) La medición de la corriente del pulso.

Cuando el proceso de centelleo se usa para determinar el incremento de energía dado por la radiación, cada uno de los cuatro pasos debe transferir un aumento proporcional de la energía original de la radiación y debe tener una conversión constante de eficiencia para todas las energías de radiación. Los pasos (1) y (2) son propiedades del material y se puede considerar que obedecen con el primer criterio para un material fluorescente dado. Los fotones y las partículas beta son comunmente más eficientes como radiación de excitación que las partículas alfa. No obstante, para un tipo de radiación dada, esta eficiencia es esencialmente constante. Los pasos (3) y (4) son una función del tipo y la estabilidad del dispositivo experimental. Para más detalles sobre el mecanismo de la detección por centelleo ver cap. 7 del Nuclear Radiation Detection de W. J. Price.

D - DETECCION POR SEMICONDUCTORES

4.2-1 Mecanismo de la Detección por Semiconductores.

El detector por semiconductor de radiación es relativamente nuevo y no ha tenido un uso apreciable aún en aplicaciones industriales o de ingeniería. Sin embargo es probable que adquiera bastante importancia en ciertas aplicaciones de medición nuclear. En muchas aplicaciones de espectrometría de partículas alfa y beta estos artefactos han desplazado ya a las cámaras de ionización.

Pueden ser usados como contadores de partículas o como analizadores de la energía de la partícula. Son fácilmente adaptables para manejo portátil ya que son estables y requieren de bajas fuentes de voltaje. Los materiales semiconductores, como su nombre lo indica, tienen resistividades intermedias entre la resistencia específica de los metales (10^6 ohm-cm) y la resistividad de los aisladores (10^{12} a 10^{15} ohm-cm). Las resistencias de un semiconductor son del orden de 1

a 10^4 ohm-cm. De los muchos materiales semiconductores, el silicio y el germanio son los más populares. Ambos tienen cuatro electrones de valencia, y en forma cristalina sus átomos forman una estructura de celosía en la que cada átomo está rodeado por cuatro átomos distintos equidistantes de él. Los átomos comparten sus electrones de valencia; por lo tanto hay una frontera covalente entre ellos. Un electrón puede ser removido de una frontera covalente si se le da la suficiente energía, e.i.e., Energía de Ionización. Entonces este electrón está en libertad de moverse a través del cristal. El átomo ionizado resultante puede entonces adquirir un electrón de reemplazo de un átomo vecino, que, a su vez puede obtener otro electrón de su vecino y así sucesivamente. De esta manera el "hoyo" dejado por el electrón puede moverse también. La energía térmica es suficiente para proveer unos cuantos pares de "hoyo-electrón", los cuales comprenden entonces una corriente de fuga. La recombinación acontece cuando un electrón libre cae en un hoyo.

La conductividad del silicio y del germanio puede ser incrementada añadiéndoles impurezas cuando se está formando el cristal. La añadidura de una cantidad controlada de elementos tales como el fósforo, arsénico o antimonio, cada uno de los cuales tiene cinco electrones de valencia, hará el cristal un material de tipo "n". Como únicamente cuatro de los electrones son requeridos por la frontera del cristal, cada impureza del átomo proveerá un electrón disparejo, o electrón libre, y por lo tanto habrá un número disponible de transportadores de carga negativa. La frontera del átomo de impureza estará cargada positivamente ya que ha perdido un electrón. Por el contrario, el material de tipo "p", o material acarreador de carga positiva, es obtenido añadiendo impurezas que tienen tres electrones de valencia, tales como el boro, aluminio, galio, o el indio. Aquí los hoyos electrónicos son dejados en la estructura del cristal al tiempo que los átomos colindantes contribuyen con electrones a los átomos de impureza y los hoyos puedan pensarse como transportadores de carga-

positiva. En este caso la frontera del átomo de impureza estará cargada negativamente.

Un diodo semiconductor se hace uniendo material del tipo "n" con material del tipo "p", como se muestra en la fig. 4.3. En el material de tipo "p", las cargas negativas son mostradas en la frontera de la estructura del cristal, y los hoyos (transportadores de carga positiva) remueven bajo la influencia de cualquier campo eléctrico aplicado. En el material de tipo "n", las cargas positivas se muestran en la frontera y los electrones son libres de moverse.

