

04.75.06

CNEA - AC -22/75

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

AREA COMBUSTIBLES NUCLEARES

FISICA NUCLEAR

Prof. Dr. M. Sametband

Curso de Tecnología de Elementos Combustibles

Buenos Aires - Argentina

1975

INDICE

1. Elementos de fisica nuclear
 - 1.1. Estructura atómica
 - 1.2. Isotopos
 - 1.3. Abundancia isotópica
 - 1.4. Distintos tipos de desintegración
 - 1.5. Energética del decaimiento alfa
 - 1.6. Decaimiento beta
 - 1.7. Emisión de rayos gamma
 - 1.8. Otros modos de decaimiento
 - 1.9. Leyes de decaimiento
2. Reacciones nucleares
 - 2.1. El núcleo compuesto
 - 2.2. Notación
 - 2.3. Secciones eficaces
3. Interacción de partículas cargadas con la materia
 - 3.1. Interaccion de particulas pesadas con la materia
 - 3.2. Interacción de electrones con la materia
 - 3.3. Radiación de Cerenkov
 - 3.4. Radiación de aniquilación
4. Interacción de radiaciones electromagnéticas con la materia
 - 4.1. Efecto Compton
 - 4.2. Efecto fotoelectrico
 - 4.3. Formación de pares
 - 4.4. Atenuación y absorción de radiación electromagnética
5. Interacción de neutrones con la materia
6. El proceso de fisión
 - 6.1. Energía liberada en la fisión
 - 6.2. Reacción en cadena
 - 6.3. Reactores térmicos
 - 6.4. Factor de multiplicación

7. Productos de fisión

- 7.1. Fragmentos de fisión
- 7.2. Emisión gamma de los productos de fisión
- 7.3. Cadenas de decaimiento
- 7.4. Productos radiactivos de fisión en el combustible irradiado
- 7.5. Mecanismos de liberación de productos de fisión en el combustible.
- 7.6. Fenómenos de difusión
- 7.7. Migración y escape de los gases de fisión
- 7.8. Cálculo de la cantidad de gas liberado
- 7.9. Detección de los productos de fisión en el núcleo del reactor
- 7.10. Medición del quemado a partir de los productos de fisión.

1.- ELEMENTOS DE FISICA NUCLEAR

1.1- Estructura atómica

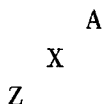
El átomo en sí es electricamente neutro. Está constituido por un núcleo, de carga eléctrica positiva, rodeado de una nube electrónica negativa.

En el núcleo hay partículas positivas llamadas protones; el núcleo del hidrógeno se encuentra constituido por un protón, mientras que en el resto de los elementos la estructura nuclear es más compleja, considerandose que está formada por protones y por partículas carentes de carga eléctrica llamadas neutrones. La cantidad de protones y neutrones de un átomo se denomina número de masa, y se simboliza con la letra A.

El número de protones, que debe ser igual al de electrones que rodean el núcleo cuando el átomo es electricamente neutro, se simboliza con la letra Z. El número de neutrones N del núcleo está dado entonces por la diferencia entre el número de masa A y el número de protones Z:

$$N = A - Z$$

Por lo tanto un elemento químico queda simbolizado por la expresión:



donde X es el símbolo químico del elemento.

1.2- Isótopos

Se ha determinado que no todos los átomos de un mismo elemento son idénticos. Un elemento químico puede tener átomos de varias masas diferentes. Hay una propiedad común a todos los átomos de un elemento, que aparece en todos y nos permite así clasificarlos bajo un sólo nombre químico. Esta propiedad se demostró que es el número de electrones Z igual al número de protones. Pero pueden haber átomos con igual número de protones y electrones, y distinto número de neutrones, en cuyo peso tienen igual Z, y por lo tanto las mismas propie

ELEMENTO	PESO ATOMICO QUIMICO	Z	A	MASA ATOMICA	ABUNDANCIA PORCENTUAL
Hidrógeno	1.008	1	1	1.008146	99.08
			2	2.014741	0.02
			3	3.016997	-----
Helio	4.0026	2	3	3.016997	10 ⁻⁴
			4	4.003879	100
Litio	6.939	3	6	6.01702	7.5
			7	7.01822	92.5
			8	8.02502	-----
Berilio	9.0122	4	7	7.01915	-----
			8	8.00785	-----
			9	9.01504	100
Boro	10.811	5	9	9.01619	-----
			10	10.01611	18.4
			11	11.01280	81.6
			12	12.01816	-----
Carbóno	12.0115	6	11	11.014923	-----
			12	12.003842	98.892
			13	13.00750	1.108
			14	14.00768	-----
Nitrógeno	14.0067	7	14	14.00755	99.64
			15	15.00490	0.36
Oxígeno	15.9994	8	16	16.000000	99.759
			17	17.00453	0.037
			18	18.00488	0.204
Fluor	18.9984	9	19	19.00444	100
Neón	20.183	10	20	19.99877	90.9
			21	21.0005	0.27
			22	21.99838	8.83
Sodio	22.898	11	23	23.00177	100

ELEMENTO	PESO ATOMICO QUIMICO	Z	A	MASA ATOMICA	ABUNDANCIA PORCENTUAL
Magnesio	24.12	12	24	23.99268	78.6
			25	24.99375	10.2
			26	25.99080	11.2
Aluminio	26.9815	13	27	26.99001	100
Silicio	28.086	14	28	27.98582	92.27
			29	28.98570	4.68
			30	29.98331	3.05
Fósforo	30.9738	15	31	30.98362	100
Azufre	32.064	16	32	31.98224	95.02
			33	32.98213	0.75
			34	33.97873	4.21
			36	35.97893	0.02
Cloro	35.453	17	35	34.98006	75.4
			37	36.97767	24.6
Argón	39.948	18	36	35.97900	0.337
			38	37.97491	0.063
			40	39.97515	99.600
Potasio	39.102	19	39	38.97606	93.08
			40	39.97654	0.0119
			41	40.97490	6.91
Calcio	40.08	20	40	39.97545	96.97
			42	41.97216	0.64
			43	42.97251	0.14
			44	43.96924	2.06
			48	47.96778	0.019
Hierro	55.47	26	54	53.95704	5.84
			56	55.95274	91.68
			57	56.95359	2.17
			58	57.9520	0.31
Níquel	58.71	28	58	57.95349	67.76
			60	59.94925	26.16
			61	60.94907	1.25
			62	61.94681	3.66
			64	63.94755	1.16

dades químicas, y distinta masa. Estos átomos se denominan isótopos. Así el hidrógeno además de su configuración normal ${}^1_1\text{H}^1$ presenta los isótopos ${}^1_1\text{H}^2$ y ${}^1_1\text{H}^3$. El oxígeno presenta los isótopos ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{17}_8\text{O}$ y ${}^{18}_8\text{O}$.

Un núcleo con un conjunto dado de números característicos A , Z y N es llamado un nucleído. Así, el ${}^{17}_8\text{O}$ es un nucleído. Las partículas que constituyen el núcleo, neutrones y protones, son llamados nucleones.

1.3- Abundancia isotópica

Daremos como ejemplo el Ne, cuya masa atómica es 20,2 unidades de masa atómica (u.m.a). Este valor fue determinado químicamente, antes de descubrirse la existencia de isótopos, y es la masa de un átomo "promedio" de Ne. La espectrometría de masa indica que el neón se compone de Ne^{20} y Ne^{22} .

¿Cuál es la abundancia de cada isótopo?

Sea x la fracción de neón Ne^{20} , e y la fracción de Ne^{22} .

$$x + y = 1$$

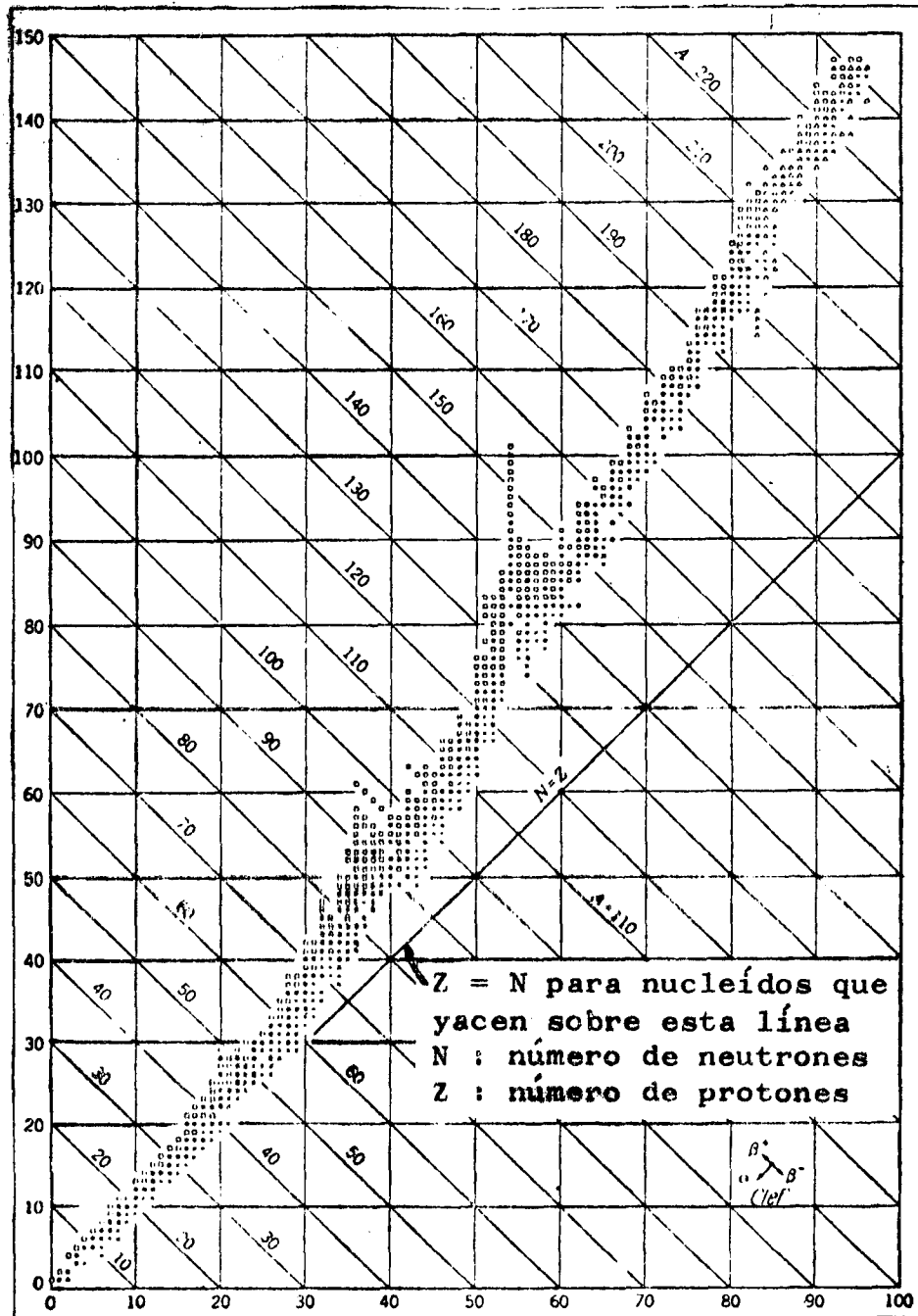
$$(x)(20) + (y)(22) = 20,2$$

La solución de este sistema de dos ecuaciones da $x = 0,9$, $y = 0,1$. Estas se denominan abundancias relativas de Ne^{20} y Ne^{22} , e indica que el neón está compuesto de un 90% de Ne^{20} y 10 % de Ne^{22} .

En la tabla I se indicaran algunos isótopos estables y su elemento natural. Se grafican en la figura 1 a los isótopos de todos los elementos. En ordenadas se representa N y en abscisas el número de protones Z . Para números de masa A pequeños ($A \leq 40$) estos nucleídos se encuentran aproximadamente sobre una línea a 45° ($Z \approx N$). Para valores superiores el número de neutrones supera al de protones ($\frac{N}{Z} > 1$).

Radioisótopos

Al aumentar la relación N/Z los isótopos se vuelven inestables, es decir, cambian sus características físicas en función del tiempo, se dice entonces que son radiactivos, ya que emiten radiaciones (de partículas, o electromagnéticas), en ese proceso tiende a disminuir el número de neutrones en exce



- Nucleídos estables
- Emisores β^-
- × Emisores β^+ (o captura elec.)
- Emisores β^+, β^- (o captura elec.)
- ▲ Emisores α
- ◻ Emisores α (puros o estables)

Fig. 1

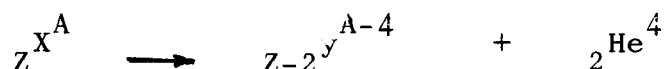
ELEMENTO	PESO ATOMICO QUIMICO	Z	A	MASA ATOMICA	ABUNDANCIA PORCENTUAL
Cobre	63.54	29	63	62.94926	69.09
			65	64.94835	30.91
Zinc	65.37	30	64	63.94955	48.87
			66	65.94722	27.62
			67	66.94815	4.12
			68	67.94686	18.71
			70	69.94779	0.69
Plata	107.70	47	107	106.9387	51.35
			109	108.9394	48.65
Indio	114.82	49	113	112.94045	4.24
			115	114.94040	95.76
Plomo	207.19	82	204	204.036	1.48
			206	206.039	23.6
			207	207.040	22.6
			208	208.042	52.3
Bismuto	208.980	83	209	209.045	100
Torio	232.038	90	232	232.109	100
Uranio	238.03	92	234	234.113	0.0058
			235	235.116	0.715
			238	238.124	99.28

so, emitiendo energía de radiación, (proceso de desintegración).

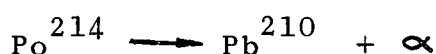
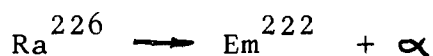
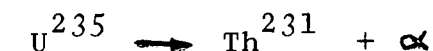
1.4- Distintos tipos de desintegración

Desintegración α

Este tipo de desintegración tiene lugar para los elementos inestables de número atómico elevado (Z superior a 65, en muchos casos superior a 80). Al desintegrarse estos radioisotopos, emiten partículas, denominadas alfa, que son en realidad núcleos de helio, constituidas por dos protones y dos neutrones (${}_2\text{He}^4$). Dado que un nucleído radiactivo que emite una partícula alfa, pierde 2 protones y 2 neutrones, al Z del nucleído disminuye en 2 unidades, y el A en 4. Por lo tanto se transforma en un nucleído hija, relacionado a la madre así:



Hay numerosos ejemplos de desintegración :



Cuando se usa la carta de nucleídos y se busca el producto de un decaimiento α , se debe ir a 2 líneas hacia abajo y 2 a la izquierda del nucleído madre.

Cadenas radiactivas naturales

Se ha comprobado que los emisores naturales pueden dividirse en 3 familias. Una se origina por la desintegración α del U^{238} , y es llamada serie del uranio, o serie $4n + 2$. Esto indica que cada miembro de esta serie tiene un número de masa dado por $4n + 2$, donde n es un entero entre 51 y 59. Se muestran los miembros de la serie en la Fig. 2. El decaimiento β se indica con las flechas que se dirigen a la izquierda. El decaimiento β negativo por las diagonales.

La segunda familia de emisores α se origina en el U^{235} , y se llama serie del actinio ó serie $4n + 3$, donde n varía entre 51 y 58.

ACTINIUM						A 4n + 3					Th 231 T _{1/2} 25,6 h β^-	U 235 T _{1/2} 7 · 10 ⁸ a
			Bi 215 7,4 m β^-	$\xleftarrow{\alpha}$ 97%	At 219 0,9 m β^- 3%	$\xrightarrow{\alpha}$ 4 · 10 ⁻³ %	Fr 223 22 m $\beta^- \sim 100\%$	$\xleftarrow{\alpha}$ 1,2%	Ac 227 22 a β^- 98,8%	$\xleftarrow{\alpha}$	Po 231 3,3 · 10 ⁴ a	
		Pb 211 36,1 m β^-	$\xleftarrow{\alpha}$ $\sim 100\%$	Po 215 1,8 ms β^- 5 · 10 ⁻⁴ %	$\xleftarrow{\alpha}$	Rn 219 3,9 s	$\xleftarrow{\alpha}$	Ra 223 11,4 d	$\xleftarrow{\alpha}$	Th 227 18,7 d		
Tl 207 4,8 m β^-	$\xleftarrow{\alpha}$ 99,68%	Bi 211 2,15 m β^- 0,32%	$\xleftarrow{\alpha}$	At 215 $\sim 100 \mu$ s								
		Pb 207 stabil	$\xleftarrow{\alpha}$	Po 211 0,52 s								

[illegible]

Fig. 2

Las tres series finalizan produciendo algún isotopo del plomo.

Existen cadenas que no aparecen en la naturaleza: creando elementos transuranicos ($Z > 92$), se comprueba la existencia de la serie $4n + 1$, ó serie de neptunio.

Energetica del decaimiento alfa

Toda radiactividad se caracteriza por la llamada vida media, o tiempo necesario para que la actividad decaiga a un medio del valor original. Esto se simboliza con $T_{1/2}$. En el caso particular de las emisiones α , estas se caracterizan con dos parametros: la vida media del nucleído, y la energía de la partícula α . En general, las partículas alfa emitidas por un radionucleido tienen todas la misma energía. Se dice entonces que la radiación α es monoenergética.

Consideremos el caso $U^{235} \rightarrow Th^{231} + \alpha$

El esquema simboliza este proceso

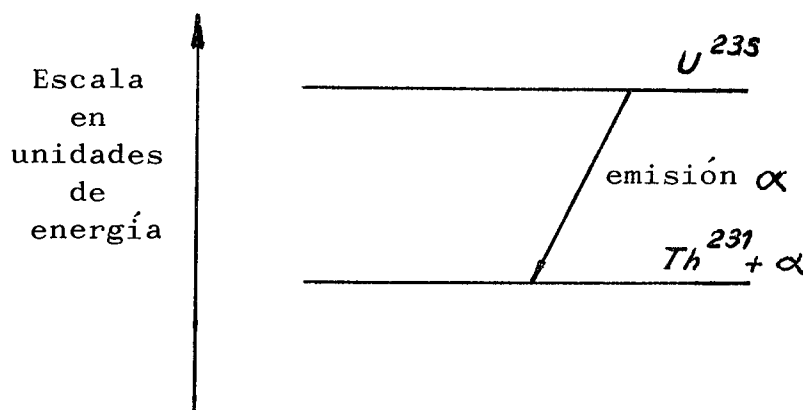


Fig. 3

La línea horizontal superior simboliza la energía del estado fundamental del núcleo U^{235} . La línea inferior simboliza la energía fundamental del Th^{231} , más una partícula alfa en reposo. Cuando se produce el decaimiento, debe conservarse la energía total; la diferencia entre ambos niveles, es emitida, en el caso del decaimiento alfa, como energía cinética de la partícula alfa.

Equivalencia entre la masa y la energía

En la teoría de la relatividad, Eistein desarrolló el principio de la equivalencia entre masa y energía, que establece que una masa m equivale a una energía E , de acuerdo a

a la ecuación.

$$E = m c^2$$

donde c es la velocidad de la luz. Así c^2 puede considerarse como un factor de conversión para cambiar una cantidad de energía de unidades de masa a unidades de energía. Por ejemplo, al expresar m en gramos y E en ergios, c debe expresarse en cm.seg^{-1} . Tomando $c = 3 \times 10^{10} \text{ cm.seg}^{-1}$ una masa de 1 gramo equivale a 9×10^{20} ergs. ó 9×10^{13} joules. En física nuclear es más útil utilizar como unidades el electrón volt, e V, y la unidad de masa atómica, u.m.a.

La unidad de masa atómica es $1/16$ de la masa del átomo de oxígeno ^{16}O . Sabemos que 6.025×10^{23} átomos de ^{16}O tienen una masa de 16 gramos. Por lo tanto

$$1 \text{ u.m.a.} = \frac{1}{16} \frac{16 \text{ grs.}}{6.025 \times 10^{23}} = 1.66 \times 10^{-24} \text{ gramos}$$

Usando el valor más preciso de $c = 2.99793 \times 10^{10} \text{ cm.seg}^{-1}$, se tiene $1 \text{ u.m.a.} = 1.492 \times 10^{-3}$ ergios.

El electrón volt es la energía cinética que adquiere un electrón al acelerarse en un campo eléctrico producido por una diferencia de potencial de 1 Volt. El trabajo requerido es eV, siendo e la carga del electrón:

$$1 \text{ e V} = 1.60 \times 10^{-12} \text{ erg}$$

Resulta entonces el factor de conversión de una Mev es
 $1 \text{ u.m.a.} = 931.2 \text{ MeV} \quad (1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ e V})$

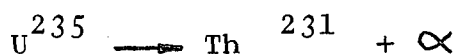
La masa de un electrón, por ejemplo, se expresa frecuentemente en su energía en eV. Como su masa m_e es

$$m_e = 9.109 \times 10^{-28} \text{ g}$$

Su energía en reposo es $E = 0.511 \text{ MeV}$

Aplicación al decaimiento alfa

Consideramos nuevamente la desintegración



El nivel superior del diagrama simboliza la energía del núcleo U^{235} en reposo, $M_{235} c^2$. El nivel inferior representa la energía del núcleo Th^{231} más la energía de la partícula alfa, ambas en reposo, $M_{231} c^2 + M_{\alpha} c^2$. Como la energía en reposo del Th^{231} más alfa es menor que la energía del U^{235} , y rige la ley de conservación de la energía, la diferencia entre ambas ~~es~~ entregada a la partícula alfa como energía cinética. Para calcular ésta, determinemos la diferencia

M entre las masas de ambos niveles:

$$\Delta M = M_{235} - (M_{231} + M_{\alpha})$$

que equivale a una diferencia de energía

$$\Delta E = (\Delta M) c^2$$

como

$$M_{235} = 235.12517 \text{ u.m.a.}$$

$$M_{231} = 231.11628 \text{ u.m.a.}$$

$$M_{\alpha} = 4.00388$$

resulta $\Delta M = 0.00501 \text{ u.m.a.}$

$$\Delta E = 0.00501 \times 931 = 4.65 \text{ MeV.}$$

1.6- Decaimiento beta

Consideramos las partículas beta emitidas por determinados materiales radiactivos. Los primeros rayos beta que se estudiaron resultaron estar formados por partículas de carga negativa y masa mayor que la del electrón (masa en reposo del electrón, $m_e = 9 \times 10^{-31} \text{ kg}$, equivalente a 0.51 MeV).

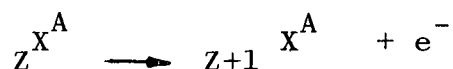
Se comprobó que cuanto mayor era la energía cinética de estas partículas beta, mayor era su masa, en concordancia con el efecto relativista; así por ejemplo, una partícula beta de 2 MeV de energía, tiene una masa 5 veces mayor que la del electrón en reposo. Si se frena una partícula beta y se mide luego la relación e/m , se encuentra que es igual a la del electrón, y que por lo tanto las partículas beta negativas (β^-) son electrones.

Se observó luego que existían partículas beta con carga positiva, a las que se llamó positrones (β^+).

Algunos nucleos radiactivos emiten electrones energéticos (β^+) y otros (β^-). Estos electrones no forman parte del nucleo, pero cuando éste pasa de un estado a otro, emite radiación que puede adoptar la forma de una de estas partículas.

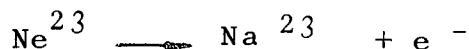
El proceso decaimiento beta negativo es la emisión de un electrón por parte de un núcleo.

