

# Interacción de la radiación con la materia

ENR 2024

# Interacción de la radiación con la materia

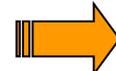
- La comprensión de la estructura de átomos y núcleos atómicos se ha basado en experimentos de scattering.
- Se basan en la interacción de un haz de partículas elementales con el átomo o núcleo de un elemento conocido.
- Experimento clásico: dispersión de Rutherford de partículas alpha por un lámina delgada de oro confirmó la estructura del átomo.
- Proceso inverso: medir la interacción de radiación con blancos de elementos desconocidos a fin de determinar su composición



*análisis de materiales.*

# Interacción de la radiación con la materia

- Conocer los procesos involucrados en el pasaje de la radiación por la materia son fundamentales en su detección.
- Determinan la sensibilidad y eficiencia del detector.
- La energía depositada por unidad de masa del medio (dosis absorbida) permite predecir los efectos biológicos.
- Elementos intervinientes: fuente de la radiación, el haz de partículas, la sección transversal de interacción, la radiación emergente y el sistema de detección.
- Elementos de interés: energía e intensidad de la radiación emitida.

*Energía*  *identificación*      *intensidad*  *composición*

# Interacción de la radiación con la materia

- Procesos de ionización  nuclear, atómica, estado sólido.
- Detección de **partículas** involucra efectos de ionización.
- Distinción radiación electromagnética (rayos X, gamma) y partículas cargadas (iones livianos, pesados, protones, electrones, etc).
- La atenuación de la **radiación electromagnética** al pasar por la materia obedece la ley de Beer:

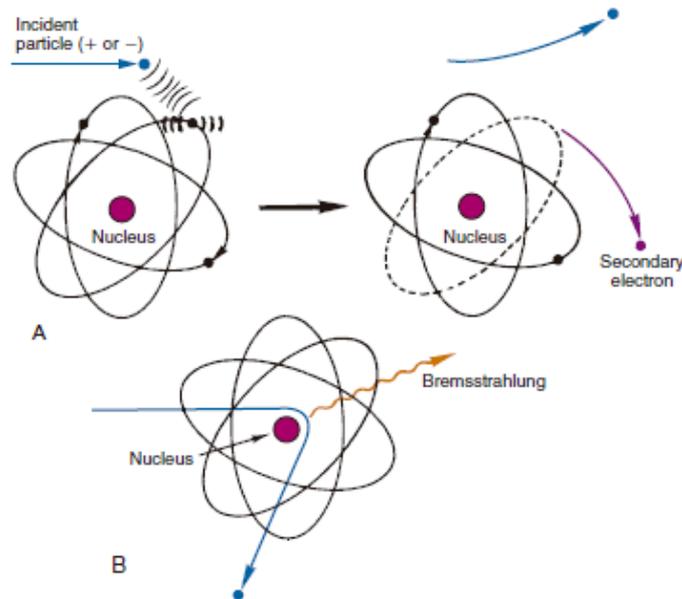
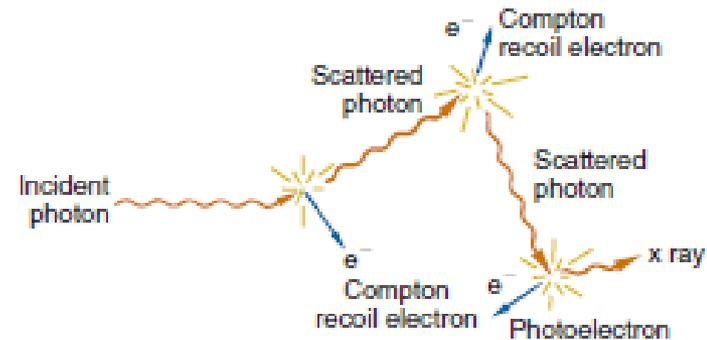
$$I = I_0 e^{-\mu x}$$


*disminución en intensidad*

- Las **partículas cargadas** son frenadas  poder de frenado  **$dE/dx$**
- Cambio en el flujo de partículas involucra tanto cambio en energía como en número de partículas.

# Mecanismos Básicos

**Fotones:** interactúan con los electrones del medio mediante dos procesos fundamentales, en un caso son absorbidos por los átomos desapareciendo del haz (**efecto fotoeléctrico**) y en otros casos son desviados por los electrones (**dispersión Compton**).



**Partículas cargadas ( $\alpha$ ,  $\beta^-$ ,  $\beta^+$ ,  $p$ ):** interactúan con la materia entregando su energía en procesos de múltiples etapas, excitando e ionizando los átomos que encuentran en su camino.

# Mecanismos Específicos de Interacción de las Radiaciones

Básicamente, ionización y excitación; ambos efectos se utilizan para la detección.

1-Radiaciones de partículas cargadas ( $\alpha$ ,  $\beta^-$ ,  $\beta^+$ ,  $p$ ): Excitan e ionizan los átomos de la materia en forma **primaria**.

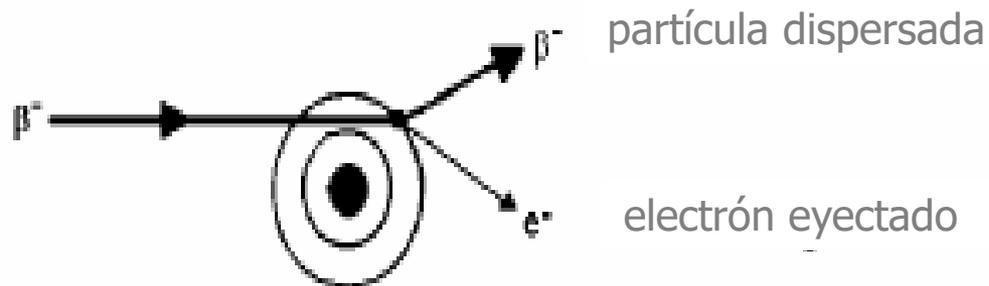
2-Fotones  $X$  y  $\gamma$ : Excitan e ionizan los átomos de la materia en forma **secundaria**.

# Ionización

Formación de un par electrón - ion positivo; la carga asociada a la migración de electrones en un campo eléctrico puede servir en la detección.



*Para una partícula beta:*

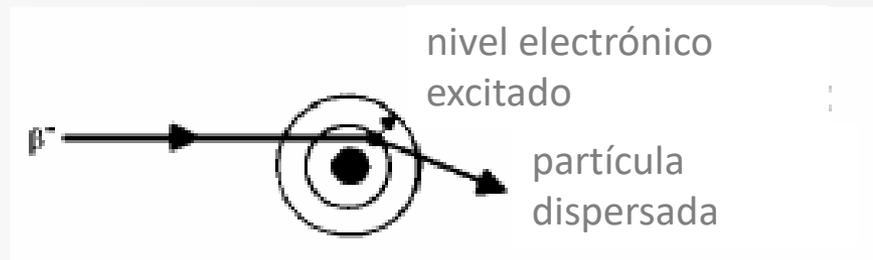


## Excitación

Promoción de un electrón a un estado de mayor energía en la molécula; si el retorno al estado fundamental se produce con emisión de radiación luminosa, es posible convertir esa emisión en un pulso eléctrico, útil para la detección



*Para una partícula beta:*



## Ionización Específica

Es el número de pares ión-electrón producidos por la partícula incidente, por unidad de recorrido en el medio material.

Las partículas alfa producen una ionización específica muy elevada (pierden la totalidad de su energía en un recorrido muy corto).

# Interacción de la radiación electromagnética con la materia

# Interacción de la radiación electromagnética con la materia

- ❑ Los fotones se clasifican de acuerdo a su origen:
  - ❑ Rayos  $\gamma$  (0.1MeV-5MeV)  $\longrightarrow$  transiciones nucleares.
  - ❑ Bremsstrahlung o rayos X continuos: aceleración de  $e^-$  libres u otra partícula cargada.
  - ❑ Rayos X característicos (1keV-0.5MeV)  $\longrightarrow$  transiciones atómicas.
  - ❑ Radiación de aniquilación: combinación de un  $e^+$  y  $e^-$ .

- ❑ La energía de estas radiaciones se expresa en la forma:

$$E = \hbar \nu$$

- ❑ Las interacciones de fotones con la materia no dependen de su origen sino de su energía.
- ❑ A diferencia de partículas cargadas, un haz bien colimado de rayos  $\gamma$  sigue una ley exponencial para su absorción en la materia:

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

- ❑ Los fotones son absorbidos o dispersados en un solo evento.

# Interacción de la radiación electromagnética

## ➤ Atenuación de un haz de fotones (radiación electromagnética)

### *Tipos de interacción*

- Electrones atómicos
- Nucleones
- Campo eléctrico entorno del núcleo o electrones
- Campo entorno de los nucleones

Existen 12 posibles procesos en los cuales los rayos gamma pueden ser absorbidos o dispersados.

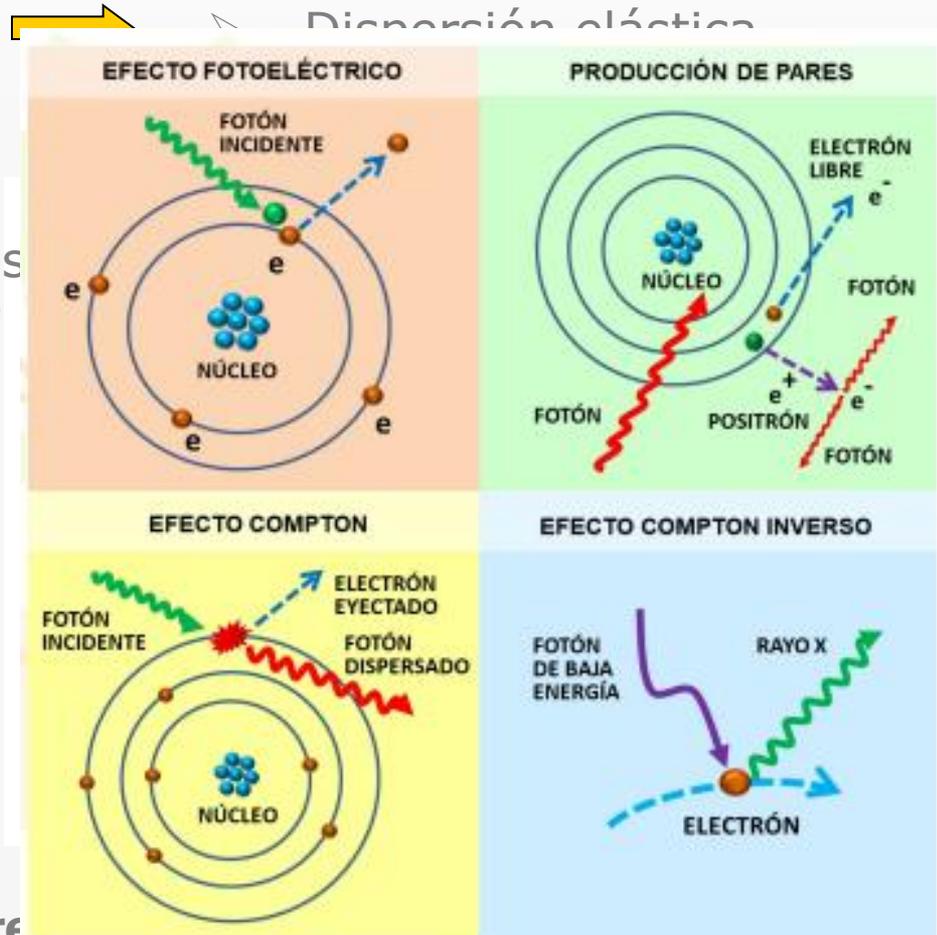
En el rango de energías de 0.01 a 10 MeV, sólo tres procesos son los más importantes:

- Dispersión Compton
- Efecto fotoeléctrico
- Producción de pares

➤ Cada proceso domina en una dada re

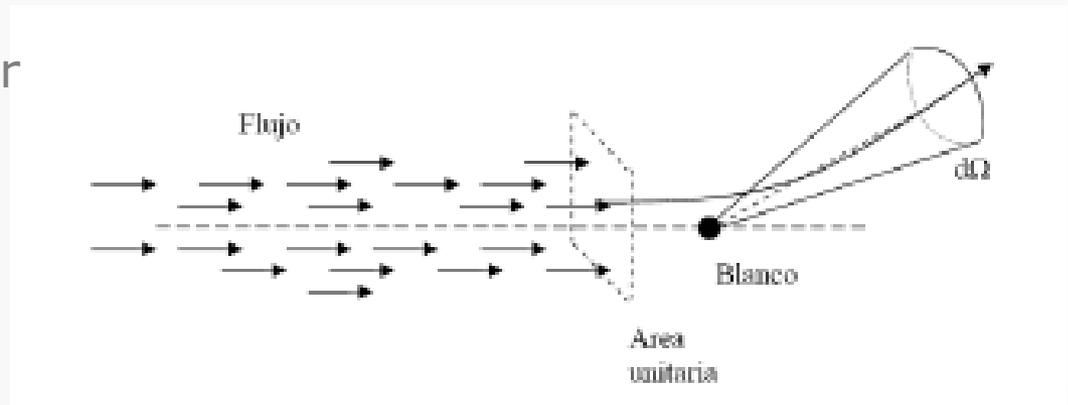
### *Efectos de la interacción*

- Absorción completa
- Dispersión elástica



# Sección eficaz de dispersión

- Cada proceso tendrá una probabilidad de ocurrencia, la cual viene dada por las leyes de la mecánica cuántica.
- La sección eficaz,  $\sigma$ , es una medida de la probabilidad de que un determinado proceso ocurra y puede ser calculada si el proceso de interacción es conocido.
- El número  $N_s$  de átomos por unidad de área en el blanco (átomos/cm<sup>2</sup>) está determinado por la probabilidad de colisión entre las partículas incidentes y los átomos del blanco.



$$\frac{d\sigma(E, \Omega)}{d\Omega} N_s = \frac{\text{number of scattered particles}}{\text{number of incident particles}} = \frac{Q_D}{Q} \quad \sigma = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega},$$

$Q$  = número de partículas incidentes  
 $Q_D$  = número de partículas detectadas

$d\Omega$  = ángulo sólido  
 $N_s$  = número de átomos blanco/cm<sup>2</sup>



# Dispersión Compton

Arthur Holly Compton (1922)

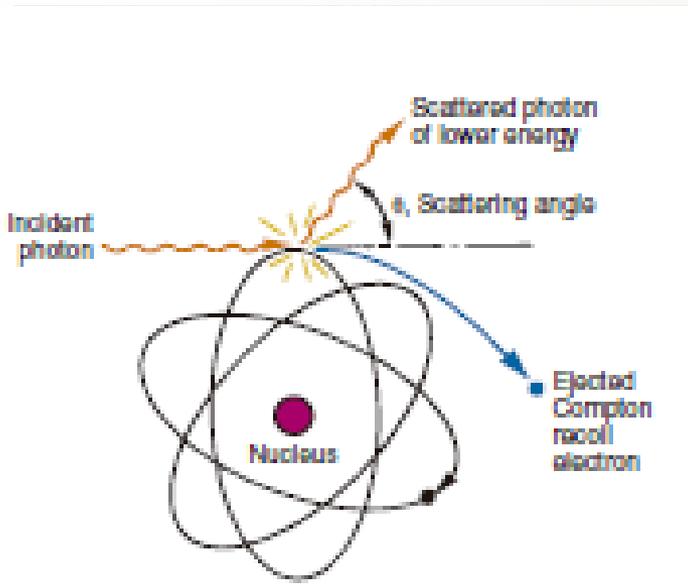
➤ La dispersión de fotones de muy baja energía ( $h\nu \ll m_0c^2$ ) por electrones libres es bien descrita por teoría clásica no-relativista (J.J.Thomson, dispersión Thomson).

➤ Conservación de la energía y de la cantidad de movimiento:

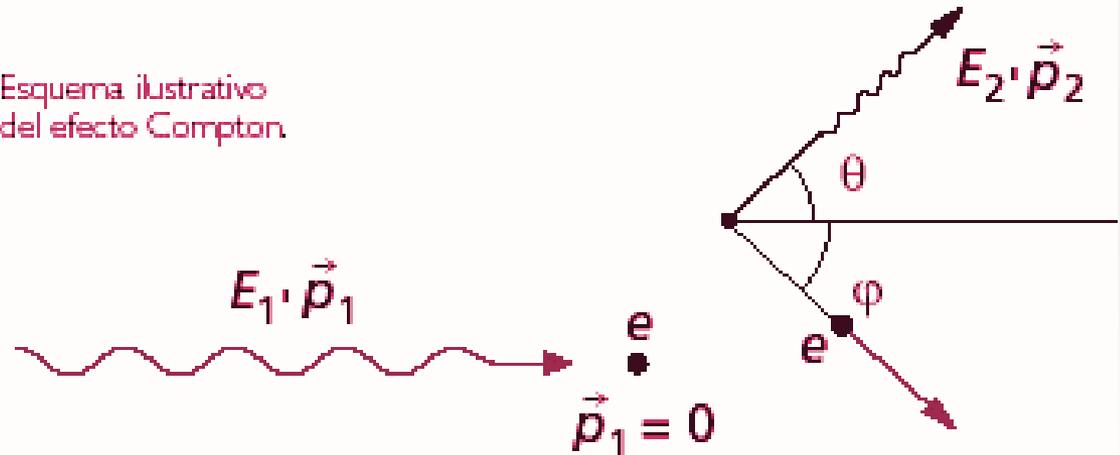
$$E_r = E_r' + T_e$$

$$p_r = p_r' \cos\theta + p_e \cos\varphi$$

$$0 = p_r' \sin\theta - p_e \sin\varphi$$



Esquema ilustrativo del efecto Compton.



