

4 Interacción de la radiación con la materia

Una de las características de las radiaciones, tanto corpusculares como electromagnéticas, es su capacidad para penetrar en la materia e interactuar con los átomos constituyentes de la misma. En estas interacciones, la radiación pierde parte de su energía, o la totalidad, que es absorbida por el medio material que está atravesando. Esta transferencia de energía es la causa de los distintos efectos producidos por las radiaciones, tales como los efectos biológicos sobre la materia viva. Por otra parte, los diferentes métodos de detección y medida de la radiación se basan en su interacción con determinados materiales. Todos estos aspectos condicionan la utilización de las radiaciones en los diversos campos de aplicación.

Es por ello que conviene conocer con detalle los mecanismos de los principales procesos de interacción de las radiaciones con la materia y en particular cómo se produce la transferencia de energía antes mencionada. La comprensión de estos fenómenos permitirá prevenir y minimizar sus efectos nocivos o bien potenciar aquellos que puedan interesar para una determinada aplicación.

4.1 Interacción de las partículas cargadas

En este capítulo se introducirán, en primer lugar, los conceptos fundamentales de la interacción de las partículas cargadas con la materia y posteriormente se estudiarán con detalle las principales características de la interacción de las radiaciones alfa y beta.

4.1.1 Mecanismos de pérdida de energía

Las partículas cargadas a su paso a través de un medio material experimentan una serie de interacciones con los átomos constituyentes del mismo. En el transcurso de estas interacciones las partículas van perdiendo su energía hasta que, si el material posee un espesor suficiente, llegan a detenerse y a neutralizarse eléctricamente.

El proceso mayoritariamente responsable de esta pérdida de energía es la interacción electromagnética entre la partícula cargada y los electrones atómicos del medio. Estas interacciones pueden ser interpretadas como colisiones de la partícula incidente con los electrones atómicos; las colisiones

pueden ser de tipo elástico o inelástico. En el primer caso la energía cinética total se conserva y una parte de la energía cinética de la partícula incidente se transfiere como energía cinética al átomo. En el segundo caso parte de la energía transferida es absorbida por el átomo, que pasa a un *estado excitado* o bien se *ioniza*.

Las partículas cargadas también pueden interaccionar con los núcleos atómicos del medio que atraviesan. Estas interacciones pueden ser de tipo coulombiano o de tipo nuclear. En cualquier caso las interacciones regidas por fuerzas nucleares son poco frecuentes, de modo que la interacción de las partículas cargadas con la materia puede considerarse como un fenómeno esencialmente coulombiano, tanto a nivel atómico como nuclear.

La dispersión elástica con los núcleos atómicos puede provocar un cambio brusco de la velocidad de la partícula incidente, que sufre una fuerte aceleración, lo que origina, de acuerdo con las leyes de la electrodinámica clásica, la emisión de radiación electromagnética con la consiguiente pérdida de energía. Esta radiación recibe el nombre de *radiación de frenado* o *bremsstrahlung*.

Así pues, las interacciones coulombianas de las partículas cargadas con la materia son las que provocan fundamentalmente su pérdida de energía al atravesar un medio material, de acuerdo con los siguientes procesos:

- a) ionización de los átomos del material;
- b) excitación de los átomos del material;
- c) emisión de radiación de frenado o *bremsstrahlung*.

El predominio de uno u otro proceso depende de la energía y naturaleza de la partícula cargada incidente y de la naturaleza del medio material que atraviesa.

4.1.2 Ionización, excitación y radiación de frenado

Tal como se ha dicho anteriormente, los procesos de ionización, excitación y emisión de radiación de frenado son los que contribuyen de manera fundamental a la pérdida de energía de las partículas cargadas a su paso a través de la materia. A continuación se van a estudiar con un poco más de detalle dichos procesos.

a) Ionización

Cuando una partícula cargada atraviesa un medio material puede colisionar inelásticamente con los electrones atómicos de éste, perdiendo en cada colisión parte de su energía, que es transferida a un electrón. Si esta transferencia de energía es suficiente para arrancar el electrón del átomo, es decir, si la energía es superior a la energía de enlace del electrón, éste escapa y se convierte en una partícula libre con lo que el átomo queda cargado positivamente. Se crea así un *par iónico*: un ión negativo

constituido por el electrón expulsado y un ión positivo formado por el átomo al que le falta un electrón. Este fenómeno se denomina *ionización*. Este tipo de ionización, originada por la transferencia de energía de la partícula cargada incidente a los electrones atómicos, recibe el nombre de *ionización primaria*.

Muchos de los electrones liberados en los procesos de ionización primaria tendrán la energía suficiente para, a su vez, producir nuevas ionizaciones en otros átomos del material que atraviesan, liberando nuevos electrones atómicos y produciendo por tanto nuevas ionizaciones. Este tipo de ionización recibe el nombre de *ionización secundaria*.

En general se llamará *ionización secundaria* a la producida por una radiación secundaria, es decir, por una radiación que se ha obtenido por interacción de la radiación primaria, que puede ser de partículas cargadas o no, con la materia.

Recuérdese que a la energía necesaria para ionizar un átomo o una molécula, que se encuentre en su estado fundamental, se le llama *energía de ionización*. Este valor depende de la naturaleza del átomo o molécula que se ioniza y se representa por w_i .

Así, para el átomo de hidrógeno, la energía de ionización es

$$w_i = 13,6 \text{ eV},$$

que es la energía de enlace de su único electrón situado en la capa K (estado fundamental) (ver Tabla 1.2).

Otros valores de la energía de ionización para distintos átomos son:

Elemento	Número atómico	w_i
Carbono	6	11,2 eV
Nitrógeno	7	14,5 eV
Oxígeno	8	13,6 eV
Aluminio	13	6,0 eV
Argón	18	15,7 eV
Hierro	26	7,9 eV
Plomo	82	7,4 eV

Se denomina *ionización total* I_t , producida por el paso de una partícula cargada a través de la materia, al número total de pares de iones que se crean, tanto por ionización primaria como secundaria, a lo largo de su recorrido.

