

# INTERACCIÓN DE PARTÍCULAS CON LA MATERIA

---

Rafael González Farfán  
[rgfarfan@inicia.es](mailto:rgfarfan@inicia.es)

Cuando las partículas nucleares interactúan con la materia, producen una serie de efectos que son función del tipo de partícula, de su energía y del medio material en el que sufren la interacción.

En general, cuando un haz de partículas cargadas interactúa con la materia, tienen lugar una serie de procesos que ocasionan *atenuación del haz incidente*. Este fenómeno se puede producir por degradación energética, dispersión, captura o transformación de las partículas primarias. Estudiaremos la degradación energética.

## 1. PROCESOS DE INTERACCIÓN DE PARTÍCULAS CARGADAS.

Cuando una partícula cargada penetra en un medio material, experimenta una serie de colisiones con los átomos constituyentes. Sin embargo, dado “el vacío” relativo existente en el interior del átomo, las colisiones mecánicas por choque directo entre la partícula y los electrones o núcleos, son muy improbables. En realidad, el proceso predominante es la COLISION CULOMBIANA: proceso de interacción debido a las fuerzas eléctricas producidas entre la partícula incidente y los electrones y núcleos del medio absorbente. Esta interacción produce una pérdida casi continua de la energía de la partícula, hasta llegar a su detención.

Los procesos que contribuyen a la pérdida de energía de una partícula en su interacción con medios materiales son:

### A. Colisión Elástica.

En este tipo de colisión, se conserva tanto la energía cinética como la cantidad de movimiento. En estos casos, la partícula se desvía de su trayectoria, cediendo parte de su energía en forma de energía cinética. En estas colisiones, no se produce en el medio ninguna alteración, ni atómica ni nuclear.

### B. Colisión Inelástica.

Aquí se conserva la cantidad de movimiento, pero NO la energía cinética. La partícula, al sufrir estas colisiones con los átomos del medio, modifica su estructura electrónica, produciendo excitación, ionización o disociación.

### C. Colisión Radiativa.

Si la partícula cargada se frena por la acción de una deceleración tangencial, o se desvía de la trayectoria por la acción de una aceleración normal, se emite radiación electromagnética.

Evidentemente las partículas pueden sufrir también colisiones con los núcleos atómicos, produciendo reacciones nucleares, pero estos procesos son relativamente poco probables, y por tanto, no suelen considerarse en los procesos de interacción.

### 1.1. Mecanismos de pérdida energética y parámetros asociados.

#### A. IONIZACIÓN.

Si en los choques de la partícula con los electrones atómicos, la energía transferida es superior a la “energía de enlace” (energía de ionización) del electrón colisionado, éste abandona el átomo y por tanto se crea un ión positivo.

Se produce entonces un *plasma diluido*, esto es, a lo largo de la trayectoria de la partícula y hasta una cierta distancia de la misma, se crea un cierto número de pares ión-electrón, que en condiciones ordinarias tenderán a la recombinación, restableciéndose la neutralidad eléctrica del medio absorbente. Este tipo de ionización recibe el nombre de **ionización primaria**. (ip)

Existe otro tipo de ionización generada por electrones producidos en la ionización primaria, con energía suficiente para a su vez producir nuevas ionizaciones en el medio. Tal fenómeno se conoce como **ionización secundaria**. (is)

La ionización total ( $I_t$ ) producida por una partícula cargada en su paso a través de la materia, es igual al número total de pares ión-electrón producidos por la ip y la is a lo largo de su trayectoria. Entonces, llamando  $E_c$  a la energía cinética inicial de la partícula, tendremos

$$I_t = E_c/W$$

donde W es la energía media para producir un par ión-electrón. En cada caso, el valor de W depende por una parte de la naturaleza y energía de la partícula incidente y por otra, de la

naturaleza del medio. Valores típicos de este parámetro son  $W = 30$  eV/par para gases, y  $W = 3$  eV/par para sólidos.

