

PRIMER EJERCICIO

GRUPO B - FÍSICA Y TECNOLOGÍA NUCLEARES

Tema 3: Neutrones. Interacción con la materia. Secciones eficaces de las reacciones neutrónicas. Fisión nuclear. Difusión y moderación de neutrones.

INDICE

- 1. Producción de neutrones.**
- 2. Reacciones con neutrones lentos. Absorción.**
 - 2.1. Captura radiativa.**
 - 2.2. Emisión de partículas α .**
- 3. Reacciones con neutrones rápidos.**
 - 3.1. Dispersión inelástica.**
 - 3.2. Dispersión elástica.**
- 4. Secciones eficaces de las reacciones neutrónicas.**
 - 4.1. Sección eficaz macroscópica.**
 - 4.2. Camino libre medio.**
 - 4.3. Variación de las secciones eficaces con la energía neutrónica.**
- 5. Proceso de fisión.**
 - 5.1. Potencia de un reactor nuclear.**
 - 5.2. Neutrones y rayos γ generados en el proceso de fisión.**
 - 5.3. Productos de fisión.**

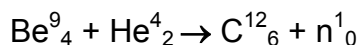
RESUMEN

En este tema se describen en primer lugar varias formas de producción de neutrones, para explicar con detalle la interacción de los neutrones dependiendo de su energía ("lentos" poca energía, "rápidos" muy energéticos). Se hace especial hincapié en el concepto de sección eficaz microscópica y macroscópica, y la variación de las secciones eficaces con la energía. Por último, se describe el proceso de fisión, la energía producida en el mismo, la potencia de un reactor nuclear, el impacto en la seguridad y aspectos de protección radiológica de la existencia de productos de fisión.

Relación con otros temas: B-4, tercer ejercicio A-10, 1-11

1. Producción de neutrones.

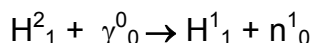
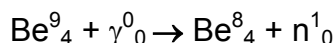
Se producen neutrones con facilidad por acción de partículas alfa sobre ciertos elementos ligeros por ejemplo, berilio, boro y litio. La reacción sobre el berilio se representa de la forma siguiente:



donde los subíndices designan el número atómico y los superíndices los números másicos respectivos. La reacción puede escribirse también de forma abreviada: $\text{Be}^9 (\alpha, n) \text{C}^{12}$, indicado que un núcleo de berilio, denominado núcleo-blanco, interacciona con una partícula alfa incidente expulsando un neutrón, y quedando un núcleo de carbono-12 como núcleo de retroceso.

El radio-226, polonio-210 y plutonio 239 son los principales emisores de partículas alfa que se utilizan asociados al berilio, para la preparación de fuentes (α, n) . El último de los nucleidos citados presenta ciertas ventajas sobre el radio, que tiene el inconveniente de ser un emisor gamma intenso, y sobre el polonio, cuyo periodo de semidesintegración (tiempo necesario para que una cantidad cualquiera de un nucleido radiactivo se desintegre a la mitad) es relativamente corto. A pesar de sus ventajas, el rendimiento neutrónico de la fuente plutonio-berilio, por gramo de emisor alfa, es inferior al de una fuente de radio-berilio. En todos los casos los neutrones producidos poseen energías elevadas que abarcan un intervalo muy amplio, desde 1 a 10 MeV o más.

La acción de rayos gamma de energía moderada (del orden de 2 MeV) sobre ciertos núcleos, principalmente deuterio (hidrógeno pesado) y berilio, producen, fundamentalmente, neutrones de una sola energía (monoenergéticos). Las reacciones que presentan interés especial en relación con el funcionamiento de los reactores nucleares son las siguientes:



Estas reacciones se denominan gamma-neutrón (γ, n) puesto que la partícula incidente es un fotón gamma y se expulsa un neutrón. Las fuentes basadas en estas reacciones gamma-neutrón reciben el nombre de fuentes fotoneutrónicas. Tienen el inconveniente que para su manejo requieren blindaje para radiaciones gamma.