Considérese una partícula cargada cuya energía cinética inicial es E_0 y supóngase que interacciona con un material en el que pierde toda su energía produciendo una ionización total I_t . En estas condiciones se puede definir la *energía media para producir un par iónico* o *energía media de ionización*

$$\bar{w} = \frac{E_0}{I_t}$$

Hay que señalar que este valor medio es superior a la energía de ionización definida anteriormente. Ello es debido a que en el proceso de interacción de la partícula cargada con el material no sólo se producen ionizaciones sino que también se originan excitaciones de los átomos o moléculas que no tienen como consecuencia la formación de un par iónico pero que sí contribuyen a la pérdida de energía de la partícula cargada. Por esta razón el valor medio para producir un par iónico en un determinado material, no depende únicamente del medio sino que también depende de la energía y naturaleza de la partícula cargada. En la tabla 4.1 se dan los valores de la energía media para producir un par de iones en algunos gases simples y para distintos tipos de radiación.

Tabla 4.1 Valores medios de la energía necesaria para crear un par de iones en algunos gases simples

Gas	Fórmula	$\bar{w}(eV/pi)$ para partículas α	$\bar{w}(eV/pi)$ para protones	$\bar{w}(eV/pi)$ para e^-
Aire	-	34,98 \pm 0,05	36,0 \pm 0,4	37,73 \pm 0,15
Argón	Ar	26,3 \pm 0,1	26,4 \pm 0,8	26,2 \pm 0,2
Nitrógeno	N ₂	36,39 \pm 0,04	36,6 \pm 0,7	34,6 \pm 0,3
Anhídrido carbónico	CO ₂	34,1 \pm 0,1	34,0 \pm 0,5	32,9 \pm 0,3
Hidrógeno	H ₂	36,2 \pm 0,2		36,6 \pm 0,3
Neón	Ne	35,7 \pm 2,6	28,6 \pm 8	36,2 \pm 0,4
Oxígeno	O ₂	32,3 \pm 0,1	41,5 \pm 2	31,8 \pm 0,3
Xenón	Xe	22,8 \pm 0,9		21,9 \pm 0,3

Puede observarse que las energías medias para producir un par iónico en gases son del orden de 32–35 eV por par iónico, variando muy poco de un gas a otro.

Se define la *ionización específica* I_s como el número de pares de iones, tanto primarios como secundarios, creados por la partícula incidente por unidad de recorrido de ésta en el medio material. Si se indica por dI el número de pares de iones producidos entre los puntos x y $x + dx$ del recorrido, la ionización específica en el punto x será

$$I_s = \frac{dI}{dx}.$$

El valor de la ionización específica depende de la energía E de la partícula y, ya que ésta va variando a medida que la partícula penetra en el medio, resulta que la ionización específica es función del camino recorrido, x , por la partícula.

El conocimiento de la ionización producida por las partículas cargadas al penetrar en la materia es de la mayor importancia, debido, por una parte, a que dicha ionización constituye el fenómeno básico para muchos métodos de detección y, por otra, a que es el proceso causante del daño biológico producido por las radiaciones.

b) Excitación

Se ha visto que para que se produzca el fenómeno de la ionización es necesario que la energía transferida por la partícula cargada al electrón, durante la interacción, sea superior a la energía de ionización correspondiente; si no es así el electrón no podrá ser liberado del átomo o molécula. Sin embargo, puede suceder que, aun siendo esta energía transferida inferior a la de ionización, sea suficiente como para permitir al electrón pasar a ocupar un nivel superior de energía. Si sucede esto, el átomo o molécula queda en un estado excitado y el proceso recibe el nombre de *excitación*.

El átomo excitado volverá en general a su estado fundamental mediante la emisión de radiación electromagnética.

La energía mínima necesaria para llevar un átomo desde su estado fundamental a un estado excitado recibe el nombre de *energía de excitación* o *potencial de excitación* del estado correspondiente.

Se ha determinado la energía de excitación media para muchos átomos. El cociente entre esta energía de excitación media y el número atómico es prácticamente constante para los átomos con Z mayor que 13 y su valor es aproximadamente 13 eV.

c) Radiación de frenado

De acuerdo con las leyes de la electrodinámica clásica, una partícula cargada y acelerada emite una radiación electromagnética, llamada *radiación de frenado* o, *bremstrahlung*, cuya intensidad es proporcional al cuadrado de su aceleración. Este será el caso de una partícula de masa m y carga ze que penetra en el campo eléctrico de un núcleo atómico de carga Ze : si esta partícula interacciona electromagnéticamente experimentará una aceleración proporcional a zZ/m y por tanto emitirá una radiación de intensidad proporcional a $(zZ/m)^2$. Esta relación pone en evidencia que la radiación de frenado será tanto más importante cuanto mayor sea el producto de las cargas eléctricas de la partícula incidente y del núcleo zZ , y menor la masa m de la partícula.

Así pues, para una misma partícula cargada, la radiación de frenado tendrá más importancia en un medio pesado (Z grande) que en un medio ligero (Z pequeña). También puede verse que para los electrones, debido a su pequeña masa, el fenómeno será mucho más acusado que para las otras partículas cargadas, protones, partículas alfa o iones pesados.

Por otra parte se comprueba que la pérdida de energía por radiación también aumenta con la energía de la partícula; de hecho sólo empieza a ser significativa a partir de una energía de la partícula del orden del doble de la energía equivalente a su masa en reposo: $2 mc^2$. Es por eso que el *bremsstrahlung* únicamente será importante para los electrones, ya que con energías del orden de 1 MeV ya cumplen la anterior condición mientras que las demás partículas deberían alcanzar energías muy superiores.

4.1.3 Poder de frenado. Transferencia lineal de energía

En el apartado anterior, se ha visto que cuando una partícula cargada atraviesa un medio material va perdiendo su energía principalmente mediante los procesos de ionización y excitación de los átomos del medio y en algunos casos mediante la radiación de frenado. Si las energías medias de ionización y excitación de los átomos del medio son pequeñas en comparación con la de la partícula, entonces ésta sólo perderá una pequeña fracción de su energía cinética en cada colisión, especialmente si la partícula es pesada. Si además de este hecho se tiene en cuenta que el número de electrones en un medio material es muy grande y que por lo tanto el número de interacciones que se producen por unidad de recorrido de la partícula cargada es elevado, se puede considerar que la pérdida de energía a lo largo del recorrido de la partícula se produce de forma continua.