Cuando un potencial es aplicado como lo muestra la figura 4.3, las cargas negativas y los hoyos de mueven ambos hacia la unión. Ahí la recombinación se realiza, y una corriente fluye. Sin embargo, si el potencial es invertido, los electrones y los hoyos se apartan de la unión., no ocurre la recombinación, y ninguna corriente fluye, excepto por las parejas de hoyos electrónicos generados térmicamente que constituye una pequeña corriente de fuga. La región en la vecindad de la unión está ahora desprovista de transportadores de carga ya que se moveran lo suficientemente lejos para desarrollar una fuerza electromotiva contraria igual a la de la fuente externa de voltaje.

Este diodo inverso-diagonal que se usa como detector de partículas cargadas. Si una partícula ionizante pasa a través de la región desprovista, producirá parejas de hoyos electrónicos. Estas parejas se moveran hacia sus electrodos respectivos y momentáneamente la corriente fluirá. La carga total recolectada es proporcional al número de pares de hoyos electrónicos producidos, siendo producido un par en el silicio por cada 3.5 ev de energía perdida por la partícula ionizante.

La colecta de los pares de iones en los detectores por semiconductores es bastante rápida comparada con la de los detectores por gas. Esto se debe parcialmente al hecho de que el par aún en los semiconductores, consta de un hoyo y un electrón mientras que en los detectores por gas consta de un electrón y un impositivo pesado.

La movilidad del electrón en el silicio es como de 1 400 (cm/seg)/Volt/cm) y la movilidad del hoyo es como de 500 (cm/seg)/(Volt/cm). Otra razón para los tiempo de rápida colecta de carga, es el pequeño espesor del material de semiconductor requerido para parar una partícula cargada comparado con la distancia relativamente grande entre los electrodos en los detectores por gas.

Otra ventaja de los detectores por semiconductor sobre los detectores por gas es la eficiencia de producción de pares-"iones-hoyos" en materiales semiconductores. Un par ion-hoyo se produce en el silicio por cada 3.5 ev de energía de radiación; esto es como 10 veces más eficiente que la producción de pares de iones en los gases. El silicio parece ser el material semiconductor más práctico para la detección de la radiación en el tiempo actual por que su corriente de fuga es relativamente baja a temperaturas normales.

E.- ERRORES ESTADÍSTICOS EN LA DETECCIÓN DE LA RADIACION

E-1.- Introducción

Debido a la naturaleza estadística del fenómeno de la radiactividad, su medición requiere de la aplicación de las leyes de las probabilidades.

Cuando hacemos una serie de mediciones o conteos de una fuente radiactiva bajo las mismas condiciones, obtendremos otros tantos valores distintos entre sí, distribuidos alrededor de un valor medio o promedio. Esto es debido a las fluctuaciones estadísticas en la velocidad de desintegración de la fuente radiactiva o radioisótopo.

Si hiciéramos, teóricamente, un número infinito de conteos, bajo las mismas condiciones, el valor del promedio de ellos sería el valor teórico real de la velocidad de desintegración de la muestra radiactiva en cuestión. La diferencia de cualquier conteo a este valor teórico real sería el error estadístico de dicho conteo. Así si tenemos una serie finita de conteos, tendremos un valor promedio, y cada conteo tendrá un error estadístico con respecto a ese valor promedio; como también este valor promedio tendrá un error estadístico con respecto al valor teórico real.

La frecuencia de aparición de errores de una cierta magnitud en una serie de conteos esta dada por las leyes de las probabilidades que gobiernan el fenómeno de la radiactividad.

E-2.- Distribuciones de Frecuencia de Errores.

La radiactividad es un fenómeno estadístico que cumple los requerimientos teóricos de alguna de las tres leyes de

distribución de frecuencia de errores clásicas. Estas son:

La distribución binomial

La distribución normal o de Gaus

La distribución de Poisson

siendo las dos últimas, realmente, casos particulares de la primera, considerada como general, en las cuales se pueden hacer simplificaciones considerables en la herramienta matemática, sin merma en la aproximación de los resultados.