Recibe el nombre de **ionización específica** ( $I_e$ ) *el número de pares ión-electrón producidos por la partícula incidente, por unidad de recorrido en el medio material.*

La ionización específica varía a lo largo del recorrido de la partícula, alcanzando un valor máximo hacia el final de la trayectoria, cuando la velocidad es relativamente baja. A partir del máximo, la ionización específica disminuye abruptamente, debido a la neutralización de la carga positiva de la partícula, por electrones del medio absorbente.

#### B. EXCITACIÓN.

Cuando en la colisión de la partícula incidente con un electrón atómico, la energía transferida es insuficiente para producir ionización, el electrón impactado no puede ser expulsado del átomo, pero sí puede ser promovido a una órbita de mayor energía. Tal electrón excitado devolverá la energía en forma de radiación electromagnética, en las llamadas transiciones radiativas, o bien degradándose a calor, en las transiciones NO radiativas.

#### C. DISOCIACIÓN.

Cuando la energía cedida a una molécula por una partícula alcanza cierto valor crítico, puede producirse el fenómeno de *disociación* o *radiólisis*. Tal proceso, consiste en la ruptura de enlaces químicos moleculares, y produce transformaciones químicas en las sustancias irradiadas.

Los efectos más intensos de la radiólisis se producen en moléculas con uniones covalentes, cuya disociación crea *radicales libres*. Un ejemplo típico lo tenemos en el caso de la radiólisis del agua que tras generarse radicales libres (caracterizados por una gran reactividad química) desemboca en la formación de agua oxigenada e hidrógeno molecular.

En general, los procesos químicos que origina la radiólisis de la materia, conducen a reacciones de descomposición, procesos de oxidación, como los sufridos por las sales ferrosas disueltas en agua, reducciones como las experimentadas por los haluros de plata, o polimerizaciones como las experimentadas por el etileno o el acetileno.

#### D. RADIACIÓN DE FRENADO.

Cuando una partícula incidente de masa  $M$  y carga  $z \cdot e$  ( $e$  carga elemental) penetra en el campo eléctrico de un núcleo atómico con carga  $Z \cdot e$ , experimenta la acción de una fuerza eléctrica y por tanto de una aceleración que resulta ser proporcional a  $zZ/M$ .

De acuerdo con las leyes de la electrodinámica clásica, una partícula cargada al ser acelerada, emite radiación electromagnética, cuya intensidad es proporcional al cuadrado de la aceleración, esto es:

$$I = c \cdot \frac{z^2 \cdot Z^2}{M^2}$$

donde  $c$  es una constante de proporcionalidad.  $I$  es la intensidad de la radiación electromagnética emitida.

La energía de los fotones de frenado tiene valores comprendidos entre cero y la energía cinética de la partícula al producirse la colisión, correspondientes a procesos de frenado tanto más intensos cuanto menor sea la distancia entre la trayectoria inicial de la partícula y el núcleo (parámetro de impacto).

#### E. PODER DE FRENADO.

Si como sucede a menudo, la energía de la partícula es mucho mayor que las energías medias de excitación e ionización del medio, la disminución energética por colisión supone tan sólo una fracción muy pequeña de la energía cinética de la partícula, sobre todo en partículas

pesadas. Dada la gran densidad electrónica de la materia, se puede considerar como prácticamente continua la pérdida de energía. En ciertas condiciones, tras recorrer una distancia más o menos grande, la partícula se detendrá.

Una magnitud importante en la descripción cuantitativa de la pérdida de energía, es el **poder de frenado**, que se define como *la pérdida de energía de la partícula por unidad de longitud*:

$$S(E) = -\frac{dE}{dx}$$

por lo que físicamente el poder de frenado no es sino una fuerza retardante.