Hacia el final de su recorrido la partícula habrá perdido prácticamente toda su energía cinética. Cuando ocurre esto el modelo del proceso continuo de pérdida de energía deja de ser válido, debido a que empiezan a tener importancia los encuentros individuales. Finalmente, la partícula se neutralizará.

Para describir de forma cuantitativa esta pérdida continua de la energía de la partícula incidente se define el *poder de frenado* o *pérdida lineal de energía* T como la energía perdida por la partícula en el material por unidad de longitud de su recorrido. Así, si una partícula cargada pierde una energía dE cuando recorre una longitud dx , el poder de frenado será

$$T = - \frac{dE}{dx} .$$

Es conveniente hacer la distinción entre el poder de frenado debido a la ionización o excitación de los átomos del medio y el debido a la pérdida por radiación. Así se escribe

$$T = \left(- \frac{dE}{dx} \right)_{\text{ionización/excitación}} + \left(- \frac{dE}{dx} \right)_{\text{radiación}} .$$

La importancia relativa de cada uno de los dos términos dependerá del tipo de partícula, de su energía y de la naturaleza del medio material. En general, podemos decir que el término de ionización / excitación será importante para las partículas cargadas pesadas y los electrones de baja energía, mientras que el término de radiación lo será en el caso de los electrones de alta energía.

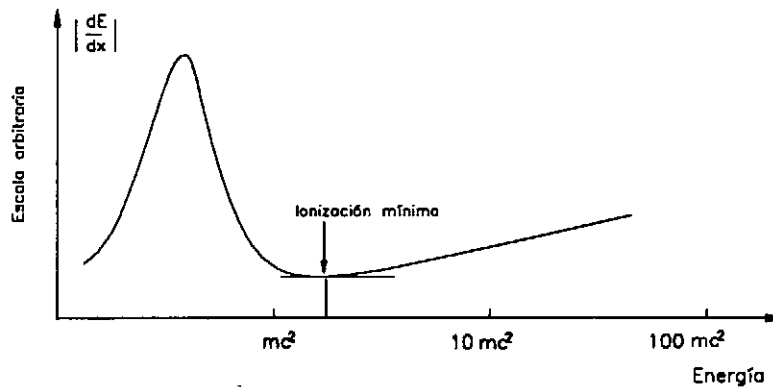


Fig. 4.1 El poder de frenado en función de la energía de la partícula

En la figura 4.1 puede verse representado el poder de frenado en función de la energía de la partícula. Se observa que existe, para energías inferiores a mc^2 , un máximo que es debido a la pérdida de energía por ionización/excitación. El poder de frenado por ionización alcanza su valor mínimo para una energía aproximadamente igual a $2 mc^2$. A partir de este valor vuelve a crecer ligeramente y empieza a ser cada vez más importante la pérdida de energía por radiación.

Es importante considerar, asimismo, el concepto de *transferencia lineal de energía L*, en terminología inglesa LET, que se define como la energía transferida por la partícula *localmente* al medio por unidad de longitud de su recorrido. Esta energía transferida localmente al medio será la que se pierde debido a los procesos de ionización y excitación, por lo tanto

$$L = \left(- \frac{dE}{dx} \right)_{\text{ionización/excitación}}$$

Esta magnitud, cuando las partículas pierdan energía únicamente por ionización y excitación atómica, será igual a la pérdida lineal de energía T ; éste será el caso de las partículas cargadas pesadas.

En el caso de los electrones existe además, la pérdida de energía por *bremsstrahlung*. A diferencia de la energía perdida por ionización o excitación ésta no se disipa localmente, ya que la radiación electromagnética producida puede propagarse por el medio material y disipar su energía en un punto muy alejado del lugar en que se ha originado. Así pues, en el caso de los electrones, la pérdida lineal de energía será mayor que la transferencia lineal de energía $T > L$.

En general, se puede escribir

$$T = L + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{radiación}}.$$

Dado que los efectos producidos por las radiaciones en un volumen determinado del medio material atravesado dependen básicamente de la energía depositada en este volumen, el conocimiento de la transferencia lineal de energía será muy importante para poder cuantificarlos. Por otra parte, esta magnitud es de suma importancia en dosimetría puesto que interviene directamente en la formulación de la dosimetría de las partículas cargadas y en la determinación de la dosis equivalente, y también es una magnitud relacionada con los efectos biológicos de la radiación.

Tanto el poder de frenado como la transferencia lineal de energía se expresan en unidades de energía por unidad de longitud, MeV/cm.

Ya se ha indicado que el poder de frenado, bien sea por ionización o por radiación, depende del medio material y de la naturaleza y energía de la partícula cargada que interacciona con dicho medio. Para el caso de partículas cargadas pesadas, es decir con exclusión de los electrones, la pérdida lineal de energía por ionización puede evaluarse a partir de un modelo relativamente sencillo, con lo que se obtiene una expresión que simplificada es

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ionización/excitación}} = \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{v^2},$$

donde ρ representa la densidad del medio, Z y A , sus números atómico y másico respectivamente, z la carga eléctrica (en unidades e) y v la velocidad de la partícula cargada incidente.

Puesto que de forma aproximada $Z/A \sim 1/2$ para toda la materia, se tiene que la única dependencia del poder de frenado por ionización/excitación respecto del material es a través de la densidad.

Se puede constatar, por otra parte, que es directamente proporcional al cuadrado de la carga de la partícula incidente e inversamente proporcional al cuadrado de su velocidad. Si las velocidades no son

relativistas se puede escribir la anterior expresión en términos de la energía cinética de la partícula E .

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ionización/excitación}} = \rho \frac{m z^2}{E},$$

donde m representa la masa de la partícula.

Estas relaciones indican claramente que el poder de frenado por ionización/excitación no se mantiene constante a lo largo del recorrido de la partícula, sino que va aumentando a medida que la partícula pierde energía. Cuando la partícula ha perdido casi toda su energía las expresiones anteriores dejan de ser válidas.

El poder de frenado por ionización/excitación está ligado con la ionización específica producida por la partícula a través de la relación

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ionización/excitación}} = I_s \bar{w}.$$

En el caso de los electrones, las anteriores expresiones simplificadas para el cálculo del poder de frenado por ionización no son válidas ya que incluso para bajas energías deben utilizarse las correcciones relativistas. Para un material determinado, los electrones de la misma energía que una partícula cargada pesada tienen un poder de frenado por ionización muy inferior a la de ésta y, en consecuencia, producen también una ionización específica mucho menor.