La reacción gamma-neutrón solamente se producirá cuando la energía de los rayos gamma sea igual por lo menos a la energía de enlace del neutrón en el blanco. El empleo tan generalizado del deuterio y del berilio para preparar este tipo de fuentes fotoneutrónicas se debe a que la energía de enlace es excepcionalmente baja para esos núcleos (2,2 MeV en deuterio y 1,6 MeV en berilio). Para obtener fuentes fotoneutrónicas a partir de otros elementos, se necesitan como mínimo rayos gamma de 6 a 8 MeV. Para fotones de una energía determinada los neutrones obtenidos son monoenergéticos, y su energía viene dada por la diferencia entre la energía del fotón y la energía de enlace del neutrón en el blanco.

2. Reacciones con neutrones lentos: absorción

Las reacciones entre neutrones y núcleos se distribuyen en dos grandes grupos: dispersión y absorción. En las reacciones de dispersión el resultado final es simplemente un intercambio de energía entre las dos partículas que colisionan, permaneciendo libre el neutrón después de la interacción. En cambio, en los procesos de absorción, el neutrón es retenido por el núcleo, formándose posteriormente nuevas partículas. Desde el punto de vista de los reactores nucleares, las reacciones de absorción más importantes son las de captura radiativa y las de fisión.

Al tratar las reacciones de absorción conviene distinguir entre reacciones producidas por neutrones lentos y reacciones producidas por neutrones rápidos. Existen cuatro clases principales de reacciones con neutrones lentos según que la captura de un neutrón por el blanco vaya seguida de: 1) emisión de radiación gamma (n, γ), 2) expulsión de una partícula alfa (n, α), 3) expulsión de un protón (n, p), y fisión (n, f).

Las reacciones (n, α) y (n, p) con neutrones lentos están limitadas a unos cuantos isótopos de número másico bajo, mientras que las de fisión por neutrones lentos queda restringida a ciertos núcleos de número másico elevado.

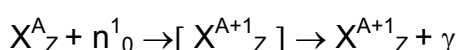
Las reacciones de absorción y de dispersión ocurren en dos etapas. La primera consiste en la captura de un neutrón por el núcleo-blanco, para formar un núcleo compuesto. Este último puede ser un núcleo de un isótopo estable o bien puede ser una especie inestable (radiactiva); pero en cualquier caso, inmediatamente después de su formación, el núcleo compuesto queda en un estado en un estado de alta energía (estado excitado). En un intervalo muy corto, el núcleo compuesto excitado experimenta la segunda etapa en la reacción, en la que se produce uno de los tres sucesos siguientes: a) expulsión de una partícula, que puede ser un neutrón (dispersión), un protón o una partícula alfa, b) emisión de fotón gamma, c) ruptura del núcleo en dos fragmentos más o menos iguales (fisión).

La energía de excitación del núcleo compuesto procede de la energía de enlace del neutrón añadido, del orden de 8 MeV, así como también de la energía cinética del neutrón capturado, que puede ser de varios MeV si se trata de un neutrón rápido, y una fracción de eV si se trata de un neutrón térmico. Cuando la energía de excitación del núcleo compuesto sobrepasa la energía de enlace de la partícula nuclear (nucleón) menos firmemente ligada existe la posibilidad de que dicho nucleón sea expulsado. Un nivel energético de este tipo se conoce como estado virtual del núcleo compuesto para distinguirlo del que se denomina estado ligado en el cual la energía de excitación es insuficiente para provocar la expulsión del nucleón.

Aunque la emisión de un neutrón desde el estado virtual es energéticamente posible aunque la probabilidad de que esto ocurra es muy pequeña. Esto se debe a que la energía de excitación nuclear se distribuye rápidamente entre varios nucleones y por consiguiente, no es grande la probabilidad de que un simple nucleón adquiera la energía suficiente (8 MeV) por colisiones en el interior del núcleo. Si el exceso de energía del estado virtual no sobrepasa mucho de 8 MeV, el comportamiento más probable será la emisión de fotones. La reacción resultante es la captura radiativa. Ahora bien, si la energía de excitación del estado virtual es suficientemente grande, o si el número de nucleones que la comparte es pequeño, la probabilidad de que se expulse el neutrón aumenta. El escape de un neutrón es más probable que el de un protón, puesto que la emisión de éste último se ve estorbada por la presencia de una barrera de potencial electrostático debida a la carga positiva del protón. Sin embargo, en condiciones apropiadas, puede producirse la expulsión de un protón o de una partícula alfa de un estado virtual de un núcleo compuesto que conducen las reacciones (n, α) o (n, p).