E-2-1 Distribución Binomial

Esta ley se aplica a experimentos de tipo repetitivo en los cuales se registra la ocurrencia o la no ocurrencia de un evento.

Si consideramos el fenómeno de la radiactividad como una sucesión de desintegraciones de átomos idénticos, o sea con igual probabilidad individual de desintegrarse en un tiempo Δt , independientemente de si Δt es tomado entre $t_1 + \Delta t$, o entre $t_2 + \Delta t$ siempre y cuando Δt sea suficientemente pequeño podemos considerar que dicho fenómeno de la radiactividad es repetitivo, en donde la ocurrencia del evento para un átomo sería su desintegración. Si la probabilidad de que "n" átomos se desintegren en el tiempo "t" es P_n , en una muestra constituida por " N_0 " átomos idénticos y "p" es la probabilidad de que un átomo individual cualquiera se desintegre en el tiempo "t"; la ley de la distribución binomial nos dice que:

$$P_n = \frac{N_0!}{n! (N_0 - n)!} (p)^n (1-p)^{N_0 - n} \dots\dots\dots 1$$

por otro lado, de la ecuación del decaimiento radiactivo tenemos:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

y como

$$n = N_0 - N$$

por lo que
$$n = N_0 - N_0 e^{-\lambda t} = N_0 (1 - e^{-\lambda t})$$

pero
$$p = \frac{n}{N_0} = \frac{N_0 (1 - e^{-\lambda t})}{N_0}$$

$$p = 1 - e^{-\lambda t} \dots\dots\dots 2$$

substituyendo 2 en 1 finalmente tenemos:

$$P_n = \frac{N_0!}{n! (N_0 - n)!} (1 - e^{-\lambda t})^n (e^{-\lambda t})^{N_0 - n}$$

Que es la ecuación general de la distribución binomial para el fenómeno de la radiactividad. De ella podemos deducir que:

$$\bar{N} = np = n (1 - e^{-\lambda t})$$

y

$$\sigma_N = \sqrt{np(1-p)} = \sqrt{n(1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t}}$$

donde \bar{N} es el valor medio de la distribución y σ_N es la desviación estandar de la misma.

E-2-2 Distribución Normal o de Gaus

La distribución normal es una buena aproximación de la distribución binomial cuando "N₀" es muy grande (en la práctica valores de N₀ > 100 son suficientes) la ecuación general de la distribución binomial se reduce en este caso a:

$$P_n = c e^{-\frac{(n - a)^2}{2b^2}}$$

donde "a", "b" y "c" son parámetros que hacen a "P_n" una función de frecuencia. Por ejemplo, "c" debe ser tal que el área bajo la curva "P_n" sea unitaria.

E-2-3

Distribución de Poisson

Quando además de que N_0 es grande ($N_0 > 100$), "p" o sea $(1 - e^{-\lambda t})$ es muy pequeño (en la práctica valores de "p" < 0.01 son suficientes. Nótese que cuando $\lambda t \ll 1$ entonces $1 - e^{-\lambda t} \approx \lambda t$; en consecuencia la condición: $p < 0.01$ también se puede escribir como $\lambda t < 0.01$), la distribución de Poisson es una buena aproximación de distribución binomial reduciéndose la ecuación general a:

$$P_n = \frac{e^{-N} n^N}{n!}$$

donde N es el término o valor medio de la distribución.

Y también de: $N = n (1 - e^{-\lambda t})$ expresión válida para la distribución binomial. Y cuando $\lambda t \ll 1$ implica que:

$$N = n \lambda t$$

y de

$$\sigma_n = \sqrt{n (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t}}$$

cuando $\lambda t \ll 1$

implica que

$$\sigma_N = \sqrt{n (\lambda t) (1 - \lambda t)}$$

pero

$$1 - \lambda t \approx 1 \therefore \sigma_N = \sqrt{n (\lambda t)}$$

y finalmente

$$\sigma_N = \sqrt{N}$$

Nótese que las condiciones $N_0 \gg 1$, y $\lambda t \ll 1$ se cumplen en la generalidad de los casos de conteos radiactivos, pues equivalen a tener muestras con un número de átomos radiactivos $N_0 > 100$; que practicamente siempre se cumple, y $\lambda t \ll 1$ equivale a tener tiempos de conteo "t" mucho menores que la vida media " $\tau_{1/2}$ " de la muestra, puesto que $\lambda t = 0.693 t / \tau_{1/2}$

entonces $\lambda t \ll 1$

Nótese que la condición de que $t \ll \tau_{1/2}$ nos implica también que $N_0 \gg n$