Para las partículas cargadas pesadas de algunos MeV de energía, el poder de frenado por radiación, *bremstrahlung*, es despreciable frente al poder de frenado por ionización. En cambio para los electrones es sumamente importante. Puede utilizarse la expresión aproximada

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{radiación}} = \rho Z E.$$

Puede observarse que es una magnitud directamente proporcional a la densidad y al número atómico del material así como a la energía del electrón que lo atraviesa.

Se ha visto que tanto el poder de frenado por ionización en el caso de partículas cargadas pesadas como el poder de frenado por radiación en el caso de electrones, es directamente proporcional a la densidad ρ del medio material. Para eliminar esta dependencia es conveniente medir los recorridos de las partículas y los espesores de los absorbentes en unidades de masa por unidad de área (g/cm^2). El espesor expresado en estas unidades recibe el nombre de *espesor másico* x_m . Su relación con el

espesor lineal viene dada a través de la densidad del medio

$$x_m \text{ (g/cm}^2\text{)} = \rho \text{ (g/cm}^3\text{)} \cdot x \text{ (cm)} .$$

El poder de frenado expresado en función del espesor másico se denomina *poder de frenado másico* y está relacionado con el poder de frenado lineal según la expresión

$$\left(- \frac{dE}{dx} \right)_m = \frac{1}{\rho} \left(- \frac{dE}{dx} \right) .$$

Las unidades usuales con las que se expresa el poder de frenado másico son $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 / \text{g}$.

En la figura 4.2 se muestra la variación del poder de frenado másico en el plomo para electrones y protones. Puede observarse que para los electrones se tiene un valor mínimo para una energía de aproximadamente 1 MeV ($\approx 2mc^2$) y que para energías superiores es predominante el poder de frenado por radiación.

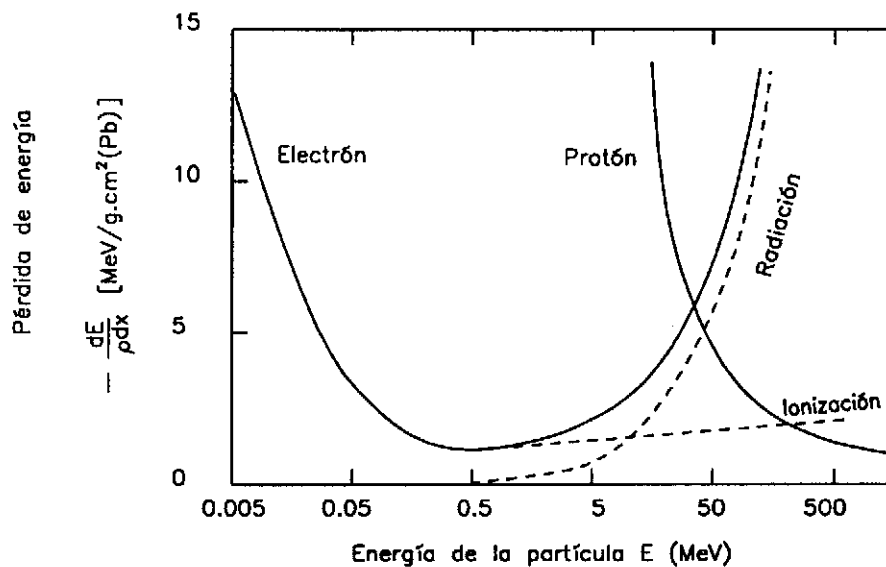


Fig. 4.2 Poder de frenado de los electrones y los protones en el plomo

4.1.4 Alcance

Se define el *alcance* de una partícula cargada, que incide normalmente sobre una superficie de un medio material, como la distancia máxima de penetración en dicho medio.

En el caso de las partículas pesadas las trayectorias pueden considerarse prácticamente rectilíneas y por tanto el alcance coincidirá aproximadamente con la longitud del camino total recorrido por la partícula hasta que es neutralizada. Además, el alcance para partículas idénticas de la misma energía será muy parecido para todas ellas.

Por el contrario, los electrones sufren desviaciones notables al interactuar con los electrones o núcleos atómicos del medio, y sus trayectorias no son rectilíneas. Por esta razón, la longitud del camino realmente recorrido por un electrón será superior a su alcance tal como se ve en la figura 4.3. Así pues, electrones de la misma energía no tendrán necesariamente el mismo alcance por lo que este concepto tiene, en este caso, una validez limitada.

De hecho, tanto en el caso de partículas cargadas pesadas como en el caso de los electrones, si se considera un haz colimado y monoenergético de partículas idénticas, el alcance en un medio material variará de una partícula a otra, es decir, habrá fluctuaciones. Por este motivo se definen los conceptos de *alcance medio* y *alcance extrapolado* de un haz colimado de partículas idénticas y de la misma energía.

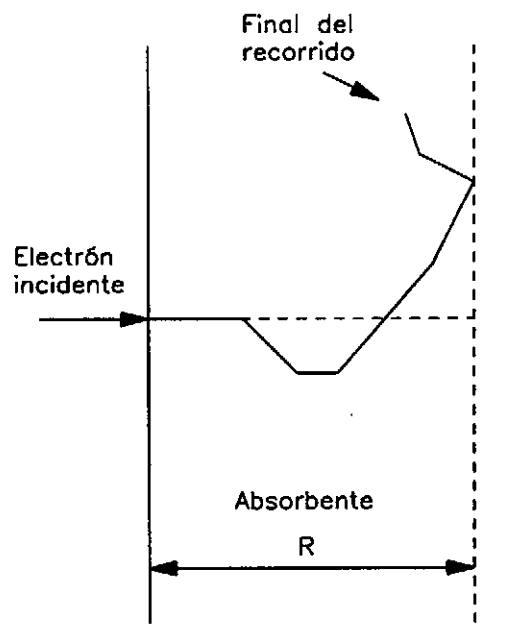


Fig. 4.3 Diagrama esquemático del recorrido de un electrón al atravesar un medio material

El *alcance medio* es el valor medio de los alcances de las partículas del haz en un medio material. Si se representa en un gráfico la variación de la intensidad del haz en función del espesor del medio

material atravesado, en el caso de partículas cargadas pesadas, figura 4.4, el alcance medio viene dado por la abscisa R_0 .