# Dispersión Compton

- La energía cinética del e<sup>-</sup>:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta)$$

$$T_e = E_\gamma - E_{\gamma'} = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}$$

- Es la longitud de onda Compton del electrón:

$$\frac{h}{m_0 c} = 2,426 \text{ \AA}$$

- Su valor máximo, para  $\theta = \pi$ :

$$T_e(\text{max}) = E_\gamma - E_{\gamma'}(\theta = 180^\circ)$$

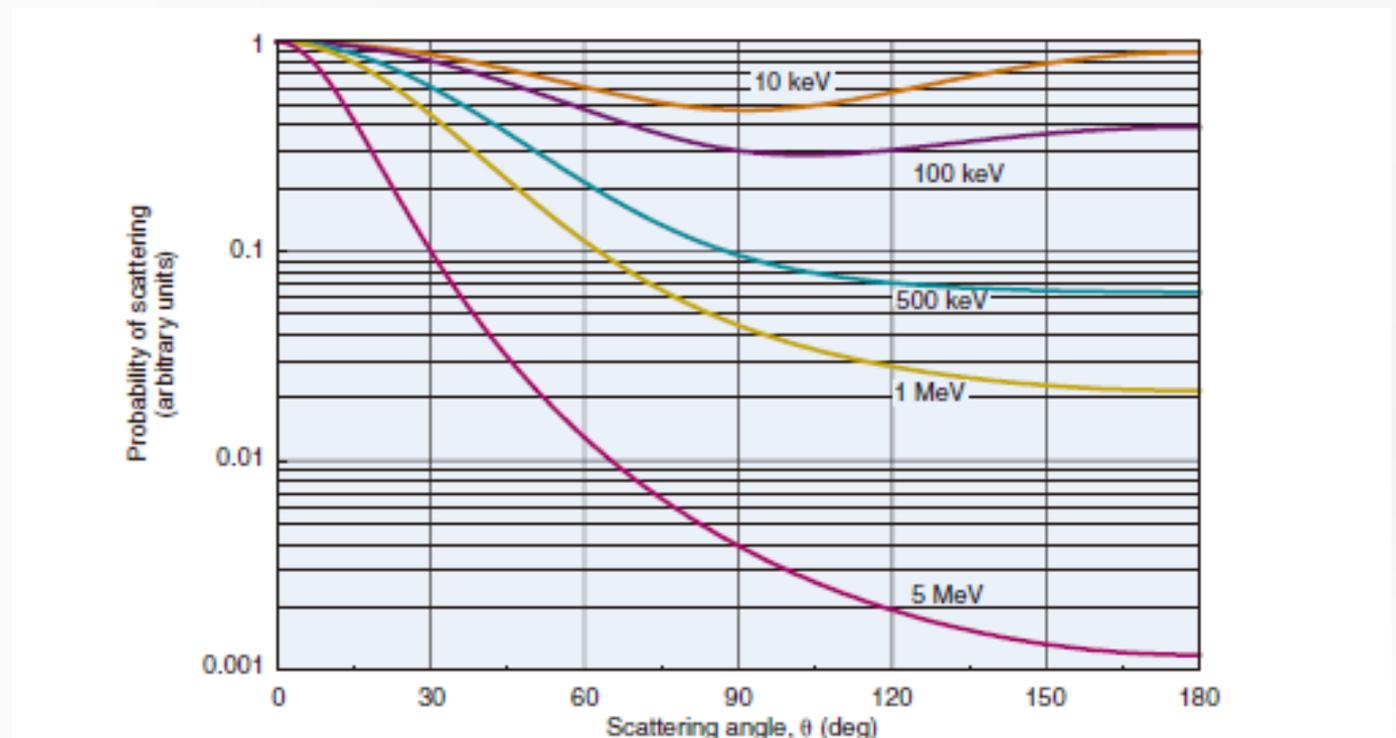
$$\begin{aligned} T_e(\text{max}) &\approx E_\gamma - \frac{1}{2} m_0 c^2 \\ &\approx E_\gamma - 0.255 \text{ MeV} \end{aligned}$$

$$E_{\gamma', \text{min}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_0 c^2}} \rightarrow T_{e, \text{max}} = \frac{\frac{2E_\gamma}{m_0 c^2}}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_0 c^2}} E_\gamma$$

- Si  $h\nu \sim m_0 c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ , se deben incluir correcciones relativistas.

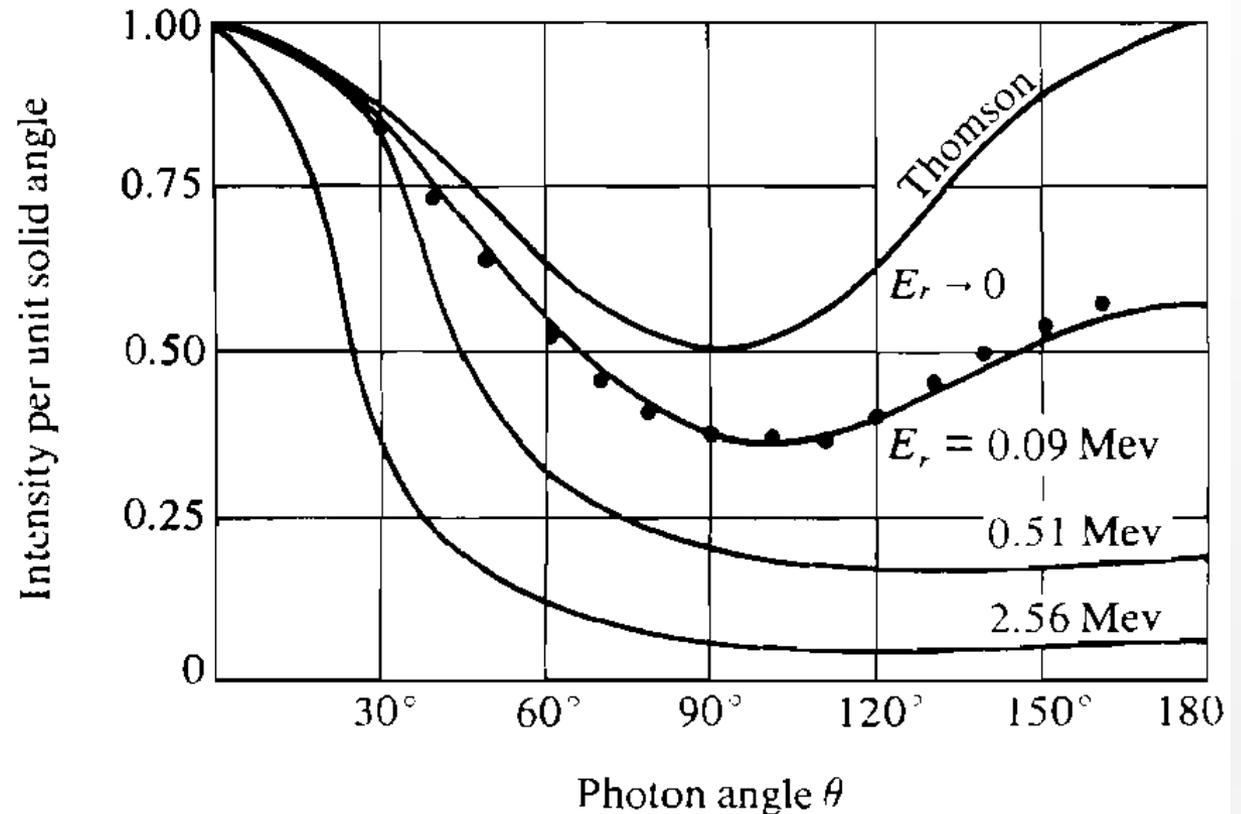
La energía transferida no depende de la densidad, número atómico ni de otra característica del material absorbente. La dispersión Compton es una interacción fotón-electrón.

La energía mínima del fotón dispersado y la máxima energía transferida al electron retrodispersado dependen de la energía del fotón incidente.



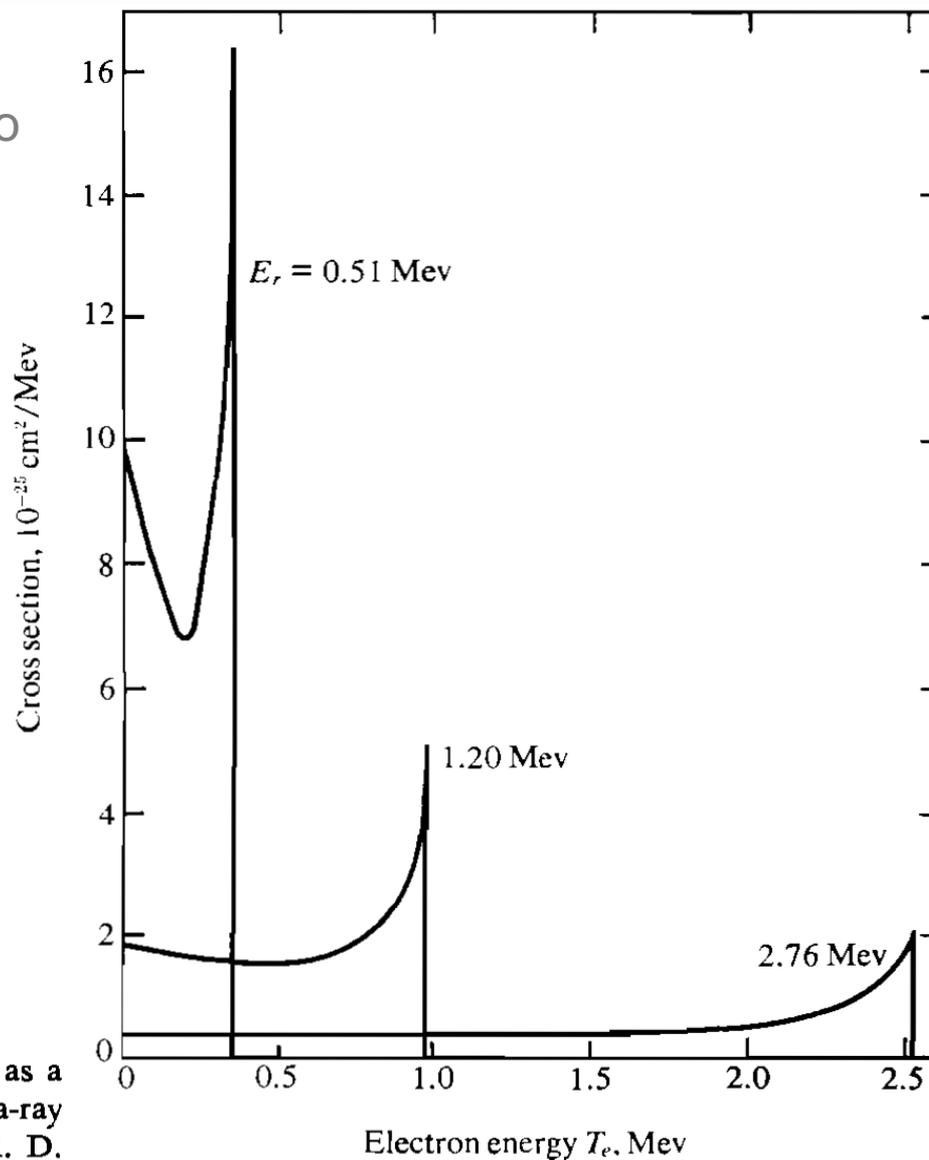
- Si  $E_r = h\nu \gg m_0c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ , se deben incluir correcciones relativistas.

$$E'_r \approx \frac{m_0c^2}{1 - \cos \theta}$$



**FIGURE 3-18** Angular distribution (intensity per unit solid angle) of Compton-scattered gamma rays as a function of the scattering angle for various incident gamma-ray energies  $E_r$ . All curves have been normalized at 0°. (By permission from Heitler, 1954.)

## Distribución de energías del electrón Compton retrodispersado



**FIGURE 3-19** Energy distribution of Compton electrons as a function of electron energy for various incident gamma-ray energies  $E_r$ . [By permission from C. M. Davison and R. D. Evans, *Rev. Mod. Phys.*, **24**: 79 (1952).]

La **sección eficaz** para la dispersión Compton fue una de las primeras en ser calculada utilizando electrodinámica cuántica, conocida como la ecuación de Klein-Nishina.

Para energías de fotones mayores otros efectos tienen influencia:

- A las fuerzas electrostáticas deben agregarse fuerzas magnéticas
- Interacción momento dipolar magnético del  $e^-$  con el vector magnético de las ondas incidentes y dispersadas.
- Dado que el  $e^-$  es un elemento de corriente, experimenta una fuerza de Lorentz perpendicular al campo magnético incidente.

Para energías moderadas, correcciones debidas a Compton, Breit y otros.

*Klein y Nishina* (1928) aplicaron la teoría relativista de Dirac obteniendo una solución general con buen acuerdo con experimentos.

El momento lineal  $p$  de un  $e^-$  libre no está completamente determinado: cada valor de  $p$  tiene dos estados de energía

$$T + m_0c^2 = \pm \sqrt{(pc)^2 + (m_0c^2)^2}$$

Sección transversal de *colisión* promedio, fórmula de Klein-Nishina:

$$\sigma_c = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \text{ cm}^2/\text{electrón}$$

$$\text{con} \quad \alpha = h\nu_0 / m_0c^2$$

Coeficiente de atenuación lineal Compton:

$\sigma_c$  es función de la energía incidente y disminuye monotonamente a medida que aumenta  $h\nu_0$ .

Para calcular la fracción de fotones transmitidos, se define el *coeficiente de atenuación lineal total* como:

$$\sigma = NZ \sigma_c \quad \text{cm}^{-1}$$

Sección transversal de absorción promedio,  $\sigma_a$ :  $\sigma_a = \sigma_c - \sigma_s$

$$\sigma_a = 2\pi r_0^2 \left[ \frac{2(1+\alpha)^2}{\alpha^2(1+2\alpha)} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} - \frac{(1+\alpha)(2\alpha^2 - 2\alpha - 1)}{\alpha^2(1+2\alpha)^2} + \left( \frac{1+\alpha}{\alpha^3} - \frac{1}{2\alpha} + \frac{1}{2\alpha^3} \right) \ln(1+2\alpha) \right]$$

cm<sup>2</sup>/electrón

$\sigma_c$ : probabilidad de cualquier tipo de colisión

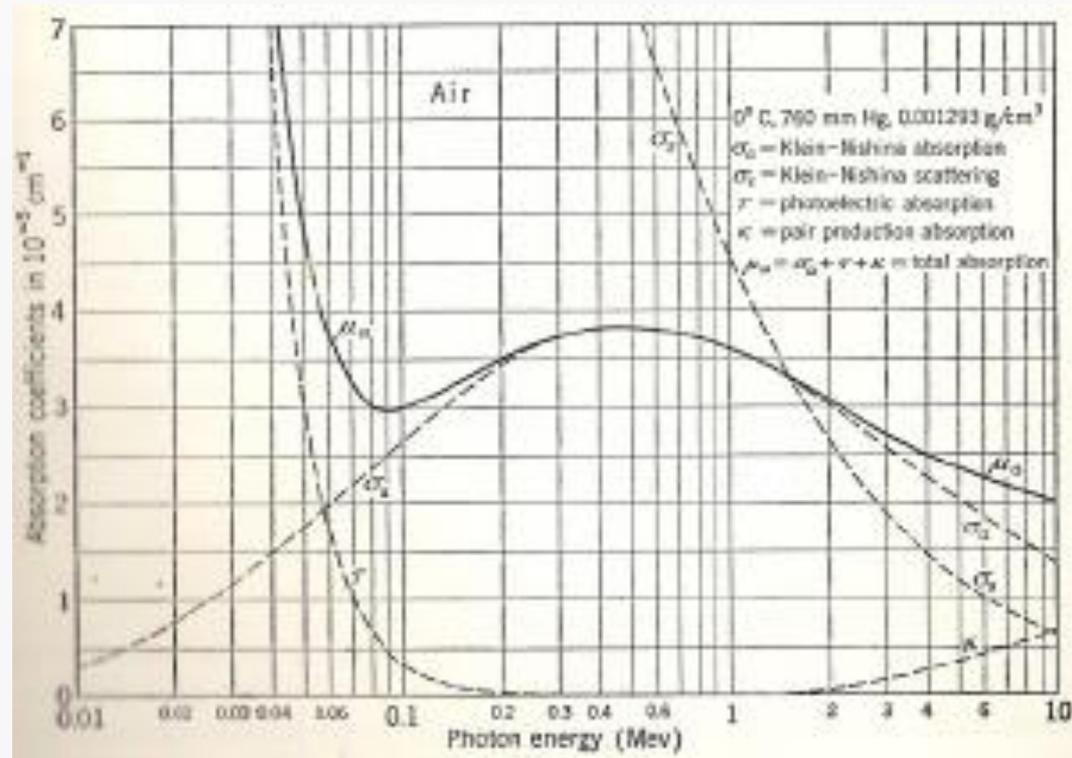
$\sigma_s$ : dispersión de la radiación

$\sigma_a$ : absorción de la radiación

Al multiplicar por NZ (e/cm<sup>3</sup>):

$$\sigma = \sigma_a + \sigma_s$$

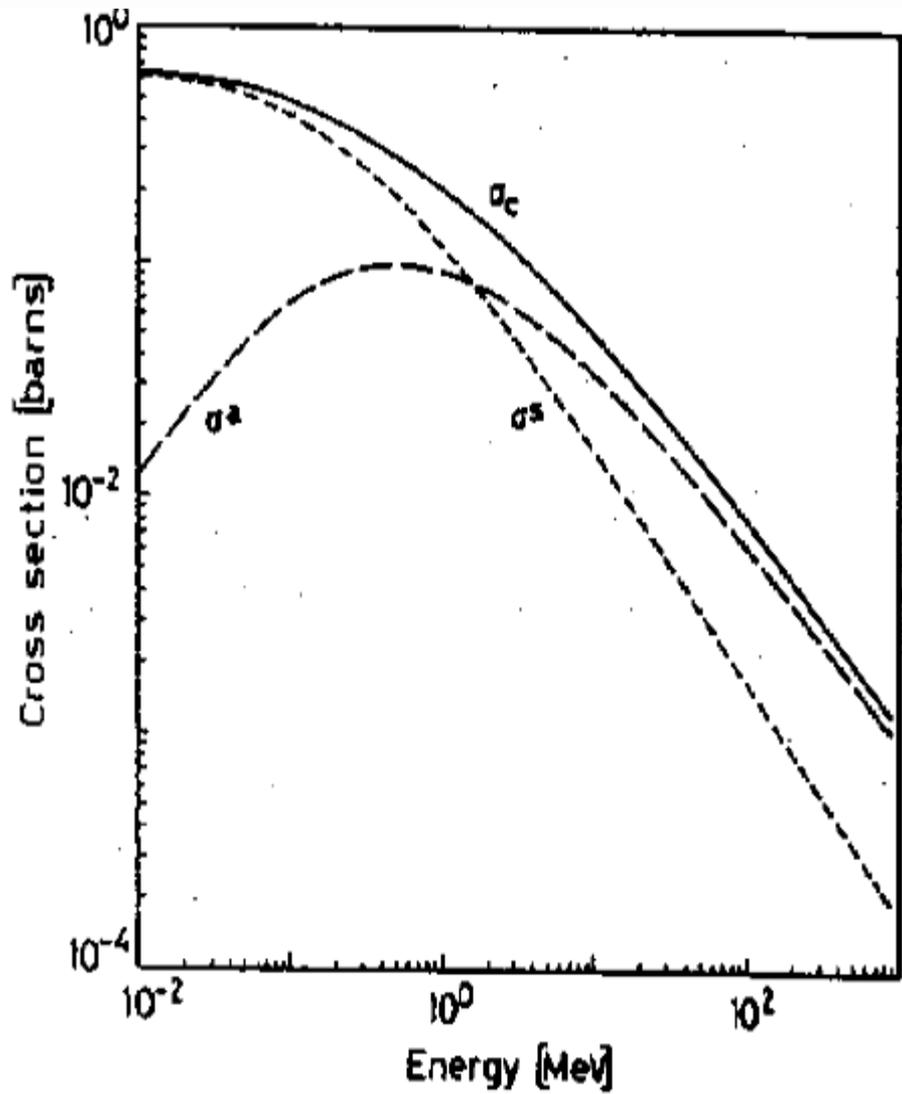
Coefficiente de absorción lineal total en cm<sup>-1</sup>.