2.1. Reacciones de captura radiativa.

En las reacciones de captura radiativa o reacciones (n, γ), el núcleo compuesto excitado emite su energía excedente en forma de radiación gamma, denominada radiación gamma de captura, quedando finalmente el núcleo compuesto en su estado de mínima energía (estado fundamental). El proceso se representa simbólicamente mediante la ecuación:



siendo X_Z^A el blanco de número atómico Z y A el número másico. El producto de la reacción de captura radiativa X^{A+1} es un isótopo del blanco X puesto que tiene el número atómico igual y número másico una unidad mayor. El nucleido X^{A+1} puede ser radiactivo. Este nucleido radiactivo será emisor beta negativo si la relación neutrón/protón es demasiado alta, a efectos de estabilidad, para el número atómico considerado.

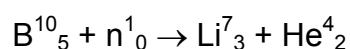
Prácticamente, todos los elementos desde el hidrógeno al uranio exhiben captura radiativa en mayor o menor grado. Ahora bien los núcleos con números mágicos de neutrones (es decir aquellos con 2,8,20,50,82 y 126 neutrones) no porque son muy estables. Dos isótopos importantes que exhiben captura radiativa son el uranio-238 y torio-232. También el uranio-235 y el plutonio-239 exhiben captura radiativa, proceso que compite con el de fisión, especialmente para neutrones con energías intermedias y bajas.

La energía de excitación del núcleo compuesto producido por captura neutrónica es igual a la energía de enlace del neutrón más su energía cinética. En general, este exceso de energía se emite en forma de varios fotones, que cubren un amplio intervalo de energías. Solamente en muy pocos casos, por ejemplo, hidrógeno y carbono-12, el excedente de energía aparece concentrado en un único fotón. Con excepción del hidrógeno, en el que la energía de enlace es 2,2 MeV, la energía gamma total de captura es en general del orden de 6 a 8 MeV.

2.2. Emisión de partículas alfa.

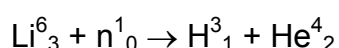
Son poco frecuentes las reacciones de neutrones lentos que van seguidas de emisión de una partícula cargada, ya sea una partícula alfa o un protón. La explicación es la siguiente: para que pueda expulsarse una partícula cargada positivamente, es necesario que esta disponga de energía suficiente para contrarrestar el potencial electrostático del núcleo, además de la energía que necesita para desligarse de él. Solamente en unos cuantos elementos de número atómico bajo, para los cuales la repulsión electrostática es pequeña, existe la posibilidad de que se emitan partículas cargadas tras la captura de un neutrón lento.

Se producen partículas alfa por interacción de neutrones lentos con litio-6, el menos abundante de los isótopos del litio, y con boro-10, el más raro de los isótopos estables del boro. Estas dos reacciones son de especial interés. La reacción (n,α) con boro puede escribirse de la forma siguiente:



siendo He^4_2 una partícula α , es decir, un núcleo de helio de número másico 4 y número atómico 2. Las partículas cargadas que se producen en esta reacción salen expulsadas en direcciones opuestas y con energías relativamente altas, de suerte que son capaces de producir considerable ionización cuando pasan a través de un gas. Este es el fundamento del método para detectar y contar neutrones lentos. La reacción (n,α) del boro con neutrones lentos es muy rápida, y por ello se emplea este elemento al igual que el cadmio, para el control de reactores nucleares.

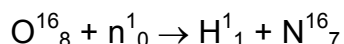
El otro proceso (n,α) que se produce fácilmente con neutrones lentos es el que tiene lugar con el litio-6, es decir:



El núcleo residual de retroceso en este caso es el H^3_1 , un isótopo del hidrógeno con actividad beta negativa, de número másico 3, denominado tritio. Este isótopo es interesante por su empleo en la fusión nuclear.