El *alcance extrapolado* viene determinado por la abscisa R_1 , que se obtiene como intersección del eje de abscisas, en el que se representa el espesor del material, con la tangente a la curva en el punto de máxima pendiente.

La diferencia $R_1 - R_0$, que se indica por S en la figura, recibe el nombre de *parámetro de fluctuación del alcance* y se utiliza para estimar cuantitativamente la fluctuación del alcance.

También se puede definir el *alcance máximo* que será la distancia máxima de penetración de las partículas en la dirección del haz en el medio material considerado. Esta distancia es alcanzada únicamente por una pequeña porción de las partículas del haz, por lo que es difícil determinarla. En la práctica, se toma en su lugar el alcance extrapolado.

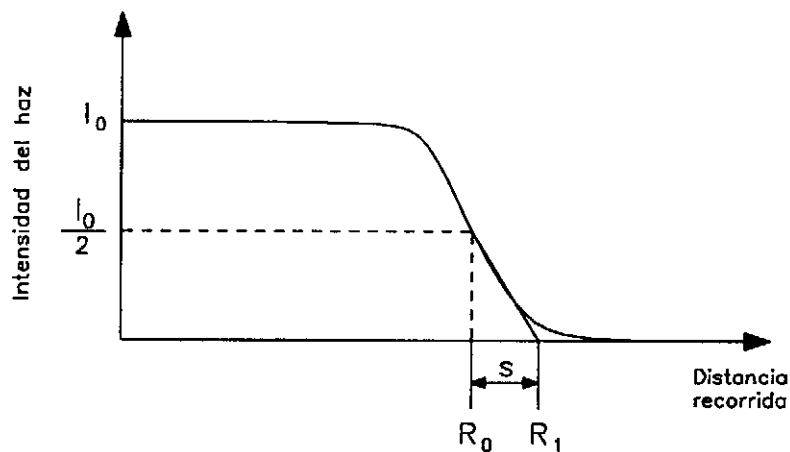


Fig. 4.4 Variación de la intensidad de un haz colimado de partículas cargadas pesadas idénticas y de la misma energía en función de la distancia recorrida en un material

Es normal expresar el alcance en unidades de masa por unidad de superficie. El alcance así expresado recibe el nombre de *alcance másico*,

$$R_{\text{másico}} (\text{g/cm}^2) = \rho (\text{g/cm}^3) R(\text{cm}) ,$$

donde ρ es la densidad del material. La unidad más usual en la que se expresa el *alcance* es el cm y la del *alcance másico* el g/cm^2 .

4.1.5 Interacción de las partículas alfa con la materia

Se ha comentado anteriormente que las partículas alfa son núcleos de helio-4 con energías bien precisas y determinadas, que son emitidos por ciertos radisótopos. Así pues, las partículas alfa son partículas cargadas, con una carga positiva igual a dos veces la carga elemental e y pesadas, ya que su masa es aproximadamente igual a 4 u.

Dado que el estudio teórico de los parámetros definidos anteriormente (poder de frenado, ionización, alcance) para el caso de las partículas alfa es complicado, resulta más sencillo utilizar la abundante información experimental que existe sobre el tema.

A partir de ella pueden obtenerse una serie de expresiones y tablas de carácter empírico que permiten predecir los efectos cuantitativos producidos por estas partículas.

a) Ionización

La ionización total I_t producida por una partícula alfa de energía E en el aire (en condiciones normales CN) antes de neutralizarse para formar un átomo de helio-4 puede calcularse mediante la expresión

$$I_t = 2,88 \cdot 10^4 \cdot E \text{ (MeV) } ,$$

donde la energía de la partícula alfa debe expresarse en MeV.

Ejemplo

Calcular la ionización total producida por una partícula alfa de 5 MeV al atravesar aire en condiciones normales (CN).

Según la anterior expresión se obtendrá

$$I_t = 2,88 \cdot 10^4 \cdot 5 = 144.000 \text{ pares de iones } .$$

Como puede comprobarse la ionización producida es muy grande.

En el caso de las partículas alfa la ionización primaria representa aproximadamente el 80% de la ionización total.

Las partículas alfa producen una ionización específica muy elevada, puesto que pierden su energía en un recorrido muy corto y, por lo tanto, la densidad de pares de iones producidos es muy grande. Ya se ha dicho que la ionización específica no se mantiene constante durante todo el recorrido debido a

que la partícula va perdiendo energía; en el caso de las partículas alfa, la ionización específica va aumentando a medida que la partícula penetra en el medio, alcanzando su valor máximo poco antes de finalizar su recorrido.

La variación de la ionización específica en función de la penetración en el material, en el caso de las partículas alfa, viene dada gráficamente por la llamada *curva de Bragg*, que está representada en la figura 4.5.

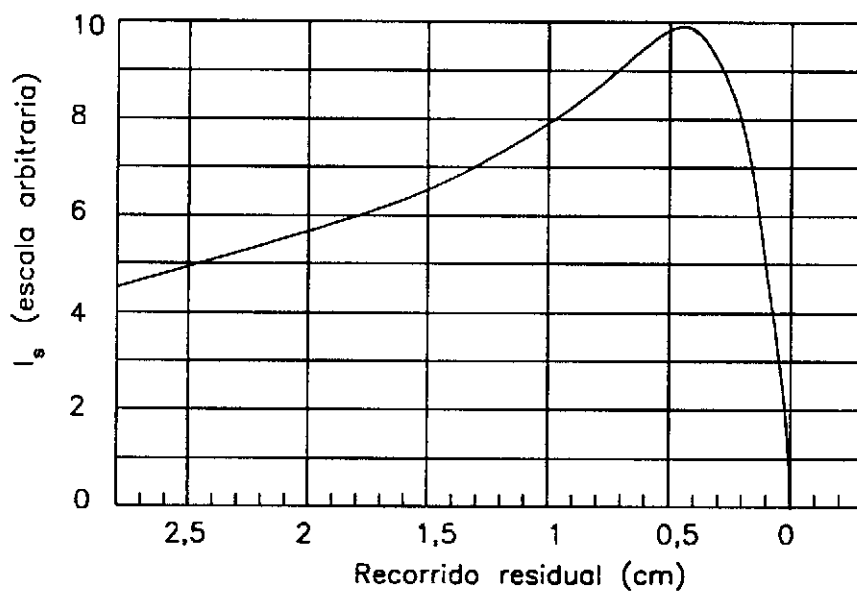


Fig. 4.5 Curva de Bragg para partículas alfa en el aire en función del recorrido residual

En la tabla siguiente se recoge el valor de la ionización específica en el aire en condiciones normales (CN) en función de la energía de las partículas alfa.