Designando como colisiones los procesos en que se produce excitación o ionización, se puede descomponer el poder de frenado total, debido a la colisión o pérdidas radiativas, en la forma

$$-\frac{dE}{dx} = \left[ -\frac{dE}{dx} \right]_{\text{colisión}} + \left[ -\frac{dE}{dx} \right]_{\text{radiación}}$$

Lógicamente, el poder de frenado se expresa en unidades de energía por unidad de longitud. (J/m)

El poder de frenado por colisión depende de la naturaleza del medio material y de la naturaleza, carga y energía de la partícula. Para partículas pesadas cargadas, el poder de frenado puede expresarse mediante una expresión relativamente simple:

$$\left[ -\frac{dE}{dx} \right]_{\text{colisión}} \approx c\rho \frac{Z^2 z^2}{Av^2}$$

donde c es una constante,  $\rho$ , la densidad del medio, Z y z los números atómicos del medio y de la partícula, A, el número másico del medio y v la velocidad de la partícula.

En esta última expresión no sólo se observa que el poder de frenado aumenta al disminuir la velocidad, sino que ésta deja de ser válida para velocidades muy bajas debido a que la carga de ésta disminuye al capturar éstos electrones del medio absorbente. También es fácil ver que el poder de frenado por colisión está relacionado con la ionización específica producida por la partícula cargada, a partir de la expresión:

$$\left[ -\frac{dE}{dx} \right]_{\text{colisión}} = I_e \cdot W$$

En el caso de los electrones, no es posible expresar el poder de frenado mediante una expresión simple, pero sí cabe observar que a igualdad de energía con las partículas, los electrones muestran un poder de frenado mucho menor, y por tanto producen una ionización específica muy inferior a la de las partículas pesadas.

El poder de frenado por radiación es despreciable comparado con el valor correspondiente por colisión en el caso de las partículas pesadas, pero tiene una gran importancia para electrones, obedeciendo aproximadamente a una expresión de la forma

$$\left[ -\frac{dE}{dx} \right]_{\text{radiación}} = c\rho ZE_c$$

de modo que resulta ser directamente proporcional a la densidad y número atómico del medio de interacción, así como a la energía cinética del electrón.

Dado que el poder de frenado depende la densidad del medio, se usa un artificio para evitar tal dependencia consistente en medir el recorrido de las partículas y los espesores de los absorbentes, no en unidades de longitud, sino de masa por unidad de superficie. Tal magnitud recibe el nombre de **espesor másico**,  $X_m$ , en Kg/m<sup>2</sup> para el S.I.. A un recorrido de espesor lineal x corresponde un espesor másico  $X_m$  dado por

$$X_m = x \cdot \rho$$

Así, por ejemplo, el poder de frenado másico se define como

$$\left[ -\frac{dE}{dx_m} \right] = \frac{1}{\rho} \left[ -\frac{dE}{dx} \right]$$

Es importante señalar que debido a la pérdida de energía por radiación, no toda la energía cedida al absorbente por la partícula, será absorbida en el medio de interacción, ya que en general, la energía cedida es menor que la energía absorbida o transferida. A la energía transferida por unidad de recorrido se le denomina también **transferencia lineal de energía** (LET).

#### F. ALCANCE.

Se define el alcance de una partícula cargada en su interacción en un medio natural, como la máxima distancia de penetración en el medio absorbente. En el caso de partículas pesadas, el alcance coincide con la longitud de la trayectoria, ya que ésta es muy aproximadamente rectilínea. Sin embargo, en el caso de electrones, la trayectoria es muy sinuosa, por lo que el alcance resulta ser muy inferior a la longitud de la trayectoria.

Si se considera un gran número de partículas, el concepto de alcance presenta ciertas dificultades para su definición. Si las interacciones de todas las partículas de un haz colimado (trayectorias paralelas para todas las partículas) fueran idénticas, al representar el número de partículas, N, que franquean un espesor absorbente, d, se obtendría una “distribución rectangular”: todas las partículas tendrían la misma penetración. Sin embargo, como cada colisión es independiente de las restantes, la pérdida de energía sufre fluctuaciones estadísticas con el resultado de que la distribución real deja de ser “rectangular” y aparece un punto de inflexión. Para subsanar esta dificultad se hace una extrapolación de los datos.