En resumen cuando una muestra radiactiva tiene más de 100 átomos y el tiempo de conteo de la muestra "t" es menor que $\frac{\tau_{1/2}}{69.3}$, la distribución de errores estadísticos de una serie de conteos de dicha muestra, es una distribución de Poisson y en consecuencia su desviación estandar será:

$$\sigma_N = \sqrt{N}$$

donde N es el conteo promedio de la serie.

Recordemos que por definición:

$$N = \frac{\sum_{i=1}^n N_i}{n}$$

y que

$$\sigma_N = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (N_i - N)^2}{n}}$$

para cualquier proceso estadístico, sin embargo para el caso de la radiactividad la expresión de la desviación estandar "σ" - se reduce a:

$$\sigma_N = \sqrt{N}$$

puendiendose demostrar que se tiene un 68.3% de confianza de que cualquiera de los conteos tenga un error menor o igual que σ_N con respecto al promedio, o en otras palabras que el 68.3% de los conteos de la serie tendrán un error con respecto al promedio menor o igual que σ_N

Se puede demostrar también que la desviación estandar del valor promedio con respecto al valor teórico es:

$$\sigma_N = \sqrt{\frac{N}{n}}$$

Esto es hay un 68.3% de confianza de que el promedio \bar{N} de la serie tenga un error, con respecto al valor teórico real, menor o igual que $\sigma_{\bar{N}}$

Para el caso del análisis de una velocidad de desintegración o del número de cuentas por unidad de tiempo tendremos:

si $\bar{v} = N/t \therefore N = \bar{v} t$

$$\sigma_v = \frac{\sigma_N}{t} = \frac{\sqrt{N}}{t} = \sqrt{\frac{N}{t^2}} = \sqrt{\bar{v}/t}$$

$$\sigma_v = \sqrt{\bar{v}/t}$$

Así para los medidores de relación o "rate meters", podemos aplicar esta última expresión tomando en cuenta que el tiempo de integración es igual a dos veces la constante de tiempo o sea:

$$\sigma_v = \sqrt{\bar{v}/2 \text{ C.T.}}$$

donde C. T. = constante de tiempo del medidor de relación.

En la práctica al llevar a cabo el conteo de una muestra radiactiva, siempre tendremos presente radiaciones o rayos cósmicos que nos darán un cierto conteo de fondo ajeno al de la muestra. Dicho conteo de fondo tiene una naturaleza estadística del mismo tipo que la de cualquier fuente radiactiva. Por lo que el conteo neto debido a la muestra estará dado por la diferencia del conteo de muestra mas el fondo menos el conteo debido exclusivamente al fondo.

o sea

$$N_{\text{neto}} = N_{\text{total}} - N_{\text{fondo}}$$

y para terminar la desviación estándar del conteo neto de la muestra tendremos que aplicar la ley de la propagación de los errores. Esta ley nos dice que si tenemos una función:

$$N_{\text{neto}} = N_{\text{total}} - N_{\text{fondo}}$$

entonces

$$\sigma_{N_{\text{neto}}} = \sqrt{\sigma_{N_{\text{total}}}^2 + \sigma_{N_{\text{fondo}}}^2}$$

pero como

$$\sigma_{N_{\text{total}}}^2 = \bar{N}_{\text{total}}$$

y

$$\sigma_{N_{\text{fondo}}}^2 = \bar{N}_{\text{fondo}}$$

se tiene

$$\sigma_{N_{\text{neto}}} = \sqrt{\bar{N}_{\text{total}} + \bar{N}_{\text{fondo}}}$$

y también podemos demostrar que:

$$\sigma_{\text{neto}} = \sqrt{\frac{U_{\text{total}}}{t_{\text{muestra}}} + \frac{U_{\text{fondo}}}{t_{\text{Fondo}}}}$$

Ejemplos:

En una serie de conteos de una fuente radiactiva de Cs 137 se obtuvieron los siguientes valores: Calcular la desviación estandar por la fórmula clásica y por la obtenida para el fenómeno de la radiactividad.