$\sigma_c$ : probabilidad de cualquier tipo de colisión

$\sigma_s$ : fracción promedio de la energía total en el fotón dispersado.

$\sigma_a$ : la energía promedio transferida al electrón de retroceso.



# ***Dispersión Thomson y Rayleigh (dispersión coherente)***

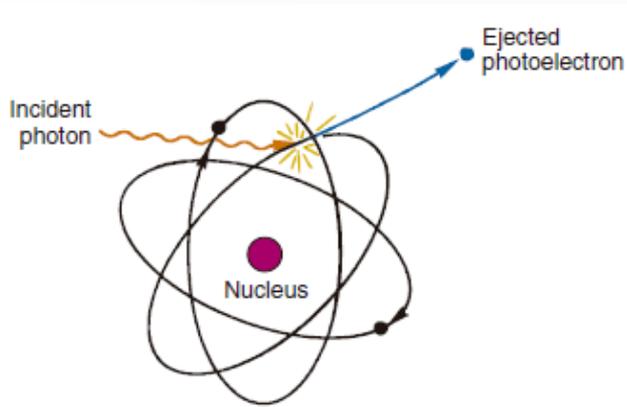
- ✓ Procesos clásicos asociados a la dispersión Compton
- ✓ La dispersión de fotones de muy baja energía ( $h\nu \ll m_0c^2$ ) por electrones libres (Thomson):

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2 .$$

- ✓ La dispersión de fotones por átomos como un todo. Todos los electrones del átomo participan en el proceso de manera coherente. (Rayleigh)
- ✓ En ambos procesos no hay transferencia de energía al medio. Los átomos no se excitan ni se ionizan. A altas energías son muy poco probables.

# Efecto fotoeléctrico

➤ Por debajo de 0.1 MeV el modo predominante de interacción en absorbentes de Z alto es el efecto fotoeléctrico.



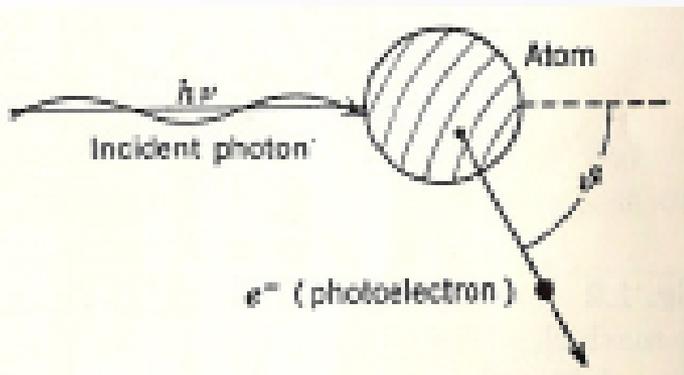
➤ Un fotón incidente no puede ser absorbido totalmente por un e- libre, pero sí si está ligado a un átomo.

➤ El 80% de las absorciones ocurren en la capa K.

➤ Conservación de la energía y de la cantidad de movimiento:

$$E_r = T_e + T_a + E_B$$

$$\vec{p}_r = \vec{p}_e + \vec{p}_a$$



➤ La energía de retroceso del átomo  $T_a \approx m_0/M_0 T_e$ , es despreciable, luego la energía del electrón eyectado:

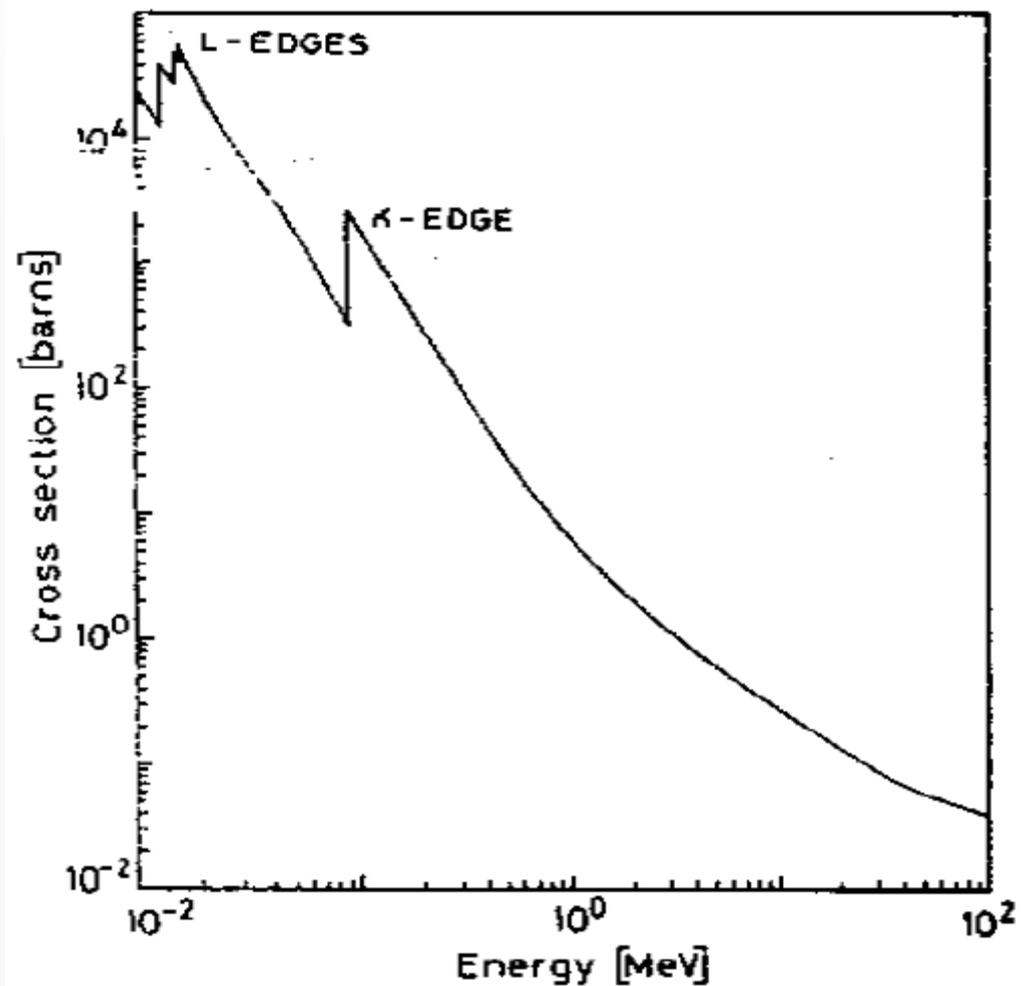
$$T_e = h\nu - E_B$$

# Efecto fotoeléctrico

➤ El efecto fotoeléctrico es siempre acompañado por efectos secundarios, electrones Auger.

➤ Para electrones de la capa K:

$$E_B \approx 13.6 (Z - 1)^2 \text{ ev.}$$

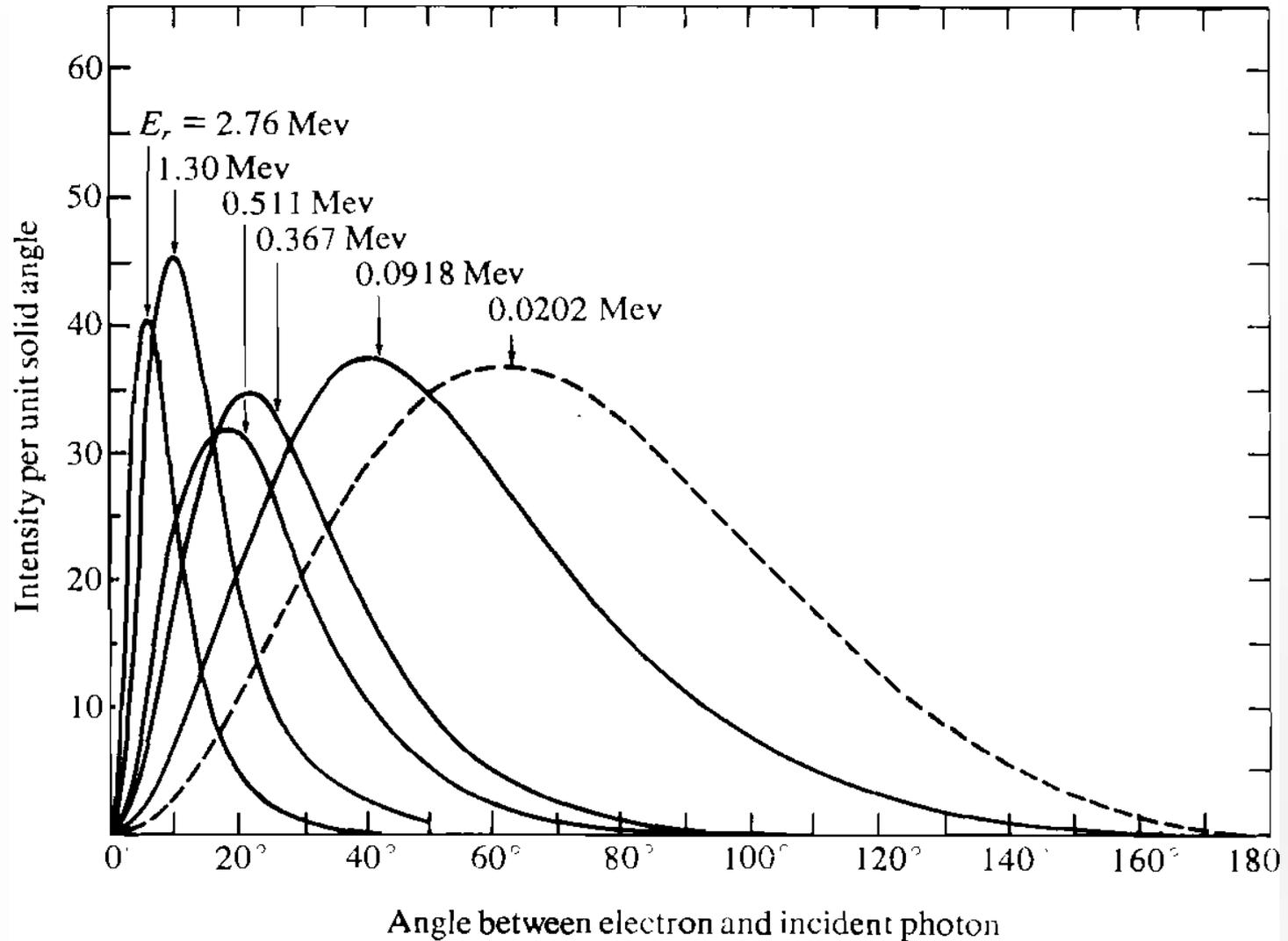


# ***Efecto fotoeléctrico***

- Tratamiento teórico no es sencillo. Para soluciones exactas se debe utilizar la ecuación de Dirac para un  $e^-$  ligado. Los aspectos cuantitativos son empíricos, siendo las teorías útiles por interpolación y extrapolación.
- La sección eficaz para efecto fotoeléctrico:

$$\tau \sim \text{cte. } Z^4 / (h\nu)^3$$

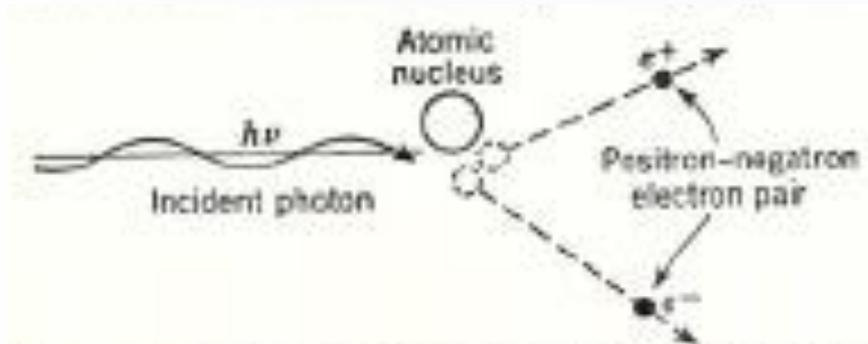
- Materiales con  $Z$  alto poseen mayor probabilidad de absorción por efecto fotoeléctrico



**FIGURE 3-22** Angular distribution (intensity per unit solid angle) of photoelectrons as a function of the angle between the electrons and the incident gamma rays. The energy of the incident gamma radiation is given for each curve. [By permission from C. M. Davisson and R. D. Evans, *Rev. Mod. Phys.*, 24: 79 (1952).]

# Producción de pares

- Para energías superiores a 1.02 MeV ( $2m_0c^2$ ) comienza a ser importante.

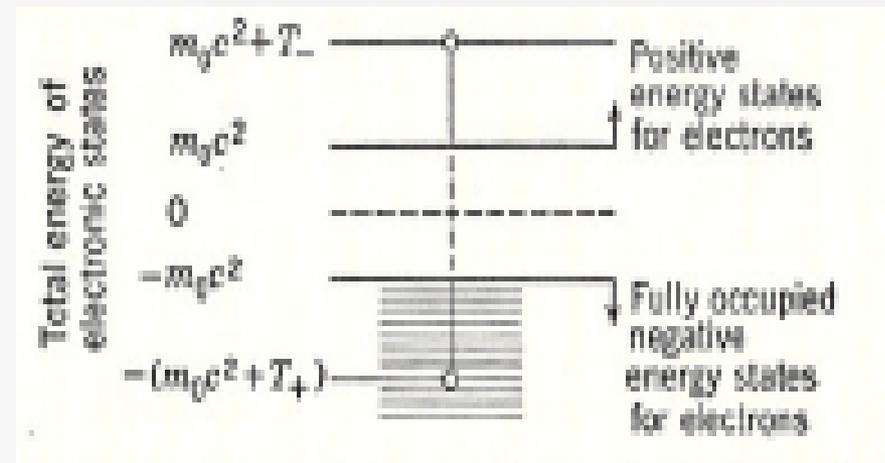
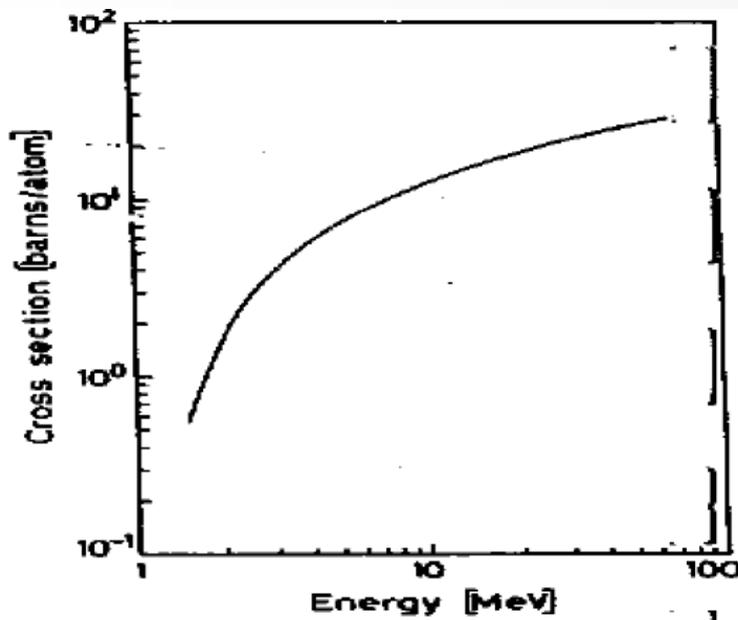


$$h\nu - 1.022 = E_+ + E_-$$

La sección eficaz para producción de pares:

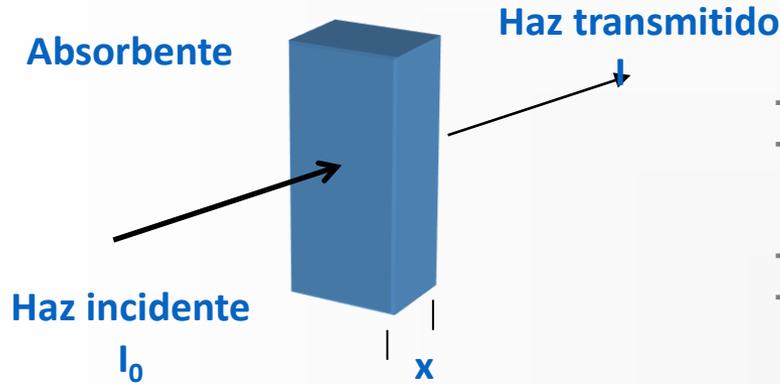
$$\kappa \sim Z^2/137 (e^2/m_0c^2)^2$$

$$\kappa = \kappa_a N \quad \text{cm}^{-1}$$



# Ley de Lambert-Beer

Radiación ionizante rayos X y  $\gamma$



$$I = I_0 \exp(-\sigma x) \exp(-\tau x) \exp(-\kappa x)$$

$$I = I_0 \exp(-\mu_0 x)$$

$$\mu_0 = \sigma_a + \sigma_s + \tau + \kappa$$

El coeficiente de atenuación lineal total, es una medida del número de fotones primarios que han sufrido interacción.

$$\Phi_{\text{foto}} \propto \frac{Z^3}{E^3}$$

$$\sigma_{\text{Compton}} \propto \frac{Z}{E}$$

$$\tau_{\text{pares}} \propto Z^2 \ln E$$

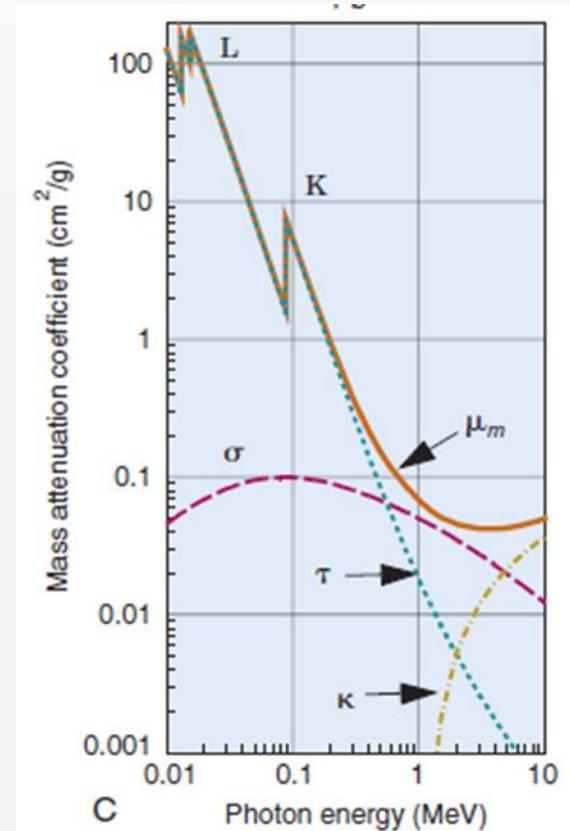
# Absorción y atenuación de la radiación electromagnética

$\mu$ , el coeficiente de absorción es algo menor, mide la energía absorbida por el medio.