## 2. INTERACCIÓN DE LAS PARTÍCULAS ALFA.

Cuando una partícula pesada con carga eléctrica –tal como la partícula alfa- penetra en un medio material, interacciona fundamentalmente con los electrones atómicos. Como la masa de la partícula es miles de veces superior a la de los electrones colisionados, sus trayectorias son prácticamente rectilíneas.

Si el medio absorbente es un gas monoatómico, el proceso fundamental de pérdida de energía es la ionización, y en menor proporción, la excitación. En gases poliatómicos y medios condensados (sólidos y líquidos) hay un predominio de disipación energética en procesos de excitación y disociación.

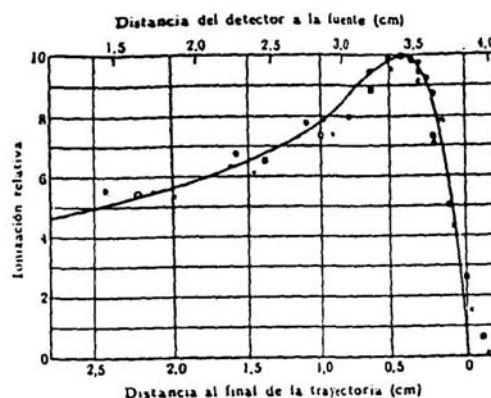
En todos los casos, las partículas van perdiendo paulatinamente su energía, hasta que se detienen y capturan dos electrones del entorno, convirtiéndose en átomos de helio. La ionización total,  $J_T$ , producida por una partícula alfa a lo largo de su trayectoria viene dada por la expresión

$$J_T = 2,88 \cdot 10^4 E_c$$

donde  $E_c$  es la energía de la partícula alfa expresada en MeV. Por ejemplo, una partícula alfa de 4 MeV producirá en su absorción en aire, unos 115.000 pares ión-electrón: de ellos, un 80 % aproximadamente corresponde a ionización primaria, y el resto a ionización secundaria.

Las partículas alfa producen una ionización específica muy elevada, ya que pierden la totalidad de su energía en un recorrido muy corto. En la figura que sigue se representa la media de la ionización específica en función de la distancia recorrida. En el caso representado para las partículas alfa del  $^{214}\text{Po}$  con  $E = 7,68$  MeV, la partícula emergente de la fuente produce una ionización específica de 2.200 pares/mm. La ionización va creciendo sensiblemente conforme las partículas van perdiendo energía, hasta llegar a los 2700 pares/mm a 3 cm de la fuente: a partir de esa distancia el aumento es mucho más rápido hasta alcanzar un valor de 7000 pares/mm, cuando la partícula está a unos 4-5 cm del fin de su trayectoria, y luego disminuye muy rápidamente.

La forma de la curva de ionización depende de la variación de velocidad de la partícula alfa a lo largo de su trayectoria. En la producción de pares ión-electrón, las partículas pierden energía y su velocidad disminuye: al moverse más lentamente permanecen más tiempo en la cercanía de las moléculas del aire, cuyos electrones colisionan aumentando así la posibilidad de producción de pares, lo que explica el incremento de la ionización específica. Tras alcanzar el máximo, la partícula viaja ya tan lenta que captura un electrón, lo que explica el descenso brusco, y luego un segundo electrón al final de su trayectoria, formando un átomo neutro de helio, incapaz de producir ionización.



En las curvas de ionización específica, se define una nueva modalidad de alcance, el de **ionización**, ( $R_{io}$ ) como la intersección con el eje de alcances de la tangente a la curva en el punto de inflexión a la derecha del máximo. Para el caso ya usado del  $^{214}\text{Po}$ , se tiene que  $R_{io} = 3,870$  cm.