Por el principio de conservación de la carga, debe hacerse más positivo el núcleo como consecuencia de esta emisión. Así, al emitirse 1 electrón, Z aumenta en 1. Por lo tanto el nucleído ${}_Z^AX^A$

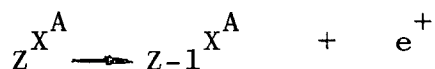


Nótese que, como en todas las ecuaciones de la física nuclear, la carga total a la izquierda es igual a la de la derecha: hay conservación de carga. También el número de nucleones se mantiene en ambos miembros: hay conservación de los nucleones. Sin embargo, el número de electrones no es el mismo en ambos miembros no hay ley de conservación de los electrones de decaimiento.

Consideramos como ejemplo la desintegración del Ne^{23} :



Los positrones emitidos en el decaimiento beta, disminuyen la carga del nucleo de una unidad, sin cambiar tampoco el número de masa:



La energía de una desintegración β^- se obtiene del cambio en la masa del núcleo, y puede calcularse por la diferencia entre la masa m_Z del núcleo inicial, que tiene número atómico Z, y la suma de las masas de las partículas finales, o sea la masa del núcleo de número de masa A y número atómico Z + 1 y la masa m_0 del electrón e^- . Así, la disminución de la masa al decaer, m:

$$\Delta m = m_Z - (m_{Z+1} + m_0)$$

Como las tablas dan generalmente las masas de los atomos neutros, convertiremos las masas nucleares a atomicas agregan

doles las masas de los Z electrones que rodean al núcleo: al miembro de la derecha le sumamos y restamos Zm_0

$$\Delta m = (m_Z + Zm_0) - (m_Z + 1 + m_0 + Zm_0)$$

El primer término representa ahora la masa M_Z de un átomo de número atómico Z . El segundo término, un átomo M_{Z+1} .

Así, la masa que se convierte en energía es

$$\Delta m = M_Z - M_{Z+1}$$

lo que corresponde a una liberación de energía, para el decaimiento beta negativo:

$$E = (M_Z - M_{Z+1}) c^2$$

Ejemplo: El Si^{31} emite un β^- . ¿Que energía se libera? En el decaimiento β^- , Z aumenta un 1 y deja A constante. El producto de la desintegración es P^{31} . La masa que se transforma en energía es

$$\Delta m = M(\text{Si}^{31}) - M(\text{P}^{31})$$

$$M(\text{Si}^{31}) = 30.98514 \text{ u.m.a.}$$

$$M(\text{P}^{31}) = 30.98365 \text{ u.m.a.}$$

$$\Delta m = 0.00152 \text{ u.m.a.}$$

como 1 u.m.a. equivale a una energía de 931 MeV..

$$\Delta E = 0.00152 \times 931 \text{ MeV} = 1.42 \text{ MeV}$$

En forma similar se puede derivar el decrecimiento de masa en el decaimiento beta positivo:

$$\Delta m = M_Z - (M_{Z-1} + 2m_0)$$

que corresponde a una energía liberada de

$$\Delta E = (M_Z - M_{Z-1} - 2m_0) c^2$$

Por lo tanto para que pueda emitirse un positrón la energía es positiva solo a partir de una diferencia entre las masas atómicas neutras que sea por lo menos $2m_0c^2$. Como m_0c^2

≈ 0.511 MeV, solo puede haber decaimiento e^+ cuando las masas atómicas de los nucleídos considerados difieran por lo menos en el equivalente a 1.022 MeV.

Ejemplo: Calcular la energía cinética para el decaimiento beta positivo del N^{13} .



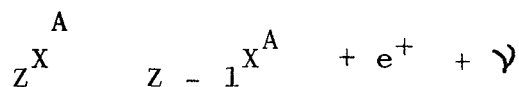
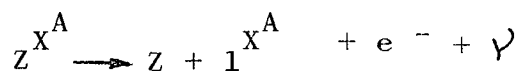
$$M_N = 13.00988 \text{ u.m.a.}$$

$$M_C = 13.00751 \text{ u.m.a.}$$

$$\Delta m = 0.00237 \text{ u.m.a.}$$

$$\Delta E = 1.19 \text{ MeV.}$$

La energía de los electrones emitidos por un nucleído radiactivo beta pueden analizarse con un campo magnético; comprobándose en este caso que los emisores beta son fuentes monoenergéticas, sino que emiten electrones con un espesor continuo de energías, desde un valor máximo que resulta con el calculado en la forma dada por los ejemplos anteriores. Así, parece que para un nucleído emisor beta se puede emitir un electrón con la cantidad de energía dada por el principio de conservación de la energía ó con una energía menor. La diferencia de energías se la lleva una partícula denominada neutrino, ν , y entonces se tienen para el decaimiento beta las ecuaciones



El neutrino no tiene carga y tiene una probabilidad muy pequeño de interactuar con otras partículas.

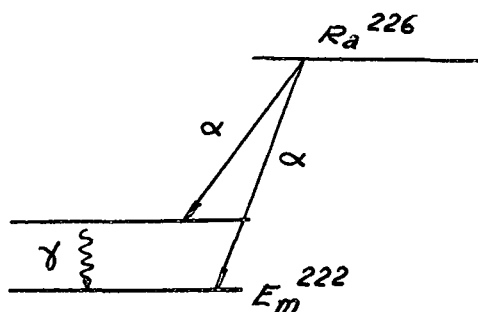
1.7- Emisión de rayos gamma

En muchos casos, se comprueba la emisión de rayos gamma en una desintegración alfa ó beta.

Los rayos gamma son ondas electromagnéticas de la misma naturaleza que los rayos X. Cuando se transforma un núcleo con emisión de una partícula alfa ó beta, el núcleo producido puede quedar en estado excitado, emitiendo esta radiación

electromagnética al pasar a niveles de menor energía.

Al descubrir el decaimiento alfa, se asumió que solo se observa una sola energía de partículas alfa. En muchos casos, hay una estructura fina de energía. Por ejemplo, en el caso del Ra^{226} se emiten dos grupos de partículas alfa, uno de 4.79 MeV, y otro de 4.61 MeV. La figura muestra el esquema de desintegración



El radio decae a Em^{222} , en su nivel fundamental, en cuyo caso la partícula alfa se lleva 4.79 MeV de energía, o en el nivel excitado, que está 0.18 MeV por encima del fundamental, en cuyo caso la partícula alfa tiene 4.61 MeV. El núcleo excitado emite los 0.18 MeV como radiación γ .

En general un núcleo excitado emite radiación γ en un tiempo de alrededor de 10^{-12} seg después de su formación. Por eso en general los equipos que detectan rayos alfa y gamma indican que estos se emiten al mismo tiempo, o en coincidencia. Si uno efectuara una medición en coincidencia para el caso del Ra^{226} , hallaría que los γ de 0.18 MeV están en coincidencia con las alfas de 4.61 MeV y no están en coincidencia con las alfas de 4.74 MeV.

1.8- Otros modos de decaimiento

Hay otros modos de decaimiento de núcleos inestables.

Un núcleo de A grande puede fisionarse, o sea dividirse en dos núcleos más livianos, con emisión de energía.

Otro modo de decaimiento posible consiste en la emisión de neutrones - como no hay acción eléctrica entre el núcleo positivo y los neutrones, este puede emitirse casi instantáneamente después de formarse el núcleo inestable.

Finalmente, un núcleo excitado que normalmente emite un rayo gamma puede decaer en otro modo: Si la vida media del

rayo gamma es larga, el nucleo puede transferir su exceso de energía directamente a uno de sus electrones atomicos ve cinos. El resultado de este evento es que el electrón atómico es emitido en lugar del rayo gamma, y con casi toda su energía. Sea E_e la energía del electrón, E_γ la del rayo gamma, X la energía necesaria para quitar el electrón de su orbita:

$$E_e = E_\gamma - X$$

Este proceso es llamado de conversión interna.

Combinación de Decaimientos

El tiempo tipico requerido para la emisión de nucleones es alrededor de 10^{-18} segundos, para los procesos electromagneticos de 10^{-12} , y para el decaimiento beta de 10^{-2} s. Estos tiempos, que son la inversa de las velocidades de decaimiento, indican las intensidades relativas de las fuerzas básicas que los causan, o sea respectivamente las interacciones nucleares, electromagnética y de decaimiento beta. Esto indica que la fuerza nuclear es la más fuerte y la interacción de decaimiento beta es muchísimo más débil. Por esta razón, las dos primeras se denomian comunmente de interacción fuerte y la tercera de interacción débil.

Desde el punto de vista práctico la diferencia indica que cuando un núcleo está altamente excitado decae usualmente por emisión de nucleones hasta que esto deja de ser energeticamente posible; decaerá luego por emisión de rayos gamma (ó conversión interna) hasta llegar al estado fundamental del núcleo; si este no es estable, decaerá por emisión de rayos beta. Si, como ocurre frecuentemente, el decaimiento beta vá a un estado distinto del nivel fundamental del núcleo producto, es seguido rápidamente por otra emisión de gammas por transiciones que llevan a ese estado fundamental.

Estos rayos gamma no pueden salir hasta que ocurra el decaimiento beta, y se emiten entonces con su velocidad.

Por lo tanto, el decaimiento beta está limitado practicamente a los niveles fundamentales del núcleo. Similarmente la emisión de gammas desaparece en general para excitaciones de núcleos en más de 10 MeV.

1.9- Leyes de decaimiento

Una propiedad fundamental de las transiciones es la ve-

locidad de transición λ , definida como la probabilidad por unidad de tiempo para que ocurra la transición.

Supongamos que tenemos una muestra con N núcleos que tienen una probabilidad λ por unidad de tiempo para decaer.

El número que decae por unidad de tiempo, $-\frac{dN}{dt}$, es

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

Esta ecuación diferencial da

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

siendo N_0 el valor de N para $t = 0$.

Diferenciando se obtiene el número de decaimiento por unidad de tiempo, y por lo tanto el número de partículas emitidas por unidad de tiempo

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

La vida media, $T_{\frac{1}{2}}$ del núcleo en función de λ se obtiene resolviendo la ecuación para $N = N_0/2$.

Esto ocurre cuando $e^{-\lambda t} = \frac{1}{2}$, o sea

$$t = \frac{0.693}{\lambda}$$

Por lo tanto

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{0.693}{\lambda}$$

Consideramos nuevamente el cociente $-\frac{dN}{dt}$, o número de átomos que decaen por unidad de tiempo. Esto mide la "actividad" de la muestra, y la denominaremos R

$$R = \lambda N = R_0 e^{-\lambda t}$$

Se han adoptado unidades standard para la medición de la actividad; la más utilizada es el curie. Se define como curie la cantidad de 3.7×10^{10} desintegraciones por segundo. Por lo tanto el número de curies de una fuente es una medida del número de desintegraciones por segundo de la fuente.

Hay numerosos caso de nucleidos inestables que pueden decaer por dos ó mas procesos alternativos, por ejemplo pueden decaer sea por emisión de β^+ ó de β^- . Se define en ese

caso probabilidades de decaimiento diferentes, por ejemplo

$$\lambda_{+} = \text{probabilidad de emisión de un } \beta^{+}$$

$$\lambda_{-} = \text{ " " " " " } \beta^{-}$$

$$\lambda_{\text{total}} = \text{probabilidad total por segundo}$$

$$\lambda_{\text{total}} = \lambda_{+} + \lambda_{-}$$

En general

$$\lambda_{\text{tot}} = \sum_i \lambda_i$$

La probabilidad total de decaimiento es la suma de las probabilidades parciales. La fracción de núcleos inestables que decaen por el proceso i es la probabilidad de decaer por el proceso i comparada con la probabilidad total.

$$f_i = \frac{\lambda_i}{\lambda_{\text{tot}}}$$

El cociente de la fracción de átomos que decaen por 2 diferentes modos se llama cociente de ramificación ("branching ratio"). Por ejemplo,

$$\text{BR} = \text{Branching Ratio} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$$

Ejemplo: El Bi^{212} decae por emisión α ó β^{-} . Los productos de decaimiento contienen 66 % de Po^{212} y 34 % de Tl^{208} . La vida media $T_{1/2}$ del decaimiento de Bi^{212} es 60.5 minutos. Determinar λ_{α} , λ_{β} , λ_{tot} , BR.

$$\text{Como } T_{1/2} = 3630, \lambda_{\text{tot}} = 191 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

$$\frac{\lambda_{\beta}}{\lambda_{\alpha}} = \frac{0.66}{0.34}$$

$$\lambda_{\text{tot}} = \lambda_{\beta} + \lambda_{\alpha} = 1.91 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

resulta

$$\lambda_{\beta} = 1.26 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda_{\alpha} = 0.65 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

$$BR = 1.94$$

Si se efectúa la representación de la actividad de una muestra en función del tiempo, en un diagrama en el que la escala de actividades sea logarítmica, se obtendrá una línea recta para el caso de un nucleido puro que decae a un nucleido estable.

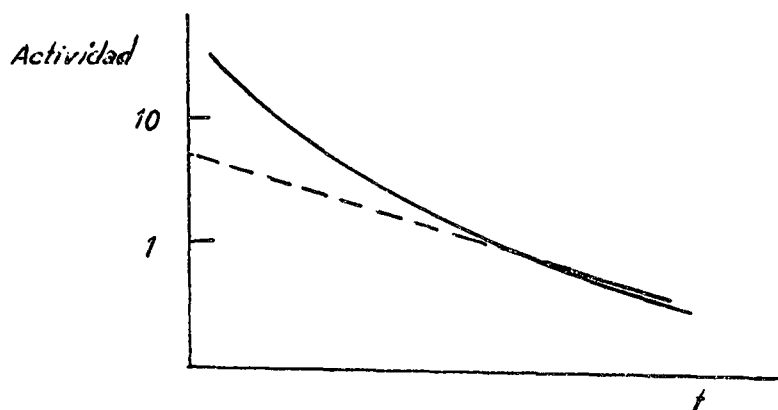
La pendiente de la recta está dada por la ecuación:

$$\log \left(\frac{R}{R_0} \right) = - 0.4343 \lambda t$$

Consideremos ahora una muestra con una mezcla de dos especies nucleares independientes. La actividad de la muestra, R_{tot} , es la suma de ambas

$$R_{tot} = R_S + R_B = N_A \lambda_A + N_B \lambda_B$$

Supongamos que una de las especies inestables tiene una vida media muy diferente de la otra. Después de un tiempo largo, la actividad de vida más corta prácticamente desapareció, y se detecta solo la actividad de vida larga. Representando en escala logarítmica, la pendiente de la curva de decaimiento para t grande es característica del componente de vida larga. Extrapolando a $t = 0$, la intersección con el eje vertical (figura) da la actividad original del componente de vida larga.



Si restamos la línea recta A de la curva total, se obtendrá la recta correspondiente a la muestra de vida corta. De este modo, se pueden obtener las vidas medias y actividades originales individuales a partir de la medición de una muestra conteniendo una mezcla de radioisótopos.

Actividad de una serie radiactiva

Hemos considerado hasta ahora nucleos inestables que decaen a nucleos estables. Consideremos el caso de un nucleo madre que decae con un λ_1 a un núcleo hija también inestable, que con una probabilidad λ decae finalmente a un nucleo estable. Supongamos que para $t = 0$ partimos con $N_{1,0}$ atomos del primer nucleido inestable.

El número de átomos madre en función del tiempo es:

$$N_1 = N_{1,0} e^{-\lambda_1 t}$$

La actividad del nucleído 1, es R_1

$$R_1 = \lambda_1 N_1$$

Estos atomos que se desintegran se transforman en atomos del nucleido resultante, 2. Por lo tanto $\lambda_1 N_1$ es también la velocidad de formación de nucleidos 2, los que se desintegran con una velocidad R_2 .

$$R_2 = \lambda_2 N_2$$

El número de atomos del nucleído 2 por unidad de tiempo es la diferencia entre los que se crean por desintegración de 1 y los que desaparecen para transformarse en nucleos estables:

$$\frac{d N_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$$

ó

$$\frac{d N_2}{dt} = \lambda_1 N_{1,0} e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2$$

Esta ecuación diferencial lineal de primer orden tiene como solución

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{1,0} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

Supongamos como caso límite, $\lambda_1 \gg \lambda_2$, en cuyo caso el nucleo madre decae rapidamente:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \approx \frac{\lambda_1}{-\lambda_1} = -1$$

$$e^{-\lambda_1 t} \ll e^{-\lambda_2 t}$$

$$(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \approx e^{-\lambda_2 t}$$

por lo tanto

$$N_2 = N_{1,0} e^{-\lambda_2 t}$$

y queda el nucleido producto con una actividad practicamente pura. Este caso aparece con frecuencia en la tecnología de reactores, donde en las cadenas radiactivas emisores β que siguen a la fisión, el nucleo original tiene vida corta en comparación con el producto.

2.- REACCIONES NUCLEARES

Hemos discutido hasta ahora la descomposición de los nucleos inestables; pasaremos a estudiar las condiciones en que estos se forman. En general, la producción de un núcleo inestable implica el bombardeo de un nucleo estable (el blanco) con un proyectil energético, que debe llegar lo suficientemente cerca del nucleo como para interactuar con los nucleones. En este caso, el proyectil puede ser capturado, resultando un nuevo nucleo compuesto del nucleo blanco más el proyectil. Este es llamado núcleo compuesto.

2.1- El nucleo compuesto

En la región de energías que interesa a la ingeniería nuclear, la mayor parte de las reacciones puede considerarse que ocurren en dos etapas:

Primero, el proyectil incide sobre el nucleo. En un tiempo brevísimo, menor que 10^{-22} segundos, se pierde la identidad del proyectil, el que entrega su energía a los muchos nucleones del blanco. El proyectil se vuelve indistinguible de los otros nucleones del nucleo compuesto. El nucleo compuesto esta en estado excitado, con una energía de excitación igual a la energía cinética que llevaba el proyectil más la energía de unión del proyectil al nucleo compuesto. Por ejemplo, si un neutrón termico incide sobre un nucleo de Ne^{21} , se forma un nucleo compuesto Ne^{22*} . La diferencia de masas entre Ne^{21} y Ne^{22} más un neutrón térmico da una diferencia de energías de 9.43 MeV, que es el exceso de energía que tiene el Ne^{22*} excitado.

El núcleo compuesto no tiene "memoria" de la historia de su formación. Hay muchas formas de que puede desexcitarse. Una puede ser la emisión de una partícula idéntica a la incidente, en este caso un neutrón que puede salir con toda la energía de excitación, o sea con una energía cinética igual a la del proyectil incidente. En ese caso, todo ocurre como si el neutrón hubiera "rebotado" sobre el núcleo, y a este tipo de reacción se la denomina de dispersión elástica. Se la llama dispersión porque, en general, la partícula emitida tiene una dirección distinta a la incidente.

Puede ocurrir que el núcleo compuesto emita una partícula igual a la incidente, pero con solo una parte de la energía de excitación. Se habla entonces de una dispersión inelástica.

Otra posibilidad es que el núcleo compuesto emita toda la energía de excitación como fotones gamma. Se habla de captura radiactiva del proyectil.

El núcleo compuesto puede emitir otras partículas. Si la energía del proyectil es suficientemente alta, pueden desprenderse más nucleones, por ejemplo, si se bombardea Ne^{31} con un neutrón rápido de suficiente energía, se forma Ne^{22*} , y el Ne^{22*} puede emitir un neutrón y un protón. El núcleo residual resultante es F^{20} .

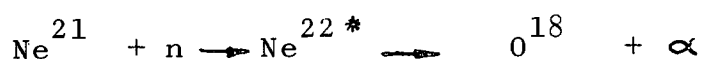
Como el núcleo compuesto no tiene memoria de su formación las diversas posibilidades de emisión compiten entre sí de manera independiente del proceso de formación.

2.2- Notación

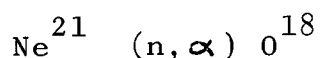
Representando el nucleido blanco por B, el núcleo residual por R, el proyectil por p y la partícula saliente por s, una reacción como se puede escribir $B + p \rightarrow s + R$

$$B (p, s) R$$

Así la reacción



puede escribirse

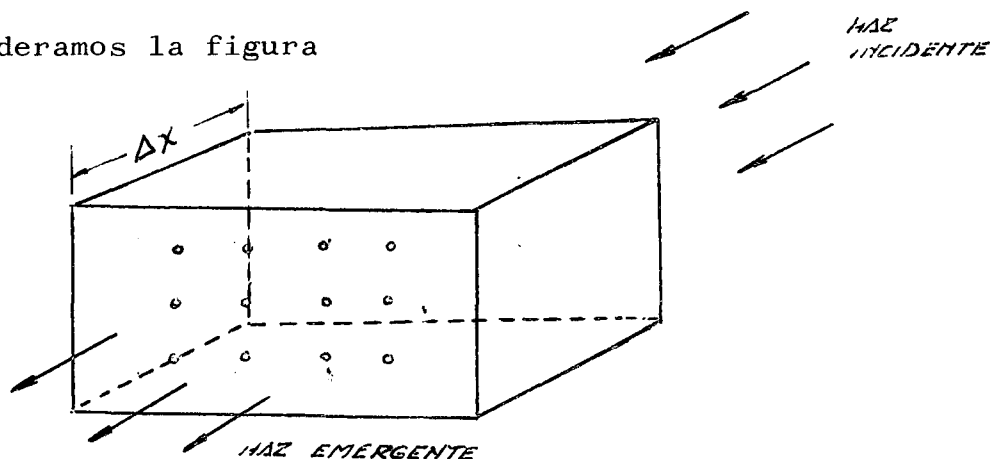


y es llamada reacción n, α .

2.3- Secciones eficaces

En general, ocurren todas las reacciones nucleares que no violan los principios de conservación de impulso, carga, energía, o de nucleones. Se requiere además una medida de cuán probable es que ocurra determinada reacción, y para eso se introduce el concepto de sección eficaz.

Consideramos la figura



que representa un haz de partículas que bombardea a un blanco de espesor Δx y área S . Podemos considerar que el núcleo de cada átomo del blanco presenta al haz un área σ , llamado sección eficaz. Uno no debe asumir que el núcleo sea necesariamente esférico, y que por lo tanto esa área sea πR^2 , donde R es el radio nuclear. Se debe considerar en realidad un área o sección eficaz específica de un núcleo para cada proceso, tal como la sección eficaz para la dispersión de partículas cargadas, o la sección eficaz para la absorción de ciertas partículas o para la absorción de radiación gamma. El término sección eficaz usado en este sentido es una medida de la probabilidad de ocurrencia del proceso considerado.

Supongamos que hay n átomos en el blanco. Cada uno presenta un área σ al haz. El área $n\sigma$ representa una fracción f del área total S .

$$f = \frac{n\sigma}{S}$$

Por lo tanto, si N_0 proyectiles inciden todos con igual probabilidad de chocar con algún núcleo, solo una fracción $\Delta N = fN_0$ tienen colisiones.

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \frac{n\sigma}{S}$$

Expresamos ahora el número de átomos en el blanco, n , en función de sus características: el volumen del blanco es $V = S\Delta x$

La masa es V por la densidad del blanco, ρ .

$$m = \rho \Delta x$$

El número de átomos n del blanco es el número de Avogadro A por el número de moles, $\frac{m}{M}$. Por lo tanto la fracción de haz incidente que tiene interacción con núcleos es

$$f = \frac{A \rho \Delta x}{M} = \frac{N}{N_0}$$

Esta fracción queda absorbida por los núcleos, o se dispersa en dirección diferente a la del haz incidente.