En cualquier tipo de interacción, el coeficiente de atenuación másico es el coeficiente de atenuación lineal dividido por la densidad

$$\tau \text{ (cm}^{-1}\text{)} = \tau_e \text{ (cm}^2\text{/átomo)} N \text{ (átomos/cm}^3\text{)}$$
$$N \text{ (átomos/cm}^3\text{)} = \frac{N \text{ (átomos/mol)} \rho \text{ (g/cm}^3\text{)}}{A \text{ (g/mol)}}$$

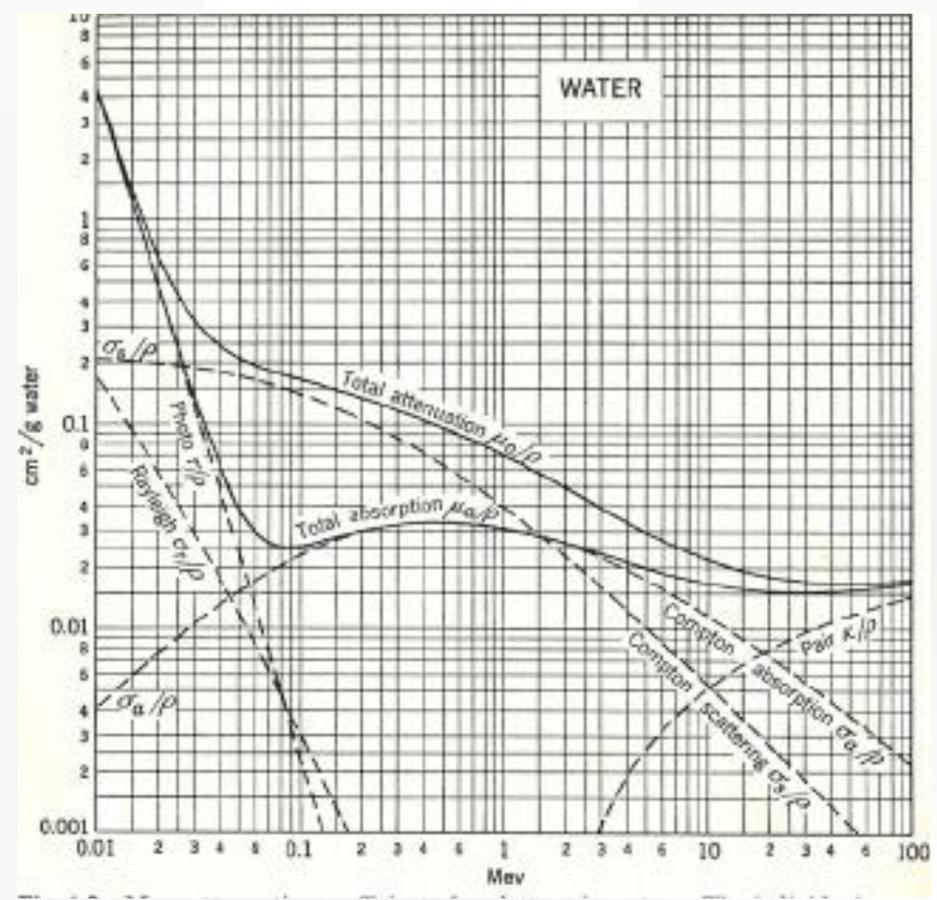
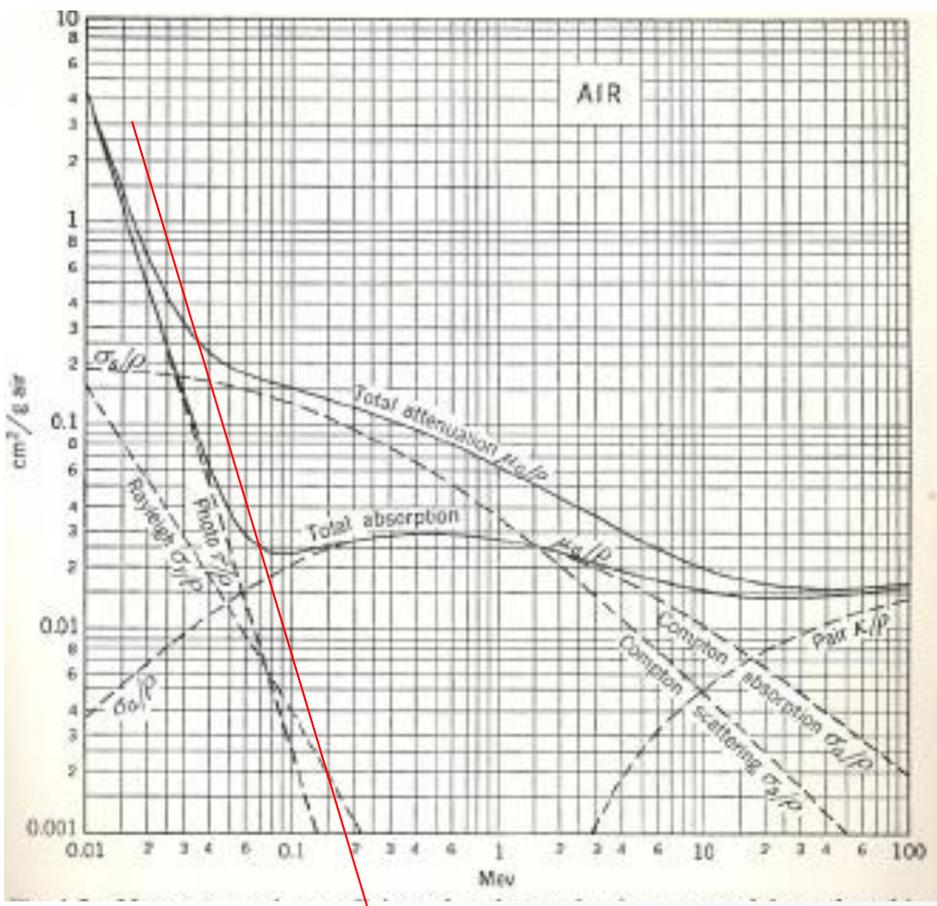
$$\tau/\rho = \tau_e N/A \text{ (cm}^2\text{/g)}$$

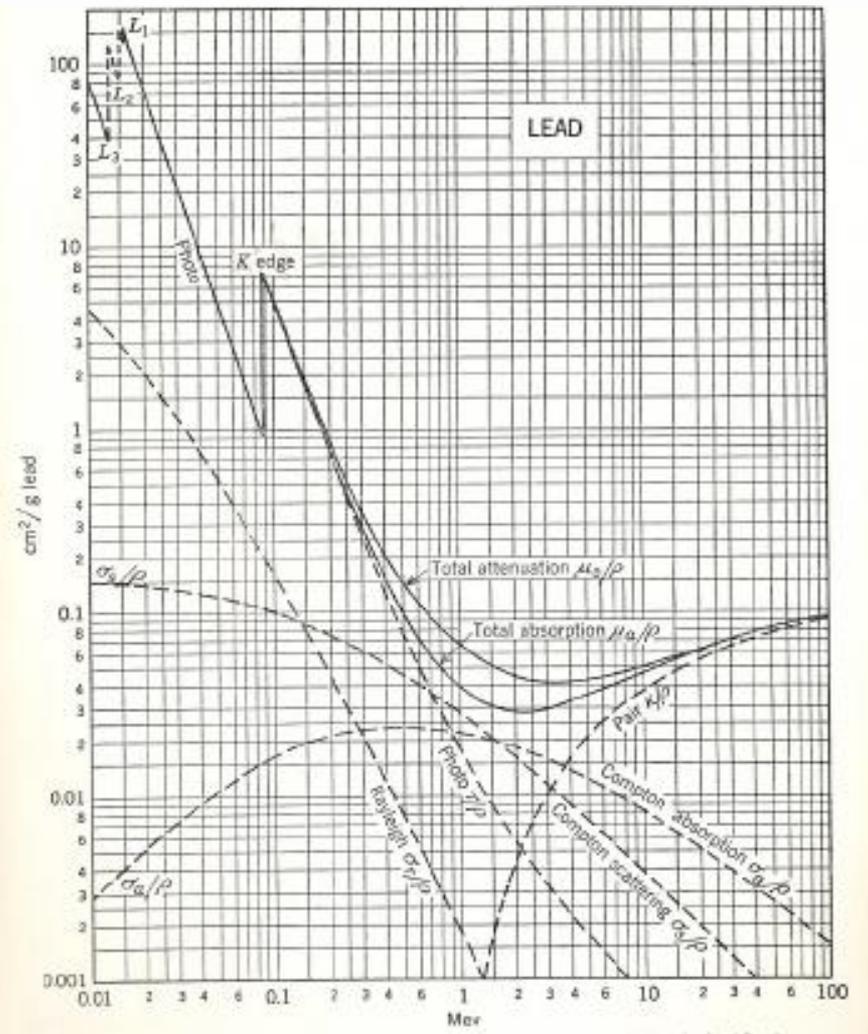
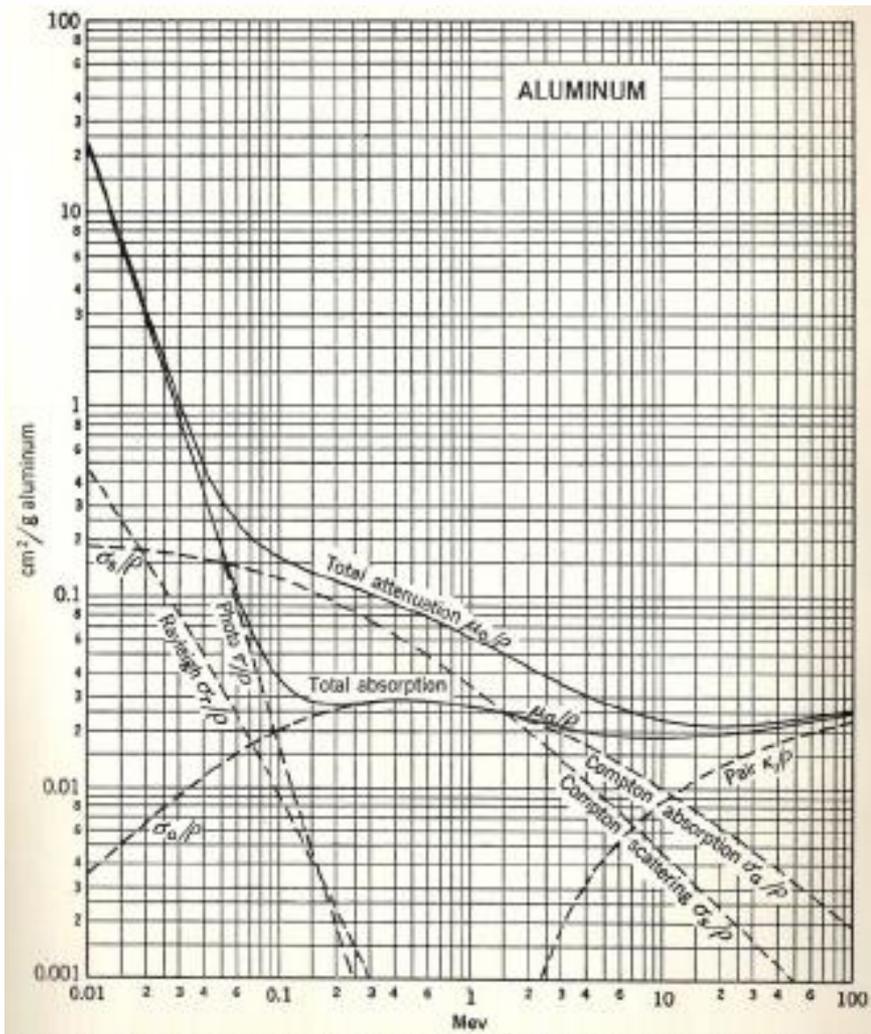


$$\Phi_{\text{foto}} \propto \frac{Z^5}{E^3}$$

$$\sigma_{\text{Compton}} \propto \frac{Z}{E}$$

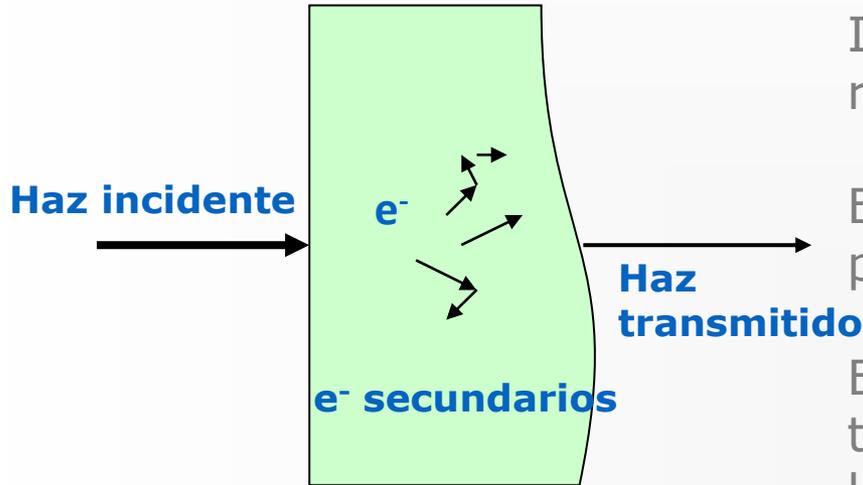
$$\tau_{\text{paies}} \propto Z^2 \ln E$$





# Absorción de energía

Los efectos que los fotones producen en la materia son mayormente, debidos a los electrones secundarios:



Ionización primaria: EF o Compton al remover un  $e^-$  de un átomo.

El  $e^-$  tiene tanta energía como el fotón primario.

El  $e^-$  disipa su energía en el medio a través de ionizaciones y excitaciones de los átomos y moléculas del absorbente.

Para  $e^-$  de 1MeV:

el 1%  bremsstrahlung

Si en promedio, se pierde 32 eV por par iónico producido



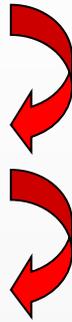
Se producen 30000 pares antes que el  $e^-$  sea frenado.