3. Reacciones con neutrones rápidos.

Si se exceptúan los procesos de dispersión y de fisión, son relativamente pocas las reacciones de neutrones rápidos con núcleos atómicos que tienen interés en los reactores nucleares. Cabe destacar la reacción (n,p) de neutrones rápidos con oxígeno-16, que se puede representar como:



El producto es nitrógeno-16, nucleido que presenta una actividad beta con un período de 7,3 segundos, emitiendo además un rayo gamma de alta energía (alrededor de 6 MeV). Se produce este proceso en los reactores refrigerados por aire o agua, ya que ambos materiales contienen oxígeno-16. Aunque la mayoría de las fisiones son provocadas por neutrones térmicos, hay presentes también un número considerable de neutrones rápidos liberados en la fisión. Estos pueden interaccionar con núcleos de oxígeno-16 para producir nitrógeno-16, fuertemente radiactivo, aunque de vida corta. El producto de la desintegración de este último es oxígeno-16 ordinario.

Siempre que la energía de excitación sea suficiente, es más probable la expulsión de una partícula cargada por parte de un núcleo compuesto, formado por captura neutrónica, que la emisión de radiación. Con neutrones rápidos de energía superior a 1 MeV es frecuente que se produzca con más facilidad reacciones (n,alfa) y (n,protón) que la reacciones (n, γ). Si se utilizan neutrones de energía suficientemente alta, el núcleo compuesto puede expulsar dos o más neutrones, o protones. Con neutrones incidentes del orden de 10 MeV se han observado reacciones tipo (n,2n) y (n,np), mientras que con neutrones de energías todavía más altas son posibles reacciones (n,3n), (n,2np), etc.

3.1. Dispersión inelástica.

Cuando un neutrón rápido experimenta dispersión inelástica se produce primero la etapa consistente en la captura del neutrón por el blanco, para formar un estado excitado (virtual) del núcleo compuesto; la segunda etapa consiste en la emisión de un neutrón de energía cinética más baja, quedando el blanco en un estado excitado. Por lo tanto, en una colisión inelástica, parte de la energía cinética del neutrón se convierte en energía de excitación (energía interna) del blanco. Este excedente de energía se emite a continuación en forma de uno o más fotones de radiación gamma que se denominan rayos gamma de dispersión inelástica.

Si E_1 es la energía cinética total del neutrón y del blanco antes de la colisión, y E_2 la energía cinética después de la colisión, y si se designa por E_γ la energía emitida en forma de rayo gamma, se tiene que:

$$E_1 = E_2 + E_\gamma$$

En los procesos de dispersión inelástica no se conserva la energía cinética pero sí la cantidad de movimiento. Para que se produzca la dispersión inelástica, E_1 debe ser por lo menos igual a E_γ . Como generalmente la energía cinética del blanco es despreciable comparada con la del neutrón, resulta que en una colisión inelástica la energía del neutrón incidente debe ser superior a la energía mínima de excitación del núcleo bombardeado.

Para los elementos de número másico intermedio y alto, la energía mínima de excitación, es decir, la energía del primer estado excitado está comprendida entre 0,1 y 1 MeV. De aquí se deduce que sólo podrán ser dispersados inelásticamente aquellos neutrones cuya energía cinética exceda este

valor. Al disminuir el número másico del núcleo, hay una tendencia general a que aumente la energía de excitación de modo que se requieren neutrones de energías más altas para producir dispersión inelástico. Así, por ejemplo, el umbral energético de dispersión inelástica en oxígeno es del orden de 6 MeV, mientras que en hidrógeno este proceso no se produce nunca.

Otra regla de carácter general referente a la dispersión inelástica, es que la probabilidad relativa de que este proceso tenga lugar, en competencia con el de captura radiativa u otros procesos subsiguientes a la absorción neutrónica, aumenta con la energía del neutrón. Esto se debe a que el espaciado de los niveles excitados de un núcleo es tanto menor cuanto mayor es la energía de excitación; por consiguiente, para energías de excitación elevadas, el núcleo dispone de más estados excitados por intervalo de energía para ser ocupados tras la expulsión del neutrón.

3.2. Dispersión elástica.

La dispersión inelástica que lleva asociada la excitación nuclear queda restringido a neutrones de energías superiores a 0,1 MeV, como mínimo, cuando se trata de colisiones con núcleos muy pesados; y a neutrones de energías todavía mayores cuando intervienen núcleos más ligeros. Por lo tanto, los neutrones cuya energía es inferior a 0,1 MeV no pueden perder energía por colisiones inelásticas.