Puede observarse que el máximo de la ionización específica corresponde a una energía de la partícula alfa comprendida entre 0,8 y 1 MeV.

Tabla 4.2 Ionización específica de las partículas alfa en el aire (CN)

Energía (MeV)	$I_s/cm (10^4)$
0,4	6,2
0,6	6,9
0,8	7,2
1,0	7,2
1,5	6,3
2,0	5,3
3,0	4,0
4,0	3,3
5,0	2,9
6,0	2,5
7,0	2,3

b) Poder de frenado

Las partículas alfa son partículas pesadas y por lo tanto pierden su energía fundamentalmente por colisión con los electrones orbitales de los átomos del material, por lo que provocan la formación de pares de iones. Esto significa que al calcular su poder de frenado únicamente deberá considerarse la pérdida de energía por ionización. Así se puede escribir

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) (\text{MeV/cm}) = I_s (\text{pares iónicos/cm}) \bar{w} (\text{MeV/par iónico}) .$$

Los valores de las energías medias por par iónico pueden derivarse de la tabla 4.1 y la ionización específica puede obtenerse a partir de la curva de Bragg, figura 4.5.

c) Alcance

Dado que las partículas alfa son partículas pesadas, su trayectoria es prácticamente rectilínea y la longitud de su recorrido coincide con la penetración en el medio material. En este caso, la fluctuación del alcance es muy pequeña, lo que significa que el alcance medio y el alcance extrapolado son prácticamente iguales.

Para el caso del aire, en condiciones normales (CN), existe una expresión

$$R_0 (\text{cm}) = 0,309 \cdot [E (\text{MeV})]^{3/2} ,$$

que permite calcular el alcance medio de las partículas alfa. Esta relación es válida para energías de las partículas alfa comprendidas entre 4 y 7 MeV.

Para otro medio distinto del aire, el alcance medio puede calcularse mediante la *fórmula de Bragg-Kleeman*

$$R'_0 \text{ (cm)} = R_0 \cdot 3,2 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{A_{ef}}}{\rho},$$

donde:

R_0 es el alcance medio de estas partículas en el aire expresado en cm;

ρ es la densidad del material en g/cm³;

A_{ef} es el número másico efectivo del material que se calcula como

$$\sqrt{A_{ef}} = \frac{n_1 A_1 + n_2 A_2 + \dots}{n_1 \sqrt{A_1} + n_2 \sqrt{A_2} + \dots},$$

siendo n_i las fracciones atómicas y A_i los números másicos de los diversos átomos constituyentes del material. Es evidente que si el material está constituido por un único isótopo $A_{ef} = A$.

En la tabla 4.3 se dan los valores del alcance de las partículas alfa en el aire y en los tejidos biológicos en función de su energía.

Puede observarse que para las energías de las partículas alfa emitidas por los radisótopos más frecuentes ($E < 6$ MeV) el alcance de estas partículas no llega a los 5 cm en el aire ni a una décima de milímetro en los tejidos.

Gracias a este pequeño poder de penetración, las partículas alfa no contribuyen de manera importante a la irradiación externa de los organismos vivos; pero, en cambio, son muy peligrosas por irradiación interna de emisores alfa incorporados en el organismo, debido a la gran ionización específica que producen en los tejidos.

Ejemplo

¿Cuál será el alcance de una partícula alfa de 5 MeV en el aire en CN y en el agua?

A partir de la expresión que proporciona el alcance de las partículas alfa en el aire se obtiene

$$R_0 \text{ (cm)} = 0,309 \cdot (5 \text{ MeV})^{3/2} = 3,455 \text{ cm} .$$

Vemos que este valor es aproximadamente el mismo que se obtiene a partir de la tabla 4.3,

$$R_0 = 3,52 \text{ cm}$$

Para calcular el alcance en el agua deberá calcularse previamente su A_{ef} ,

$$\sqrt{A_{ef\text{agua}}} = \frac{2 \cdot 1 + 1 \cdot 16}{2\sqrt{1} + 1\sqrt{16}} = 3 .$$

Así pues, teniendo en cuenta que la densidad del agua es 1 g/cm^3 ,

$$R'_0 \text{ (cm)}_{\text{agua}} = 3,455 \text{ cm} \cdot 3,2 \cdot 10^{-4} \frac{3}{1} = 3,317 \cdot 10^{-3} \text{ cm} .$$

Tabla 4.3 Alcance de las partículas alfa en el aire (CN) y en un tejido biológico

Energía (MeV)	Aire (cm)	Tejido biológico (cm) 10^{-3}
0,4	0,26	
0,6	0,38	
0,8	0,43	0,72
1	0,52	0,79
1,5	1,01	1,4
2,0	1,67	2,2
3,0	2,50	3,1
4,0	3,00	3,6
5,0	3,52	4,4
6,0	4,67	5,5
7,0	5,96	7,0

d) Autoabsorción de las fuentes alfa

Está claro que cuando se dispone de una fuente radiactiva que no es puntual sino que tiene un espesor finito, parte de la radiación emitida será absorbida en la propia fuente. A este proceso se le llama

autoabsorción. En el caso de fuentes de partículas alfa este fenómeno es sumamente importante debido al corto alcance de estas partículas.

Para tener en cuenta el efecto de la autoabsorción sobre el espectro de las partículas alfa emitidas por una fuente no puntual puede considerarse que la fuente está dividida en volúmenes diferenciales. La atenuación que sufrirá la radiación emitida por cada uno de estos volúmenes a causa de la autoabsorción dependerá de la situación de éste en el interior de la fuente. A partir de estas consideraciones pueden hacerse cálculos para determinar el valor de la autoabsorción y así corregir la actividad de la fuente y el espectro de las partículas que emite.

4.1.6 Interacción de las partículas beta

Como ya se ha comentado, las partículas beta son partículas cargadas ligeras (electrones y positrones), cuyas energías se distribuyen según un espectro continuo del cual se conoce, en general, la energía máxima. Esta energía máxima, para la mayoría de los emisores beta, no suele sobrepasar los 5 MeV.