**Los efectos de los fotones se consideran como debidos a los efectos producidos por los  $e^-$  en el absorbente**

# ¿Qué entendemos por absorción de energía?

Energía del fotón incidente  
energía cinética e<sup>-</sup> secundarios  
calor disipado en el medio



Sea un haz colimado:

$n$  fotones/(cm<sup>2</sup>)s, con  $h\nu$  MeV

incidente sobre un absorbente con coeficientes de atenuación lineales:  $\sigma, \tau$  y  $\kappa$  cm<sup>-1</sup>

La intensidad del haz incidente:  $I = nh\nu$  MeV/(cm<sup>2</sup> s)

Al atravesar un absorbente de espesor  $dx$ , los fotones primarios que sufren una colisión:  $dn = n(\sigma + \tau + \kappa)dx = n\mu_0 dx$  fotones/(cm<sup>2</sup> s)

La energía total removida del haz incidente es:  $dn h\nu$  MeV/(cm<sup>2</sup> s)

La energía cinética promedio para e<sup>-</sup> Compton:  $h\nu (\sigma_a / \sigma)$

En colisiones por Efecto fotoeléctrico:  $h\nu - B_e$

La energía cinética de un par e<sup>-</sup>e<sup>+</sup>:  $h\nu - 2m_0c^2$

Luego, la energía absorbida:

$$dI = n[\sigma h\nu (\sigma_a / \sigma) + \tau (h\nu - B_e) + \kappa (h\nu - 2m_0c^2)] dx \text{ MeV}/(\text{cm}^2 \text{ s})$$

Dado que  $B_e$  y  $2m_0c^2$  son despreciables, sobre todo en átomos livianos:

$$dI = I (\sigma_a + \tau + \kappa) dx = I \mu_a dx \quad \text{MeV}/(\text{cm}^2 \text{ s})$$

$\sigma_a + \tau + \kappa = \mu_a$ : es el coeficiente de absorción lineal total

Es menor que el coeficiente de atenuación lineal total en el término de dispersión:

$$\mu_0 = \mu_a + \mu_s \quad \text{siendo} \quad \mu_s = \sigma_s \quad \text{cm}^{-1}$$

***Por tanto, la expresión para la energía absorbida por unidad de volumen y tiempo:***

$$dI/dx = I \mu_a \quad \text{MeV}/(\text{cm}^3 \text{ s})$$

$$I_1 = I_0 \exp(-\mu_a x) \quad \Rightarrow \quad \mu_a = (1/x) \ln I_1/I_0$$

# Esquema de dispositivo experimental

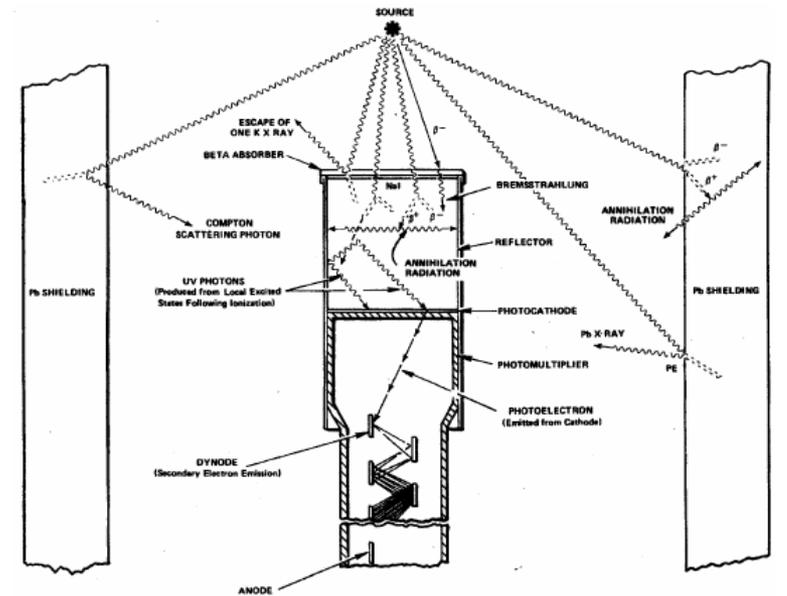
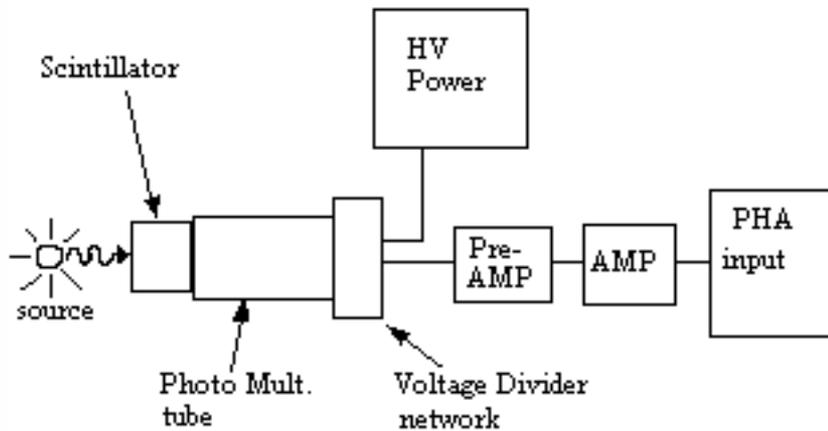
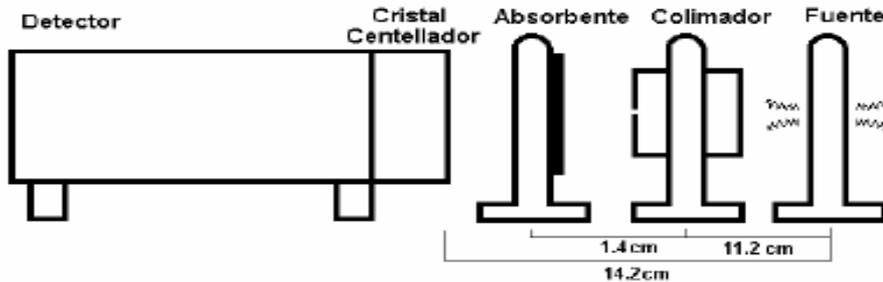


Figura 1.1- Fuente radiactiva, detector NaI(Tl), PMT, y blindaje de plomo, mostrando varios tipos de interacción (Douggan 1988)

Corte esquemático del módulo detector: cristal semiconductor (INa(Tl)), fotomultiplicador (PM), placas de apantallamiento (Pb), fuente radiactiva e interacciones diversas.

# Espectro gamma simple del $^{137}\text{Cs}$ .

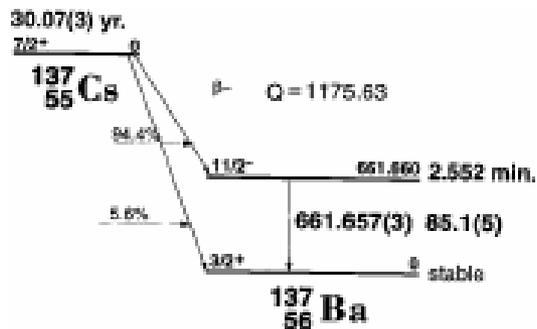
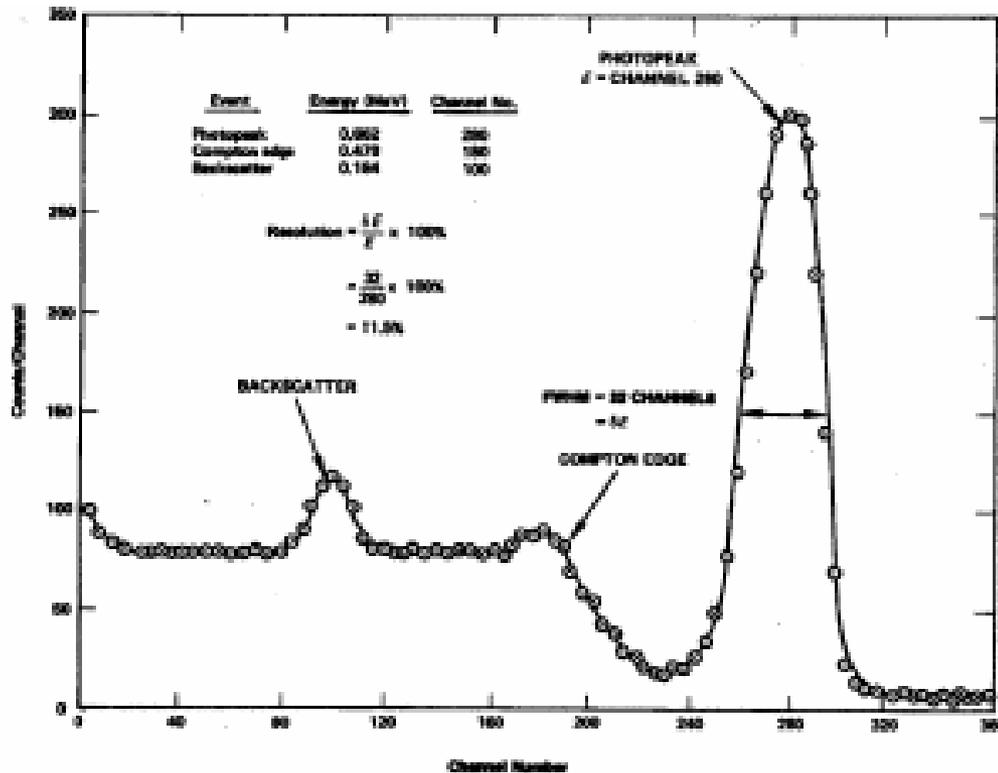
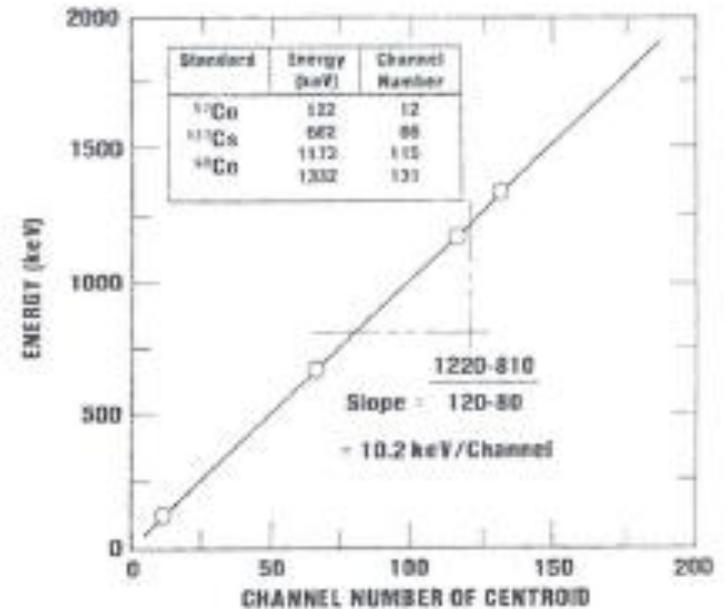
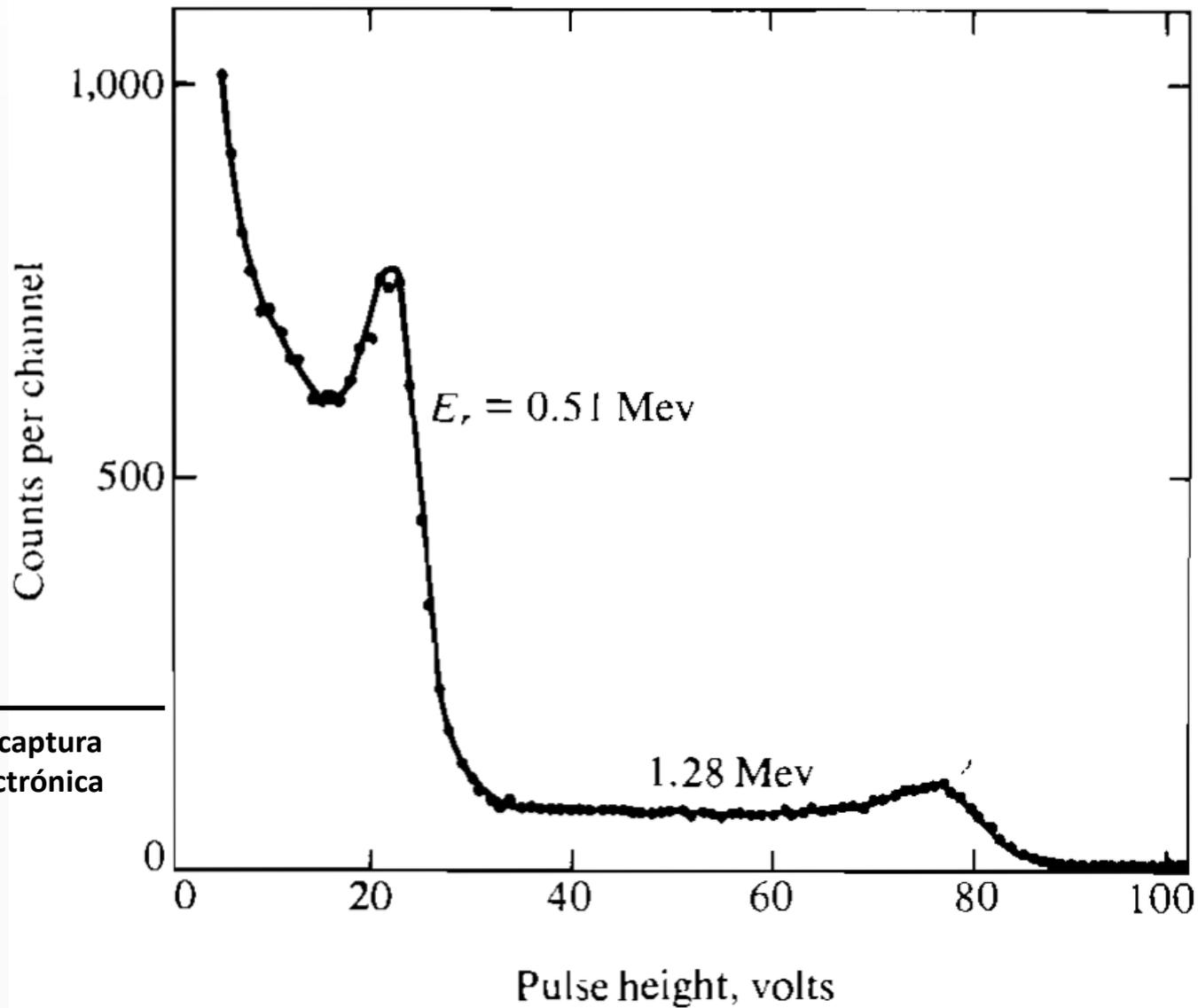
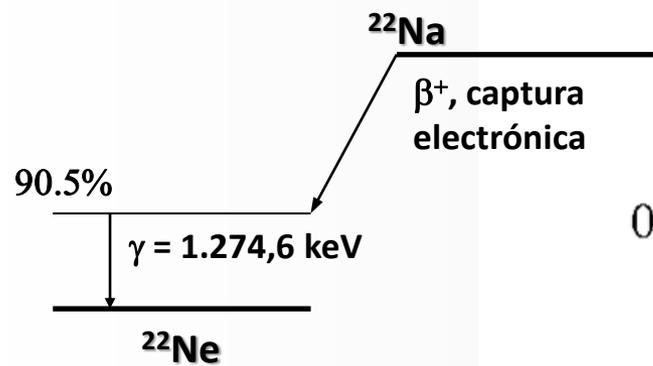


Figura 9.1.- Esquema de desintegración del  $^{137}\text{Cs}$

Recta de calibración en energías



# Espectro gama simple del $^{22}\text{Na}$



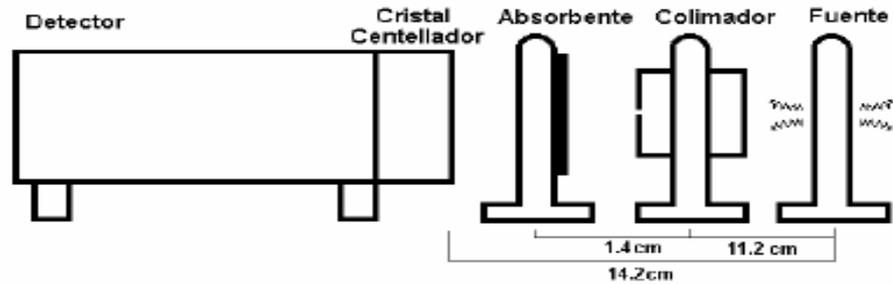
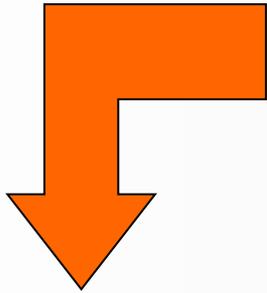
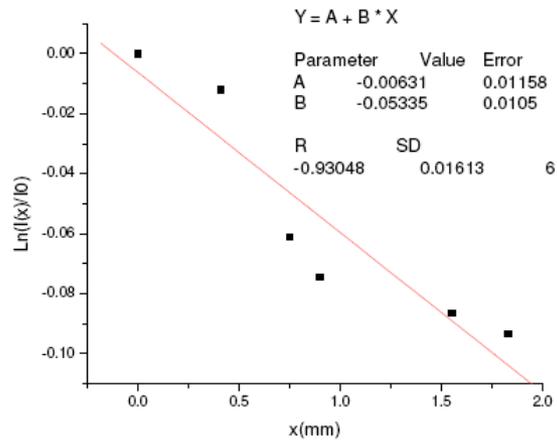
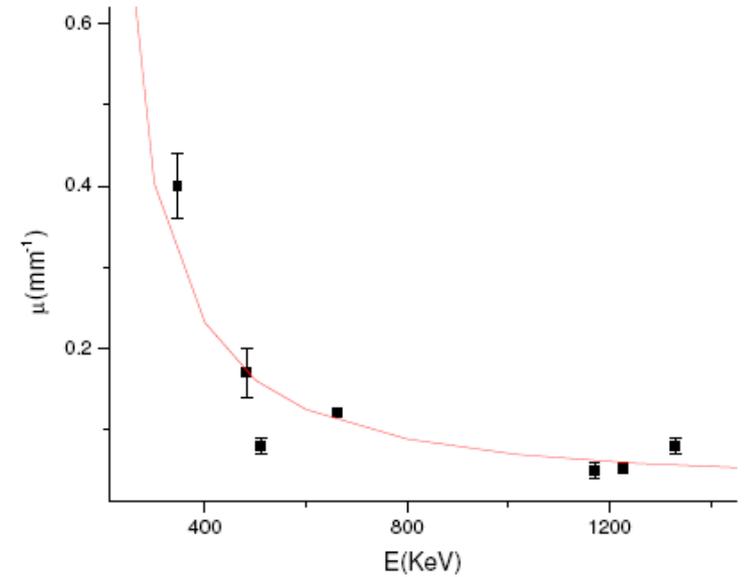
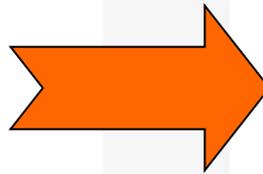


Figura 2.- Esquema del dispositivo utilizado



$\mu_a$  VS X



$\mu_a$  VS  $E_i$

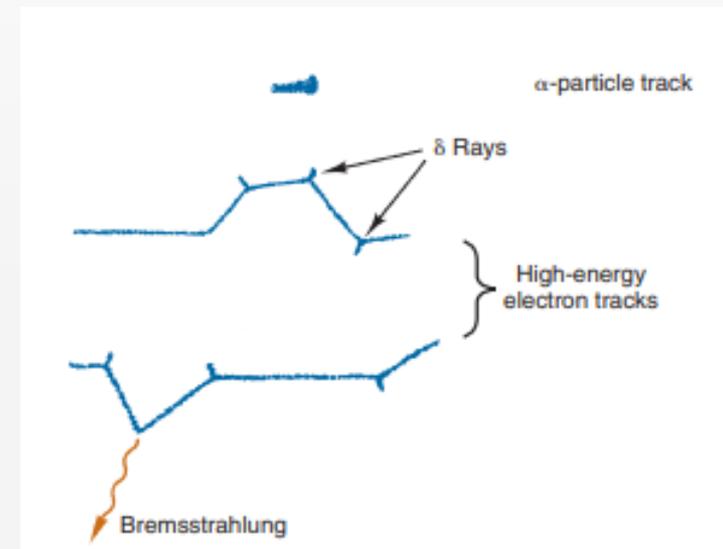
# Interacción de partículas cargadas con la materia

# Alcance de Partículas Cargadas

Es la máxima distancia de penetración en el medio absorbente.