Un gran número de secciones eficaces nucleares son del orden de 10^{-24} cm^2 . Se ha considerado adecuado utilizar un nombre específico para esta área. Se la denomina barn, o sea $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

2.4- Secciones eficaces parciales

El concepto de sección eficaz es útil, no solo para computar el número total de proyectiles, sino también del número que da origen a procesos definidos. Podemos así calcular el número total de neutrones capturados por los núcleos del blanco, o el número de neutrones que, una vez capturados, originan un proceso específico, por ejemplo una reacción (n, p) . Diremos que la reacción (n, p) es responsable por parte de la sección eficaz total σ_{total} , y tendrá entonces una sección eficaz parcial. Supongamos que las reacciones posibles de un neutrón con un núcleo son las que se enumeran, junto con sus secciones eficaces.

$$(n, \gamma) \quad \text{————} \quad \sigma(n, \gamma)$$

$$(n, p) \quad \text{————} \quad \sigma(n, p)$$

$$(n, n) \quad \text{————} \quad \sigma(n, n)$$

$$(n, \alpha) \quad \text{————} \quad \sigma(n, \alpha)$$

$$(n, d) \quad \text{————} \quad \sigma(n, d)$$

$$(n, f) \quad \text{————} \quad \sigma(n, f)$$

f significa fisión

La suma total de los σ_{parcial} da la sección eficaz total por reacción con neutrones

$$\sigma_{\text{tot}} = \sum \sigma_{\text{par}}$$

En ingeniería nuclear conviene separar σ_{tot} en una parte para dispersión σ_d y otra para absorción, σ_a . Esta última es la suma de todas las $\sigma_{\text{parc.}}$ que no sean dispersión, y puede darse como la suma de la absorción que conduce a la fisión σ_f , y la sección de absorción σ_a de todo lo demás.

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_d + \sigma_f + \sigma_a$$

2.5- Sección eficaz macroscópica

Como el material que constituye el blanco contiene N núcleos por cm^3 , la cantidad $N\sigma$ es la sección eficaz total por cm^3 . Recibe el nombre de sección eficaz macroscópica del material para el proceso en cuestión. Se la representa por Σ

$$\Sigma = N\sigma \text{ cm}^{-1}$$

como el número de átomos por cm^3 es

$$N = \frac{\rho A}{M}$$

donde ρ es la densidad, A el número de Avogadro, M de masa atómica del elemento que constituye el blanco, resulta

$$\Sigma = \frac{\rho A}{M} \sigma \text{ cm}^{-1}$$

Aquí debe expresarse A en unidades de 10^{24} si σ se da en barns - $A = 0,602$

Cuando se trata de un compuesto de masa molecular M y densidad ρ , el número N_i de átomos de la especie i , por cm^3 , viene dado por

$$N_i = \frac{\rho A}{M} \nu_i$$

donde ν_i es el número de átomos de clase i que hay en la molécula del compuesto. Por lo tanto la sección eficaz macroscópica del elemento i vale

$$\Sigma_i = N_i \sigma_i = \frac{\rho A}{M} \nu_i \sigma_i$$

Para el compuesto total

$$\begin{aligned} \Sigma &= N_1 \sigma_1 + N_2 \sigma_2 + \dots + N_i \sigma_i + \dots \\ &= \frac{\rho A}{M} (\nu_1 \sigma_1 + \nu_2 \sigma_2 + \dots + \nu_i \sigma_i + \dots) \end{aligned}$$

Por ejemplo: las secciones macroscópicas de captura para neutrones térmicos del H y el O son respectivamente 0,33 barn y 2×10^{-4} barn. Calcular Σ de captura del H_2O para n térmicos.

$$\Sigma_{H_2O} = \frac{1 \times A}{18} (2 \bar{\sigma}_H + \bar{\sigma}_O)$$

$$\Sigma_{H_2O} = 0.022 \text{ cm}^{-1}$$

Cuando se trata de una mezcla con diferentes especies nucleares, Σ viene dado por

$$\Sigma = N_1 \bar{\sigma}_1 + N_2 \bar{\sigma}_2 + \dots + N_i \bar{\sigma}_i + \dots$$

donde N_1, N_2 , etc. dependen de la composición de la mezcla, así como de las masas atómicas o moleculares y densidades de los constituyentes. Al determinar la sección eficaz macroscópica debe distinguirse aquí entre los sistemas homogéneos, donde la mezcla es íntima y uniforme, y los sistemas heterogéneos, con bloques, barras, placas, etc de uno ó mas componentes distribuidos en la masa de otros. En el primer caso los valores de N son los números de núcleos por unidad de volumen en toda la mezcla, y en el segundo los N se refieren al volumen de cada material considerado y por tanto el Σ de cada constituyente tiene el mismo valor que en estado puro.

Ejemplo: Prescindiendo del U^{234} , el U natural puede considerarse como una mezcla homogénea con 99,28 % en peso de U^{238} (sección eficaz de absorción 2,71 barn) y 0,72 % de U^{235} (sección eficaz de absorción 683 barn). La densidad del Uranio metálico es 19.0 gcm^{-3} .

Determinar $\bar{\sigma}_{tot}$, Σ_{tot} del Uranio.

$$\Sigma(U_{nat}) = N_{238} \bar{\sigma}_{238} + N_{235} \bar{\sigma}_{235} = 0.368 \text{ cm}^{-1}$$

$$\bar{\sigma}(U_{nat}) = \frac{\Sigma(U_{nat})}{N_{238} + N_{235}} = 7.7 \text{ barn}$$

3.- INTERACCION DE LAS PARTICULAS CARGADAS CON LA MATERIA

En su interacción con la materia las radiaciones nucleares pueden dividirse en 3 categorías:

- 1) partículas cargadas
- 2) partículas neutras
- 3) radiación electromagnética o fotones.

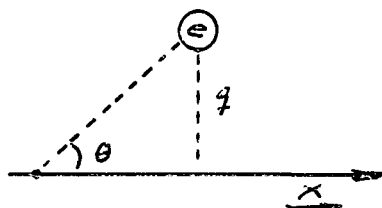
Las partículas cargadas y fotones pierden la mayor parte de su energía por interacción con el átomo en conjunto, o si su energía es lo suficientemente alta, con los nucleones.

Los neutrones interactúan en especial con los núcleos, ya que no pueden tener interacción eléctrica con el átomo.

3.1- Interacción de partículas cargadas pesadas con la materia

Una partícula cargada que atraviesa la materia pierde energía cinética por colisiones con electrones.

Consideraremos una partícula de energía cinética E , velocidad V en la dirección x , y carga Ze atravesando un material compuesto de n_1 átomos por unidad de volumen de número atómico Z . Si la trayectoria de la partícula pasa a una distancia mínima q , la distancia



entre ambas es de acuerdo con la figura, $\frac{q}{\sin \theta}$, y la fuerza eléctrica es

$$F = \frac{Ze^2 \sin^2 \theta}{4\pi \epsilon_0 q^2}$$

El impulso neto que recibe el electrón cuando pasa la partícula está en una dirección perpendicular a su trayectoria, y por lo tanto es igual a la fuerza en esa dirección perpendicular por el tiempo de interacción ó $F \sin \theta dt$. Este impulso es el momento p_e transferido al electrón, y por lo tanto tenemos

$$p_e = \int_{-\infty}^{\infty} F \sin \theta dt$$

pero $dt = \frac{dx}{V} = \frac{q d\theta}{V \sin^2 \theta}$

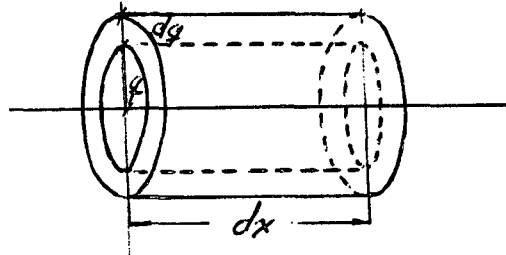
introduciendo esta expresión en F e integrando p_e se obtiene

$$p_e = \frac{Ze^2}{2\pi \epsilon_0 qV}$$

La energía cinética T_e entregada al electrón es

$$T_e = \frac{pe^2}{2Me} = \frac{z^2 e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2 q^2 Me v^2}$$

Por lo tanto queda reducida la energía de la partícula cargada. Al atravesar una longitud de camino dx ($dx \gg q$), el número de electrones que pasa a una distancia entre q y $q + dq$ es $2\pi q dq dx$ veces el número de electrones por unidad de volumen, que es $n_1 Z$.



La pérdida de energía debida a interacciones con estos electrones es entonces

$$-dE = \frac{z^2 e^4 n_1 Z}{8\pi^2 \epsilon_0^2 Me v^2} \frac{2\pi q dq}{q^2} dx$$

Integrando sobre q entre los límites de acercamiento máximo (dado por el tamaño de ambas partículas) y la distancia más allá de la cual no hay interacción apreciable entre las partículas

$$-\frac{dE}{dx} = \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} () dq = \frac{z^2 e^4 n_1 Z}{4\pi^2 \epsilon_0^2 Me v^2} \ln \frac{q_{\max}}{q_{\min}}$$

La distancia mínima que tiene significado físico en este problema es la longitud de onda del electrón visto por la partícula

$$q_{\min} = \frac{h}{Me v}$$

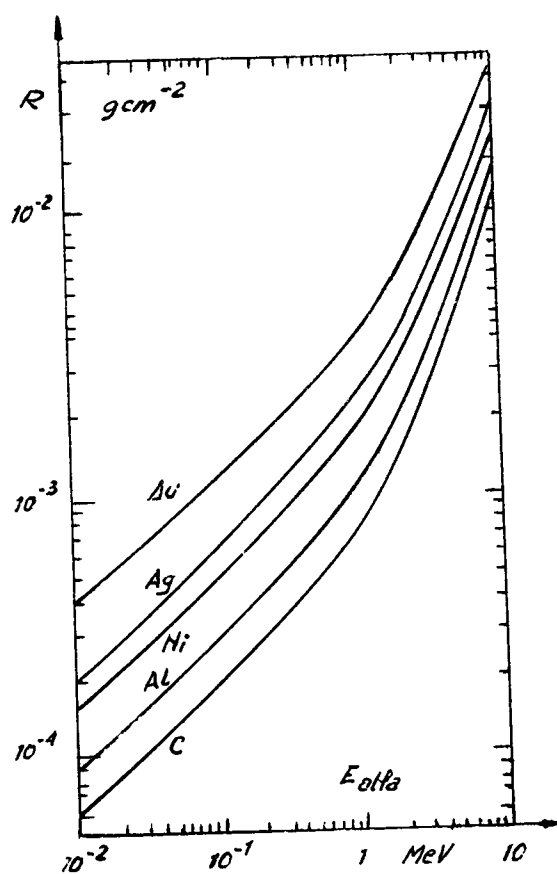
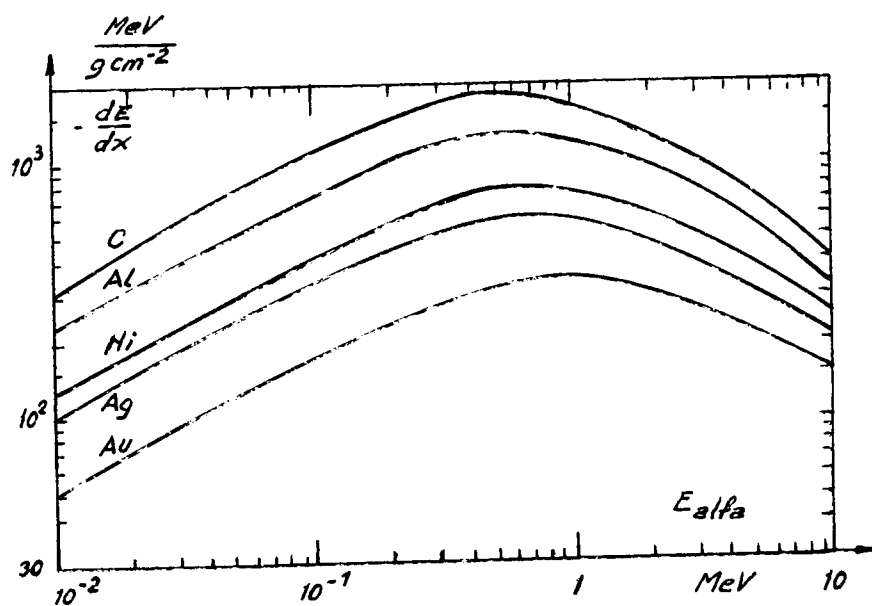
A la distancia máxima puede transferirse el mínimo de energía, que se considera es la energía de unión I del electrón al átomo, ó potencial de ionización. En base a la ecuación de Schrödinger resulta

$$q_{\max} = \frac{h\nu}{I}$$

Y por lo tanto se obtiene

$$\frac{q_{\max}}{q_{\min}} = \frac{Me v^2}{\bar{I}}$$

donde $\bar{I}$ es el potencial de ionización medio de todos los electrones



Introduciendo correcciones relativistas Bethe obtuvo la formula

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 n_1 Z}{4\pi \epsilon_0 \text{MeV}^2} \left[\ln \frac{2 \text{MeV}^2}{\bar{I}} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

Esta es la expresión que da el regimen de pérdida de energía de una partícula cargada que atraviesa materia. El potencial de ionización promedio $\bar{I}$ es aproximadamente 13 eV multiplicado por Z , excepto para atomos muy livianos, en que es ligeramente superior.

El factor n_1 puede expresarse como

$$n_1 = \frac{A \rho}{M}$$

donde A es el número de Avogadro, M es el peso molecular, y ρ es la densidad. Generalmente conviene dividir ambos miembros por ρ , así el lado derecho depende del material y no de su temperatura o estado físico, y x se transforma en ρx , ó masa por unidad de area, más fácil de determinar experimentalmente (por pesada y medición de area) que el valor de x , generalmente pequeño.

El rango de una partícula cargada, $R(E)$ es la distancia que atraviesa antes de perder toda su energía, y puede expresarse como

$$R(E) = \int_E^0 \frac{dE}{-\frac{dE}{dx}}$$

Esta integral se evalúa numericamente en base a la formula para dE/dx .

Es importante hacer notar que el proceso de pérdida de energía consiste de un gran número de interacciones. La pérdida media de una sola interacción es algunos $\bar{I}$, o sea cientos de electrovolts. Por lo tanto partículas con varios MeV de energía deben realizar miles de interacciones antes de frenarse.

3.2- Interacción de electrones con la materia.

El pesaje de electrones a través de la materia es considerablemente más complicado que el de las partículas pesadas, excepto en el caso de electrones lentos. Los electrones rapidos entregan energía principalmente por emisión de radiación electromagnética al ser acelerados en el campo electrico de

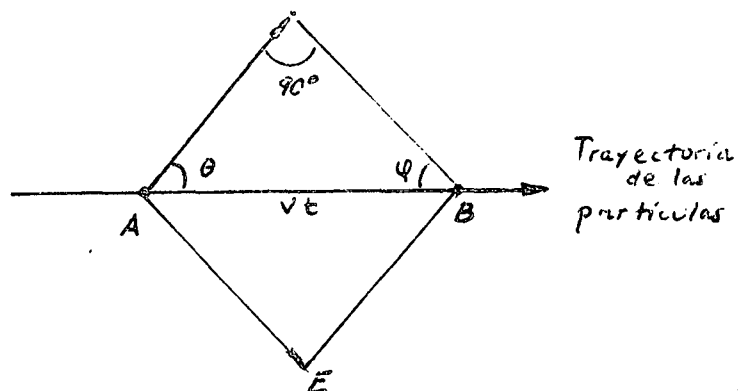
de los núcleos que componen el material frenante. La carga acelerada emite radiación proporcionalmente al cuadrado de la aceleración, y el electrón puede recibir una gran aceleración en el campo coulombiano del núcleo debido a su pequeña masa. Por lo tanto el electrón emite una gran cantidad de radiación (usualmente llamada "bremstrahlung" o radiación de frenado).

La velocidad de emisión crece aproximadamente con el cuadrado de la carga nuclear del material; consecuentemente materiales con Z alto son más efectivos para frenar electrones.

3.3- Radiación de Cerenkov

Las partículas cargadas que atraviesan la materia emiten ondas electromagnéticas cuando la velocidad de la partícula en el medio es mayor que la velocidad de la luz en el medio que atraviesa la partícula. Esta radiación fué descubierta por P.A. Cerenkov, y aparece cuando la velocidad de las partículas escercana a la de la luz si en esas condiciones atraviesan un medio dielectrico transparente, de indice de refracción n , la velocidad de la luz se reduce a c/n . En cambio la velocidad de la partícula no se altera, excepto por las colisiones subsiguientes. Pero el campo eléctrico asociado con la carga de la partícula y el campo magnético asociado con el movimiento de la carga se propagan con la velocidad de la luz,

. Esta radiación electromagnética se cancela por interferencia destructiva si la velocidad de la partícula es menor que la de la radiación en el medio. Si es mayor, hay una dirección (θ) en que hay interferencia constructiva. La radiación Cerenkov resultante es emitida en una superficie cónica C B E de semiángulo φ , como muestra la figura



Siempre que

$$\sin \varphi = \cos \theta = \frac{c/n \cdot t}{vt} = \frac{1}{\beta n} \quad \beta = \frac{v}{c}$$

El resplandor azulado que se observa en torno de los elementos combustibles de un reactor bajo agua se debe a la radiación Cerenkov producida por los beta de muy alta energía emitidas por los productos de fisión. Un cálculo muestra que en la zona visible, entre 4000 y 8000 Å, un electrón de algunos MeV emite unos 200 fotones por centímetro, en un ángulo (θ) de alrededor de 48° para mica, vidrio ó lucite, y algo menos en agua.

3.4- Radiación de aniquilación

En su interacción con la materia las partículas β^+ - positrones- se comportan igual que los β^- -electrones-. Pero el positrón tiene la propiedad de combinarse en un tiempo muy breve (10^{-10} seg) con un electrón negativo, al encontrarse con uno de los electrones de la materia, ambos se neutralizan y las dos partículas quedan aniquiladas y toda su masa se transforma en radiación electromagnética. La suma de ambas masas, $2 m_0 c^2$ equivale como hemos visto a 1.02 MeV. En la aniquilación se emiten dos fotones γ , que por el principio de conservación del impulso tienen cada uno 0.51 MeV y se desplazan en direcciones opuestas.

4.- INTERACCION DE RADIACIONES ELECTROMAGNETICAS CON LA MATE- RIA

Los fotones se clasifican de acuerdo a su origen, y no su energía. Asi se llaman rayos γ a las radiaciones electromagneticas que acompañan las transiciones nucleares. Los rayos X continuos, o radiación de Bremsstrahlung resultan de la aceleración de partículas cargadas. Los rayos X característicos son emitidos en transiciones atómicas de electrones ligados en orbitas de átomos. La radiación de aniquilación se emite al combinarse un positrón y un negatron.

Pero la interacción de cualquiera de estas radiaciones con la materia depende solo de su energía cuántica $E = h\nu$, y no del modo de origen, y como en esta sección consideraremos solo la interacción de estos fotones, simplificaremos denominando rayos γ a todo tipo de radiación electromagnética independientemente de su origen.

A diferencia de las partículas cargadas, un haz bien colimado de rayos γ muestra una absorción exponencial en la materia, debido a que un fotón es absorbido ó dispersado en un solo evento. Los fotones que pasan a través del absorbente no han tenido interacción, mientras que los absorbidos han sido eliminados del haz en un sólo evento. Veremos más adelante que

esto da origen a una ley exponencial.

Hay varios procesos que causan la dispersión ó absorción de rayos γ :

I.- Tipos de Interacción

- 1) Con electrones atomicos
- 2) Con nucleones
- 3) Con el campo electrico que rodea los electrones ó nucleos
- 4) Con el campo mesónico que rodea los nucleones

II.- Efectos de Interacción

- a) Absorción total
- b) Dispersión elástica
- c) Dispersión inelástica

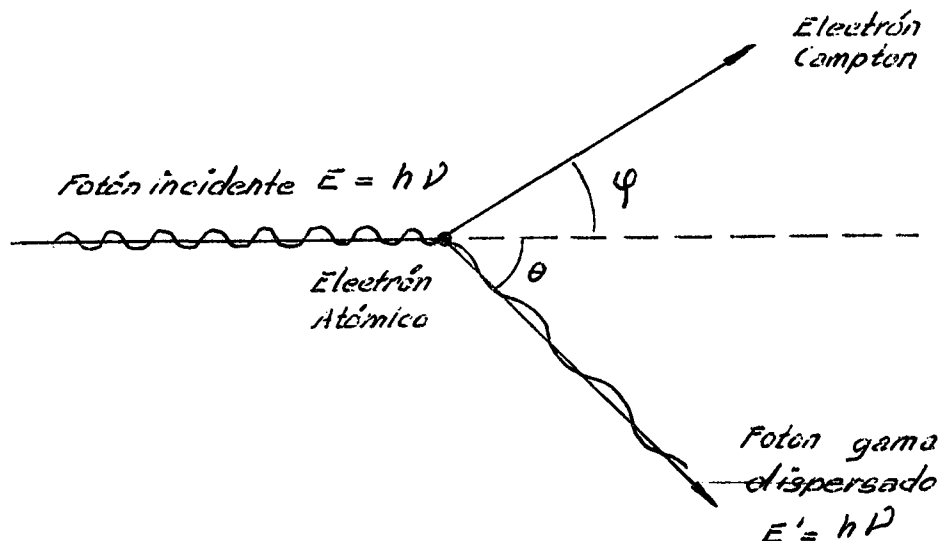
Esto dá 12 formas de combinar las columnas I y II o sea 12 diferentes procesos, de los cuales la mayoría son poco frecuentes. En la zona que interesa a la ingeniería nuclear, entre 0.01 y 10 MeV, casi todos los efectos pueden explicarse con 3 procesos:

Efecto Compton	(1 y c)
Efecto fotoelectrico	(1 y a)
Producción de pares	(3 y a)

4.1- Efecto Compton

En la interacción Compton, el fotón gamma se comparte como si fuera una partícula de energía $E = h\nu$ y momento

$M = h\nu/c$. Esta partícula realiza una colisión elástica con un electrón externo de un átomo del absorbente



El electrón recibe parte de la energía del fotón, en forma de energía cinética T , y un fotón de energía menor se des^uplaza a hora en una nueva dirección. Por el principio de con^uservación de la energía

$$h\nu = h\nu' + T$$

Combinando esta expresión con la obtenida por base al prin^ucipio de conservación del impulso, se obtiene la relación entre la energía del fotón incidente, E , la del dispersado, E' , y el ángulo de dispersión θ .

$$E' = \frac{0.51}{1 - \cos \theta + 0.51/E} \text{ MeV}$$

Para angulos de dispersión pequeños, $\cos \theta \approx 1$ y $E' \approx E$, lo que indica que los fotones dispersados de mayor energía, con valores próximos a los fotones incidentes, salen en dirección casi idéntica a la inicial. En cambio para $\theta = 90^\circ$ es $\cos(\theta) = 0$, en cuyo caso

$$E' = \frac{0.51 E}{E + 0.51} < 0.51 \text{ MeV}$$

Por consiguiente la energía maxima de los fotones disper^usados en dirección normal es 0.51 MeV.