En lo que respecta a la dispersión elástica la situación es distinta porque se satisface el principio de conservación de la energía cinética sin que haya limitaciones en cuanto a la forma de transferirse esta energía entre el neutrón y el núcleo. Con tal de que la energía cinética del neutrón sea superior a la del núcleo existe la posibilidad de que se trasfiera parte de la energía cinética del primero al último y viceversa.

Hay dos tipos generales de colisiones elásticas entre neutrones y núcleos atómicos. El primero implica la captura previa del neutrón para formar un núcleo compuesto, seguida de la emisión de otro neutrón (dispersado); en el segundo, no hay formación de un núcleo compuesto. En uno y otro caso, el núcleo bombardeado permanece en su estado de mínima energía (fundamental) pudiendo tratarse la interacción con el neutrón como una colisión tipo "bola de billar". La dispersión elástica se analiza mediante los principios de conservación de la energía y de la cantidad de movimiento.

Tras un número suficientemente grande de colisiones de dispersión elástica, la velocidad del neutrón se reduce en grado tal, que su energía cinética media viene a ser aproximadamente igual a la de los átomos del medio dispersante. Esta energía depende de la temperatura del medio, y por ello se llama energía térmica. Los neutrones térmicos son neutrones en equilibrio con los átomos del medio en el que se encuentra.

A partir de la teoría cinética de los gases se deduce que los neutrones térmicos, en un medio débilmente absorbente, se distribuyen estadísticamente en energías según la ley de distribución de Maxwell- Boltzmann. A partir de esta distribución, la energía cinética del neutrón, siempre que no se mueva a la velocidad de la luz, se puede expresar como:

$$V = 1,4 \cdot 10^6 \sqrt{E} \text{ cm/seg}$$

siendo E la energía del neutron en eV. Combinando este resultado con la distribución se deduce que la velocidad de los neutrones en m/seg se expresa como:

$$V = 1,3 \cdot 10^2 \sqrt{T_k}$$

siendo T_k la temperatura del medio dispersante en grados kelvin.

La distribución de Maxwell- Boltzmann se basa en un modelo idealizado de colisiones elásticas en un medio gaseoso entre dos clases de partículas (núcleos y neutrones), que no se combinan entre

sí. En la práctica, en los reactores nucleares, existe una desviación respecto a la distribución de Maxwell-Boltzmann porque las hipótesis anteriores no son correctas, ya que por ejemplo, en un reactor térmico, los neutrones producidos en el proceso de fisión que tiene alta energía, son termalizados por colisiones elásticas con núcleos del moderador. Posteriormente, los neutrones lentos son absorbidos por reacciones de fisión y de captura radiativa.

Como consecuencia de proceso de moderación, la proporción de neutrones en la zona de altas energías es superior a la que corresponde a una distribución de Maxwell- Boltzmann. En realidad, se puede demostrar que el número de neutrones que poseen una energía determinada es inversamente proporcional al valor de la energía, es decir, la distribución energética de los neutrones satisface una ley $1/E$ en la región de altas energías (región epitérmica) . Por otra parte, los neutrones moderados son absorbidos más fácilmente, por lo que la proporción de tales neutrones es inferior a la que cabe esperar la distribución Maxwell-Boltzmann a la temperatura del moderador. En este caso se dice que la distribución o el espectro se ha "endurecido".

Experimental y teóricamente se puede demostrar que la distribución neutrónica, en la región de energías bajas, se aproxima mucho a la distribución Maxwell- Boltzmann, pero que corresponde a una temperatura algo superior a la temperatura real del moderador.

Otra causa por la cual la distribución neutrónica se desvía de la distribución Maxwell- Boltzmann es por la existencia de colisiones inelásticas.

4. Secciones eficaces de las reacciones neutrónicas.

El concepto de sección eficaz sirve para describir cuantitativamente las interacciones de los neutrones con los núcleos atómicos. Cuando se expone un material cualquiera a la acción de los neutrones, la velocidad con que se produce una reacción nuclear determinada depende del número de neutrones, de su velocidad y del número y naturaleza de los núcleos existentes en el material irradiado. La sección eficaz de un blanco, para una reacción neutrónica determinada, es una propiedad del núcleo y de la energía del neutrón incidente.