N_i	$\bar{N} - N_i$	$(N - N_i)^2$
1139	-27.34	750.76
1194	+ 27.6	761.76
1140	-26.4	696.96
1150	-16.4	268.96
1162	- 4.4	19.36
1169	2.6	6.76
1193	26.6	707.57
1225	58.6	3433.96
1189	22.6	510.76
1109	-57.4	3294.76
1138	-28.4	806.56
1183	16.6	275.56
1224	57.6	3317.76
1173	+ 6.6	43.56
1108	-58.4	3410.56
Σ 17496	0.0	18305.60

$$\bar{N} = \frac{\sum N_i}{n} = \frac{17496}{15} = 1166.4 \approx 1166$$

$$\sigma^2 = \frac{\sum (\bar{N} - N_i)^2}{n} = \frac{18305.60}{15} = 1220.37$$

$$\sigma \approx 35$$

por otro lado

$$\sigma = \sqrt{\bar{N}} = \sqrt{1166} \approx 34$$

$$\sigma \approx 34$$

aunque solo se hicieron 15 conteos puede observarse que la desviación estandar es aproximadamente igual calculada de las dos diferentes formas es decir que la variancia (σ^2) es aproximadamente igual al promedio de los conteos (\bar{N}).

Nótese que la desviación estandar del promedio \bar{N} con respecto al valor teórico real sera:

$$\sigma_{\bar{N}} = \sqrt{N/n} = \sqrt{\frac{1166}{15}} = 9$$

$\sigma_{\bar{N}} = 9$ que obviamente es menor que la desviación estandar de cualquiera de los conteos N_i :

El fondo medido durante un minuto fue de 69 cuentas o sea $N_{\text{fondo}} = 69 \pm 8 \text{ c p m}$

Las cuentas debida unicamente a la muestra son en -
tonces:

$$\bar{N}_{\text{neto}} = 1166 - 69 \pm \sqrt{1166 + 69} = 1097 \pm 36$$

$$\bar{N}_{\text{neto}} = 1097 \pm 36$$

F - FACTORES DE GEOMETRIA, ABSORCION, DISPERSION, DECAI
MIENTO Y EFICIENCIA DEL DETECTOR EN EL CONTEO DE RA
DIACIONES.

Cuando deseamos contar las radiaciones emitidas por una muestra radiactiva, estas, desde su emisión hasta su llegada al detector y su posterior conteo, estarán sujetas a diversos factores que afectarán directamente al número de cuentas - que nosotros obtengamos en el detector.

En consecuencia si deseamos conocer el número de radiaciones real que esta emitiendo la muestra en el tiempo analizado o relacionar dos conteos en diferentes condiciones, deberemos cuantificar estos factores y corregir el conteo obtenido en el detector, por todos y cada uno de ellos como sigue:

Las radiaciones de una muestra radiactiva puntual - (cualquier otra forma puede analizarse de la asociación de varias fuentes puntuales) son emitidas en todas direcciones con igual intensidad o sea que es isotrópica.

En otras palabras, si la muestra la colocamos en el centro de una esfera; en cada cm^2 de la superficie de la esfera pasarán la misma cantidad de radiaciones por unidad de tiempo.

De manera que si tenemos una muestra y un detector solo algunas de las radiaciones serán emitidas en la dirección del detector, de estas, algunas serán absorbidas o dispersadas antes de llegar al detector, y de las que llegan solo una fracción será contada según la eficiencia intrínseca del detector y su tiempo muerto.

Factor de Geometría (Kg). - Este factor es el cociente del número de radiaciones que son emitidas en la dirección del detector entre el número total de radiaciones emitidas, por unidad de tiempo.

Lo podremos calcular de la siguiente manera:

Supongamos una fuente puntual que emite N radiaciones por segundo, colocada en el centro de una esfera de radio " r " y en la superficie de la esfera colocamos el detector de -

área sensible "Ad".