Las partículas beta interactúan con los átomos y producen ionizaciones y excitaciones en procesos de colisión y, en el caso de energías elevadas, también pueden ceder parte de su energía en forma de radiación de frenado.

a) Ionización

Para las partículas beta, el cálculo de la ionización en un medio material es mucho más delicado que en el caso de las partículas alfa, debido esencialmente a que las ionizaciones secundarias que se producen, pueden llegar a ser de la misma magnitud que la ionización primaria. Por otro lado y para energías del orden de los MeV, la ionización específica es mucho más pequeña que para las partículas pesadas.

En la figura 4.6 viene representada la ionización específica de los electrones en el aire en CN en función de su energía.

Obsérvese que para electrones de 1 MeV se tiene una ionización específica del orden de 50 pares de iones/cm mientras que de la tabla 4.2 se observa que para partículas alfa de la misma energía la ionización específica es de 72000 pares de iones/cm.

b) Poder de frenado y radiación de frenado

Ya se ha comentado que cuando los electrones interactúan con la materia pierden energía no sólo por ionización sino también por emisión de radiación de frenado o *bremsstrahlung*. Así pues, para los electrones, en general, el poder de frenado se expresará como la suma de los términos correspondien-

tes a la ionización y a la radiación

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ionización/excitación}} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{radiación}}$$

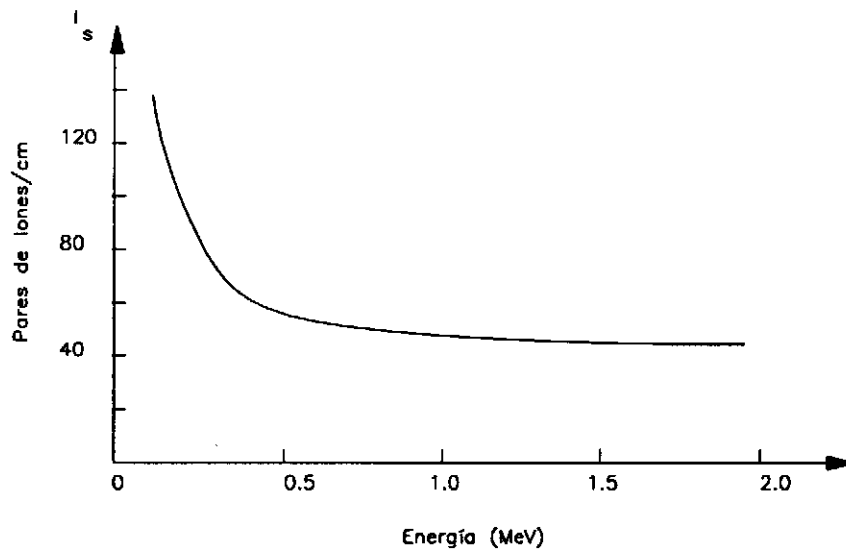


Fig. 4.6 Ionización específica producida por electrones en el aire en CN

La importancia relativa del poder de frenado por radiación frente al poder de frenado por ionización depende no solamente de la energía de los electrones sino también del número atómico Z del absorbente. Así, la relación entre los dos poderes de frenado viene dada de forma aproximada por

$$r = \frac{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{radiación}}}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ioniz/exci}}} = \frac{E(\text{MeV}) Z}{750}$$

siendo E la energía de los electrones expresada en MeV y Z el número atómico del absorbente.

Ejemplo

Calcular la relación entre el poder de frenado por radiación y por ionización para electrones de 5 MeV en el

carbono ($Z = 6$) y en el plomo ($Z = 82$).

En el carbono

$$r = \frac{5 \cdot 6}{750} = 0,04$$

y en el plomo

$$r = \frac{5 \cdot 82}{750} = 0,547 .$$

Se observa que en un material ligero como el carbono esta relación es pequeña, sólo el 4%, mientras que para un material pesado, plomo, la relación puede superar el 50%.

c) Curvas de absorción y alcance

Anteriormente ya se ha indicado que el alcance de los electrones no está bien definido debido a las grandes fluctuaciones que presenta. En el caso de un haz de electrones procedente de un emisor beta, la situación es aún más compleja, debido al carácter continuo de su espectro energético. Como los electrones del haz tienen energías muy distintas, comprendidas entre cero y un valor máximo, sus poderes de penetración serán también muy diferentes.

Para determinar experimentalmente la llamada *curva de absorción*, es decir, la representación de la variación de la intensidad de un haz colimado de partículas beta procedentes de una fuente radiactiva, en función del espesor del absorbente que atraviesa, se puede disponer de un dispositivo experimental como el representado en la figura 4.7. La curva de absorción obtenida está representada en la figura 4.8.

En ella se aprecia una atenuación exponencial de la intensidad hasta que se alcanza un "fondo". Este fondo es debido, en gran medida, a la radiación de *bremstrahlung* que se produce por interacción de las partículas beta con el material absorbente. Hay otra causa que puede contribuir al mencionado fondo y es la existencia de radiación gamma que acompaña la radiación beta.

La ley de absorción que se deduce de este resultado experimental es

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

en la cual

I_0 es la intensidad inicial del haz;

$I(x)$ es la intensidad del haz después de atravesar un espesor x de material absorbente;

x es el espesor de la placa de material absorbente;

μ es el llamado *coeficiente de absorción lineal*.