Si un haz uniforme y paralelo de I neutrones por cm^2 incide normalmente, durante cierto tiempo, sobre una lámina fina de espesor δx cm de un material que contiene N átomos (o núcleos) por cm^3 ; $N\delta x$ será el número de blancos por cm^2 . Sea C el número de procesos individuales, es decir, el número de capturas neutrónicas que se producen por cm^2 . Se define la sección eficaz σ , para una reacción determinada, como el número medio de procesos individuales que tienen lugar por núcleo y por neutrón incidente, es decir:

$$\sigma = C / N\delta x \quad \text{en cm}^2 \text{ por núcleo}$$

Como las secciones eficaces están comprendidas normalmente en el intervalo 10^{-22} a 10^{-26} cm^2 por núcleo, se acostumbra a expresarlas en unidades de 10^{-24} cm^2 por núcleo, unidad conocida como barn.

Si todos los neutrones que inciden sobre el blanco lograsen interaccionar, I sería igual al número de núcleos que toman parte en la reacción; por consiguiente C/I representa la fracción de neutrones incidentes que consiguen reaccionar con los núcleos del blanco. Por lo tanto, $(N\delta x) \cdot \sigma$ es la fracción de la superficie capaz de experimentar la reacción considerada; dicho de otro modo, por cada cm^2 de superficie de blanco, solamente es efectiva $(N\delta x) \cdot \sigma \text{ cm}^2$. Como el número de núcleos por contenidos en 1 cm^2 de superficie es $(N\delta x)$, resulta que $\sigma \text{ cm}^2$ es la superficie efectiva por núcleo individual para la reacción considerada. Por eso recibe el nombre de sección eficaz.

4.1. Sección eficaz macroscópica.

La sección eficaz σ para un proceso determinado, que se aplica a un núcleo individual, se denomina sección eficaz microscópica. Como el material que constituye el blanco contiene N núcleos por cm^3 , la cantidad $N\sigma$ es equivalente a la sección eficaz total por cm^2 y recibe el nombre de sección eficaz macroscópica del material para el proceso en cuestión. Se representa por el símbolo Σ , y se define como:

$$\Sigma = N \cdot \sigma \text{ en unidades de } \text{cm}^{-1}$$

Si el material bombardeado, de densidad ρ gramos por cm^3 , está constituido por un elemento de masa atómica A , entonces ρ/A es el número de átomo-gramos por cm^3 . Como el número de átomos en un átomo-gramo es el número de Avogadro $0,6023 \cdot 10^{24}$, se tiene:

$$\Sigma = \rho/A \cdot N_{av}$$

Cuando se trata de un compuesto de masa molecular M y densidad ρ , el número N_i de átomos de la clase i por cm^3 es:

$$N_i = (\rho N_{av}/M) v_i$$

Donde v_i es el número de átomos de la clase i existentes en la molécula del compuesto. Para un compuesto determinado la sección eficaz macroscópica se expresa como:

$$\Sigma = N_1\sigma_1 + N_2\sigma_2 + N_3\sigma_3 + \dots$$

Cuando se trata de una mezcla, la sección eficaz macroscópica se calcula de la misma forma, pero es necesario tener en cuenta si se trata de una mezcla homogénea o heterogénea.

Existen varios métodos para la determinación de las secciones eficaces, a continuación se explica el método de transmisión.

Este método se basa en la medida de la atenuación que experimenta un haz neutrónico al atravesar una placa de material de espesor finito. Si se considera un placa de espesor dx y sobre ella incide un haz de I_0 neutrones por cm^2 , teniendo en cuenta $N\sigma dx$ es la fracción de neutrones que interaccionan, la atenuación del haz al atravesar un espesor x sigue la ley exponencial siguiente:

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

4.2. Camino libre medio

El camino libre medio λ se define como la distancia media recorrida por el neutrón sin sufrir una interacción determinada. Si v es la velocidad a la que se mueve un neutrón, el número medio de interacciones por segundo que sufre un neutrón es v/λ . Para un haz que contiene n neutrones por cm^3 , el número de interacciones por cm^3 y por segundo es $n v/\lambda$. Teniendo en cuenta que la velocidad de las interacciones neutrónicas viene dada por la expresión

$$V = \Sigma \cdot \phi \text{ en cm/segundo}$$

Se demuestra que el camino libre medio es:

$$\lambda = 1/\Sigma \text{ en cm}$$

La ecuación para la atenuación de un haz de neutrones se puede escribir en función del camino libre medio como:

$$I_x = I_0 e^{-x/\lambda}$$

Por lo que si el espesor de material absorbente es un camino libre medio, el haz disminuye en un factor $1/e$; es decir, después de atravesar un camino libre medio queda una fracción $1/e$ de los neutrones incidentes.

Cuando un neutrón tiene la posibilidad de realizar diferentes procesos con un núcleo determinado, por ejemplo, reacciones (n,α) , (n,γ) , etc, existe un camino libre medio para cada uno de estos procesos.

4.3. Variación de las secciones eficaces con la energía neutrónica.

Para la gran mayoría de los elementos, especialmente aquellos cuyo número másico es superior a 100, la variación de la sección eficaz de absorción presenta tres regiones. Como las secciones eficaces de dispersión son pequeñas comparadas con la de absorción, la sección eficaz total (suma de la sección eficaz de absorción y dispersión) exhibe las tres regiones que se comentan a continuación.

En primer lugar hay una región de baja energía en la cual la sección eficaz disminuye sistemáticamente al aumentar la energía neutrónica. En esta región la sección eficaz de absorción varía en proporción inversa a la raíz cuadrada de la energía neutrónica, y por lo tanto a la velocidad neutrónica. En esta región se dice que los neutrones obedecen la ley $1/v$.

A continuación de la región $1/v$ para neutrones lentos, los elementos considerados muestran una región de resonancia, que corresponde a energías entre 0,1 eV y 1000 eV. Se caracteriza esta región por la presencia de picos que corresponde a determinados valores de la energía neutrónica, en los cuales la sección eficaz de absorción aumenta mucho para después caer bruscamente. Algunos elementos como el cadmio y el rodio sólo poseen un pico de resonancia, mientras que otros como la plata, oro, U-238 presentan varios. Las secciones eficaces en estos picos pueden ser muy grandes; por ejemplo, la sección eficaz para el cadmio-113 para neutrones de 0,17 eV es superior a $2 \cdot 10^4$ barn (por eso se utiliza como elemento de control del flujo neutrónico en los reactores nucleares), la del Xe-135 del orden de $3,4 \cdot 10^6$ barn, etc.

Inmediatamente después de la región de resonancias, se tiene la región de neutrones rápidos que corresponde a energías superiores a 10 KeV. En esta región las secciones eficaces son normalmente pequeñas pequeñas, inferiores a 10 barn en la mayoría de los casos, disminuyendo a medida que aumenta la energía. A partir de esta energía, las secciones eficaces de absorción son similares a la sección normal geométrica del núcleo, es decir de 2 a 3 barn.

5. Proceso de fisión.

En el proceso de fisión un blanco absorbe un neutrón y forma un núcleo compuesto excitado. La energía de excitación de este último es igual a la energía de enlace del neutrón más la energía cinética del neutrón antes de su captura. Como consecuencia de este aumento de energía, el núcleo compuesto puede deformarse de forma que se superen las fuerzas atractivas que obligan al núcleo a volver a su estado original provocando la excisión en dos o tres fragmentos del núcleo compuesto.

La diferencia entre las energías de enlace neutrónico del U-235, U-233 y Pu-239 , por una parte, y Th-232 y U-238 por otra, se debe al hecho de que los primeros contienen números impares de neutrones mientras los segundos poseen números pares. Por esta razón sección eficaz de fisión de los tres primeros nucleidos es superior a las de los dos últimos.