El número de radiaciones "n" que llegarán al detector estará dado por la relación del área sensible del detector "Ad" al área total de la superficie de la esfera (4 r²)

$$n = N \frac{Ad}{4\pi r^2}$$

en consecuencia el factor de geometría K_g será

$$K_g = \frac{n}{N} = \frac{Ad}{4\pi r^2}$$

(K_g) Factor de Geometría

Si queremos relacionar dos conteos de la misma fuente puntual hechos con el mismo detector pero a dos distancias-fuente-detector distintas d₁ y d₂

en la distancia d₁ tendremos

$$n_1 = N \frac{Ad}{4\pi d_1^2}$$

en la distancia d₂ se tendrá

$$n_2 = N \frac{Ad}{4\pi d_2^2}$$

dividiendo 1 entre 2 y simplificando se tiene

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{d_2^2}{d_1^2}$$

o sea que el número de radiaciones que llegan al detector (sin tomar en cuenta la absorción) varían inversamente al cuadrado de la distancia "fuente-detector".

Factor de Absorción (K_a)

En el capítulo 1 (pags. 35 y 36) habíamos deducido la expresión $I = I_0 e^{-\mu x}$ para la atenuación o absorción de radiación gama, de la misma manera podemos escribir.

$$n = n_0 e^{-\mu x}$$

donde n_0 es el número de radiaciones emitidas en dirección del detector y n el número que llegan o sea que no son absorvidas.

En consecuencia

$$K_a = \frac{n}{n_0} = e^{-\mu x}$$

Factor de Dispersión (K_d)

El factor de dispersión es en general difícil de un análisis teórico y generalmente se requiere para su valoración de la utilización de muestras calibradas. Para valores aproximados se puede recurrir a tablas donde se encuentran tabulados los Valores de B (Build up factor) contra de μ/x para geometrías de conteo más o menos comunes. En este caso $K_d = B$ de la fórmula.

$$N = N_0 B e^{-\mu x}$$

Ver gráficas pag. 55 bis.

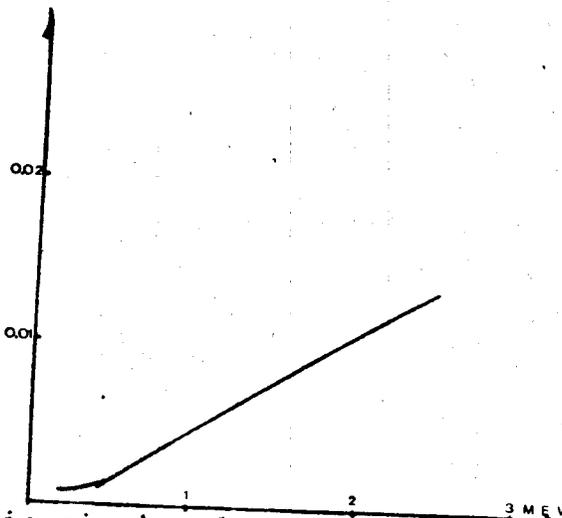
Factor de eficiencia Intrínseca (ξ) más Factor de Tiempo Muerto (T_M) del Detector = (K_e)

Este factor es el cociente del número de cuentas que nos dá el detector entre el número de radiaciones que llegan a él.