**Partículas pesadas:** el alcance coincide con la longitud de la trayectoria, ya que ésta es muy aproximadamente rectilínea.

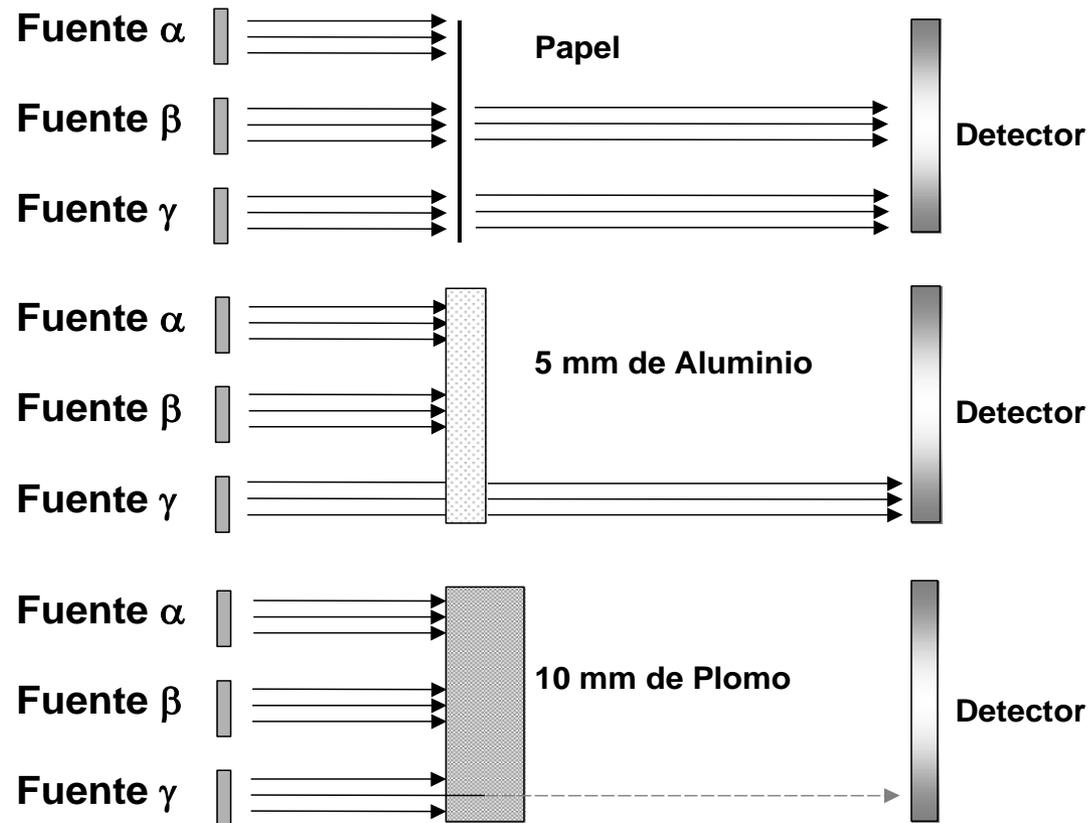
**Electrones:** la trayectoria es muy errática y zigzagueante, por lo que el alcance resulta ser muy inferior a la longitud de la trayectoria.

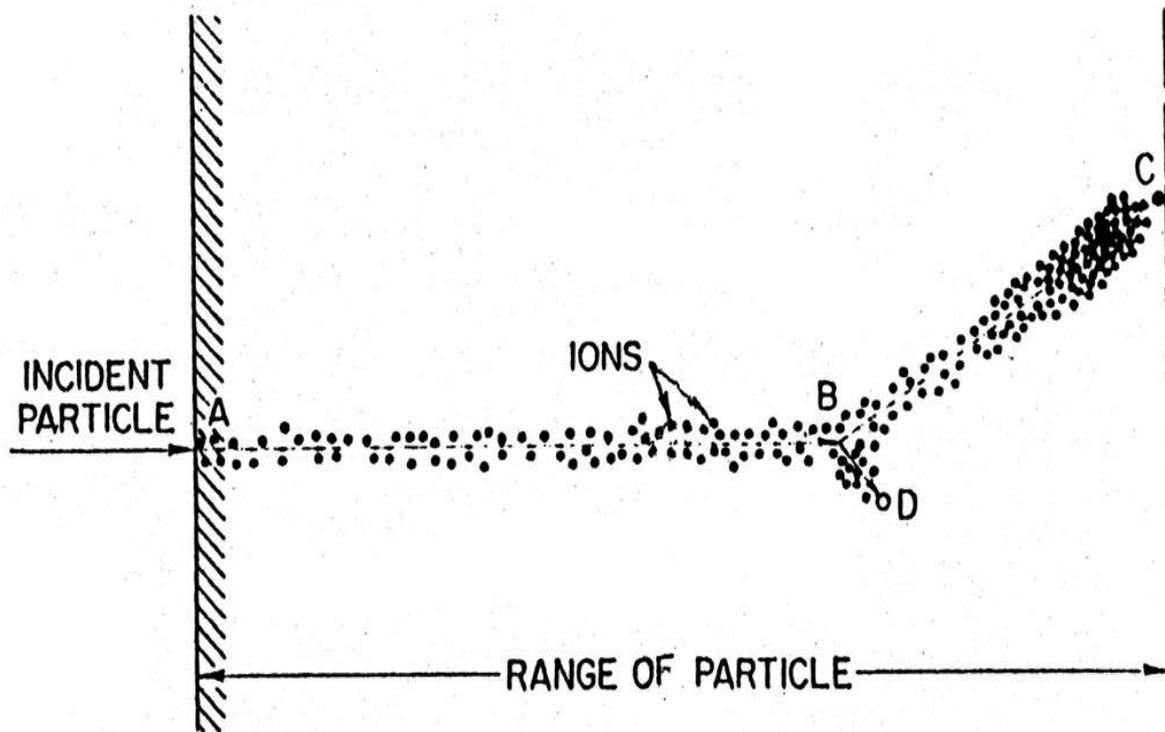


## Penetración de las Radiaciones

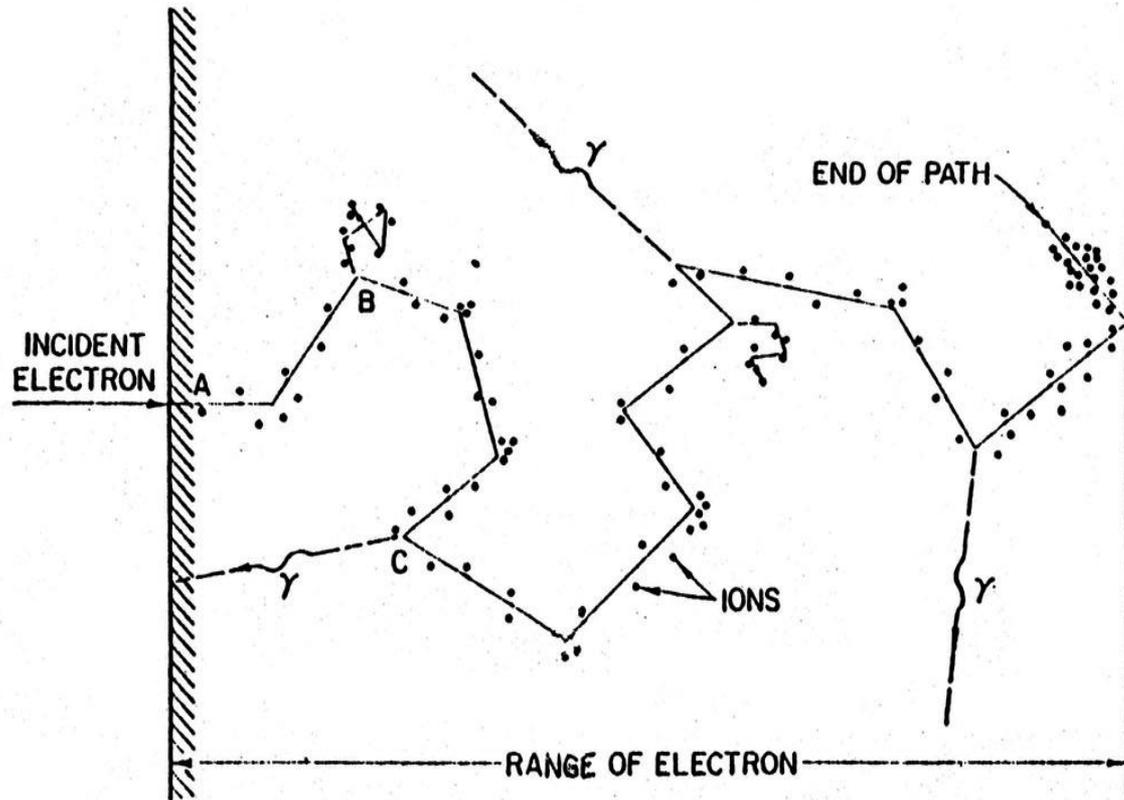
Radiación	Naturaleza	Carga	Penetración en aire	Penetración en sólidos
$\alpha$	núcleo de helio (2 protones y 2 neutrones)	+2e	≈ centímetros	≈ micrómetros
$\beta$	electrón	-1e	≈ metros	≈ milímetros
$\gamma$	radiación electromagnética	0	≈ 100 metros	≈ centímetros/ metros

# Penetración de las Radiaciones: Representación Gráfica





**FIGURE 4-21.** The course of a heavy charged particle through matter. In this example a glancing nuclear collision is indicated at *B*. Ions are formed along the track left by the recoiling ionized atom *D*. The primary particle comes to rest at *C*. The density of ions is greatest just before the particle comes to rest. It is here that the linear energy transfer is greatest.



**FIGURE 4-22.** The path of an electron undergoing multiple scattering. The density of ions formed along the track is less than that seen for the heavier particles. At B some of the electron's energy is transferred to another electron. The path of the secondary electron is sometimes called a delta ray. At C a photon is formed due to the bremsstrahlung process. Other delta rays and bremsstrahlung photons are generated in subsequent scattering encounters. Near the end of the path, the ion density increases.

# Interacción de partículas cargadas con la materia

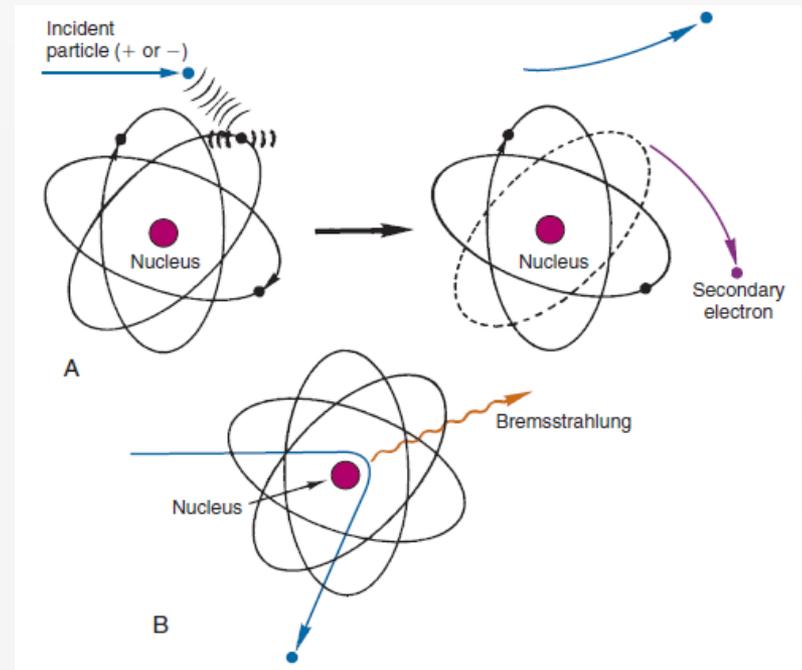
## *Pérdida de energía de partículas cargadas pesadas por colisiones atómicas*

Cuando una partícula cargada atraviesa materia, hay dos aspectos principales:

- 1) Pérdida de energía de la partícula.
- 2) Deflexión de la partícula de su dirección de incidencia.

Estos efectos son principalmente el resultado de dos procesos:

- 1) Colisiones inelásticas con los electrones atómicos del material.
- 2) Dispersión elástica por los núcleos.



# Interacción de partículas cargadas con la materia

Estas reacciones ocurren muchas veces por unidad de longitud de la materia y su acumulación resulta en los dos efectos principales observados.

Hay otros procesos que pueden ocurrir, pero son menos probables.

Estos procesos son:

- 3) Emisión de radiación Cerenkov.
- 4) Reacciones nucleares.
- 5) Bremsstrahlung.

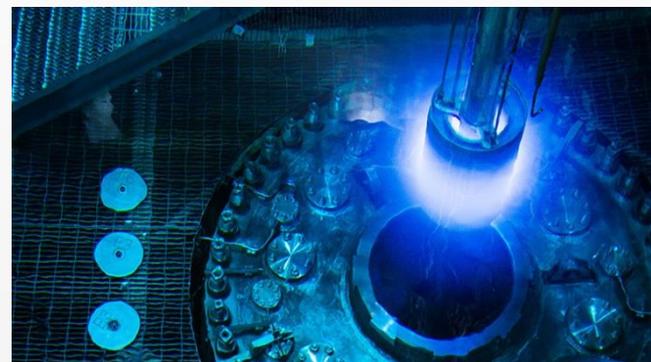
Para el análisis que sigue distinguimos entre:

Partículas livianas

Electrones  
Positrones

Partículas pesadas

Muones  
Piones  
Protones  
Alfas  
Núcleos livianos



# Interacción de partículas cargadas con la materia

No consideramos el caso de iones pesados ya que aparecen otros efectos adicionales.

Las colisiones atómicas se dividen en dos grupos:

Colisiones blandas



Solo producen excitación de los átomos.

Colisiones duras



Producen ionización.

El electrón de retroceso causa ionización secundaria.

“knock-on”- electrons

La dispersión elástica por núcleos es menos frecuente que la dispersión por electrones. La mayor parte de la energía se pierde por colisiones con electrones.

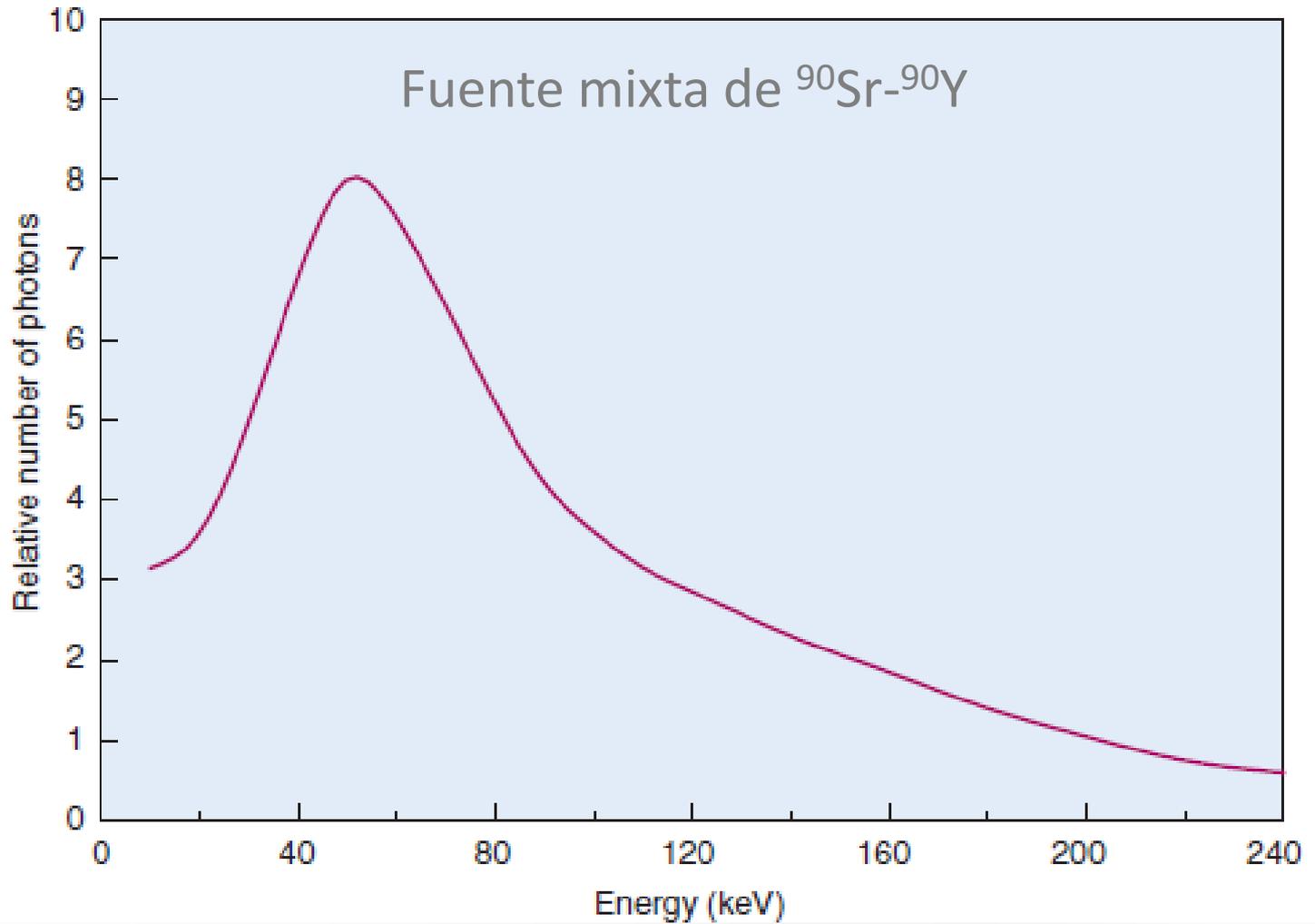
## Radiación de Frenado (Bremsstrahlung)

Cuando una **partícula  $\beta$**  experimenta la acción de un campo coulombiano, pierde energía por radiación en forma de espectro continuo: *Bremsstrahlung* o radiación de frenado.