De la ecuación se deduce que la fracción de la energía inicial que se lleva el gamma dispersado es

$$\frac{E'}{E} = \frac{0.51}{E (1 - \cos \theta) + 0.51}$$

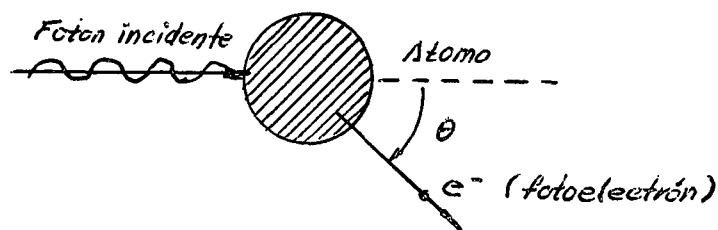
Para cada valor de θ esta fracción disminuye al aumen^utar la energía del gamma incidente. Así, fotones de $E = 10\text{KeV}$ dan un fotón dispersado en el ángulo $\theta = 90^\circ$ de 1.8 KeV (un cambio de 2 %, pero si $E = 10 \text{ MeV}$, entonces $E' = 0.5 \text{ MeV}$ (dis^uminuye en un factor 20).

Como el efecto Compton implica la interacción entre un fotón y un electrón orbital, su magnitud depende del número de estos electrones existentes en el átomo del material, o sea es proporcional al número Z . Por otra parte la interacción Comp^uton decrece al crecer la energía E del gamma incidente. Por lo tanto la probabilidad de la interacción Compton es propor^ucional a $\frac{Z}{E}$.

4.2- Efecto fotoelectrico

En el efecto fotoelectrico el fotón γ es absorbido y su

energía es transferida a uno de los electrones del átomo. Este electrón es entonces emitido por el átomo



Como participa todo el átomo en este proceso, se puede visualizar como una interacción con el fotón incidente de toda la nube electrónica que rodea el núcleo, en que la energía del fotón es absorbida, y se emite un electrón (que proviene en general de la capa K ó L, con energía cinética

$$T = h\nu - I$$

siendo I el potencial de ionización del electrón. Una vez expulsado el fotoelectrón, ocupa su lugar en el átomo otro electrón, procedente de una órbita más externa, transición que va acompañada por la emisión de rayos X característicos de baja energía. Estos rayos X pueden a su vez expulsar a algún electrón externo (efecto Auger).

El grado de interacción fotoeléctrica depende de la energía de la radiación gamma, E , y del número atómico del absorbente, Z . Aproximadamente

$$\text{Probabilidad de interacción} \approx \text{constante} \times \frac{Z^n}{E^3}$$

donde n varía entre 3 y 5, dependiendo de E .

Se comprueba que el efecto fotoeléctrico es importante para energías menores que 1 MeV, y para absorbentes de Z alto.

La diferencia más importante entre el efecto Compton y el fotoeléctrico es que este último es un proceso de absorción total del fotón incidente. En cambio en el efecto Compton este fotón es reemplazado por otros, si bien este último puede tener una energía algo menor y otra dirección. Así en un medio de dispersión adecuado pueden producirse varias colisiones Compton (dispersión múltiple). Si el fotón dispersado no logra escapar, terminará siendo absorbido por interacción fotoeléctrica, que se va haciendo cada vez más probable a medida

que disminuye la energía.

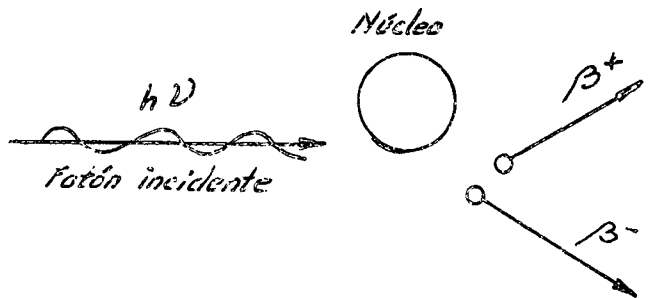
4.3- Formación de pares

Cuando la energía del fotón gamma incidente es mayor que 1.02 MeV se hace importante la producción de pares, en la que el fotón es totalmente absorbido y en su lugar aparece un par positron-negatrón de energía total

$$\text{Asi } E = h\nu = (T_{\beta^-} + m_0 c^2) + (T_{\beta^+} + m_0 c^2)$$

donde T_{β^-} y T_{β^+} son las energías cinéticas de ambas partículas y $m_0 c^2 = 0.51 \text{ MeV}$.

El proceso ocurre solo en el campo de partículas cargadas, en partículas en el campo del núcleo. Las partículas producidas tienden a salir en la dirección del fotón incidente, efecto que crece con la energía.



La producción de pares por radiación γ de energía E es proporcional a $Z^2(E - 1.02)$. Como los efectos fotoelectricos y Compton disminuyen al aumentar E , mientras que la producción de pares aumenta, este efecto alcanza importancia para energías altas; así, con absorbentes de Z elevados y γ de más de 5 MeV, la producción de pares se convierte en la interacción preponderante.

Al igual que en el efecto fotoelectrico, la producción de pares conduce finalmente a la absorción del fotón gamma; si bien parte de los electrones y positrones formados producen radiación de aniquilación, esta radiación, tiene energía baja (0.51 MeV) y además se extiende isotropicamente con lo que la energía radiante que continúa avanzando en la dirección incidente es pequeña y se desprecia usualmente en los calculos de blindaje.

4.4- Atenuación y absorción de radiación electromagnética

Coeficientes de atenuación lineal total

La probabilidad de que un fotón atraviese un espesor x

dado de absorbente sin interacción alguna es el producto de las probabilidades de supervivencia del fotón a cada tipo particular de interacción. La probabilidad de atravesar un espesor x sin una colisión Compton es $e^{-\bar{\sigma}x}$ donde $\bar{\sigma}$ es el coeficiente total de atenuación lineal para el proceso Compton. Aquí $\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_a + \bar{\sigma}_s$, donde $\bar{\sigma}_a$ corresponde a la energía que absorbe el electrón, y $\bar{\sigma}_s$ la dispersada por el fotón. Similarmente la probabilidad de que no haya interacción fotoeléctrica es $e^{-\tau x}$, y de que no haya producción de pares es e^{-kx} . Así, un haz de rayos γ de intensidad inicial I_0 , colimado, después de atravesar un espesor x de absorbente tendrá una intensidad residual I de fotones primarios no afectados:

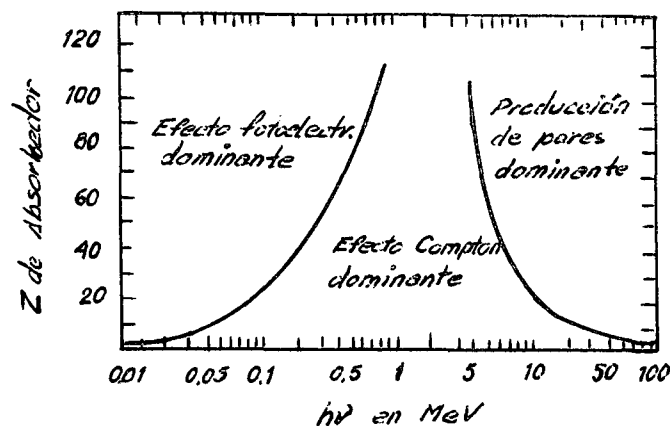
$$\begin{aligned} I &= I_0 e^{-\bar{\sigma}x} e^{-\tau x} e^{-kx} \\ &= I_0 e^{-(\bar{\sigma} + \tau + k)x} \\ &= I_0 e^{-\mu_0 x} \end{aligned}$$

donde

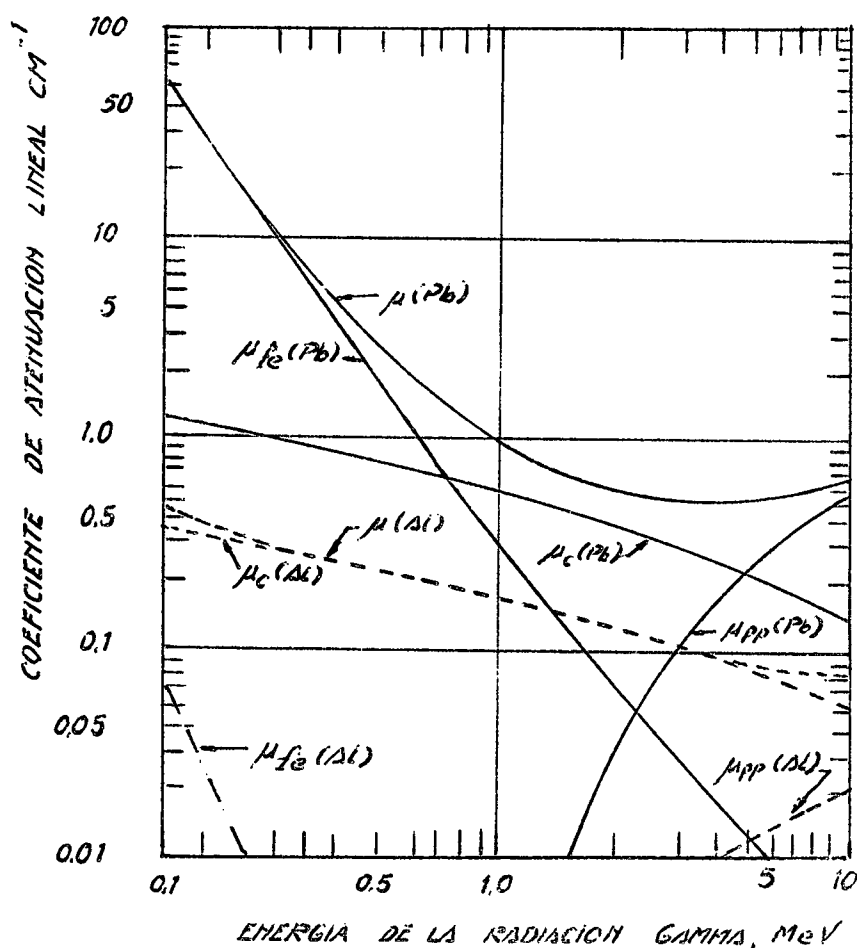
$$\mu_0 = \bar{\sigma} + \tau + k$$

es el coeficiente de atenuación lineal total, que mide el número de fotones primarios que tienen interacciones. No debe confundirse con el coeficiente de absorción, que siempre es menor, y mide la energía absorbida por el medio.

La importancia relativa de $\bar{\sigma}$, τ , y k se muestra gráficamente en la figura



Las colisiones fotoelectricas son importantes solo para pequeñas Z y Z grandes y son responsables de la regla "el plomo es opaco para fotones por debajo de 0.3 MeV". La producción de pares es importante solo para grandes $h\nu$ y Z . Las colisiones Compton predominan en el dominio de los $h\nu$ intermedios, para todo Z .



Coeficiente de atenuación másico

Para todo tipo de interacción el coeficiente de atenuación másico es el coeficiente lineal dividido por la densidad ρ g cm^{-3} . Estos coeficientes son realmente más fundamentales que los coeficientes lineales, porque son independientes de la densidad y estado físico del absorbente. Esto se debe a que las interacciones fundamentales se pueden expresar como secciones eficaces por átomo, y cuando se multiplican estas por el número de átomos por gramo se obtienen directamente los coeficientes de absorción másica:

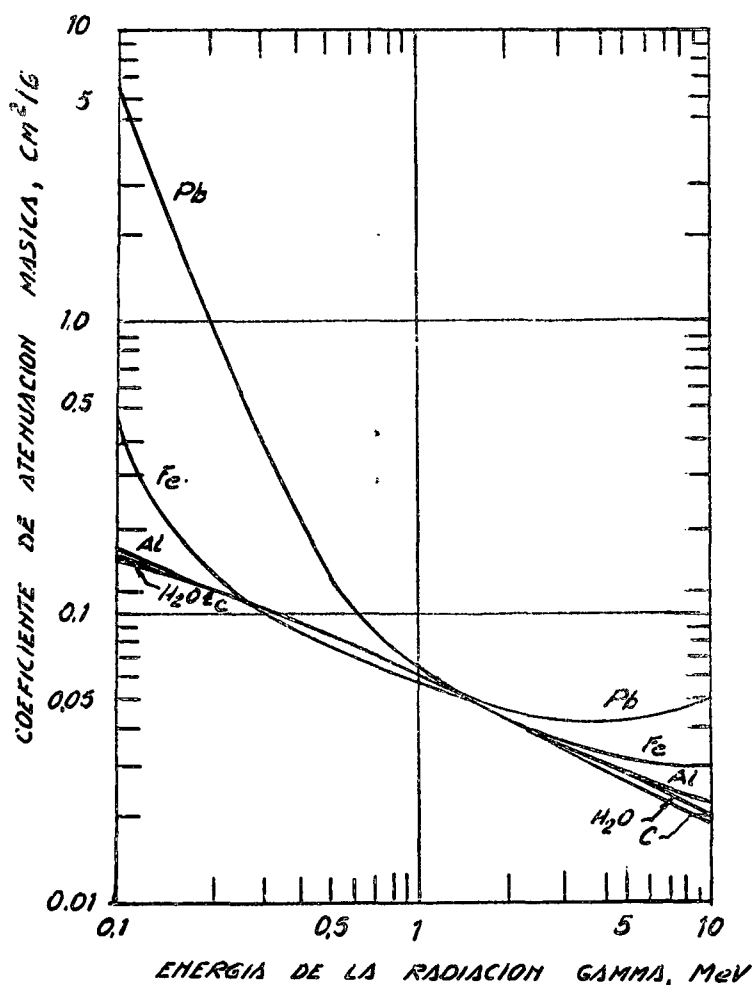
$$K(\text{cm}^{-1}) = \sigma_{\text{eficaz}} \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{átomo}} \right) N \left(\frac{\text{átomo}}{\text{cm}^3} \right)$$

$$\frac{K}{\rho} (\text{cm}^2 \text{g}^{-1}) = \sigma_{\text{ef}} \cdot \frac{N}{A}$$

Este coeficiente presenta especial interés en aquellos intervalos de energía en los que predomina el efecto Compton, a saber, de 0.1 a 10 MeV para los elementos más ligeros y de 0.2 a 3 MeV para los de número másico medio. Como en las interacciones Compton las secciones eficaces atómicas son Z veces las secciones eficaces electrónicas, resulta

$$\frac{\sigma}{\rho} \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right) = \sigma_{\text{eficaz electrones}} \times \frac{Z}{A} N$$

y aquí σ/ρ es prácticamente independiente de Z porque $Z/A \approx 0.45$ para todos los elementos salvo el hidrógeno, para el que $Z/A \approx 1$.



La atenuación primaria de rayos γ en mezcla de materiales, combinaciones químicas ó mezclas de elementos depende solo de la suma de las secciones eficaces presentadas por todos los átomos en la mezcla. Las uniones químicas tienen energías de unos pocos eV y por lo tanto no tienen efecto sobre las interacciones estudiadas. Se puede demostrar que un absorbente de densidad de conjunto igual a ρ , constituido por una

mezcla de elementos de coeficientes de atenuación masicos $(\mu_1/\rho_1), (\mu_2/\rho_2) \dots$, tendremos un coeficiente de atenuación masico del conjunto

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu_1}{\rho_1} f_1 + \frac{\mu_2}{\rho_2} f_2 + \dots$$

donde $f_1, f_2 \dots$ son las fracciones por peso de los elementos constituyentes.

Absorción de energía

Los efectos que producen los fotones en la materia se debeben casi exclusivamente a los electrones secundarios. Un fotón produce ionización primaria solo si remueve un electrón de un átomo por una colisión fotoelectrica o Compton, pero el electrón secundario resultante tiene casi tanta energía cinética como el fotón primario. Este electrón secundario disipa su energía principalmente por producción de ionización y excitación de los atomos y moleculas del absorbente. Para electrónes de 1 MeV, aproximadamente 1 % de la energía se pierde como bremsstrahlung. Si en promedio el electrón pierde 32 eV por par de iones producido, un electrón de 1 MeV produce unos 30.000 pares de iones antes de frenarse en el absorbente.

Por lo tanto por absorción de energía entendemos la energía de fotones que se transforma en energía cinética de electrones secundarios, la que eventualmente se disipa en el medio como calor.

Dosis de absorción de energía

Supongamos un haz colimado de n fotones por cm^2 y segundo, cada uno con energía $h\nu$ MeV, que incide sobre un absorbente de coeficientes de atenuación lineal $\sigma = \sigma_a + \sigma_s, \tau$ y $\kappa \text{ cm}^{-1}$. La intensidad I del rayo γ es

$$I = n h\nu \text{ MeV/cm}^2 \text{ seg}$$

En la expresión para absorción de energía se desprecia la fracción del coeficiente Compton, σ_s , que dá la energía de los fotones dispersados. Queda entonces un coeficiente total de absorción lineal μ_a .

$$\mu_a = \sigma_a + \tau + \kappa \text{ cm}^{-1}$$

Al entrar una distancia dx en el absorbente, el número de fotones primários que sufre colisiones es

$$dn = n (\sigma + \tau + \kappa) dx = n \mu_0 dx \text{ fot/cm}^2 \text{ seg}$$

La energía así removida del haz es $h\nu dn \text{ MeV/cm}^2 \text{ seg}$, o sea

$$dI = I \mu_0 dx$$

En la expresión para la absorción de energía se desprecia la fracción τ_3 del coeficiente de Compton, queda la energía de los fotones dispersados. Queda entonces en lugar de μ_0 un coeficiente lineal de absorción μ_a .

$$\mu_a = \tau_a + \tau + K \text{ cm}^{-1}$$

La absorción de energía por unidad de volumen es entonces:

$$\frac{dI}{dx} = I \mu_a \text{ MeV/cm}^3 \text{ seg}$$

Esto vale para cualquier forma y tamaño del elemento de volumen, a través del cual I es esencialmente constante.

La velocidad de absorción de energía por gramo, o velocidad de dosis R es

$$R = I \frac{\mu_a}{\rho} = I \left(\frac{\tau_a}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{K}{\rho} \right) \text{ MeV/g seg}$$

donde ρ es la densidad del absorbente. Como intervienen solo los coeficientes de absorción masica, para un dado material, intensidad I y energía $h\nu$, la velocidad de dosis no depende de la densidad del material.

Unidad Roentgen

El roentgen fue desarrollado originalmente como unidad de dosis radiológica. Es la cantidad de radiación X ó γ que produce en 1 cm³ de aire seco a 0°C y 760 mm Hg, iones que transportan una unidad electrostática de cantidad de electricidad de cualquier signo.

Una unidad electrostatica equivale a 2.08×10^9 pares de iones. Los electrones secundarios que producen esa ionización se originan en el cm³ de aire considerado puro realizan su ionización en el aire que rodea esa masa.

El roentgen no mide intensidad ó energía, sino una cantidad de ionización - estrictamente es una unidad de disipación de energía de rayos X ó γ en aire.

La unidad roentgen no depende del tiempo requerido para acumular la ionización, y consecuentemente las velocidades de dosis $\dot{R}$ se expresan en roentgens por unidad de tiempo, usualmente miliroentgen por hora (mr/hora)-1 roentgen = 83.3 ergios/g aire.

Unidad Rad

Como el roentgen se definió solo para radiaciones elec-

tromagnéticas, se introdujo una nueva unidad para radiaciones ionizantes, el rad (röntgen absorbed dose)

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

Unidad rem

La acción biológica de la radiación no depende solamente del número de pares de iones producidos por gramo, sino también de la densidad de ionización. Para comparar la acción biológica entre diversos tipos de radiación, se introdujo el rem (roentgen equivalent man)

$$1 \text{ rem} = 1 \text{ rad} \times (\text{acción biológica relativa})$$

donde ABR varía de 0.5 a 20.

La tabla muestra la acción biológica de diversas radiaciones:

Radiación	Partículas secundarias en tejido humano	Rango en tejido x g/cm ³	Acción biológica relativa
γ	Electrones (Compton, foto-y creación de pares)	$5 \cdot 10^{-4}$ - 0.6	1
Neutrones rápidos	Protones de retroceso	10^{-4} - $6 \cdot 10^{-2}$	10
	Protones de 0.6 MeV por reacciones de N^{14} (n,p) C^{14}	10^{-3}	10
Neutrones lentos	Electrones secundarios de los γ de 2.2 MeV por la reacción $H^1(n, \gamma)H^2$	0.5	1

Producción de radiación gamma por los Radionucleidos

En muchos casos, se puede obtener la cantidad de un radionucleido en base a la medición de la radiación emitida por la muestra. Si se conoce el esquema de desintegración del radionucleído, las mediciones de rayos γ dan la actividad absorbida de la muestra.

Como ejemplo consideraremos el Co^{60} , que emite un rayo de 1.17 MeV y uno de 1.33 MeV en cada desintegración.

Un curie, es la cantidad de radionucleido que tiene 3.7×10^{10} desintegraciones por segundo.

Entonces a 1 m de distancia de 1 curie de Co^{60} la intensidad de rayos γ es

$$I = \frac{3.7 \times 10^{10}}{4 \pi (100)^2} (1.17 + 1.33) \text{ MeV/cm}^2 \text{ seg}$$

Los coeficientes de absorción másicos para el aire son

$$\frac{\mu_a}{\rho} = 0.0270 \text{ cm}^2/\text{g} \text{ para } 1.17 \text{ MeV, y}$$

$$0.0263 \text{ cm}^2/\text{g} \text{ para } 1.33 \text{ MeV.}$$

La dosis total es entonces

$$R = \sum I \frac{\mu_a}{\rho}$$

$$= 1.31 \text{ r/hora a 1 m de 1 curie de } \text{Co}^{60}.$$

Como μ_a/ρ para el aire varía solo en $\pm 15\%$ en el rango de energía de los rayos γ nucleares, una regla aproximada es

$$R \approx 0.55 \sum (h\nu) \text{ mr/hr mc a 1m}$$

5.- INTERACCION DE LOS NEUTRONES CON LA MATERIA

Los neutrones no poseen carga eléctrica y por lo tanto son muy efectivas en penetrar los núcleos, que están cargados positivamente, produciendo así reacciones nucleares. No solamente los neutrones de alta energía, sino también los neutrones lentos con energías de algunos eV, son altamente efectivos para este propósito.

Reacciones neutronicas

Las reacciones entre neutrones y núcleos se distribuyen en dos grandes grupos: absorción y dispersión.

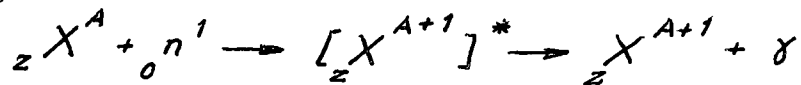
En las reacciones de absorción el núcleo compuesto excitado cambia a un estado más estable reteniendo el neutrón incidente y emitiendo un fotón o otras partículas, cargadas o neutrones. Las reacciones pueden describirse entonces como

$$(n, \gamma), (n, p), (n, \alpha), (n, d), (n, 2n), (n, \text{fisión})$$

Las partículas cargadas deben penetrar la barrera de po

tencial del núcleo para poder escapar, y por lo tanto las reacciones (n,p) , (n,d) , y (n,α) ocurren primordialmente con neutrones de alta energía y con elementos de Z bajo.

La reacción (n,γ) es el proceso de absorción usual, particularmente así para neutrones lentos. Esta reacción se llama frecuentemente de captura radiativa, porque los rayos γ son emitidos por el núcleo compuesto apenas se forma este ($\sim 10^{-14}$ seg). El número atómico del núcleo no cambia en este proceso, pero el número de masa aumenta en una unidad. Si el isótopo formado no existe normalmente en la naturaleza, será inestable, y lo



más probable es que sea un emisor beta negativo, ya que la captura de un neutrón produce un núcleo en el que la relación neutrón/proton es demasiado alta, a los efectos de la estabilidad para el número atómico considerado.