A efectos de radioprotección, una regla empírica útil es que el alcance en aire de una partícula alfa en cm, es numéricamente igual al valor de su energía inicial en Mev.

A título de ejemplo, es importante hacer notar que para el intervalo de energías correspondientes a los radionucleidos más comunes, del orden de 4 a 6 MeV, el alcance de estas partículas en aire es de unos 5 cm, y 60  $\mu\text{m}$  en tejido biológico. Igualmente es interesante hacer notar el bajo poder de penetración de las partículas alfa, que se frenan con una simple hoja de papel. Esta circunstancia explica la razón por la que en general las partículas alfa NO presentan riesgos importantes en irradiación externa. Sin embargo, y como se verá más adelante, la irradiación interna, cuando las emisiones alfa alcanzan el interior del organismo vivo, tiene un riesgo elevado, debido a la intensa ionización específica asociada.

### 3. INTERACCIÓN DE PARTÍCULAS BETA y ELECTRONES.

Los mecanismos de interacción de partículas ligeras, tales como los electrones y partículas beta, son las colisiones con electrones atómicos con producción de excitación e ionización a bajas energías de la partícula ligera, y de radiación de frenado, en el caso de partículas de alta energía.

Como en el caso de las partículas alfa, las partículas beta interactúan con los electrones de la materia, pero son mucho más penetrantes: así una partícula alfa de 3 MeV tiene un alcance en aire de 2,8 cm y produce en promedio una ionización específica de 4000 pares/mm, y en cambio una partícula beta de la misma energía tiene un alcance de más de 10 m y solo produce 4 pares/mm. Por tanto, como las partículas beta son suficientemente penetrantes, pueden emplearse absorbentes sólidos que resultan más prácticos que el aire.

Dado que la masa de las partículas beta y la de los electrones es la misma, las trayectorias de tales partículas son muy sinuosas, con fuertes desviaciones respecto a la trayectoria media.

En las experiencias de absorción se usan láminas finas de aluminio, oro y mica que se sitúan entre la fuente beta y un detector de ventana adecuadamente fina. Cuando el espesor del absorbente es muy grande, la actividad observada no se anula, sino que permanece constante alrededor de un valor denominado **fondo**.

En el caso de partículas beta o electrones, el alcance suele expresarse en forma de masa por unidad de superficie (alcance másico). La razón de este proceder es de índole práctica, ya que así el alcance resulta casi independiente de la naturaleza del absorbente. En efecto, el alcance de un electrón depende, además de su energía cinética, de la densidad de electrones del absorbente, que a su vez depende de  $Z/A$ . Aunque esta última relación disminuye a medida que aumenta  $A$ , el efecto de esta variación sobre el espesor de frenado no es muy grande. Por

ejemplo, en el caso del aluminio  $Z/A = 13/27 = 0,48$  y el alcance de una partícula beta de 1 MeV es de unos 400 mg/cm<sup>2</sup>; para el oro,  $Z/A = 79/197 = 0,4$ , y el alcance es de 500 mg/cm<sup>2</sup>.

Para un cálculo analítico, el alcance se evalúa según las siguientes expresiones empíricas:

$$R_{\beta} = 412 \cdot E^{(1,265-0,0954 \ln E)} \text{ para } 0,01 \leq E \leq 2,5 \text{ MeV}$$

$$\text{Y } R_{\beta} = 530 E^{-106} \text{ para } E > 2,5 \text{ MeV}$$

Donde E es la energía máxima del espectro beta o de los electrones en MeV, y  $R_{\beta}$  el alcance en g/cm<sup>2</sup>.