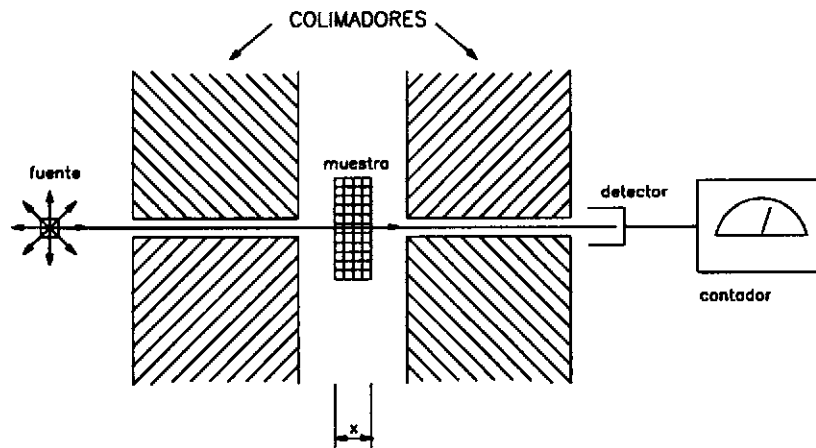


Fig. 4.7 Dispositivo experimental para la determinación de la curva de absorción

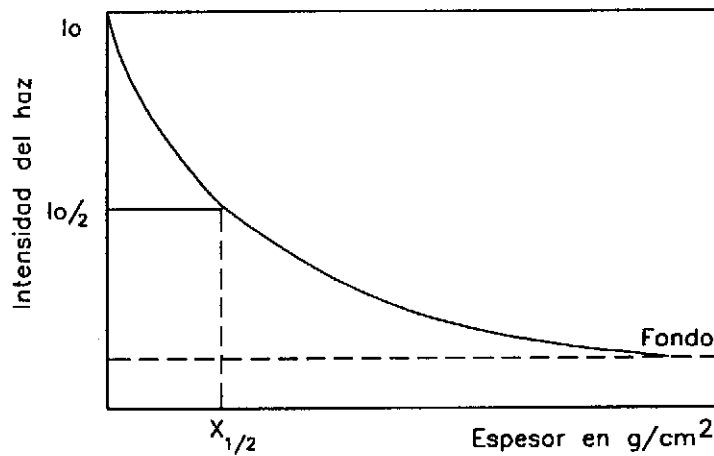


Fig. 4.8 Curva de absorción de las partículas beta

El coeficiente de absorción lineal μ depende de la energía máxima del espectro beta y de la naturaleza del material absorbente. Sus unidades son cm^{-1} . Si el espesor se mide en unidades másicas x_m (g/cm^2), entonces se utiliza el *coeficiente másico de absorción* $\mu_m = \mu/\rho$, que suele expresar en cm^2/g .

El coeficiente másico de absorción μ/ρ puede considerarse, en primera aproximación, independiente del material absorbente y sólo depende de la energía máxima del espectro beta. Puede obtenerse a partir de la relación

$$\mu_m \text{ (cm}^2/\text{g)} \approx 22 [E_{\text{max}} \text{ (MeV)}]^{-1.33} ,$$

donde E_{max} es la energía máxima del espectro beta expresada en MeV. Esta relación es válida en el intervalo de energías $0,5 \text{ MeV} < E_{\text{max}} < 6 \text{ MeV}$.

Si se realiza el mismo experimento con partículas alfa se obtendría una curva similar a la de la figura 4.4 ya que éstas son monoenergéticas y de trayectoria prácticamente rectilínea, con lo cual todas las partículas del haz atravesarían más o menos el mismo espesor de material hasta el momento en que todas ellas a la vez terminarían de ceder su energía y se neutralizarían. De ahí, la mayor facilidad que se tiene para determinar el alcance de las partículas alfa, en comparación con el caso de las beta.

Por otra parte, si se realiza la experiencia con electrones monoenergéticos, la curva de atenuación no sigue una ley exponencial sino que es tal como se indica en la figura 4.9.

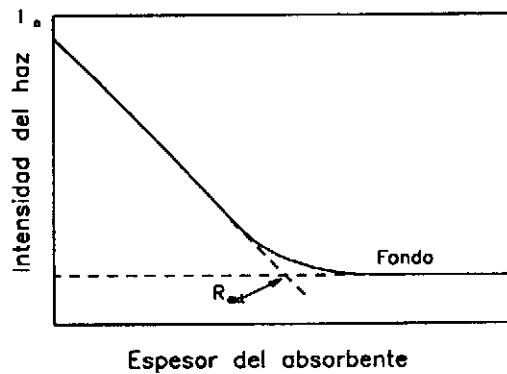


Fig. 4.9 Curva de absorción de electrones monoenergéticos

En el caso de las partículas beta, debido a la dificultad de establecer fácilmente cuál es el alcance extrapolado o el alcance máximo, se utiliza en muchas ocasiones el *espesor de semirreducción*, es decir, el espesor necesario para reducir la intensidad del haz a la mitad. De acuerdo con su definición, el espesor de semirreducción está relacionado con el coeficiente de atenuación lineal y el coeficiente másico de atenuación a través de la expresión

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{\ln 2}{\mu_m \rho} .$$

Teniendo en cuenta la relación que permite calcular μ_m en función de la energía máxima del espectro beta, se puede obtener

$$x_{1/2}(cm) = \frac{0,0315}{\rho (g/cm^3)} [E_{max}(MeV)]^{1,33} .$$

El alcance máximo de las partículas beta emitidas por una fuente radiactiva coincide aproximadamente con el alcance extrapolado R_{ext} de los electrones monoenergéticos de energía igual a la máxima del espectro beta. Generalmente, cuando se dan valores numéricos del alcance máximo se refieren a valores experimentales de R_{ext} .

El *alcance másico máximo* R_{max} (g/cm^2) es, en primera aproximación, independiente del absorbente y sólo depende de la energía máxima del espectro beta. Una fórmula empírica que puede utilizarse es

$$R_{max} (g/cm^2) = 0,542 E_{max}(MeV) - 0,133 ,$$

donde E_{max} debe expresarse en MeV. El intervalo de validez de esta expresión es $0,8 \text{ MeV} < E_{max} < 3 \text{ MeV}$.

Tabla 4.4 Alcance másico de las partículas beta en diversos materiales

Energía máxima del espectro (MeV)	Recorrido (mg/cm ²)	Recorrido (milímetros)		
		Aire (0 °C, 760 mmHg) ($\rho=0,0013 \text{ g/cm}^3$)	Agua ($\rho = 1 \text{ g/cm}^3$)	Aluminio ($\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$)
0,2	40	300	0,4	0,15
0,5	160	1230	1,6	0,59
1,0	400	3080	4,0	1,5
1,5	650	5000	6,5	2,4
2,0	950	7300	9,5	3,5
2,5	1200	9230	12	4,4
3,0	1500	11500	15	5,5
4,0	2000	15400	20	7,4

En la tabla 4.4 se muestran los valores del alcance másico en diversos materiales según sea la energía máxima del espectro. Obsérvese que estos valores son muy superiores a los obtenidos para partículas alfa de la misma energía.