Este efecto es directamente proporcional a la energía inicial de la partícula y al cuadrado del número atómico del absorbente e inversamente proporcional al cuadrado de la masa de la partícula.

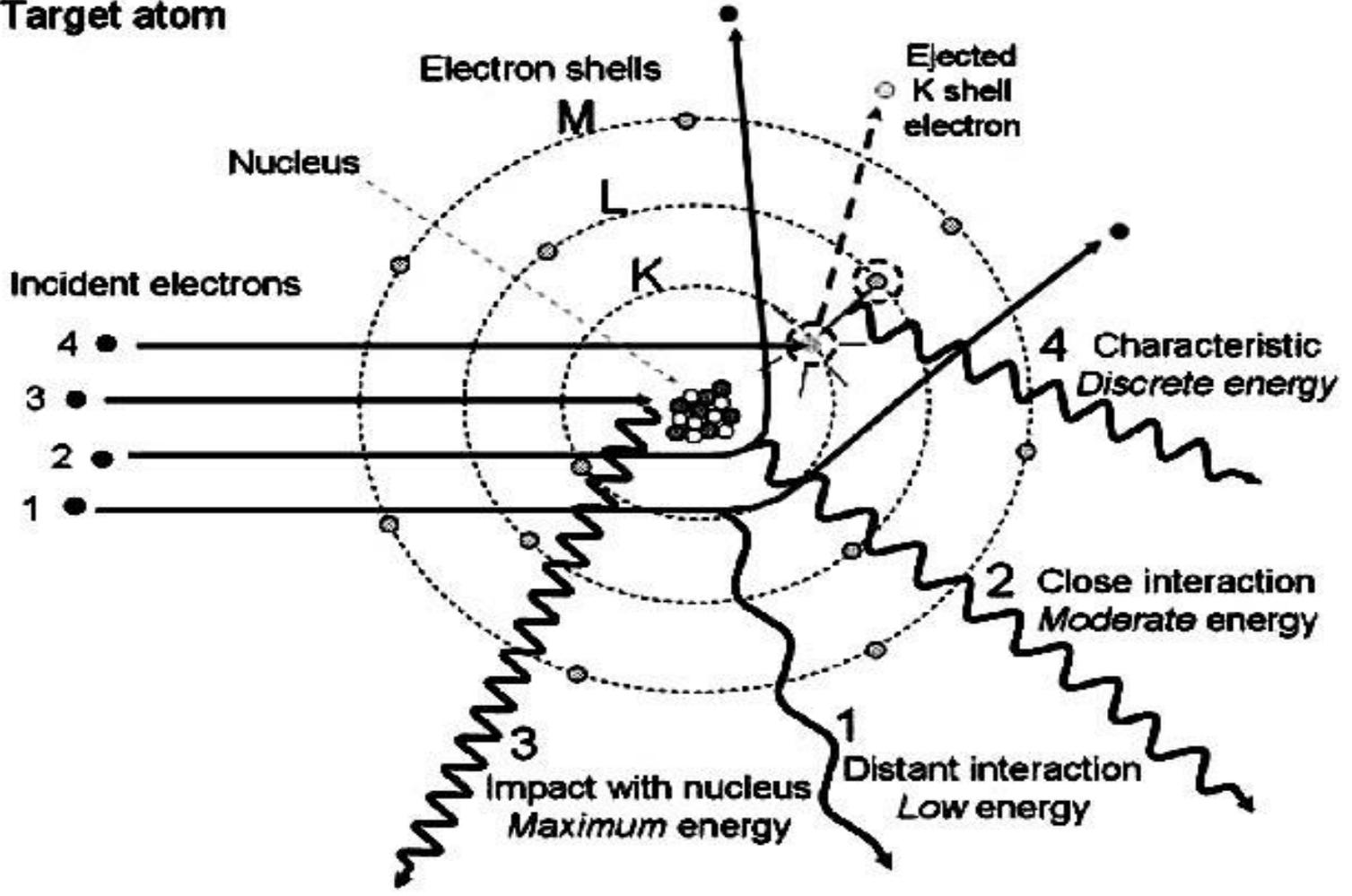
Debido al último de estos factores carece de importancia en la absorción de partículas alfa.

## *Bremsstrahlung* o radiación de frenado en Al



$$E_{\beta\text{max}} = 2.27\text{MeV}$$

**Target atom**



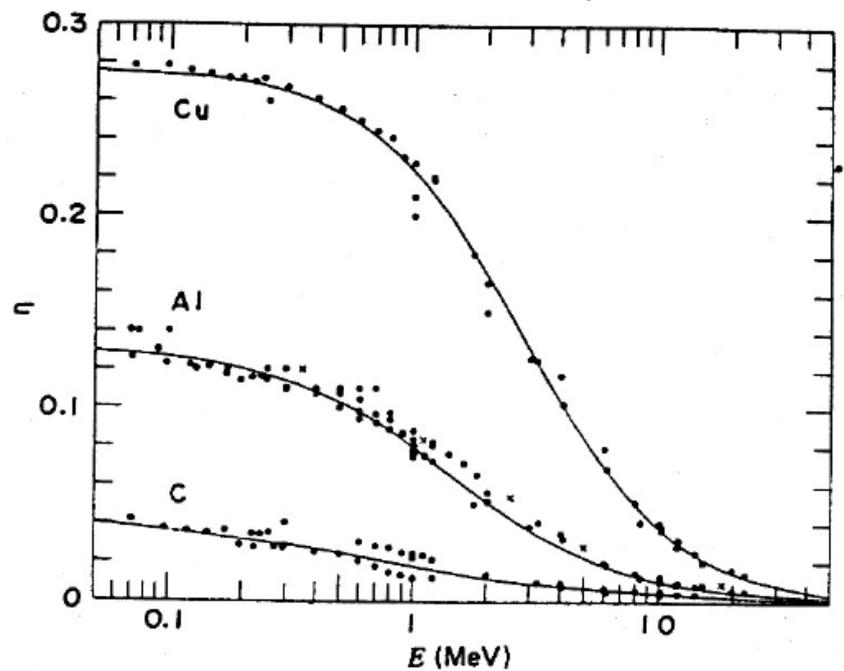
## Retrodispersión

Las partículas cargadas livianas (**electrones**) experimentan cambios significativos en la dirección de su trayectoria en cada colisión; pueden llegar a colisiones con ángulo de dispersión mayor de  $90^\circ$  (**Retrodispersión**). Este efecto es despreciable para partículas alfa.

***Número de partículas que sufren retrodispersión:*** crece con el número atómico del absorbente y con su espesor.

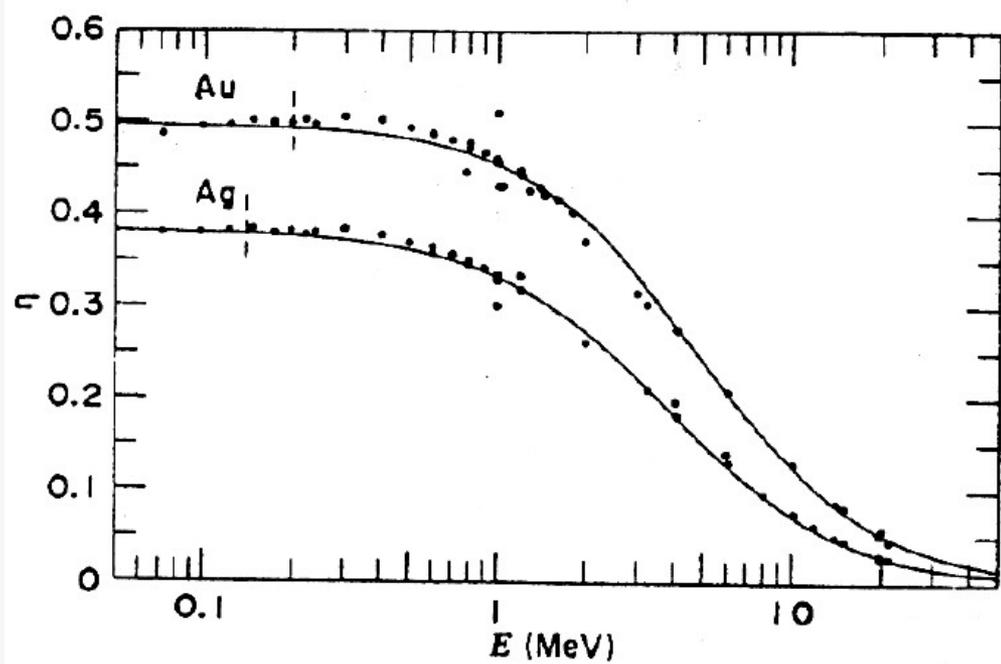
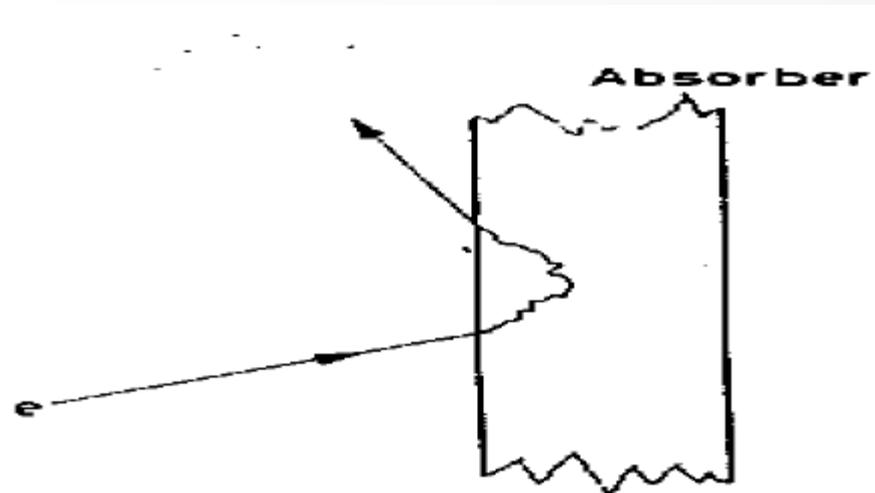
La fracción de partículas retrodispersadas se mantiene constante a partir de un cierto espesor (***espesor de saturación***).

# Retrodispersión de electrones

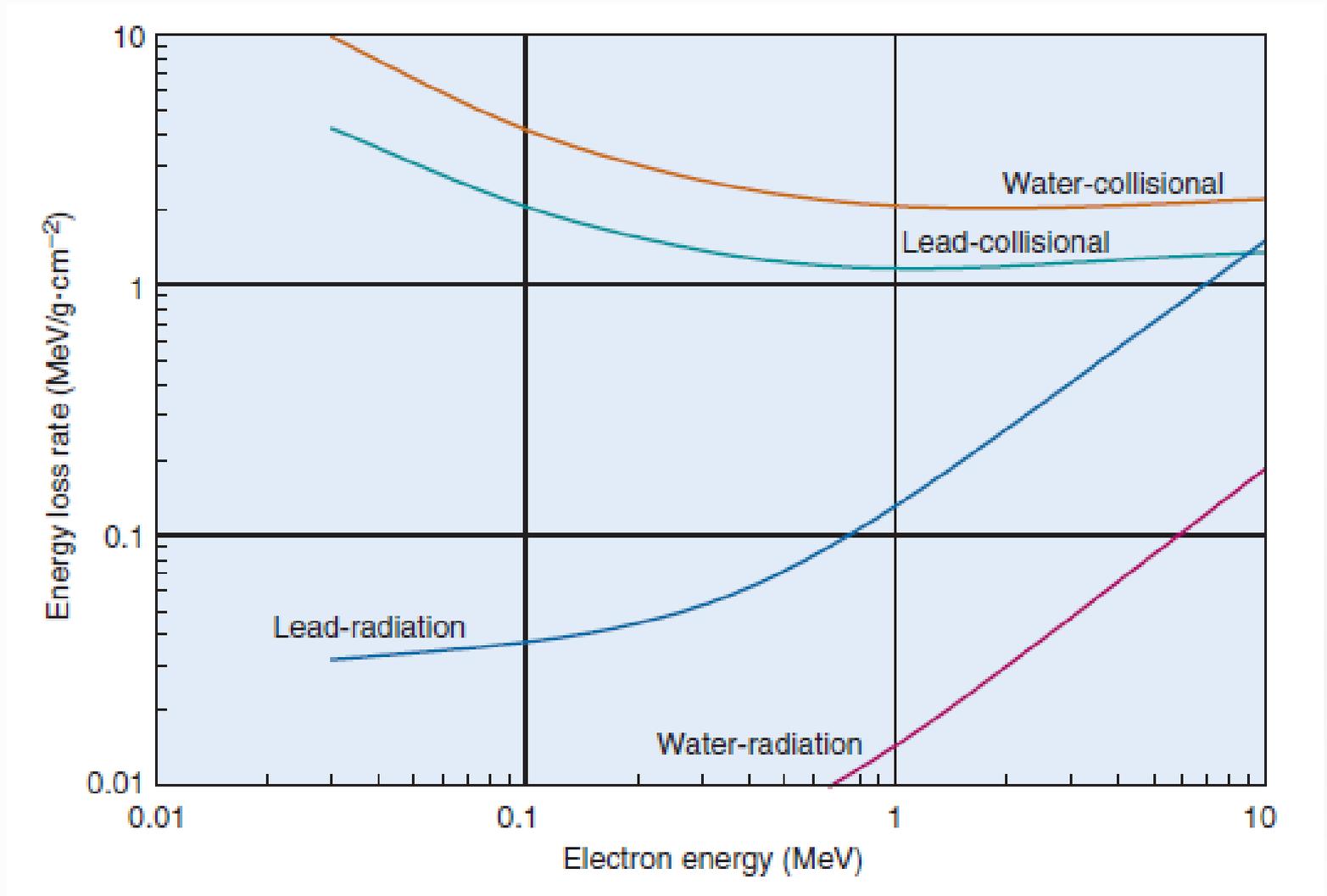


$$\eta = \frac{\text{no. } e^- \text{ retro}}{\text{no. } e^- \text{ incid}}$$

Coeficiente de backscattering o Albedo.

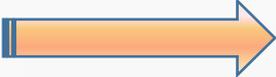


*Pérdida de energía* por radiación o por colisiones de electrones en agua y plomo:



## Poder de frenado (stopping power)

La energía cinética de la partícula incidente se pierde a través de los procesos mencionados en un espesor relativamente pequeño:

$p$  de 10 MeV  0,25 mm de Cu

Las colisiones inelásticas son un fenómeno estadístico

Pérdida de energía promedio por unidad de camino o *poder frenador*

$$\boxed{dE / dx}$$



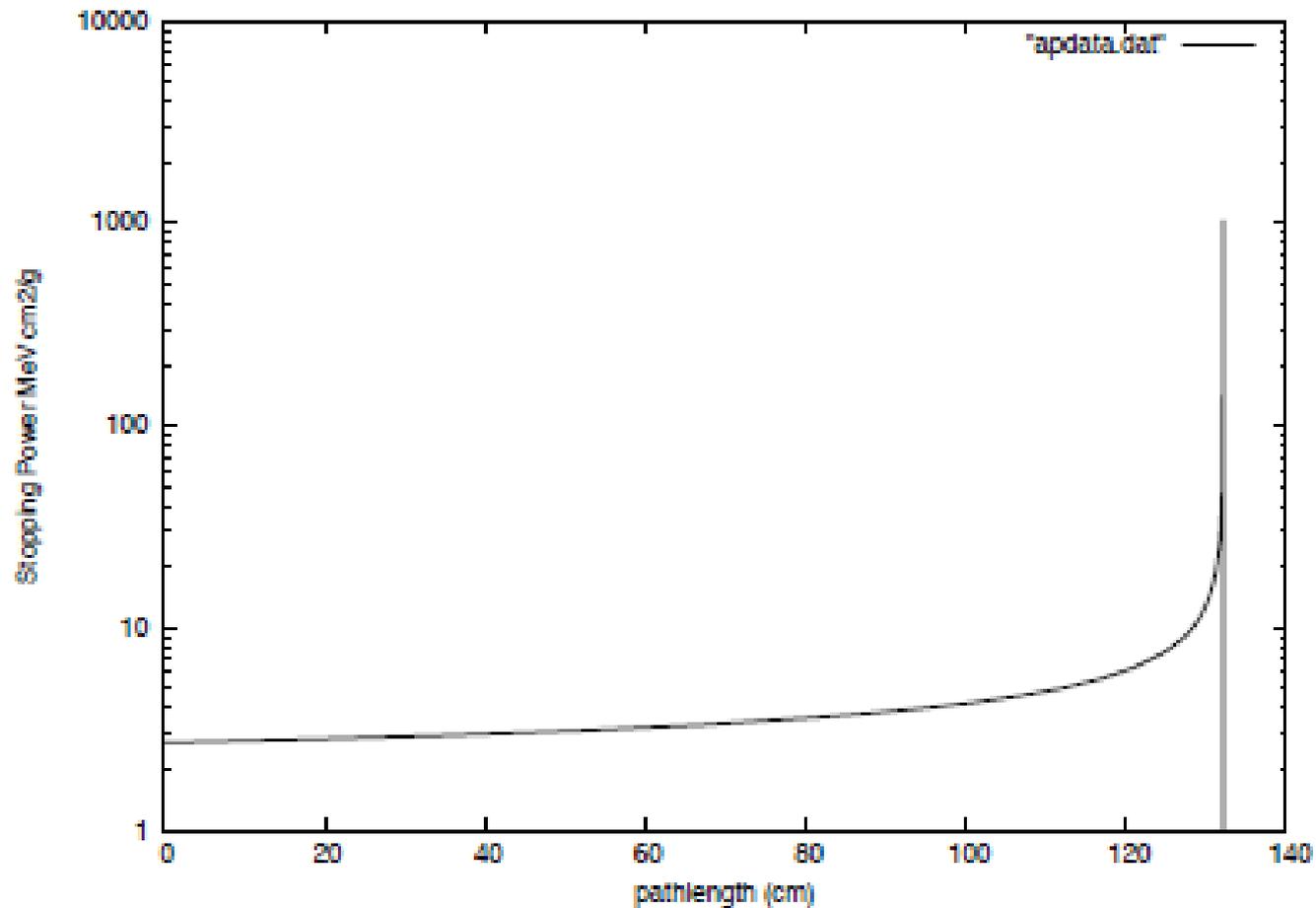
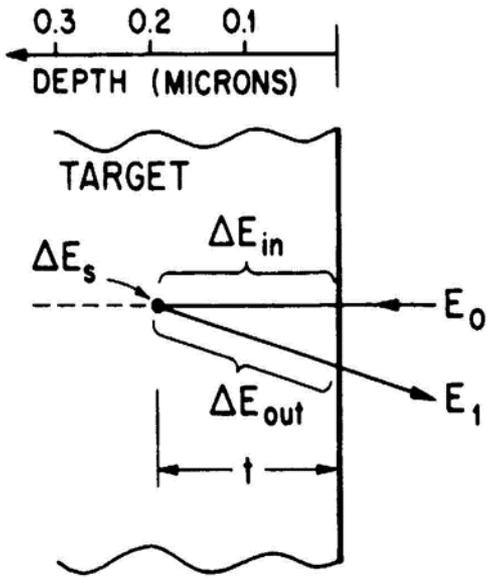


Figure 3.2: Stopping power of protons with an initial energy of 500 MeV in soft tissue as a function of depth of penetration.