Como se ha indicado antes, las partículas beta experimentan cambios significativos en la dirección de su trayectoria en cada colisión hasta el punto que pueden llegar a colisiones con ángulo de difusión mayor de 90°, fenómeno que recibe el nombre de *retrodispersión*. El número de partículas que sufre retrodispersión crece con el número atómico del absorbente y su espesor: en este último caso, se llega a un grosor de absorbente, a partir del cual se mantiene constante la fracción de partículas retrodispersadas. A este espesor de materia se la denomina *espesor de saturación*.

### 3.1 PÉRDIDA RADIATIVA DE ENERGÍA.

Si las partículas beta poseen una energía elevada, ha de tenerse en cuenta otro mecanismo importante de pérdida energética. Cuando un electrón experimenta la acción de un campo coulombiano, pierde energía por radiación en forma de espectro continuo, al que se denomina *Bremsstrahlung* o radiación de frenado. Este efecto es directamente proporcional a la energía inicial de la partícula, al cuadrado del número atómico del absorbente e inversamente proporcional al cuadrado de la masa de la partícula. Estos condicionamientos explican la razón por la que ese efecto carece de importancia en la absorción de partículas alfa.

Para evaluar la relación de pérdida energética por ionización y radiación, se puede usar la relación

$$\frac{(dE/dx)_{Rad}}{(dE/dx)_{Ioniz}} = \frac{E \cdot Z}{800}$$

donde E es la energía cinética del electrón en MeV, y Z el número atómico del absorbente. En los elementos pesados como el plomo la pérdida energética radiativa es ya importante para E = 1 MeV, pero en el aluminio sólo supone un pequeño tanto por ciento de la energía inicial.

Teóricamente, el caso más fácil de tratar es el correspondiente a la interacción de electrones con un blanco delgado, en el que se pueden suponer que en promedio los electrones interaccionan una sola vez. En tales condiciones, el espectro de energía presenta algunas características:

- La intensidad de radiación, I, igual al producto del número de fotones  $N_f$ , y la energía correspondiente,  $E_f$ , es constante hasta una energía máxima, que coincide con la de los electrones incidentes.
- La intensidad del espectro es proporcional al número atómico de absorbente. En consecuencia, para blancos delgados, la intensidad será proporcional al producto E·Z

Un blanco real grueso, puede ser considerado como un gran número de blancos delgados superpuestos. Si se desprecia la autoabsorción de fotones en el absorbente, se puede considerar que los electrones incidentes, de Energía E, después de atravesar el primer espesor elemental perderán una fracción de su energía inicial y quedarán con energía  $E_2$ , produciendo el correspondiente espectro elemental, originándose por superposición de tales espectros el total de correspondiente. No obstante, en los casos reales, los fotones de *Bremsstrahlung* sufren autoabsorción en el propio medio de interacción, tanto más intensa cuanto más baja sea su energía. Este autofiltrado selectivo hace que el espectro real adopte otra forma.

### 3.2. INTERACCIÓN DE POSITRONES CON LA MATERIA.

En el caso especial de positrones, se debe indicar que estas partículas siguen pautas de interacción en medios materiales análogas a las partículas beta negativa, perdiendo su energía

por procesos de colisión y radiación. No obstante, el fenómeno de aniquilación de positrones introduce la variante adicional de la generación de radiación de aniquilación, circunstancia importante en especial en el cálculo de blindajes biológicos.

#### 4. **BLINDAJES BIOLÓGICOS PARA PARTÍCULAS BETA y ELECTRONES.**

El trabajo en presencia de partículas beta o electrones, requiere frecuentemente el uso de blindajes biológicos adecuados, que interpuestos entre la fuente emisora y el punto a proteger, están constituidos por un absorbente, cuyo espesor es ligeramente superior a las partículas más energéticas que componen el haz de radiación. Tal espesor se calcula usando las expresiones que se han expuesto antes.