Practicamente todos los elementos, desde H hasta U, exhiben captura radiativa en mayor ó menor grado.

En las reacciones de dispersión el núcleo absorbe un neutrón y emite un neutrón; la reacción es (n,n) .

Dispersión inelástica

Si después que el núcleo emite un neutrón queda excitado, se dice que la reacción es inelástica porque parte de la energía cinética del neutrón incidente se usó en excitar el núcleo. Este pasa a un estado más estable por emisión de un γ . La probabilidad de este tipo de colisiones crece con la energía del neutrón incidente: es significativa para elementos pesados por encima de 0.1 MeV, y para los livianos por encima de 1 MeV. Consecuentemente el frenado de neutrones por este proceso es apreciable solo para neutrones rápidos; los neutrones lentos sufren colisiones inelásticas cuando chocan con moléculas y parte de su energía cinética se usa en romper uniones químicas o excitar la molécula.

Dispersión elástica

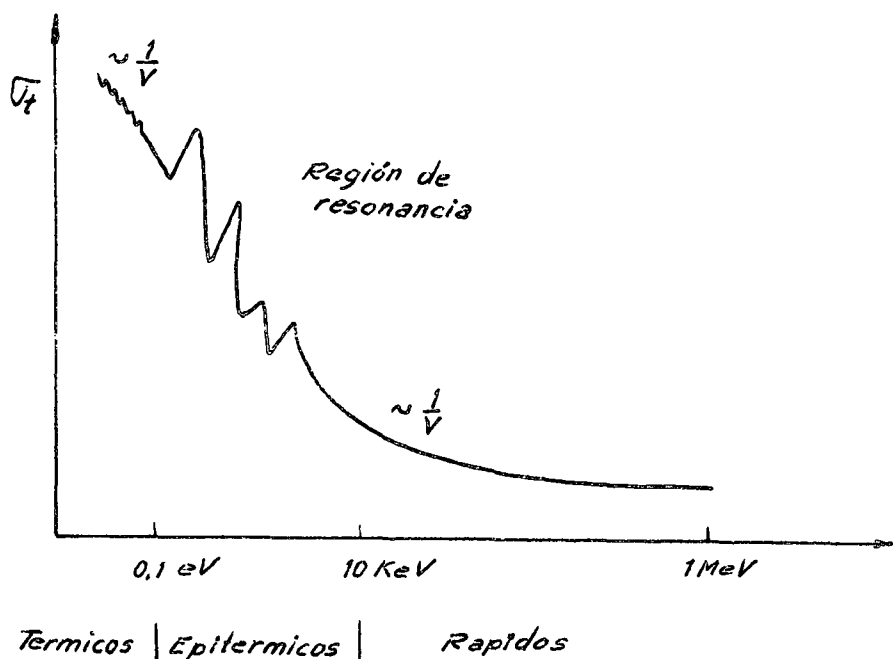
En este caso la energía cinética total del neutrón y el núcleo permanece constante; un neutrón abandona el núcleo con la misma energía que tenía el neutrón incidente si el núcleo es pesado. Si en cambio el núcleo es liviano, parte de esta energía es transferida al mismo, y tras un número suficiente de colisiones la velocidad del neutrón se reduce en grado tal que su energía cinética es del mismo orden que la de los ato-

mos ó moleculas del material. Esta energía es función de la temperatura del medio, y por eso se la llama energía térmica. Los neutrones térmicos son, entonces, los que estan en equilibrio térmico con los átomos o moleculas del medio en que se encuentran, y tienen una energía que es una fracción de eV. Así por ejemplo, neutrones con 2 MeV de energía son termalizados hasta llegar a 0.025 eV después de unas 18 colisiones con H, 40 con He, 80 con Be, 110 con C y 2100 con U.

Los neutrones térmicos de 0.025 eV tienen una velocidad de 2200 m/s cuando la temperatura del medio es de 20°C.

Variación de las secciones eficaces con la velocidad de los neutrones

Existen fuertes variaciones en las secciones eficaces para las interacciones de los neutrones cuando varía su velocidad. Para energías altas (1 MeV), donde la longitud de onda del neutrón es del mismo orden que el radio del nucleo ($\lambda \approx r$), la sección eficaz del núcleo, o sea $2\pi r^2$, lo que equivale a un rango de 1 a $10 \times 10^{-24} \text{cm}^2$, ó 1 a 10 barns. En esta región los procesos principales son reacciones (n,n) inelásticas (n,p) , (n,α) . Al disminuir la energía de los neutrones, σ_t aumenta aproximadamente como $\frac{1}{v}$, como muestra la figura



La región de los neutrones rápidos termina en la zona de los 10 KeV, donde comienzan las resonancias de absorción y dispersión. Este efecto de resonancia aparece en especial para los elementos de masa atómica superior a 100, y corresponde

principalmente a energías de neutrones entre 0.1 y 1000 eV; se caracteriza por la presencia de picos en los que la sección eficaz sube abruptamente. Así, la sección eficaz de absorción del Cd^{113} para neutrones de 0.17 eV es mayor que 2×10^4 barn, y la del Xe^{135} de 0.7 eV es de 3.4×10^6 barn.

En las figuras siguientes se han representado las secciones eficaces para el U^{235} y U^{238} .

Por debajo de 0.1 eV los neutrones son lentos ó térmicos, en ella vale también la variación de la sección eficaz total como $\frac{1}{v}$.

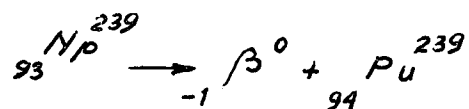
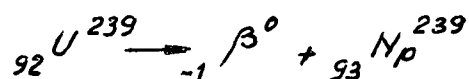
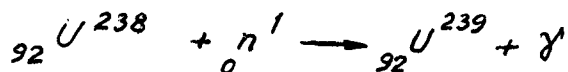
La mayoría de los elementos de número de masa bajo, así como algunos de número de masa alto, no presentan absorción de resonancia importante en la zona de los neutrones epitérmicos. Constituyen una excepción notable el Li^6 y el B^{10} , que tienen reacciones (n, α) con neutrones térmicos y epitérmicos.

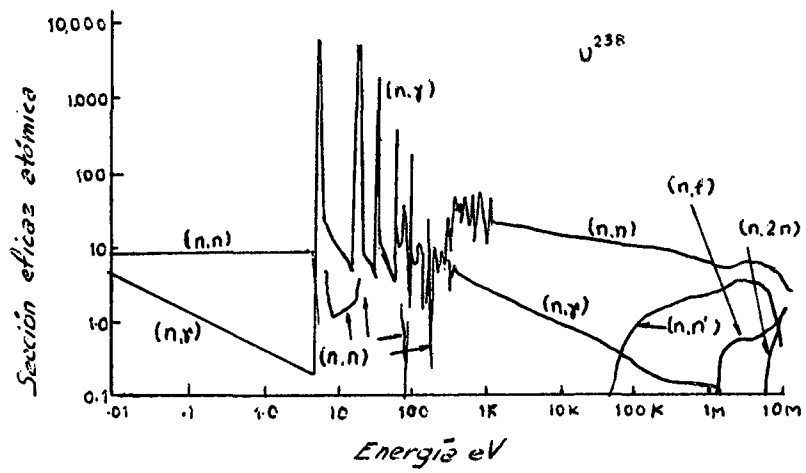
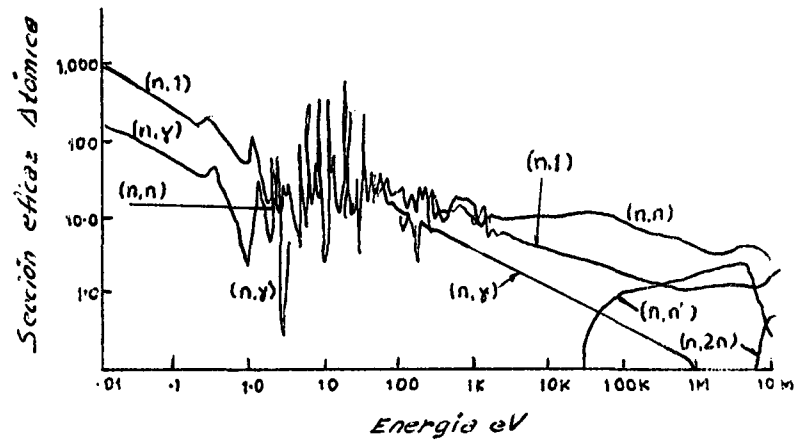
6.- EL PROCESO DE FISION

En el proceso de fisión, el núcleo compuesto excitado, que se formó tras la absorción de un neutrón, se divide en dos núcleos; cuando el neutrón es lento, los dos fragmentos de fisión poseen generalmente masas desiguales, con relación de masas de 2 a 3.

Solamente se produce fisión en algunos núcleos de A y Z elevado, y solamente tres nucleidos de vida larga (U^{235} , U^{238} y Pu^{239}) son fisionables con neutrones de todas las energías, desde una fracción de eV hasta varios MeV. Se los llama materiales fisionables ó fisiles.

Además hay otros nucleidos que se fisionan con neutrones rápidos únicamente; entre estos, el U^{238} y Th^{232} . Se los denomina núcleos fértiles, porque pueden convertirse en fisionables:





Similarmente al U^{238} que produce Pu^{239} , el Th^{232} produce U^{233} .

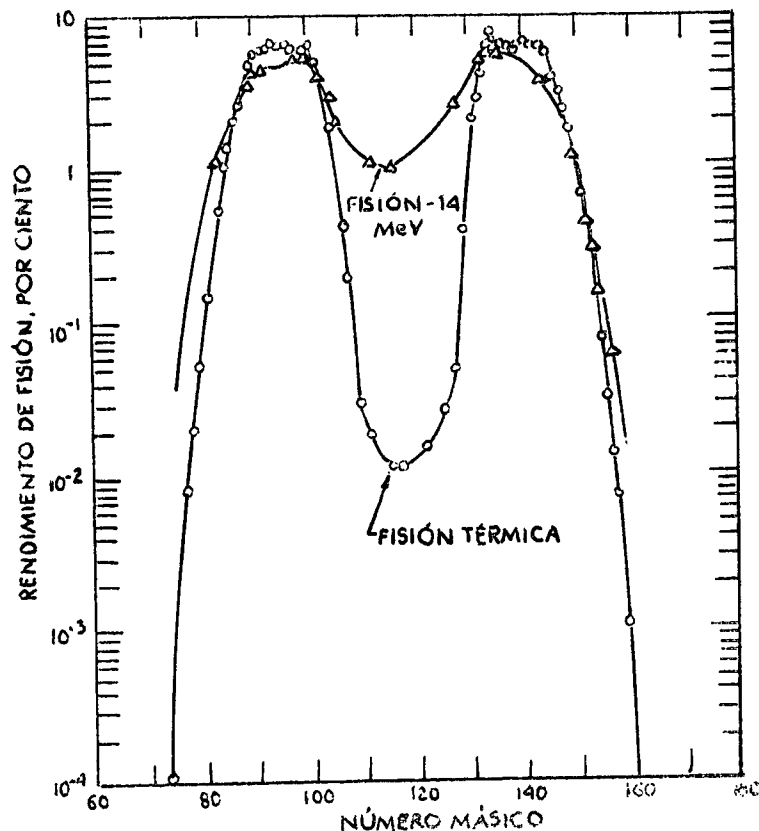
Los nucleidos fisionables tienen un número impar de neutrones:

U^{239}	(143 neutrones)
U^{233}	(141 ")
Pu^{239}	(145 ")
Pu^{241}	(147 ")

Los nucleidos fértiles tienen un número par de neutrones

U^{238}	(146 neutrones)
Th^{232}	(142 ")
Np^{237}	(144 ")
Pu^{240}	(146 ")

Cuando un núcleo se fisiona, puede decaer de diversos modos, como ilustra la figura



Esta figura muestra el rendimiento de fisión observado para el U^{235} y el U^{238} . Se llama rendimiento de fisión al porcentaje de productos de fisión de un número dado de masa, y varía entre $10^{-5} \%$ y 6% , como se producen 2 nucleos por fisión, el rendimiento total para todos los números de masa es 200% .

Mediante la curva, se determina la probabilidad de que un fragmento de fisión tenga un número de masa determinado (Se usa A y no Z porque la mayoría de los fragmentos de fisión son inestables y emiten radiación β^- , con lo que su Z cambia con el tiempo).

En la figura, la curva con círculos corresponde a la fisión del U^{235} por neutrones térmicos, y la curva con triángulos a la fisión del U^{238} por neutrones rápidos.

Como se observan más de 60 productos primarios de la fisión del U^{235} , deben haber al menos 30 modos distintos de fisión; los productos de fisión varían en A desde 72 a 158, con un tipo de fisión más probable (6.4%) para fragmentos de masas 95 y 139. Como el número de neutrones en el núcleo crece más rápido que el número de protones, hay un exceso de neutrones en los fragmentos de fisión; estos neutrones son emitidos inmediatamente por los fragmentos, y han sido medidos cuidadosamente por su importancia para los reactores nucleares. El número de neutrones emitidos por un fragmento de fisión se denomina .

Para U^{235} ,	$\nu = 2.46$
U^{233} ,	$\nu = 2.54$
Pu^{239} ,	$\nu = 2.88$

La distribución de energía de los neutrones emitidos en la fisión varía sobre un rango considerado. Considerando los neutrones instantaneos, que son un 99% del total, y son emitidos dentro de un tiempo de 10^{-14} segundos a partir de la fisión, se encuentra que el espectro de energías puede describirse con la ecuación

Aquí (E) es el número de neutrones emitidos con energía E, por unidad de intervalo de energía, por cada neutrón emitido. Esta ecuación vale para U^{235} y Pu^{239} .

Algunos de los neutrones emitidos en la fisión son retardados. Estos neutrones son emitidos con una vida media definida, que es la del isótopo progenitor. Por ejemplo, los neutrones retardados con una vida media de 55.6 segundos vienen del decaimiento del Br^{87} , que decae por emisión β a Kr^{87} , con una vida media de 55.6 seg. El Kr^{87} decae inmediatamente ($< 10^{-14}$ seg) a Kr^{86} , con emisión del neutrón retardado.

En la tabla se dan las propiedades de los 6 grupos principales de neutrones retardados en la fisión térmica del U^{235} .

Propiedades de los neutrones retardados en la fisión de U^{235} por neutrones térmicos.

Vida media, segundos	Fracción de neutrones de fisión retardados
0.23	7.0×10^{-4}
0.61	18.0×10^{-4}
2.3	62.0×10^{-4}
6.2	31.0×10^{-4}
23.0	35.0×10^{-4}
55.6	5.5×10^{-4}
Total por fisión	0.015

La emisión de estos neutrones retardados con una vida media definida facilita el control de un reactor de potencia.

6.1- Energía liberada en la fisión

La energía liberada en la fisión puede expresarse como

$$E = E_c + E_{\gamma}^* + E_n + E_{\beta} + E_{\gamma} + E_{\nu}$$

siendo

E_k = energía cinética de los fragmentos de fisión

E_{γ}^*	energía de los γ instantaneos (emitidos en menos de 1μ segundo)
E_n	energía cinética de los neutrones de fisión
E_{β}	energía de los β de decaimiento de los fragmentos de fisión.
E_{γ}	energía de los γ de decaimiento de los fragmentos de fisión
E_{ν}	energía cinética de los neutrinos

La energía cinética E_{ν} de los neutrinos, que están asociados al decaimiento beta de los fragmentos de fisión, no es aprovechable para la producción de energía porque la interacción de estas partículas con la materia es muy débil, y prácticamente todos escapan del reactor, transportando con ellos toda su energía.

En un reactor se puede medir la cantidad

$$E_t = E - E_{\gamma} + E_c$$

donde E_c es la energía de los rayos γ que aparecen por captura radiactiva de los neutrones en el combustible y los materiales de construcción del reactor. Así, en el Reactor NRX de Chalk River se obtuvieron los siguientes valores para la fisión térmica del U^{235} :

E	$=$	166.0	$\pm$	1.0	MeV
E_{γ}^*	$=$	7.2	$\pm$	0.8	
E_n	$=$	4.8	$\pm$	0.1	
$E_{\beta} + E_{\gamma}$	$=$	13.5	$\pm$	0.9	
E_c	$=$	7.6	$\pm$	0.9	
E_t	$=$	199.1	$\pm$	1.8	

Se estima que la energía de los neutrinos es 11 MeV.

La contribución para E_c de la captura radiactiva en los elementos combustibles es aproximadamente 1 MeV.

La energía cinética de los fragmentos de fisión y de los rayos β aparece como calor muy cerca del lugar donde se produce la fisión. Los rayos γ y neutrones tienen un libre camino medio mayor, y su energía se distribuye ampliamente en el reactor, como muestra la tabla siguiente:

Distribución de energía por fisión térmica de U^{235}

	Instantaneos, MeV	Retardados MeV	Totales MeV
Localizadas en el espacio	Energía cinética de productos de fisión $= 168 \pm 5$	Betas productos de fisión = 7	~ 175
Distribuidos en el espacio	Energía cinética de neutrones = 5 ± 0.5 gammas de fisión = 4.6 ± 1 ~ 178	Gammas productos de fisión = 6 13	~ 16 ~ 191
Energía de neutrinos (no se transforma en calor en el reactor)	11 MeV		~ 11 ~ 202

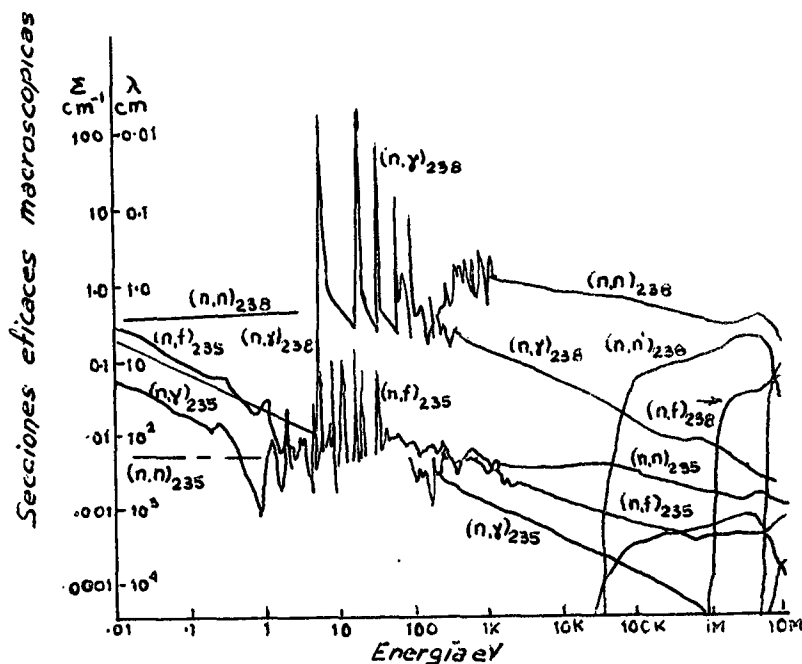
Por lo tanto la fisión de un núcleo de U^{235} en un reactor libera 191 MeV de energía que pueden transformarla en calor. Comparando esta cifra con los 4 eV liberados por átomos en la combustión del carbón, se ve que el rendimiento es 2.5×10^6 veces superior.

Como $1 \text{ MeV} = 1.6 \times 10^{-6} \text{ ergios} = 1.60 \times 10^{-13} \text{ Watt-seg}$, y 1 gramo de U^{235} tiene 2.58×10^{21} átomos, resulta que la fisión de 1 gramo de U^{235} libera una energía de $8 \times 10^{10} \text{ watt-seg}$, ó 0.95 MegaWatt día. En cambio una tonelada de carbón producen 0.36 MWdía de energía.

6.2- Reacción en cadena

Consideremos la posibilidad de una reacción en cadena en el Uranio natural. En la figura se dan las secciones eficaces macroscópicas para el Uranio natural, en función de la energía de los neutrones.

También se representa el libre camino medio λ de los neutrones, o distancia media recorrida por el neutrón sin su



frir interacciones. Se demuestra que $\lambda = \frac{1}{\Sigma}$

Por encima del umbral de fisión del U^{238} , que está en aproximadamente 1 MeV, la reacción (n,n) tiene un Σ mayor que la de fisión (n,f) . En la zona de 1 KeV a 10 MeV, se vé que la fisión del U^{235} , (n,f) , tiene una menor que Σ para una colisión (n,n) son el U^{235} .

Consideremos 100 neutrones rápidos producidos por fisión dentro de un bloque grande (es decir mucho mayor que los para neutrones) de Uranio natural.

El espectro de energía de estos neutrones se distribuye de tal manera que 30 de ellos tendrán energías entre 50 KeV y 1 MeV. Se vé en la figura que los neutrones con energías entre 50 KeV y 1 MeV tendrán reacciones (n,n) , (n,n') y (n,γ) con el U^{238} , y reacciones (n,n) , (n,f) y (n,γ) con el U^{235} . De estas, las (n,f) y (n,γ) con el U^{235} tienen muy baja sección eficaz, y por lo tanto su probabilidad es muy pequeña. De modo que lo que ocurre es que tienen colisiones elásticas e inelásticas perdiendo su energía cinética hasta llegar a la zona de resonancia del U^{238} para (n,γ) y (n,n) , por debajo de 1 KeV. Allá la probabilidad de captura en el U^{238} es 40 veces la de fisión (n,f) en el U^{235} , o sea que de los 30 neutrones hay cierta probabilidad de que 1 produzca fisión, y los otros 29 son absorbidos en el U^{238} .

Consideremos ahora los 70 neutrones restantes, que tienen energías superiores a 1 MeV.

De acuerdo a la figura, unos 38 se dispersan elásticamente por reacción (n,n) en U^{238} y U^{235} y por lo tanto conservan su energía. Hay 28 que se dispersan inelásticamente por reacción (n,n) ó (n,γ) en el U^{238} , 4 fisionan el U^{238} , y hay una pequeña probabilidad de fisionar el U^{235} .

Los 38 neutrones que se dispersaron elasticamente vuelven a tener colisiones con los nucleos del Uranio, y de ellos 21 sufren nuevamente una dispersión elástica, 15 una dispersión inelástica, y 2 fisionaran U^{238} . El balance después de varias colisiones muestra que de los 100 neutrones rápidos de fisión unos 8 producen fisión en el U^{238} y 2 fisionan el U^{235} .

Por lo tanto en un bloque grande de Uranio natural de cada 100 neutrones rápidos de fisión 90 son absorbidos y 10 producen fisión.

Si $\gamma = 2,5$, estos 10 neutrones producen 25 neutrones, por lo que no se mantendrá la reacción.

Esto demuestra que el Uranio natural no es posible establecer una reacción en cadena a energías altas ó intermedias, debido a la absorción de los neutrones en el U^{238} .

6.3- Reactores térmicos

Puede verse en la figura que para energías de los neutrones que sean menores que 10 eV, se está debajo de la zona de resonancia del U^{238} , y en esa región la fisión (n,f) del U^{235} tiene un Σ muy grande, y aún en el Uranio natural cada neutrón lento absorbido produce en promedio más de un neutrón secundario.

Por lo tanto, si se puede lograr que los neutrones rápidos producidos en cada fisión sean moderados hasta energías por debajo de la región de resonancia del U^{238} , es posible de establecer una reacción en cadena.

Para lograr esto se agrega un moderador, material de bajo peso atómico y baja absorción de neutrones. Los neutrones rápidos tienen colisiones con los atomos del moderador, y su energía baja pasando rapidamente a través de la región de resonancia del U^{238} con muy baja probabilidad de ser capturados.