5.1. Potencia de un reactor nuclear.

Teniendo en cuenta que la velocidad de cualquier proceso o reacción neutrónica viene dada por el producto entre la sección eficaz macroscópica y el flujo neutrónico, si se considera un reactor de volumen V , se producirán $V \Sigma \phi$ fisiones por segundo. Por otro lado, teniendo en cuenta que por fisión se produce una energía de 200 MeV, el número de fisiones necesario para producir un watio de potencia es $3,1 \cdot 10^{10}$ fisiones por segundo, la potencia producida por el reactor viene dada por la expresión:

$$P = V \Sigma \phi / 3,1 \cdot 10^{10} \text{ en watos}$$

En los reactores nucleares se utiliza el flujo neutrónico para controlar el nivel de potencia deseado, y a su vez, es el flujo o la densidad neutrónica la variable que se utiliza para la medida del nivel de potencia.

5.2. Neutrones y rayos gamma generados en el proceso de fisión.

Los neutrones que quedan en libertad en el proceso de fisión se dividen en dos categorías: neutrones instantáneos y retardados. Los primeros constituyen más del 99% del total de neutrones de fisión y se liberan en un intervalo de tiempo de 10^{-14} segundos a partir de la fisión. Una vez finaliza la fisión no hay más neutrones instantáneos pero los fragmentos de fisión continúan emitiendo neutrones retardados durante un período de varias horas con una intensidad decreciente.

Al igual que la emisión neutrónica la radiación gamma que acompaña al proceso de fisión se clasifica también en rayos gamma instantáneos y retardados. Los primeros son aquellos que ocurren en el intervalo de tiempo del 0,1 microsegundos después de la fisión. Están constituidos por radiación emitida al mismo tiempo que los neutrones instantáneos y procedente de los fragmentos de fisión. En cambio los rayos gamma retardados son emitidos por los fragmentos de fisión.

De acuerdo con estudios experimentales sobre la velocidad de emisión de los neutrones retardados se ha observado que éstos se pueden distribuir en seis grupos, cada uno de los cuales se caracteriza por decaer exponencialmente con una velocidad definida. Gran parte de los productos de fisión , ricos en neutrones, experimentan desintegración beta, en la que se produce un protón a partir de un neutrón porque hay un exceso de neutrones frente a protones; sin embargo, en algunos casos el descendiente se produce en un estado excitado, con suficiente energía para que sea posible la emisión de un neutrón. De esta forma surgen los neutrones retardados, viniendo determinado el periodo característico de cada grupo por el periodo del progenitor o precursor del emisor neutrónico real.

5.3. Productos de fisión.

El núcleo compuesto de U-235 cuando se fisiona se puede escindir en más de 40 formas diferentes, dando lugar a unos 80 productos de fisión primarios (fragmentos de fisión). El intervalo de los números másicos que corresponde a estos productos va desde 72 a 160. Se define el rendimiento de fisión como el porcentaje de fisiones nucleares que originan productos de un número másico determinado.

Las masas de casi todos los productos de fisión se agrupan en dos grandes categorías: un grupo "ligero" con números másicos comprendidos entre 80 y 110, y un grupo "pesado" con números másicos comprendidos entre 125 y 155.

Paralelamente a la distribución de los números másicos entre los productos de fisión, se ha observado una distribución de la energía cinética en dos grupos. Un primer grupo centrado en torno a 67 MeV para el miembro más abundante del grupo "pesado", y otro de 98 MeV para el correspondiente al grupo "ligero".

Durante el proceso de fisión son expulsados muchos electrones orbitales del átomo que se fisiona, resultando de ello que los fragmentos de fisión quedan fuertemente cargados. Los fragmentos ligeros transportan por término medio unas 20 unidades de carga positiva, mientras que los pesados 22. Tales partículas moviéndose a velocidades de 10^9 cm/seg causan mucha ionización a su paso a través de la materia. Como la masa y la ionización es alta el alcance es corto del orden de 2 cm.

Desde el punto de vista de los reactores nucleares hay dos aspectos importantes asociados a los productos de fisión. El primero se refiere a la liberación de energía en forma de calor aún después de haberse parado el reactor debido a la energía que acompaña las desintegraciones de estos productos. Debido a este calor residual son necesarios sistemas de refrigeración para evacuar este calor. El segundo aspecto importante, está relacionado con el manejo del combustible gastado una vez se han retirado del reactor. La actividad tan alta y la dosis debida a la radiación beta y gamma en el personal que trabaje con ese combustible obligan a mantener el combustible durante un cierto período de "enfriamiento" para permitir que la actividad y el calor residual decaigan.