En principio, se podría usar cualquier material como absorbente, manteniendo la condición de que espesor másico fuera obtenido en el cálculo descrito. No obstante, la producción paralela de *Bremsstrahlung*, creciente con el cuadrado de *Z* del absorbente, hace totalmente desaconsejable el uso de materiales pesados, tales como el plomo, que si bien cumplen los objetivos de absorber las partículas beta o electrones, es a cambio de emitir radiación de frenado, penetrante y causante igualmente de daños biológicos.

Así pues, para construir blindajes biológicos o contenedores para radionucleidos emisores beta, han de estar formados por una primera capa (en contacto con la fuente emisora) de un material ligero, de *Z* bajo, tal como plástico o aluminio, seguido eventualmente (sobre todo con emisores beta duros) de una fina capa de plomo, con objeto de atenuar convenientemente el *Bremsstrahlung* originado.

#### 5. **INTERACCIÓN DE NEUTRONES CON LA MATERIA.**

Los neutrones, al carecer de carga eléctrica aparente, NO producen directamente ionización ni radiación de frenado. La interacción neutrónica, a diferencia de las partículas cargadas, se produce con el núcleo del medio absorbente y no con los electrones. Por tanto, el proceso predominante de interacción neutrónica, es la producción de reacciones nucleares, de dispersión y de absorción. Para ello, la reacción eficaz total será

$$\sigma_{\text{Total}} = \sigma_{\text{absorción}} + \sigma_{\text{dispersión}}$$

Los valores de la reacción eficaz total son función de las energías de los neutrones, y del tipo de núcleos constituyentes del blanco.

La peligrosidad de los neutrones, se debe a que tanto en los procesos de absorción como de dispersión, se originan partículas cargadas y fotones, que pueden producir ionización, y por ello, los neutrones se clasifican entre las radiaciones indirectamente ionizantes.

Cuando un núcleo estable absorbe un neutrón, puede transformarse en un radionucleido, y en su desintegración emitir partículas alfa, beta o fotones. Incluso en el caso en que la absorción conduzca a otro núcleo estable, se producen siempre los fotones propios de captura, propios de la reacción nuclear.

Los procesos de dispersión pueden conducir también a la producción de partículas de alto poder ionizante: tal como ocurre cuando los electrones rápidos interactúan con materiales ricos en hidrógeno como el agua. En esas condiciones, al chocar los neutrones con los átomos de hidrógeno, éstos resultan expulsados al romperse el enlace químico, y emergen en forma de protones con una fracción importante de la energía del neutrón. Estos protones de retroceso son partículas capaces de producir una alta densidad de ionización a lo largo de su trayectoria.

El cuerpo humano contiene en muchos de sus tejidos una gran cantidad de agua e hidrógeno, por lo que la absorción de neutrones rápidos genera protones de retroceso, lo que explica la peligrosidad de estas partículas desde el punto de vista de la radioprotección.

La construcción de blindajes de neutrones resulta más complicada que en los casos vistos de partículas cargadas, debido a las peculiaridades de su interacción, ya que no pierden su energía decrementalmente como las partículas cargadas, sino en una única colisión, lo que

conduce a una atenuación exponencial. La dificultad apuntada se debe sobre todo a las fuertes variaciones que presenta la sección eficaz con la energía, lo cual explica que un absorbente adecuado para neutrones térmicos no sea útil para neutrones rápidos, y recíprocamente.

El método general de resolver la protección frente a haces de neutrones, muchas veces formados por mezclas de neutrones rápidos y térmicos, es aplicar el principio conservador de suponerlos todos rápidos y usar un blindaje, que consta por una parte de una capa de un elemento hidrogenoide (agua o parafina) de un espesor adecuado para que la fracción de neutrones rápidos se moderen a térmicos, seguida de una segunda capa de un elemento de alta sección eficaz de captura de neutrones térmicos, normalmente boro o cadmio. Finalmente, una tercera capa de plomo de espesor conveniente atenuará hasta un valor tolerable el flujo de radiación gamma de captura.