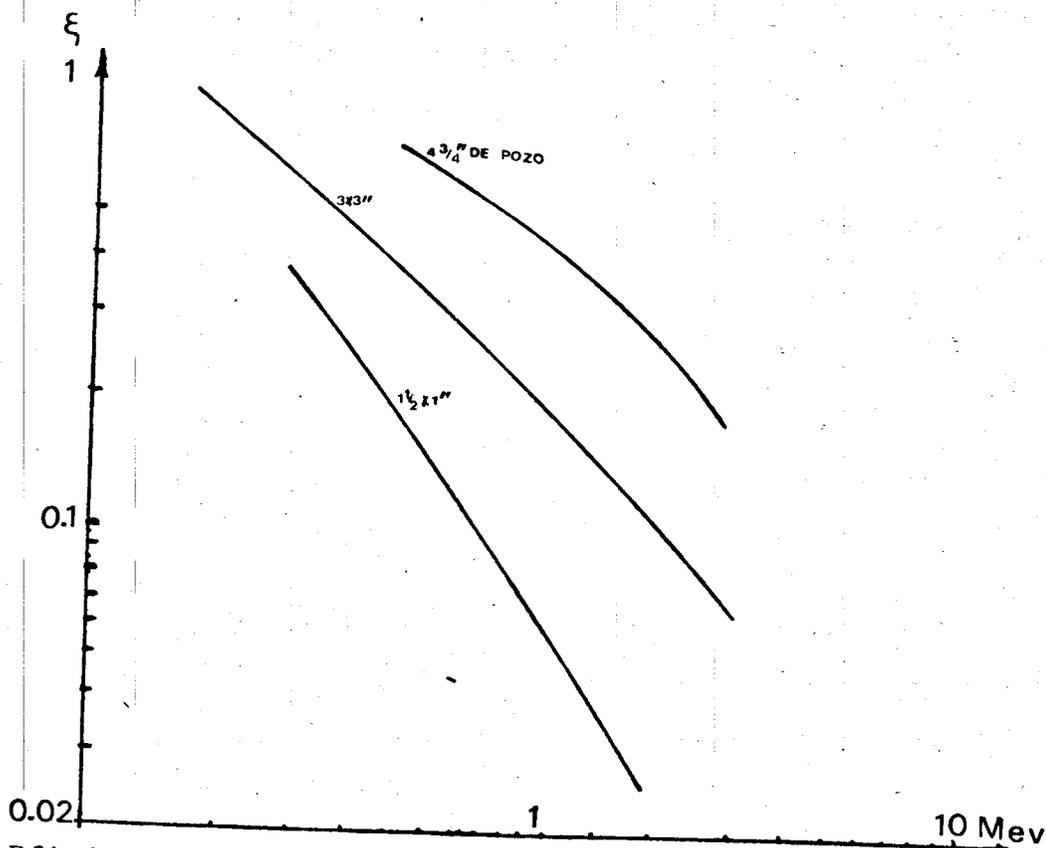
Depende del tipo de detector y también del tipo y energía de la radiación analizada.

En detectores Geiger Muller la eficiencia intrínseca es del orden de 100% para radiaciones beta y tan solo del 1 al 2% para radiaciones gama dependiendo de su energía y materiales del detector.

En detectores de Centelleo la eficiencia obtenida para radiaciones beta es del orden de 30 a 70% cuando son de muy baja energía como las del tritio y carbono 14 mejorando para mayores energías y varía mucho para radiaciones gama según su energía y el tamaño del cristal como se ve en la gráfica.



Eficiencia intrínseca * Energía de gamas.
para un detector Geiger con cátodo de Aluminio
(de H. Bradt y al. Helv. Phys. Acta 19:77 (1946))



Eficiencia Intrínseca * Energía de gamas
para 3 cristales de INa (Tl)
(de N.H. Lazar, RC Davis y P.R Bell. Nucleonics 14:52
Abril 1956).

El tiempo muerto se deberá también tomar en cuenta según se vió en el capítulo 2 (pag 96) para integrar el factor K_e . El tiempo muerto es solo importante cuando la velocidad de conteo es alta, mayor de 10 000 c. p. m.

Factor de Decaimiento (K_t)

Este factor toma en cuenta la corrección necesaria a un conteo que se realiza en un tiempo " t " cuando hay que llevarlo o compararlo a un tiempo " t_0 "

de

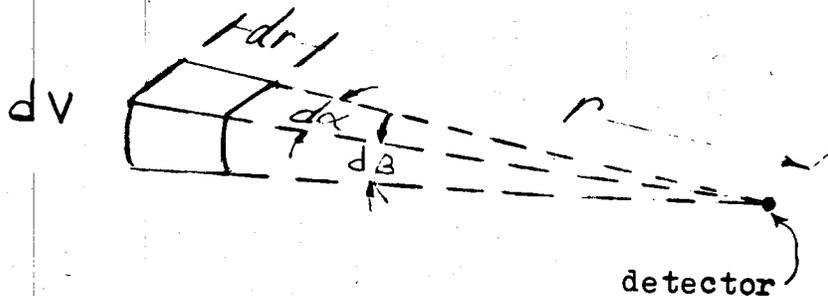
$$N = N_0 e^{-\lambda t} \qquad K_t = e^{-\lambda t}$$

Ejemplo:

Calcular el conteo de un detector de centelleo de área " A_d " sumergido en una solución radiactiva (agua + radioisotopo X) con una concentración C (en el tiempo t_0). Considérese el volumen de la solución como volumen infinito y considérese el detector como Puntual.