Se tiene así un reactor térmico.

En la tabla siguiente se da el número promedio de colisiones en diversos elementos para que un neutrón de 2 MeV de energía cinética pase a tener 0.025eV.

Propiedades moderadoras de diversos elementos

Elementos	A	Número de colisiones de 2 MeV a 0.025 eV
H	1	18
D	2	25
He	4	43
Li	7	67
Be	9	86
C	12	114
O	16	150
Na	23	213

Si se hace una mezcla uniforme de Uranio y un moderador como el grafico, el U^{238} absorbe los neutrones rápidos antes de que baje su energía hasta la zona térmica.

Fermi y Szilard indicaron que la absorción por resonancia en el U^{238} puede disminuirse distribuyendo el Uranio material en masas discretas separadas por el moderador (reactor térmico heterogéneo). Así los neutrones rápidos salen del Uranio antes de ser capturados por el U^{238} , y se termalizan rapidamente en el moderador.

En cambio con Uranio enriquecido en U^{235} se puede construir un reactor térmico homogéneo.

6.4- Factor de multiplicación

Se define como factor de multiplicación K la relación entre el numero de neutrones que se producen por fisión en cada generación y el numero de neutrones absorbidos en la generación anterior. Aquí K_{∞} corresponde a un sistema infinitamente grande, donde ningún neutrón puede escapar. Para un sistema finito se define K_{ef} , ó factor de multiplicación efectivo, como la re-

lación entre el número de neutrones producidos por fisión en cada generación y el número total de neutrones perdidos por absorción y por escape, en la generación anterior.

Si $k_{ef} = 1$, se puede mantener la fisión en cadena en régimen de estado estacionario (sistema crítico).

Para $k_{ef} < 1$, el sistema es subcrítico, y para $k_{ef} > 1$, se tiene un sistema supercrítico.

7.- PRODUCTOS DE FISIÓN

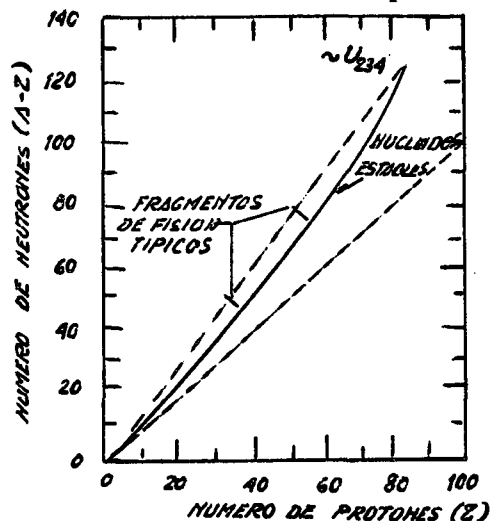
La generación y migración de productos de fisión en el combustible del reactor es un área importante de la tecnología nuclear ya que influencia varios aspectos del funcionamiento del reactor.

El comportamiento de estos productos de fisión es sumamente complejo y su evaluación correcta depende de un gran número de datos nucleares.

Una vez formados, la migración se produce por procesos dispersos cuya importancia relativa cambia con las condiciones de irradiación y con las propiedades del producto de fisión en cuestión.

7.1- Fragmentos de fisión

Como poseen relaciones neutrón-protón que están por encima del intervalo de estabilidad, casi todos los fragmentos de fisión son emisores β^- . Esto puede verse en la figura en la que se comparan los fragmentos de fisión con la curva de estabilidad de los nucleídos. En general los productos de desintegración* antes de formar unos 80 radioisótopos diferentes, resulta que en los productos de fisión hay más de 200 especies radiactivas al cabo de un corto tiempo.



* inmediatos son también inestables y cada fragmento va seguido en promedio para 3 etapas de desintegración.

La tabla siguiente dá los rendimientos de productos de fisión para el Uranio-235

Producto de fisión	Número de masa	Rendimiento de fisión % neutrones térmicos
49.0-h Zn	72	1.6×10^{-5}
5.0-h Ga	73	1.1×10^{-4}
12-h Ge	77	3.1×10^{-3}
38-h As	77	8.3×10^{-3}
86-m Ge	78	0.019
91-m As	78	0.021
9-m As	79	0.056
56.6-m Se	81m	8.4×10^{-3}
17.6-m Se	81	0.14
25-m Se	83	0.22
2.4-h Br	83	0.51
Estable Kr	83	0.544
31.8-m Br	84	0.90
Estable Kr	84	1.0
Estable Rb	85	1.30
10.3-y Kr	85	0.293
Estable Kr	86	2.02
55.6-s Br	87	
78-m Kr	87	2.7
Estable Sr	88	3.6
51-d Sr	89	4.8
28-y Sr	90	5.77
9.7-h Sr	91	5.81
58-d Y	91	5.4
Estable Zr	91	5.8
2.7-h Sr	92	5.3
Estable Zr	92	6.0
1.1×10^6 -y Zr	93	6.4
Estable Zr	94	6.4
63-d Zr	95	
Estable Mo	95	6.3
Estable Zr	96	6.3
17.0-h Zr	97	5.9
Estable Mo	97	6.1
Estable Mo	98	5.8
67-h Mo	99	6.1
Estable Mo	100	6.3
14.6-m Mo	101	5.6
Estable Ru	101	5.0
11.5-m Mo	102	4.3
Estable Ru	102	4.1
40.8-d Ru	103	3.0

Estable Ru	104	1.8
4.5-h Ru	105	0.9
1.0-y Ru	106	0.38
13.4-h Pd	109	0.030
7.6-d Ag	111	0.019
21-h Pd	112	0.010
43-d Cd	115m	7×10^{-4}
53-h Cd	115	0.010
3.0-h Cd	117	0.011
27.5-h Sn	121	0.015
136-d Sn	123	1.3×10^{-3}
9.6-d Sn	125	0.013
2.0-y Sb	125	0.021
50-m Su	126	0.1
91-h Sb	127	0.13
105-d Te	127m	0.035
33-d Te	129m	0.35
30-h Te	131m	0.44
8.05-d I	131	3.1
Estable Xe	131	2.9
77-h Te	132	4.7
Estable Xe	132	4.38
63-m Te	133	4.9
20.8-h I	133	6.9
5.27-d Xe	133	6.6
Estable Cs	133	6.6
44-m Te	134	6.9
52.5-m I	134	7.8
Estable Xe	134	8.0
6.7-h I	135	6.1
9.2-h Xe	135	6.3
2.6×10^6 -y Cs	135	6.4
86-s I	136	3.1
Estable Xe	136	6.46
29-y Cs	137	6.15
Estable Ba	138	5.7
84-m Ba	139	6.55
12.8-d Ba	140	6.4
Estable Ce	140	6.4
33-d Ce	141	6.0
Estable Ce	142	5.9
33-h Ce	143	5.7
Estable Nd	143	6.0
285-d Ce	144	6.0
Estable Nd	144	5.7

Estable Nd	145	4.0
Estable Nd	146	3.1
2.6-y Pm	147	2.6
Estable Nd	148	1.7
54-h Pm	149	1.1
Estable Nd	150	0.67
47-h Sm	153	0.15
24-m Sm	155	0.033
15.4-d Eu	156	0.014
15.4-h Eu	157	7.8×10^{-3}
60-m Eu	158	2×10^{-3}
18.0-h Gd	159	1.1×10^{-3}
6.9-d Tb	161	7.6×10^{-5}

7.2- Emisión beta y gamma de los productos de fisión

Los periodos de los productos de fisión radiactivos varían muy considerablemente, desde fracciones pequeñísimas de según do hasta millones de años. Se ha encontrado que es posible re presentar la velocidad de emisión de partículas beta y de fotones gamma mediante una expresión empírica sencilla, cuya exactitud está limitada probablemente por un factor no superior a dos. Para intervalos de tiempo comprendidos entre 10 segundos y varias semanas después de producirse la fisión, estas velocidades de emisión de partículas (por fisión) se expresan aproximadamente del modo siguiente:

Velocidad de emisión de radiación beta

$$\approx 3.8 \times 10^{-6} t^{-1.2} \text{ partículas/(s)(fisión),}$$

Velocidad de emisión de radiación gamma

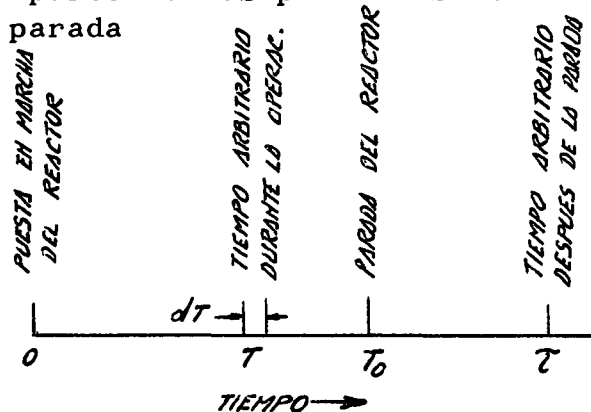
$$\approx 1.9 \times 10^{-6} t^{-1.2} \text{ fotones/(s)(fisión),}$$

siendo t el tiempo transcurrido, expresado en días. La energía media de las partículas de los productos de fisión es de unos 0,4 MeV, y la de los fotones gamma es del orden de 0,7; por consiguiente,

Velocidad de emisión de energía beta y gamma

$$\approx 2.8 \times 10^{-6} t^{-1.2} \text{ MeV/(s)(fisión)}$$

Supongamos que un reactor ha estado funcionando a potencia constante, P_0 , durante un periodo de T_0 días, y que se trata de determinar la velocidad de emisión de energía beta y gamma por parte de los productos de fisión, al tiempo T después de la parada



Cálculo de la potencia de desintegración de los productos de fisión.

La velocidad de emisión de energía beta y gamma que se observa al tiempo τ , contado a partir de la puesta en marcha inicial, debida a las fisiones que han tenido lugar durante el intervalo de tiempo dT , es $2,8 \times 10^{-6} (\tau - T)^{1-2}$ MeV/(s) (fisión). Como $3,1 \times 10^{10}$ fisiones por segundo, equivalentes a $2,68 \times 10^{15}$ fisiones por día, producen la potencia de 1 vatio, resulta que el número de fisiones ocurridas en el reactor (operando a la potencia P_0) durante el intervalo dT es igual a $2,68 \times 10^{15} P_0 dT$. Se deduce por consiguiente,

Velocidad de emisión de energía beta y gamma al tiempo τ , por fisiones ocurridas en el intervalo de tiempo dT

$$\approx (2.8 \times 10^{-6}) (2.68 \times 10^{15}) P_0 (\tau - T)^{-1.2} dT \text{ MeV/s}$$

$$\approx (7.5 \times 10^9 P_0 (\tau - T)^{-1.2} dT \text{ MeV/s}$$

Por integración de esta ecuación, extendida a todo el periodo de irradiación, es decir, desde cero a T_0 , se obtiene la velocidad de emisión total de energía beta y gamma, originada por todos los productos de fisión creados durante este periodo; es decir,

Velocidad de emisión de energía beta y gamma al tiempo

$$\approx 7.5 \times 10^9 P_0 \int_{T_0}^0 (\tau - T)^{-1.2} dT$$

$$\approx 3.8 \times 10^{10} P_0 [(\tau - T_0)^{0.2} - \tau^{-0.2}] \text{ MeV/s.}$$

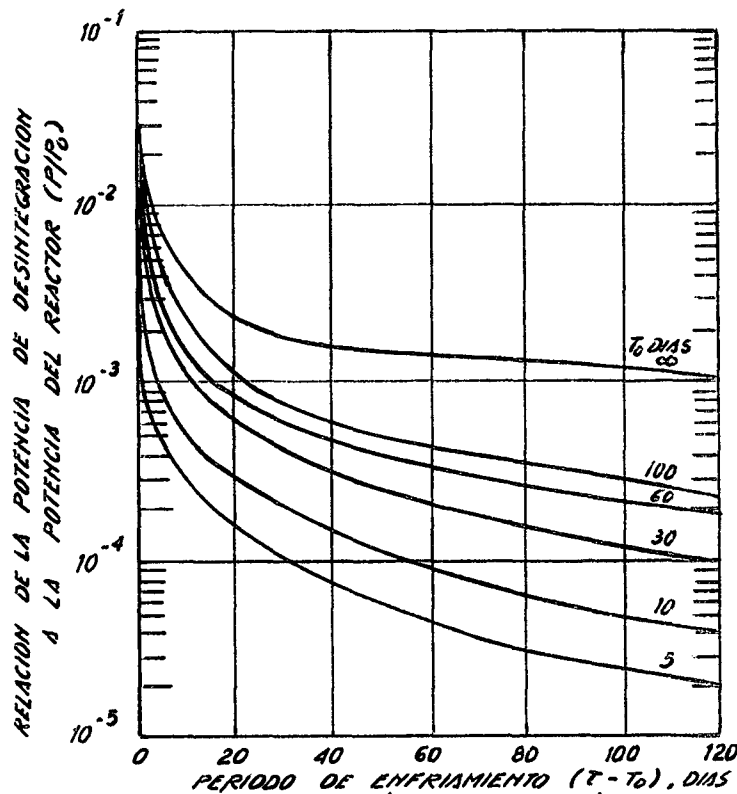
La velocidad de emisión de energía beta y gamma se denomina frecuentemente potencia calorífica de desintegración, ya que la energía de desintegración se manifiesta en forma de calor. Si se expresa esta potencia en vatios, utilizando el factor de conversión $1 \text{ MeV} = 1,6 \times 10^{13} \text{ Ws}$ y se representa por P , se deduce que

$$\frac{P}{P_0} = 6,1 \times 10^{-3} [(\tau - T_0)^{0.2} - \tau^{-0.2}],$$

pudiendo expresar P y P_0 en cualquier clase de unidades, con tal de que sean idéntica para ambas, ya que el cociente es a dimensional. En la ecuación última, $(\tau - T_0)$ es el tiempo transcurrido, en días, desde la parada del reactor, es decir, el periodo de enfriamiento. Para períodos de irradiación largos y tiempos de enfriamiento cortos, la ecuación se simplifica inmediatamente, ya que el segundo término entre corchetes puede despreciarse frente al primero. En este caso, la potencia calorífica de desintegración depende sólo del tiempo de enfriamiento $(\tau - T_0)$ y no del intervalo de funcionamiento del reactor.

Los resultados están representados gráficamente en la figura. La relación (P/P_0) entre la potencia calorífica de desintegración y la potencia de operación del reactor viene expresada en función del tiempo, contando éste desde el instante en que el reactor se para, con el período de funcionamiento como parámetro. Las curvas representan la potencia calorífica de desintegración como fracción de la potencia del reactor durante su funcionamiento, de donde se deduce que, para obtener la producción real de energía por unidad de tiempo, basta con multiplicar por P_0 la potencia de operación del reactor. Se aprecia en la figura que la potencia de desintegración disminuye muy rápidamente en el intervalo de tiempo que sigue inmediatamente a la parada del reactor del período de funcionamiento -o tiempo de irradiación- del reactor, siempre que éste exceda de una o dos semanas.

En relación con el manejo de combustibles gastados, una vez que han sido retirados del reactor, se precisa a veces conocer la actividad de los productos de fisión, expresada en curies. Puede obtenerse una estimación aproximada haciendo uso del hecho de que cada partícula emitida significa una desintegración nuclear. Como 1 curie equivale a $3,7 \times 10^{10}$ de-



Potencia de desintegración en función del tiempo transcurrido desde la parada del reactor

sintegraciones por segundo, se deduce que

Actividad beta de los productos de fisión $\approx 1,03 \times 10^{-16} t^{-1.2}$
curie/fisión

siendo t el tiempo transcurrido desde la fisión, en días. Mediante razonamientos similares a los empleados en los párrafos precedentes, se llega a la conclusión de que, tratándose de un reactor que ha estado funcionando durante T_0 días a la potencia de P_0 vatios, se verifica:

Actividad beta de los productos de fisión al cabo del tiempo τ

$$\approx 1,4 P_0 [(\tau - T_0)^{0.2} - \tau^{-0.2}] \text{ curies}$$

Se ve, pues, que si un reactor ha estado funcionando durante cierto tiempo a potencias del orden de negavatios, la actividad beta de los productos de fisión, inmediatamente después de la parada, debe ser del orden de megacuries.

7.3- Cadenas de decaimiento

Es preciso conocer como se acumulan ciertos productos de fisión durante la operación del reactor y como decaen luego que se retira el combustible del núcleo, ó si se para el

reactor.

En el reactor, se forma por fisión un fragmento A, que por desintegración forma el producto B, el que a su vez da el C y así sucesivamente. A parte de su decaimiento, los productos A, B, C, etc. pueden también capturar neutrones durante el funcionamiento; para describir esto se deben plantear ecuaciones diferenciales para la velocidad de transformación de los productos A, B, C, etc. Para simplificar el tratamiento de los mismos vamos a suponer que los neutrones son monoenergéticos, o que están en equilibrio térmico con su entorno. Se puede suponer que se usan valores adecuadamente promediados de las secciones eficaces y del flujo neutronico. Se puede calcular la concentración de A en cualquier instante, mediante la ecuación de balance general:

$$V_n = V_f - V_d - V_c$$

donde V_n es la velocidad neta de acumulación de A por unidad de volumen,

V_f la velocidad de formación de A por fisión, por unidad de volumen,

V_d la velocidad de desaparición de A por desintegración radiactiva, por unidad de volumen,

V_c la velocidad de desaparición de A por captura neutronica por unidad de volumen.

Designaremos por γ_A el rendimiento de fisión A, expresado como fracción del número total de fisiones en las que se produce el nucleido A; resulta entonces que la velocidad de formación de este nucleido por fisión es igual a $\gamma_A \Sigma_f \phi$ nucleos/cm³seg, siendo $\Sigma_f \phi$ el número de fisiones por cm³ y segundo. Ahora bien, si A representa en cada instante el número de nucleos de A por cm³, y λ_A es su constante de desintegración radiactiva, la velocidad de desaparición de A por decaimiento será $\lambda_A A$ nucleos por cm³ y segundo. Hay que añadir además los nucleos que se eliminan del sistema por captura neutronica, con una velocidad $\sigma_A \phi A$ nucleos por cm³ y segundo, siendo σ_A la sección eficaz de captura. Por lo tanto puede escribirse la ecuación de balance de la forma

$$\frac{dA}{dt} = \gamma_A \Sigma_f \phi - \lambda_A A - \sigma_A \phi A$$

que expresa la velocidad neta de acumulación de A en función del tiempo T de operación del reactor.

Para calcular A(T), o concentración de núcleos A en función del tiempo T, se escribe la ecuación en la forma

$$\frac{dA}{dt} + (\lambda_A + \sigma_A \phi) A = \gamma_A \sum_f \phi$$

o bien

$$\frac{dA}{dt} + \lambda_A^* A = \gamma_A \sum_f \phi$$

donde

$$\lambda_A^* = \lambda_A + \sigma_A \phi$$

puede considerarse la constante de remoción efectiva de A (de desintegración y captura) en el reactor, suponiendo que se mantiene constante el flujo neutronico.

Para determinar la cantidad de A en el equilibrio, se iguala a cero dA/dT :

$$\lambda_A^* A = \gamma_A \sum_f \phi$$

multiplicando ambos miembros por $e^{\lambda_A^* T}$, sí

$$\sum_f \phi \text{ es constante se obtiene la solución}$$

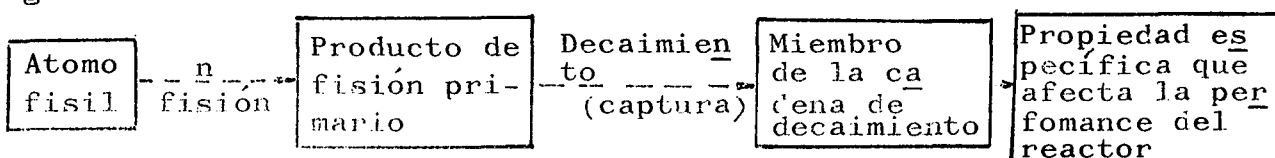
$$A(t) = \frac{R_A}{\lambda_A} (1 - e^{-\lambda_A T}) + A(0) e^{-\lambda_A T}$$

donde A(t) y A(0) son las concentraciones de A en los tiempos T y cero, R_A es $\gamma_A \sum_f \phi$.

Este procedimiento puede aplicarse a la determinación de concentraciones de los productos de desintegración de A, en el caso de que uno ó más miembros de la cadena radiactiva esten sometidos simultaneamente a la remoción por captura neutronica. Las formulas que se obtienen, en general, son complicadas, y dependen de cada caso particular.

7.4- Productos radiactivos de fisión en el combustible irradiativo.

La generación de un producto de fisión dentro del combustible nuclear y su influencia sobre la performance del mismo se pueden representar diagramaticamente como en la figura siguiente



El primer paso mostrado en el diagrama es determinar la generación que establece un inventario del producto de fisión en consideración. Esto se calcula mediante programas de computadora basados en los datos conocidos de interacciones nucleares.

El rendimiento de productos de fisión depende del número y naturaleza de los átomos fisionables presentes en el combustible, y esto se determina por análisis que establecen la abundancia isotópica.

Con la irradiación, las concentraciones iniciales quedan modificadas en una forma compleja, que depende de factores como la velocidad de fisión, quemado y energía neutrónica. Los rendimientos computados se combinan luego con las cadenas de fisión conocidas para dar el rendimiento acumulativo de cada miembro de la cadena. Estos rendimientos se publican en tablas que generalmente tienen 3 secciones: para neutrones térmicos, de fisión y de 14 MeV, aplicables a reactores térmicos, rápidos, y por fisión de alta energía.

A continuación se obtiene, en base a lo anteriormente calculado, la concentración del producto de fisión, teniendo en cuenta además la transmutación de miembros individuales de la cadena por captura neutrónica.

Finalmente, para determinar la inferencia del producto de fisión en la performance del reactor, deben conocerse las propiedades del producto de fisión, esto es, la emisión γ para cálculos de blindaje y calor de decaimiento, los volúmenes molares para el hinchado del combustible, el riesgo radiológico y actividad específica para los problemas de seguridad, etc.

Productos de fisión de vida larga y estables

Los productos de fisión que más afectan el comportamiento del combustible son los de vida larga y los estables.

Por cada átomo fisible destruido, aparecen dos productos de fisión, y estos productos tienen propiedades diferentes de los átomos precursores, con lo que el material combustible debe acomodarse a la nueva situación, con consiguientes modificaciones físicas ó químicas.

Para muchos productos de fisión estos efectos de acomodación son pequeños, por ejemplo en óxidos de combustible los elementos del grupo del Lantano forman una solución sólida, con cambios relativamente chicos de las propiedades químicas.

En cambio algunos productos de fisión pueden formar una fase separada de óxido.

Los productos de fisión más difíciles de acomodarse en el material combustible son las especies volátiles y gaseosas, de las cuales el Cs y el Xe están presentes con alto rendimiento.

Productos de fisión de vida corta

El comportamiento de los productos de fisión de vida corta es fundamentalmente el mismo que el de los de vida larga, con la diferencia práctica de que la vida de la especie es corta comparada con el tiempo de irradiación del combustible, y esto implica que la probabilidad de escape del combustible queda reducida.

Isótopos como el I^{131} tienen una actividad alta y muy significativa; otros isótopos de vida corta y halógenos son importantes, debido a su uso para la detección de elementos combustibles fallados.