Solución

Si consideramos el radioisótopo diluido uniformemente en la solución. Calculemos el conteo inducido por una diferencial de volumen " dV " a la distancia del detector e integremosla hasta completar el volumen infinito deseado, por lo cual integramos el conteo inducido al detector por todo el volumen,



N_0 = Número de radiaciones emitidas en el elemento " dV " por unidad de tiempo en el tiempo t .

o sea

$$dN_0 = 3.7 \times 10^{10} \text{ Cdv}$$

donde C es la concentración del radioisótopo en la solución, -
dada en Curies por unidad de volumen.

El conteo en el detector N (en cuentas por unidad de -
tiempo será)

$$N = N_0 K_g K_a K_d K_e K_t$$

$$K_g = \text{factor de geometría } K_g = \frac{A_d}{4\pi r^2}$$

$$K_a = \text{factor de absorción } K_a = e^{-\mu r}$$

$$K_d = \text{factor de dispersión } K_d = B; B = f(E, \mu/r)$$

K_e = factor de eficiencia
intrínseca del detec-
tor más tiempo muer-
to

$$K_e = \xi$$

$$K_t = \text{factor de decaimiento } K = e^{-\lambda(t-t_0)} = e^{-\lambda t}$$

$$dN = dN_0 K_g K_a K_d K_e K_t$$

$$dN = dN_0 \frac{A_d}{4\pi r^2} e^{-\mu r} B \xi e^{-\lambda t}$$

pero $dN_0 = 3.7 \times 10^{10} \text{ c d v}$

$$dN = \underbrace{\left(\frac{3.7 \times 10^{10} \text{ CBA}_d}{4\pi} e^{-\lambda t} \xi \right)}_K \frac{e^{-\mu r}}{r^2} dv$$

$$dN = K \frac{e^{-\mu r}}{r^2} dv$$

$$dv = (r d\alpha) (r \text{ sen } \beta d\beta) dr = r^2 dr \text{ sen } \beta d\beta d\alpha$$

$$\int dN = K \int_0^{R_{00}} e^{-\mu r} dr \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^\pi \text{sen } \beta d\beta = k \left(\frac{e^{-\mu r}}{\mu} \right)_0^{R_{00}} (\alpha)_0^{2\pi} (-\text{cos } \beta)_0^\pi$$

$$N = K \frac{4\pi}{\mu} (1 - e^{-\mu R_{00}})$$

$$N = \frac{3.7 \times 10^{10} C Ad e^{-\lambda t}}{\mu} B \xi (1 - e^{-\mu R_0})$$

N en cuentas por seg.

R en cm

C en Ci/cm³

μ en cm⁻¹

Ad en cm²

B I B L I O G R A F I A

Introduction on Nuclear Physics, by Halliday

Elementos de Ingeniería Nuclear, por Glenn Murphy

Física Nuclear, Por I. Kaplan

Radioisotope Applications Engineering, by Kohl, Zentner and -
Lukens

Guía de Seguridad Radiológica de la Comisión Nacional de Ener-
gía Nuclear

Nuclear Radiation Detection Second Edition by W.J. Price

Radioisotos, Técnicas Básicas, Por Ley Koo

FACULTAD DE INGENIERIA

Coordinación de Bibliotecas

FECHA DE DEVOLUCION

EL LECTOR SE OBLIGA A DEVOLVER
ESTE LIBRO ANTES DEL VENCIMIENTO
DE PRESTAMO INDICADO POR EL SELLO

CLASIFICACION:

1724

NUMERO DE ADQUISICION:

RECEBIDO POR I. R. R. R.

81