7.5- Mecanismos de liberación de productos de fisión en el combustible

Las cantidades de productos de fisión que existen en el núcleo de un reactor dado pueden calcularse en base la historia de la irradiación. Empero, el cálculo de la fracción de productos de fisión que puede liberarse en determinadas circunstancias no puede hacerse en forma fácil y precisa, debido a los innumerables variables que intervienen. Los productos de fisión incluyen muchas especies atómicas en cantidades variables y con diferentes propiedades físicas, químicas y biológicas. Algunos son más volátiles que otros, algunos pueden ser atrapados en forma selectiva antes de escapar a los circuitos del reactor.

Los productos de fisión pueden dividirse, desde el punto de vista de su liberación, en dos grupos: los volátiles y los no volátiles.

La tabla siguiente ¹⁾, muestra los isótopos más importantes formados en el proceso de fisión, aproximadamente en el orden de la volatilidad de los elementos. Es interesante notar las grandes cantidades de radiactividad existentes en un reactor de potencia después de 1 año de operación.

1) G.W. Parker, C.J. Barton, The Technology of Nuclear Safety, Vol.2, M.I.T. Press, 1973.

FISSION-PRODUCT RELEASE § 1

TABLE 1-1
Yields and Characteristics of Important Fission-Product Isotopes Arranged Approximately in the Order of
the Volatility of the Elements^a

Isotope	Half-life	Activity (curie/Mw(t)) after 1 year of irradiation ^b		Total weight (g/Mw(t)) after 1 year of irradiation		Boiling ^c point (°C)	Probable release and transport form ^d	Health physics properties
		At shutdown	1 day after shutdown	Isotope	Element			
HIGH VOLATILITY (GROUP I)								
Kr	Stable	-	-	4.9		-153	Elemental gas	External radiation, slight health hazard.
-83m	114m	3	0					
-85	10.27y	0.1	0.1	0.3				
-85m	4.4h	8	0.2					
-87	78m	15	0					
-88	2.8h	23	0.1					
-89	3m	31	0					
-90	33s	36	0		5.2			
Xe	Stable	-	-	55.4		-106	Elemental gas	External radiation, slight health hazard.
-131m	12d	0.3	0.3	0.003				
-133m	2.3d	1	0.7	0.003				
-133	5.27d	54	47	0.3				
-135m	15.6m	16	0	0.01				
-135	9.2h	34	14					
-137	3.9m	48	0					
-136	17m	53	0					
-139	41s	61	0		55.7			
Br	Stable	-	-	0.03		59	Elemental Br ₂ or HBr	External whole-body radiation, moderate health hazard.
-83	2.3h	3	0					
-84	32m	6	0					
-85	3m	8	0					
-87	56s	15	0		0.03			
I	Stable	-	-	0.45		183	Elemental gas I ₂ or HI; variable gaseous organic compounds; adsorbed forms on small particles.	External radiation, internal irradiation of thyroid, high radio-toxicity.
-129	1.7 × 10 ⁷ y	10 ⁻⁶	10 ⁻⁶	1.92				
-131	8d	25	23	0.20				
-132 ^e	2.3h	36	0	0.004				
-133	21h	55	26	0.05				
-134	52m	63	0	0.002				
-135	6.7h	55	4.4	0.01				
-136	86s	53	0	0.000	2.64			
INTERMEDIATE VOLATILITY (GROUP II)								
Cs	Stable	-	-	22.7		685	Elemental Cs converting to CsOH.	Internal hazard to whole body.
-134	2y	0.029	0.29	0.03				
-136	13d	0.147	0.147	0.002				
-137	26.6y	1.28	1.3	12.2	35.0			
Te	Stable	-	-	5.1		987	Elemental Te above 1000°C converting to TeO ₂	External radiation, moderate health hazard. Te ¹³² contributes a health hazard from ¹³² I daughter.
-125m	58d	0.005	-	0.0003				
-127m	105d	0.414	0.5	0.04				
-127	9.4h	2.1	0.5					
-129m	34d	2.9	2.3	0.2				
-131m	30h	3.9	2.2	0.0007				
-131	25m	26	0	0.1				
-132	77h	17.3	30.1	0.1				
-133m	52m	54	0					
-134	44m	57	0					
-135	2m	36	0		5.4			
GROUP VOLATILE UNDER HIGHLY OXIDIZING CONDITIONS (GROUP III)								
Ru	Stable	-	-	17.4		(4230)	Volatilized oxide, RuO ₄	Internal hazard to kidney and GI tract.
-103	41d	25.7	25.7	0.8				
-106	1y	1.54	1.54	0.5	18.7			
Tc	Stable	-	-	9.3		(4600)	Volatilized oxide, Tc ₂ O ₇	Internal hazard to GI tract and lung.
-99	2.12 × 10 ⁵ y	10 ⁻²	10 ⁻²	0.001	9.3			
-99m	6.04h	5.5	0.1					

^a This table is an expansion of a similar table published by L. R. Beattie in UKAEA Report AHSB(S)R-9.

^b Assumed thermal neutron flux, $5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$.

^c See reference [7], Appendix VI by J. L. Margrave.

^d Chemical states of released fission product elements are affected by temperature and by the chemical composition of the ambient atmosphere during and after release. Those states shown in the table are selected to represent "most probable" chemical states during typical accident conditions.

^e 38.0 curie of ¹³²I are produced by decay of ¹³²Te in the reactor. ¹³²Te released in an accident will produce more ¹³²I.

TABLE 1-1 (concluded)

Isotope	Half-life	Activity (kcurie/Mw(t)) after 1 year of irradiation ^b		Total weight (g/Mw(t)) after 1 year of irradiation		Boiling point (°C)	Probable release and transport form ^d	Health physics properties
		At shutdown	1 day after shutdown	Isotope	Element			
Mo -99	Stable 67h	51.5	40	34.3 0.1	34.4	(4800)	Volatile oxide, MoO ₃	Internal hazard to GI tract and lung.
LOW VOLATILITY (GROUP IV)								
Sr -89 -90 -91	Stable 54d 28y 9.7h	- 39 1.2 51	- 39 1.2 9.7	6.5 1.5 8.7 0.0		1366	Elemental Sr converting to SrO.	Internal hazard to bone and lung.
Ba -140	Stable 12.8d	- 53	- 48	14.6 0.7	16.1	1635	Elemental Ba converting to BaO.	Internal hazard to bone.
Sb -125	2.7y	0.04	0.041	0.10	0.10	1640	Elemental Sb or Sm ₂ O ₃	Internal hazard to GI tract, lung, total body, and bone.
REFRACTORY (GROUP V)								
Sm -151 -153 -156	Stable 93y 47h ~10h	0.01 1.4 0.1	0.01 1.0 0.02	5.2 0.42 0.003 0.00		1602	Elemental Sm converting to Sm ₂ O ₃	Internal hazard to bone, lung, and GI tract.
Pm -147 -149	2.6y 54h	4.8 11.8	4.8 8.7	5.0 0.02	5.0	(2700)	Elemental Pm converting to Pm ₂ O ₃	Internal hazard to GI tract, bone and lung.
Pr -143 -145	Stable 13.7d 6h	52 36	45 2.34	11.4 0.8 0.01	12.2	3020	Elemental Pr converting to Pr ₂ O ₃	Internal hazard to GI tract.
Y -90 -91 -92	Stable 64.5h 58d 3.6h	1.2 53 52.6	0.9 52.4 0.5	4.9 0.002 2.2 0.006		2783	Elemental Y converting to Y ₂ O ₃	Internal hazard to GI tract.
Nd -147	Stable 11.3d	23.2	20	39.9 0.3	40.2	3090	Elemental Nd converting to Nd ₂ O ₃ .	Internal hazard to GI, liver, and lung.
La -140 ^f	Stable 40h	54	36	12.9 0.1	13.0	3370	Elemental La converting to La ₂ O ₃	Internal hazard to GI tract.
Ce -141 -143 -144	Stable 32d 33h 290d	55.3 54 30.0	55.3 33 30.0	23.9 1.8 0.053 9.5		3470	Elemental Ce converting to CeO ₂ .	Internal hazard to bone, liver, and lung.
Zr -95	Stable 63d	53	53	43.5 2.4	45.9	4325	Elemental Zr converting to ZrO ₂ .	Internal hazard to GI tract, total body, and lung.
Nb -95m -95	Stable 90h 35d	0.5 53	0.5 53	0.0 0.001 1.3		4930	Elemental Nb converting to Nb ₂ O ₅	Internal hazard to GI, bone, lung, total body.

^b Assumed thermal neutron flux, $5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$.

^c See reference [7], Appendix VI by J. L. Margrave.

^d Chemical states of released fission-product elements are affected by temperature and by the chemical composition of the ambient atmosphere during and after release. Those states shown in the table are selected to represent "most probable" chemical states during typical accident conditions.

^f See Ba¹⁴⁰.

Se ve que la vida media de muchos de los isotopos no es suficientemente larga como para producir mucha actividad un día después de parar el reactor; con excepción del Xe^{133} , I^{131} , I^{133} .

Uno de los problemas más difíciles de resolver es la determinación del iodo que escapa del combustible, debido a sus características de absorción sobre diversos materiales.

La tabla indica también la cantidad de elementos estables. En general, el peso total en gramos por MW de los isotopos estables en el combustible después de 1 año de irradiación es muchas veces mayor que el de los isotopos radiactivos.

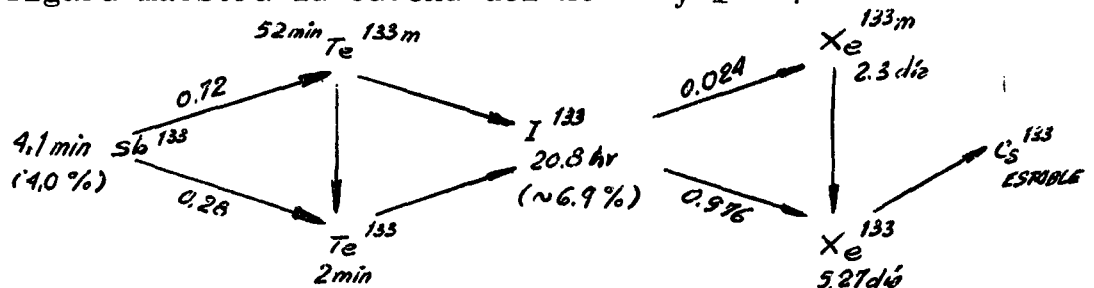
Los productos de fisión de gases nobles Xe, Kr y los halógenos, están en el comienzo de cadenas de desintegración importantes. Como, según la tabla, estos dos grupos de elementos son los miembros más volátiles de la cadena, evidentemente una gran fracción del inventario de estos elementos puede ser liberado en ciertas circunstancias. Por ejemplo, al comenzar a irradiar un nuevo núcleo, o después de un paro prolongado, se liberarán mayores cantidades de Xe, Kr, Br, I que las presentes durante la operación en equilibrio.

Daremos a continuación, como ejemplo, el cálculo de la producción del I^{133} y el Xe^{133} en un reactor de potencia.

Como se ha visto en la sección 7.3, la concentración del isotopo considerado se determina conociendo:

- 1) Tiempo de irradiación.
- 2) Densidad del flujo de neutrones en el reactor.
- 3) Rendimiento relativo de cada isotopo en la cadena considerada.
- 4) Vidas medias
- 5) Secciones eficaz de captura por los nucleídos, si son lo suficientemente grandes para influir en la formación del isotopo.

La figura muestra la cadena del Xe^{133} y I^{133} .



La cadena muestra que el Sb^{133} tiene un rendimiento inicial de 4 %, que decae por ramificación en dos isómeros del Teluro, y ambos producen I^{133} de 20.8 horas. El rendimiento es 6.9 % para I^{133} , que decae por emisión beta en los isómeros Xe^{133} , los que conducen finalmente al Cs^{133} estable por decaimiento beta.

Se puede simplificar el esquema de decaimiento como $A \rightarrow B \rightarrow C$, donde A es I^{133} , B es Xe^{133} y C es Cs^{133} .

En base a la ecuación obtenida en 7.3:

$$A(t) = R_A (1 - e^{-\lambda_A t}) + A(0) e^{-\lambda_A t}$$

y considerando que en $T = 0$ no existe concentración alguna de A, $A(0) = 0$, se tiene

$$A = \frac{R_A}{\lambda_A} (1 - e^{-\lambda_A t})$$

Similarmente para B

$$\frac{dB}{dt} = R_B - \lambda_B B - \lambda_A A$$

y el número de átomos de B es

$$B = \frac{R_A + R_B}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t}) - \frac{R_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t})$$

Aquí también se supuso $B = 0$ para $t = 0$. Para calcular la velocidad de desintegración de A y de B se usan las ecuaciones

$$\begin{array}{ccccccc} \text{Velocidad de desintegración de A} & = & \lambda_A A \\ \text{"} & \text{"} & \text{"} & \text{"} & \text{B} & = & \lambda_B B \end{array}$$

donde A y B se obtienen de las ecuaciones anteriores.

Vamos a calcular las velocidades de desintegración de I^{133} y Xe^{133} después de 1 día de operación del reactor. Así A será el número de átomos de I^{133} por Kwatt de potencia del reactor, y V_A el número de átomos de A por segundo por Kwatt de potencia del reactor. Con 200 Mev por fisión, 0.31×10^{13} fisiones por segundo igual a 1 Kw de potencia, un rendimiento de 6,9 % para I^{133} y un rendimiento de fisión directa cero para Xe^{133} , y teniendo en cuenta que

$$\lambda_A = 9.25 \times 10^{-6} \text{ seg}^{-1}, \quad \lambda_B = 1.522 \times 10^{-6} \text{ seg}^{-1}$$

resulta:

$A = 1.27 \times 10^{17}$ átomos de I^{133} por Kwatt después de 1 día de operación.

$B = 1.13 \times 10^{17}$ átomos de Xe^{133} por Kwatt después de 1 día de operación.

V_A y V_B pueden expresarse en curies, 1 curie = 3.7×10^{10} de desintegraciones por segundo:

$$\frac{dA}{dt} = 31.9 \text{ Curies por Kw de potencia (después de 1 día de operación)}$$

$$\frac{dB}{dt} = 2.16 \text{ Curies por Kw (después de 1 día de operación)}$$

Para obtener velocidades de liberación de energía, se multiplican las velocidades de desintegración por la energía de decaimiento por desintegración (MeV/des). El número de curies multiplicado por los MeV/des se expresa entonces en MeV-curies, donde 1 MeV-curie = 3.7×10^{10} MeV de energía de decaimiento por segundo.

Después de 1 día de operación del reactor, el I^{133} , con una energía de decaimiento de 1.01 MeV, tiene una actividad de 32.2 MeV-curies por Kw, y para el Xe^{133} (0.196 MeV de energía de decaimiento) es 0.42 MeV-curies por Kw.

Una vez que se para el reactor, R_A y R_B se hacen cero, y para el isótopo A queda la ecuación de decaimiento

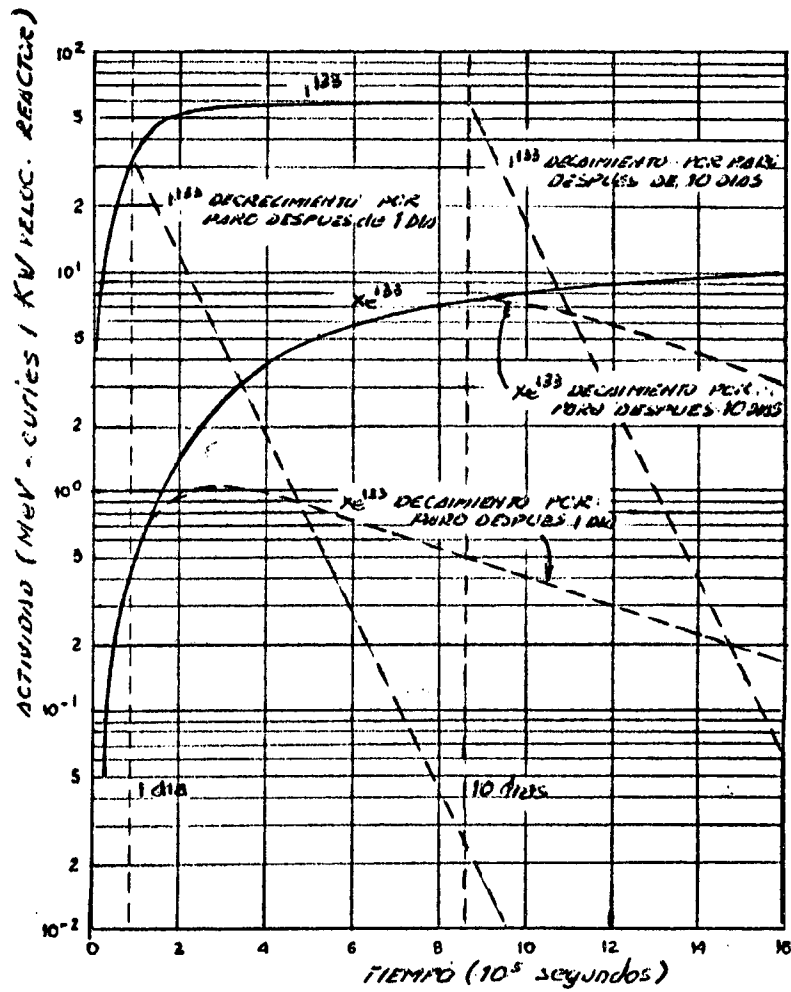
$$A = A_0 e^{-\lambda_A t}$$

Para el isótopo B = $\frac{dB}{dt} = -\lambda_B B + \lambda_A A_0 e^{-\lambda_A t}$
que tiene como solución

$$B = B_0 e^{-\lambda_B t} + \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} A_0 (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t})$$

Para una operación del reactor de 1 día seguida por 10 días de paro, $A = 4.3 \times 10^{13}$ átomos I^{133} /Kw, y $B = 5.6 \times 10^{16}$ átomos Xe^{133} /kw, con actividades respectivas de 1.08×10^{-2} curies y 2.2 curies.

Se pueden construir así las curvas de la figura



CRECIMIENTO Y DECRECIMIENTO DE I^{133} Y Xe^{133}

Mecanismos de liberación durante la irradiación

Hay varios procesos que contribuyen a liberar productos de fisión del combustible durante la operación normal del reactor. Los más estudiados conciernen a la liberación de los gases nobles de fisión, Kr, Xe del óxido de Uranio. Esto es debido a la importancia del aumento de presión interna en el combustible, a la gran volatilidad de estos gases, y al hecho de que siendo gases inertes es más fácil su estudio experimental.

Es muy difícil la determinación precisa de la liberación de productos de fisión que no sean gases nobles, por la falta de datos experimentales y la complejidad de las interacciones físico químicas dentro y fuera del combustible. Debido a ello, la discusión sobre procesos de liberación queda restringida prácticamente al caso de los gases nobles que escapan del UO_2 .

Conviene dividir los procesos según el rango de temperaturas en que cada uno es más efectivo.

1) El primer proceso de liberación es causado por el escape de fragmentos de fisión por retroceso ("recoil"), y por la eyección ("knockout") de material combustible. Ambos fenómenos ocurren en una delgada capa superficial del material.

Las distancias de retroceso para fragmentos de fisión son de 5 a 10 micrones en el óxido de Uranio, y por lo tanto para UO_2 en pastillas el escape por retroceso es menos que un milésimo del inventario total de gases de fisión. Además, algunos de los fragmentos de retroceso pueden atravesar el espacio con gas e incrustarse en la superficie de la vaina.

Las mediciones efectuadas muestran que los fenómenos de retroceso y eyección son los responsables de la mayor parte de la liberación de gases de fisión en pastillas de UO_2 por debajo de $1000^{\circ}C$, en especial la eyección, pero que son comparativamente nulos por encima de esta temperatura.

2) Para temperaturas del combustible entre $1000^{\circ}C$ y alrededor de $1600^{\circ}C$, e inducida térmicamente la migración de los gases de fisión a la superficie, en general se describe la cinética correspondiente utilizando la teoría clásica de la difusión. Empero, algunas predicciones de la teoría no coinciden con las observaciones, en particular los escapes abruptos de gases que ocurren durante periodos transitorios del reactor.

3) A temperaturas superiores a 1600°C hay cambios estructurales importantes en el UO_2 , que influyen en la migración y escape de los gases de fisión.

Entre 1600 y 1800°C , predomina el crecimiento equiaxial del grano, y esto acelera el escape de los gases de fisión del UO_2 a valores mayores que los predichos por la teoría clásica de difusión.

A temperaturas de 1800°C hasta el punto de fisión del UO_2 (2850°C), aparece el crecimiento columnar del grano. Los vacíos de burbujas de gas noble, migran a lo largo del gradiente térmico; el combustible que se evapora en las zonas calientes recrystaliza en las zonas frías. Los agujeros que migran recogen los gases de fisión que encuentran en su camino, y los liberan en la cavidad axial que se forma a lo largo del eje de la pastilla.

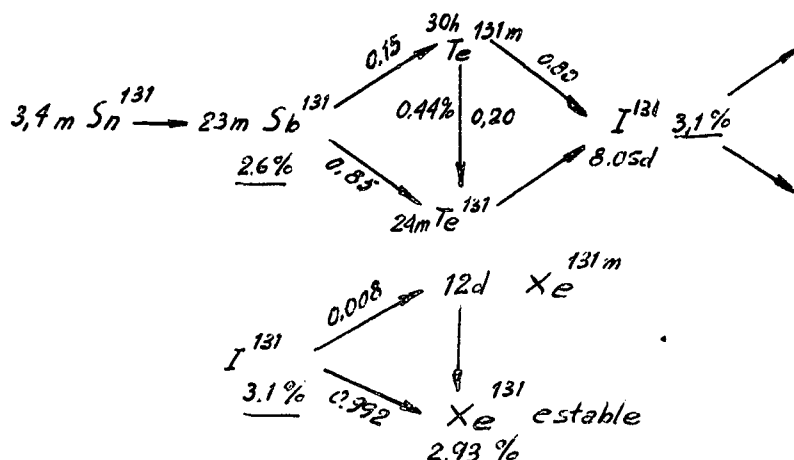
Cadenas de decaimiento de gases de fisión

En los elementos combustibles hay una acumulación gradual de gases durante la irradiación: los isótopos de vida larga y estables del xenón se forman en una proporción que llega a ser de alrededor del 14% del peso de Uranio fisionable, y los del Kriptón suman un 2%. Estos gases, químicamente inertes, pueden ser responsables de fenómenos como:

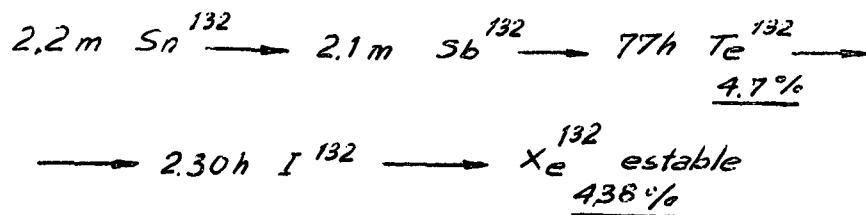
- 1) Hinchado del combustible.
- 2) Presiones muy elevadas dentro de la vaina de combustibles cerámicos.
- 3) Cambios en la conductividad térmica en el espacio entre el combustible y la vaina, lo que aumenta la temperatura y produce mayor liberación de gas.

Desde el punto de vista del aumento de presión, las cadenas de fisión siguientes son importantes:

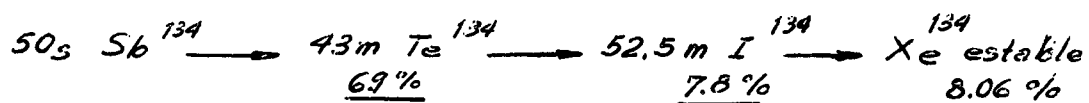
1)



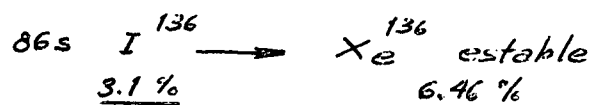
2)



3)



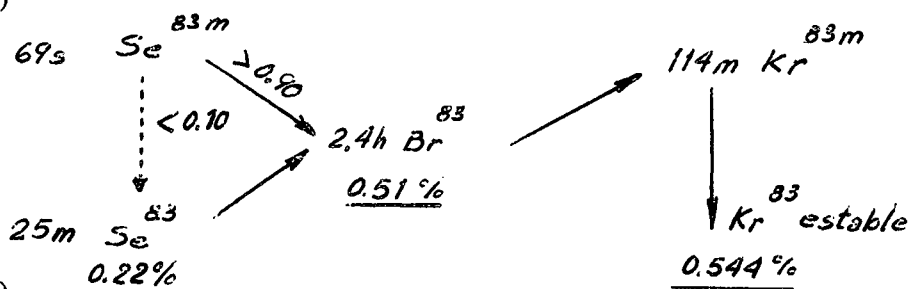
4)



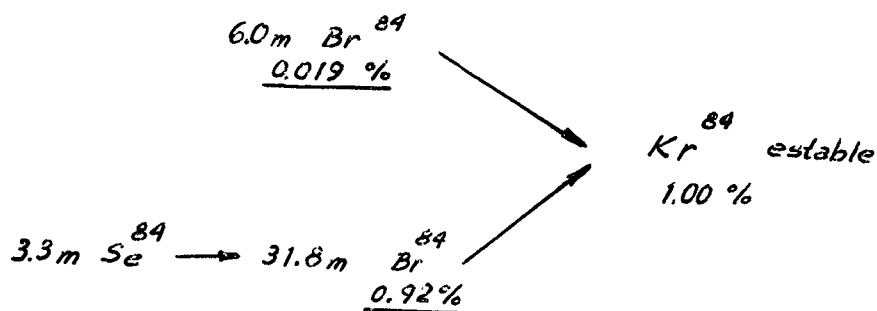
Los isótopos del Kriptón producidos en la fisión son mucho menos importantes que los del Xenón porque su rendimiento de fisión es mucho menor y no originan hijas de vida larga que tengan radiactividad especialmente perjudicial.

Las cadenas más importantes son las siguientes:

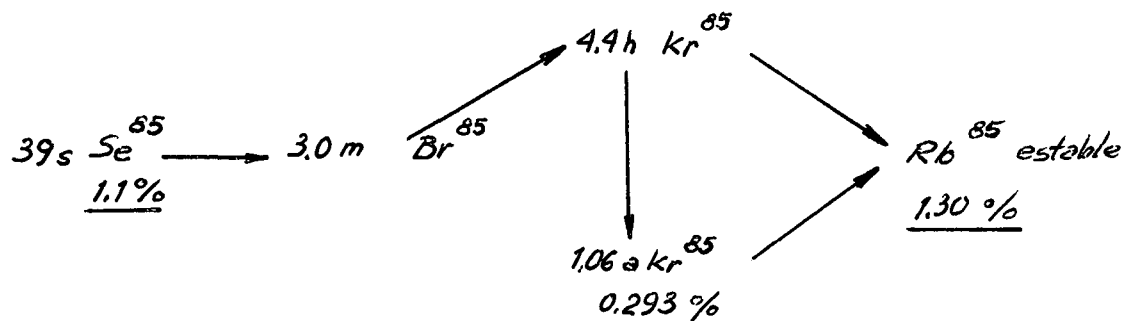
1)



2)



3)

4) Kr^{86} estable 2.06%

El Kr^{85} contribuye poco a aumentar la presión de gas, pero es el único isótopo radiactivo que puede servir como trazador para los estudios de este elemento; es además útil por su vida larga para estudios posirradiación de producción de gases de fisión.

Además de los isótopos químicamente inertes, hay otros como el de yodo y el telurio, que pueden reaccionar con componentes metálicos del elemento combustible; por otra parte los isótopos radiactivos del yodo, telurio y estroncio son importantes desde el punto de vista de seguridad.

7.6. Fenómenos de difusión

La emisión de gases de fisión puede ocurrir por diversos caminos, como hemos visto en 7.5, que dependen de la temperatura del combustible. Para más de 1000°C se puede aplicar la teoría de la difusión. Cuando se estudia el caso de UO_2 sinterizado, debido a la naturaleza porosa del material la geometría del mismo no define los límites dentro de los cuales se aplica la teoría de la difusión. Es por ello que Booth propuso el modelo de las esferas equivalentes: el UO_2 sinterizado tiene un área superficial aumentada por los poros interconectados, y eso aumenta el escape de los gases. Se considera entonces que el material se compone de partículas esféricas de un tamaño uniforme tal que el cociente entre superficie y volumen es igual al cociente entre área superficial y volumen del material.

Se supone que una vez que un átomo del gas que se difunde llega a la superficie de un poro conectado con la

superficie exterior, ha sido emitido de hecho por el material. Se aplican entonces las ecuaciones de difusión de Fick utilizando coordenadas esféricas y se obtienen soluciones con las condiciones de contorno apropiadas. Para la interpretación de mediciones hechas en el reactor, si la vida media del radioisótopo que se difunde es larga (por ejemplo Kr^{85}), se pueden aplicar las ecuaciones de difusión de Booth, que fueron desarrolladas para especies estables, y que expresan que para un isótopo gaseoso estable inicialmente con concentración uniforme en un sólido de geometría esférica, y con concentración cero en la interfase sólido/gas, la fracción f emitida por recocido posirradiación a una temperatura t y tiempo t es:

$$f = 6 \left[\frac{D \cdot t}{\pi a^2} \right]^{\frac{1}{2}} - 3 \frac{D \cdot t}{a^2}$$

donde D es el coeficiente de difusión del gas y a el radio de la esfera equivalente. Esto vale para $f < 70\%$; Si $f < 30\%$, el segundo término se desprecia.

Si el isótopo que se mide en el reactor tiene una vida media corta se establece un equilibrio en el que la velocidad de formación se balancea por la de desaparición por decaimiento. Puede aplicarse entonces

$$f = 3 \left[\frac{D'}{\lambda} \right]^{\frac{1}{2}}$$

donde f es la fracción del isótopo que pasa externamente al combustible, λ la constante de desintegración, $D' = D/a^2$. Esta expresión vale para $f < 30$, que es el rango usual en materiales combustibles.

La emisión de gases estables es controlada por la difusión solo dentro de un rango limitado de temperatura. Como se mencionó antes, más allá de 1600°C hay una liberación mucho más rápida debido a los cambios físicos en el combustible, tales como crecimiento de grano, transformaciones de fase o hinchado provocado por nucleación de burbujas de gas en el combustible.

7.7. Migración y escape de los gases de fisión

El gas que no es liberado y queda en el material combustible es el responsable principal del hinchado. Durante la irradiación la mayoría de los átomos de gases inertes están en los intersticios de la estructura cristalina, y si la temperatura es suficientemente baja, no producen deformaciones serias. Con temperaturas altas los átomos del gas se aglomeran formando burbujas, lo que aumenta el hinchado del material. Subsiguientemente el crecimiento de las burbujas está limitado por la tensión superficial, la solidez de la matriz del material, la presión externa sobre el sistema, la velocidad del quemado, etc.

Las burbujas migran por el gradiente térmico o de tensiones, colectando productos de fisión en su movimiento, y depositándolos en forma más estable, en forma de burbujas en la matriz, o como material en los bordes de grano. Remontan el gradiente térmico, y crecen por coalescencia hasta encontrar dislocaciones, bordes de grano u otros obstáculos en los que puede escapar.

El gradiente de altas temperaturas en la pastilla de UO_2 implica la evaporación de material que contiene productos de fisión, en la zona de mayor temperatura, y la condensación del combustible libre de esas impurezas en la zona más fría. A medida que la burbuja se mueve por este proceso de evaporación y condensación, crece, y si la cantidad de gas así acumulada es suficientemente alta aumenta el grado de interconexión en el borde del grano. En este estado las burbujas libran al gas tan rápido como llegan al borde de grano.

Si la potencia del reactor es constante se producirá la liberación del gas a los volúmenes libres de la barra combustible, a través de los pasajes formados por las burbujas que interactúan entre si en los límites de grano. Si hay variaciones en la potencia del reactor que provoque fracturas del material, estas serán delineadas por las burbujas en los bordes de grano, y allí se producirá la liberación de gases al volumen libre de la barra combustible.

7.8. Cálculo de la cantidad de gas liberado

La variedad de procesos y factores que afectan la liberación de gases de fisión en el UO_2 es grande, y además no hay certeza respecto al efecto cuantitativo de cada uno.

Esto explica que hay una variedad de ecuaciones aproximadas que permiten estimar la cantidad de gas liberado. Cada una de ellas es una simplificación de la integral de conductividad térmica.

A menudo se utiliza la relación de Lewis,

$$R < \left\{ 0.005 \int_{T_s}^{1000} k d\theta + 0.10 \int_{1000}^{1300} k d\theta + 0.60 \int_{1300}^{1600} k d\theta + 0.95 \int_{1600}^{T_c < 2800} k d\theta \right\} / \int_{T_s}^{T_c < 2800} k d\theta$$

Aquí R es la fracción de gas liberado,

$\int k d\theta$ es la integral de conductividad térmica para combustible de UO_2 con una densidad mayor que 10.5 g/cm^3 .

T_s es la temperatura en la superficie del combustible.

T_c es la temperatura en el centro y los límites de integración las temperaturas en gradas centígradas.

Se dividen así ciertas zonas de la pastilla delimitadas por dos temperaturas, y se les asigna porcentajes máximos de liberación de gas.

7.9. Detección de productos de fisión en el núcleo del reactor

Hemos visto que los productos de fisión pueden salir del interior de las pastillas de combustible durante la irradiación; cualquier daño que pueda producirse en la vaina puede tener como consecuencia el escape de productos de fisión y hasta dematerial fisiónable.

Estos daños pueden originarse en defectos de construcción, tales como fallas en las soldaduras de los tapones de las barras, o presencias de humedad en el interior de la barra, que produce hidruración.

Otros efectos son externos: corrosión durante la permanencia en el núcleo del reactor, o desecamiento de la superficie externa de la vaina por accidentes de refrigeración.

Las fallas pueden también originarse en la barra combustible: perforación de la vaina por desigualdades en la dilatación térmica, o por fusión del combustible por exceso de temperatura, etc.

En general la salida de productos radiactivos del combustible fallado se hace mucho mayor cuando hay variaciones de potencia, lo que contribuye a la localización de los elementos combustibles defectuosos.

Productos radiactivos en el circuito refrigerante primario

El agua del circuito refrigerante primario contiene radioisótopos que pueden clasificarse en tres grandes grupos:

- 1) Productos de activación del agua y sus impurezas:

N^{16} , originado en la reacción $O^{16} (n,p) N^{16}$.

H^3 , por la reacción $D (n, \gamma) H^3$

también F^{18} , Na^{24} , O^{19} , Ar^{41} .

- 2) Productos de activación de los materiales estructurales del núcleo y del circuito refrigerante:

Co^{58} , Co^{60} , Mn^{54} , Cr^{51} , Fe^{59} , Zr^{95} , etc.

Estos elementos pueden formar óxidos e hidróxidos que se mantienen en suspensión en el agua o se depositan sobre las superficies.

- 3) Productos de activación y de fisión que escapan de los elementos combustibles fallados:

Los gases de fisión cuya generación hemos descrito anteriormente, y además

I^{131} , I^{133} , I^{135} , Xe^{133} , e^{138} , Kr^{87} , Kr^{88} , Kr^{90} , Cs^{138} ,
 N_p^{239} .

Detección de elementos combustibles fallados

El material radiactivo que escapa del combustible

fallado es perjudicial debido a que:

- a) incrementa la radiactividad del refrigerante, lo que es riesgoso para el personal de la central;
- b) un defecto del elemento combustible puede conducir a su rotura y consiguiente liberación de grandes cantidades de material radiactivo, y a daños en la estructura del reactor.

Es por ello que se utilizan dispositivos especiales que detectan la existencia de elementos combustibles con fallas, y las localizan en el núcleo del reactor.

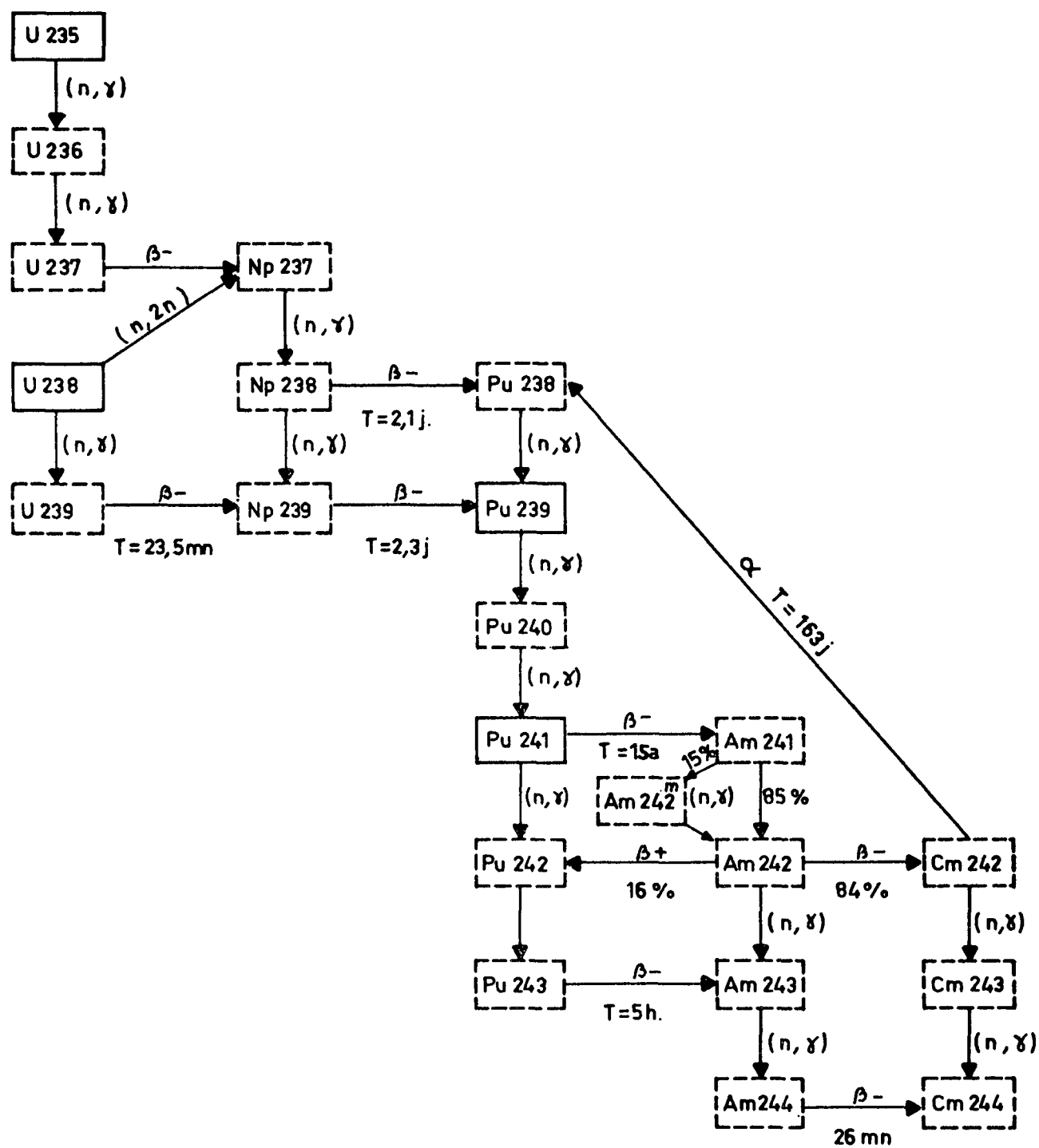
En la Central Nuclear en Atucha se toman diariamente muestras de agua del circuito primario y se mide su actividad gama, en particular de los I^{131} , I^{132} , I^{133} , I^{134} , I^{135} .

Valores típicos de la actividad fallada, con limpieza del refrigerante a través de resinas:

I^{131}	$1 \times 10^{-4} \text{ Ci/m}^3$
I^{133}	$2 \times 10^{-3} \text{ "}$

En general el cociente de actividades del I^{131} y I^{133} mide la presencia de fallas en elementos combustibles:
 $[I^{133}]/[I^{131}] \approx 2$ cuando las concentraciones se deben únicamente a contaminación superficial de las vainas por Uranio. Si hay fallas en el combustible, el valor de este cociente es muy superior.

El equipo de detección y localización de fallas instalado en la CNA, tiene un sistema de 127 cañerías que conducen los afluentes de los 253 canales, tomados de a pares; una válvula multivia pasa sucesivamente el flujo de cada caño a una instalación que enfría y depresuriza la muestra de agua refrigerante. Esta muestra pasa luego a través de un termostato a un evaporador donde se separan los gases contenidos. Estos gases son medidos por un detector de Ge-Li para determinar su actividad gama, y detectar así isótopos como el Kr^{85m} , Kr^{87} y Kr^{88} .



7.10. Medición del quemado a partir de los productos de fisión

Se puede definir el quemado del combustible de diversas maneras:

Desde el punto de vista de generación de energía, se usa la tasa de combustión.

$$B = MW d/t$$

donde se relaciona el calor quemado, en M Watt día con las toneladas de Uranio.

Desde el punto de vista de las reacciones nucleares en el combustible, se mide la depleción, o número de átomos fisiles después de irradiar dividido el número de átomos fisiles antes de la irradiación, también se puede utilizar el cociente entre las fisiones y los átomos fíisiles iniciales (FIFA, o Fission by Initial Fissile Atom), o el cociente entre el número de fisiones durante la irradiación y el número inicial de átomos pesados (con masa superior a 232), (FIMA, o Fission by Initial Metal Atoms). Se establecen las siguientes relaciones:

1 ton de Uranio natural tiene 7,15 Kg de U^{235} , o 30.4 moles de U^{235} , y por lo tanto 18.3×10^{24} átomos de U^{235} .

Como 1 Watt-segundo corresponde a 3.31×10^{10} fisiones, si se fisianan todos los U^{235} se liberaran

$$5.55 \times 10^{14} \text{ Watt-s} = 6.45 \times 10^3 \text{ MW día}$$

de energía térmica (el reactor entrega el 30% en energía eléctrica).

En la figura se muestra la evaluación de los átomos pesados en un combustible de uranio natural o enriquecido. Los átomos en casilla cerrada U^{235} son fisibles. Figura pág 3 del CEA-12-4625, Determination α et

El quemado del combustible es un parámetro muy importante, y se han desarrollado numerosas teorías para su determinación por métodos destructivos o no destructivos. Uno de los más promisorios consiste en la espectrometría gama de alta resolución sobre productos de fisión presentes en el combustible.

Se detalla en la tabla siguiente algunos de estos.

Emisor γ	Periodo	E γ (KeV)	Ramif. %	E γ Observados
Ce ¹⁴⁴	280.d	134	10.50	134
	17.4m	698	1.30	698
		1480	0.26	1480
		2180	0.70	2180
Ru ¹⁰⁶	1.01a			
	29 s	512	21.59	512
		622	10.32	622
		1050	1.47	1050
Cs ¹³⁷	30 a	662	85.6	662
Cs ¹³⁴	2.1a	605	98	605
		796	88	796
		802	9	802

Ejemplo. Consideremos una muestra de Uranio cortada en una celda caliente de un combustible irradiado. Para determinar el número de fisiones correspondientes a la masa de Uranio que se mide, se realizan para cada producto de fisión elegido, las siguientes operaciones:

- 1) Cálculo del número de fisiones.
Determinación del número de átomos presentes N

$$N = \frac{A}{\lambda}$$

donde A es el área del pico en el espectro, corregida por eficiencia del espectrómetro y por las características del periodo y la ramificación.

λ es el período de desintegración.

- 2) Corrección por decaimiento a partir del fin de la irradiación

$$P_1 = e^{-\lambda t}$$

- 3) Corrección que tiene en cuenta el número de átomos desaparecidos durante la irradiación

$$P_2 = \frac{\text{N}^\circ \text{ de átomos al final de la irradiación}}{\text{N}^\circ \text{ átomos formados}}$$

- 4) Determinación del rendimiento medio de fisión

$$P_3 = \frac{F_5 Y_5 + F_8 Y_8 + F_9 Y_9 + F_1 Y_1}{4 (F_5 + F_8 + F_9 + F_1)}$$

F_5, F_8, F_9, F_1 : número de fisiones debidas respectivamente al U^{235} , U^{238} , Pu^{239} , Pu^{241} .

Y_5, Y_8, Y_9, Y_1 : rendimiento de fisión respectivamente para el U^{235} , U^{238} , Pu^{239} , Pu^{241} .

- b) Cálculo del quemado

El cálculo se efectúa a partir del número de fisiones que corresponde a una masa dada de Uranio.

El número F_t de fisiones calculado a partir de la actividad λ es:

$$F_t = \frac{A \lambda}{\lambda_g} \times \frac{1}{P_1 \times P_2 \times P_3} \times \frac{1}{Y_5}$$

donde λ_g es la constante de desintegración del Pu^{239} .

El quemado expresado en FIMA será

$$B = \frac{F_t}{N_8 \left[1 + \left(\frac{N_5}{N_8} \right)_0 \right]}$$

donde N_8 es el número de átomos de U^{238} después de la irradiación y $(N_5/N_8)_0$ es el cociente entre el número de átomos de U^{235} y U^{238} antes de la irradiación. El quemado expresado en tasa de combustión es

$$B = \frac{F_t}{2.72 \times 10^{21}} \times \frac{10^6}{M_u}$$

donde M_u es la masa de Uranio.

BIBLIOGRAFIA

- D. Halliday, Introducción a la física nuclear.
- R.D. Evans, The Atomic Nucleus, McGraw-Hill, 1955.
- S. Glastone, Ingeniería de Reactores Nucleares, Reverté, 1968.
- Reactor Handbook, Vol. 3, Interscience Publ. 1962.
- The Technology of Nuclear Reactor Safety, Vol. 2, 1973.
- J.K. Dawson, R.G. Sowden, Chemical Aspects of Nuclear Reactors, Vol. 1 y 2, Butterworths, 1963.
- R. Cirimello, Diseño de Elementos Combustibles, CNEA, 1970.
- W.B. Lewis, Fission-Gas Behaviour in UO_2 Fuel, AECL-2019.
- J.R. Findley, The birth, abundance and movement of fission products thru fuel, Journ. of British Nucl. En Soc. 12, 415, (1973).
- E. Díaz, Detección de elementos combustibles dañados en la CNA - CNa/I-2 (1974).
- J.A.L. Robertson et al., Behaviour of Uranium oxide as a reactor fuel, AECL-603 (1958).
- R.H. Rodriguez Pasques, Detección y localización de elementos combustibles fallados, TE 24/93 (1972).
- J. Monier, Determination a laide des spectrometrics et du Taux de combustion, CEA-R-4625 (1974).