ENERGY LOSS:

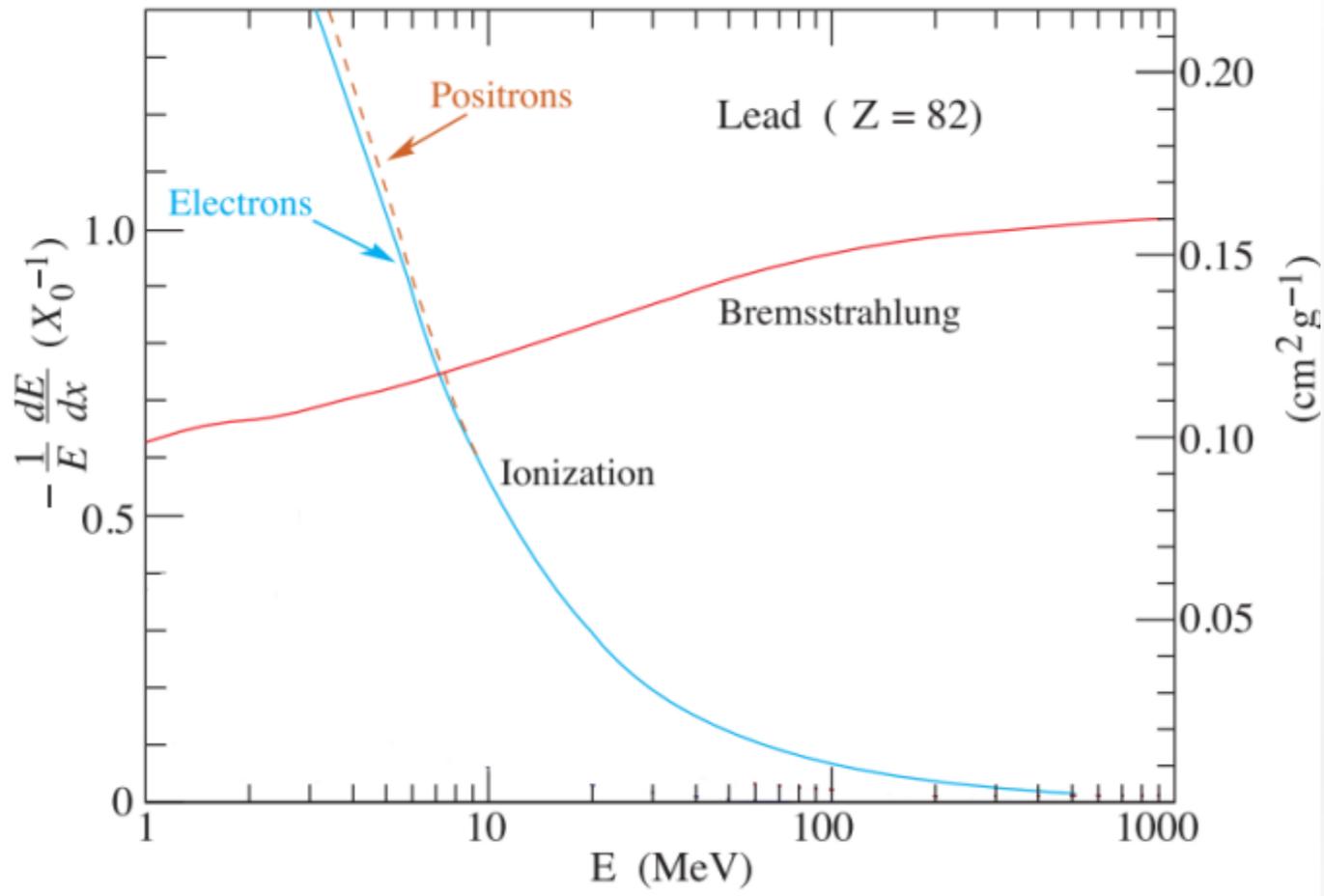
$$\Delta E_{in} \approx \left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_0} \cdot t$$

$$E_t = E_0 - \Delta E_{in}$$

$$\Delta E_s = (1-K) E_t$$

$$\Delta E_{out} \approx \left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_1} \cdot \frac{t}{\cos \theta}$$

**Figure 3.1** Energy loss components for a projectile that scatters from depth  $t$ . The sequence is: energy lost via electronic stopping on inward path,  $\Delta E_{in}$ ; energy lost in the elastic scattering process,  $\Delta E_s$ ; and energy lost to electronic stopping on the outward path,  $\Delta E_{out}$ . Then  $E_1 = E_0 - \Delta E_{in} - \Delta E_s - \Delta E_{out}$ .



Poder de frenado (stopping power).

Cálculo de Bohr

Fórmula de Bethe-Bloch

- La radiación por Bremsstrahlung se vuelve muy importante a partir de unos pocos MeV.
- La pérdida total de energía se compone entonces de dos términos: colisión + radiación (iguales para  $E=E_c$ )

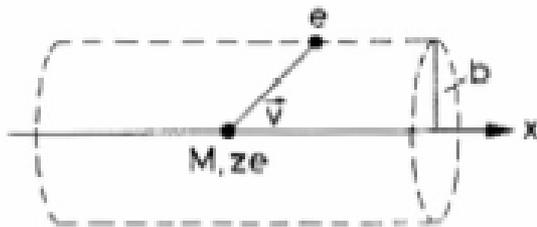
$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}$$

Bethe-Bloch modificada

## Cálculo de Bohr. El caso clásico

Las colisiones inelásticas ocurren con una cierta probabilidad y son de naturaleza estadística. Pero como su número, en un recorrido macroscópico, es generalmente muy grande, las fluctuaciones en la pérdida total de energía son pequeñas y se puede describir el proceso con la pérdida media de energía por unidad de longitud. Esta cantidad, es llamada “poder de frenado” (stopping power) o simplemente  $dE/dx$ .

Una partícula pesada, de masa  $M$  y carga  $z_e$ , incide con velocidad  $v$ .



Hay un electrón, libre y en reposo, a una distancia  $b$  de la trayectoria de la partícula. Supondremos que el electrón se mueve muy poco durante la interacción.

## Cálculo de Bohr. El caso clásico

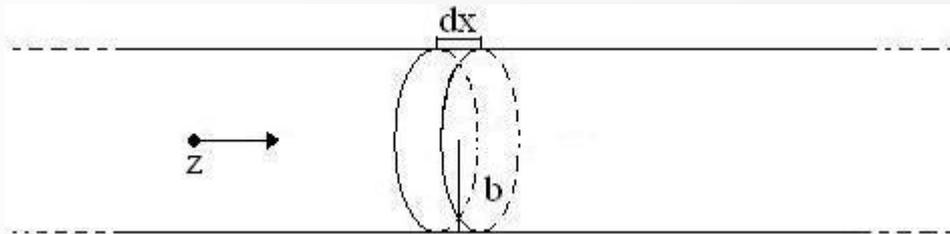
El campo eléctrico actuando sobre el electrón puede ser tomado en su posición inicial. La partícula no se desvía, ya que  $M \gg m_e$ .

Calculemos la energía que gana el electrón:

$$\Delta p = \int_0^{\infty} F dt = e \int_0^{\infty} E_{\perp} dt = e \int_{-\infty}^{\infty} E_{\perp} \frac{dt}{dx} dx = e \int_{-\infty}^{\infty} E_{\perp} \frac{dx}{v}$$

Por simetría consideramos solo la componente de E a lo largo de la perpendicular a la trayectoria de la partícula.

Calculamos  $E_{\perp}$  usando el teorema de Gauss:



$$\int_{-\infty}^{\infty} E_{\perp} 2\pi b dx = 4\pi z e \Rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} E_{\perp} dx = \frac{2ze}{b}$$

## Cálculo de Bohr. El caso clásico

Tal que:

$$\Delta p = \frac{2ze^2}{bv}$$

La energía ganada por el electrón es:

$$\Delta E(b) = \frac{(\Delta p)^2}{2m} = \frac{2z^2 e^4}{mv^2 b^2}$$

*La energía ganada por el electrón es inversamente proporcional a la energía cinética de la partícula incidente.*

Si  $n$  es la densidad de electrones, entonces la pérdida de energía, por los electrones situados a una distancia entre  $b$  y  $b + db$  en un espesor  $dx$  es:

$$-dE(b) = \Delta E(b)ndV = \frac{4\pi z^2 e^4}{mv^2} n \frac{db}{b} dx, \quad dV=2\pi b db dx$$

## Cálculo de Bohr. El caso clásico

Uno podría estar tentado de integrar respecto a  $b$ , entre 0 e  $\infty$ , pero no sería válido. Para  $b \rightarrow \infty$ , no es cierto que el campo actúe un tiempo muy corto. Y para  $b \rightarrow 0$ , la transferencia de energía diverge.

Sean  $b_{\text{mín}}$  y  $b_{\text{máx}}$  los valores para los que vale nuestro cálculo de  $\Delta E(b)$ , entonces:

$$\frac{-dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{mv^2} n \ln \left( \frac{b_{\text{máx}}}{b_{\text{mín}}} \right)$$

Podemos estimar cuando valen  $b_{\text{mín}}$  y  $b_{\text{máx}}$ .

Clásicamente, la máxima energía transferible es en un choque frontal donde el electrón obtiene una energía

$$\frac{1}{2} m(2v)^2$$

Si tenemos en cuenta relatividad,  $2mv^2 \rightarrow 2\gamma^2 mv^2$

( $\gamma^2 = 1/(1-\beta^2)$ )<sup>1/2</sup> y  $\beta = v/c$ ).

## Cálculo de Bohr. El caso clásico

Así que:

$$\Delta E(b_{\text{mín}}) = \frac{2z^2 e^4}{mv^2 b_{\text{mín}}^2} = 2\gamma^2 mv^2 \quad \Rightarrow \quad b_{\text{mín}} = \frac{ze^4}{\gamma m_e v^2}$$

Para  $b_{\text{máx}}$ , recordemos que los electrones están ligados a los átomos, orbitando con frecuencia  $f$ . Para que el electrón absorba energía, la perturbación no debe ser adiabática, la partícula debe pasar cerca del electrón un tiempo corto comparado con  $1/f$ .

Para nuestra colisión un tiempo típico es  $t = b/v$ , relativísticamente esto es,  $t = b/v\gamma$ .

Así que:

$$\frac{b}{v\gamma} \leq \tau = \frac{1}{f}$$

$\overline{f}$  : Frecuencia media promediada sobre todos los estados ligados.

## Cálculo de Bohr. El caso clásico

$$b_{\text{máx}} = \frac{\mathcal{W}}{f}$$

$$\frac{-dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{mv^2} n \ln\left(\frac{\gamma^2 mv^3}{ze^4 f}\right)$$

Fórmula clásica de Bohr.

✓ Razonable para partículas muy pesadas:

partículas  $\alpha$  o núcleos pesados

✓ Para partículas livianas (protones) falla por efectos cuánticos

## La fórmula de Bethe-Bloch

El primer cálculo mecano-cuántico correcto fue realizado por Bethe, Bloch y otros. En el cálculo, se parametriza la energía transferida en términos del momento transferido en lugar del parámetro de impacto. Esto es más realista ya que el momento transferido es una cantidad medible, el parámetro de impacto no.

$$-\frac{dE}{dx} = \underbrace{2\pi N_A r_e^2 m_e c^2}_{0,1535 \text{ MeVcm}^2/\text{g}} \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\text{máx}}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right]$$

## La fórmula de Bethe-Bloch

$I$ : potencial de excitación medio (promediada  $\int \frac{dE}{dx} df$  ).  
 $W_{\text{máx}}$ : máxima energía transferida en una colisión knock-on.

Se le agregan dos correcciones.

Corrección de efecto densidad  $\delta$  (importante a alta energía).

Corrección de efecto capa C (importante a baja energía).

$$-\frac{dE}{dx} = \underbrace{2\pi N_A r_e^2 m_e c^2}_{0,1535 \text{ MeVcm}^2/g} \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\text{máx}}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2C/Z \right]$$

# La fórmula de Bethe-Bloch

✓ **efecto densidad** aparece porque el campo eléctrico de la partícula tiende a polarizar los átomos a su paso

apantalla el campo eléctrico percibido por los electrones más alejados

→ disminuyen las colisiones con electrones lejanos.



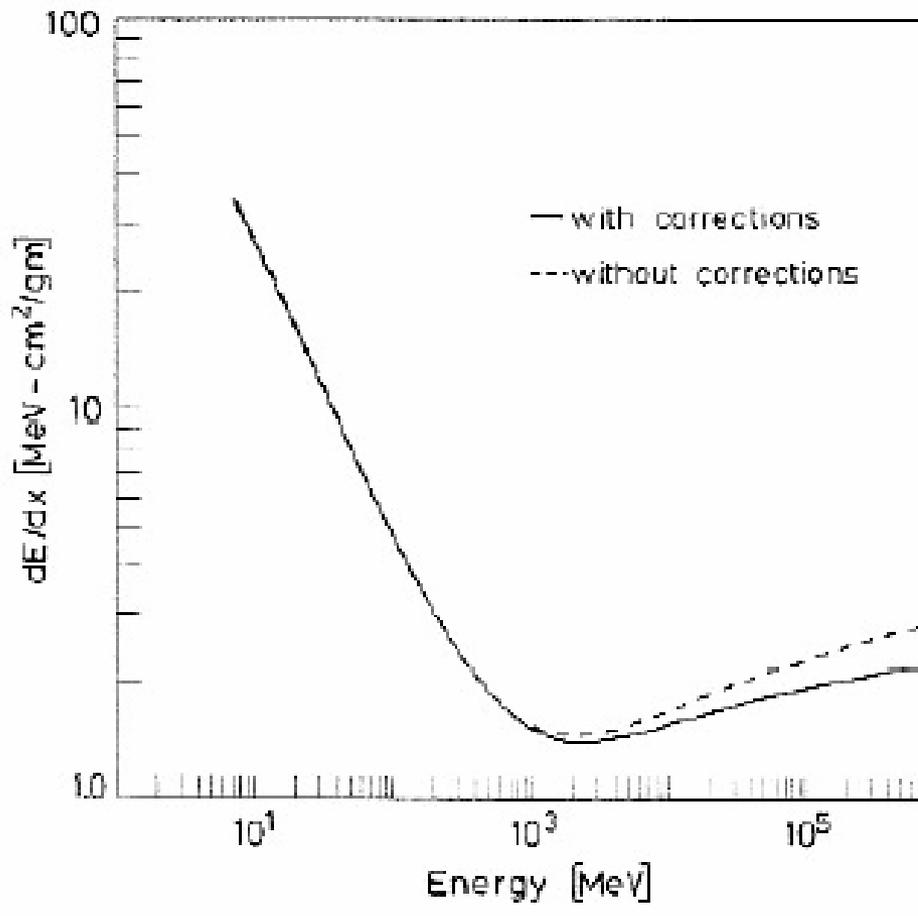
Este efecto es más importante cuando la velocidad se incrementa ( $b_{\text{máx}} \sim v$ ) ya que se incrementa la contribución de electrones lejanos. La dependencia con la densidad aparece en que la polarización será mayor en materiales condensados que en gases (Sternheimer).

✓ **efecto capa** da cuenta de efectos que aparecen cuando la velocidad de la partícula incidente es comparable o menor que la velocidad de los electrones ligados.

Fundamentalmente, electrones  $K$ . A estas energías, la suposición que el electrón es estacionario respecto de la partícula incidente pierde validez y el modelo debe ser corregido. La constante  $C$  depende de  $E$  y  $Z$ :

Para protones en Al, a energías  $< 4$  MeV

# La fórmula de Bethe-Bloch



Comparación de la fórmula de Bethe – Bloch con y sin correcciones de capa y densidad.  
Cálculo hecho para el Cu.

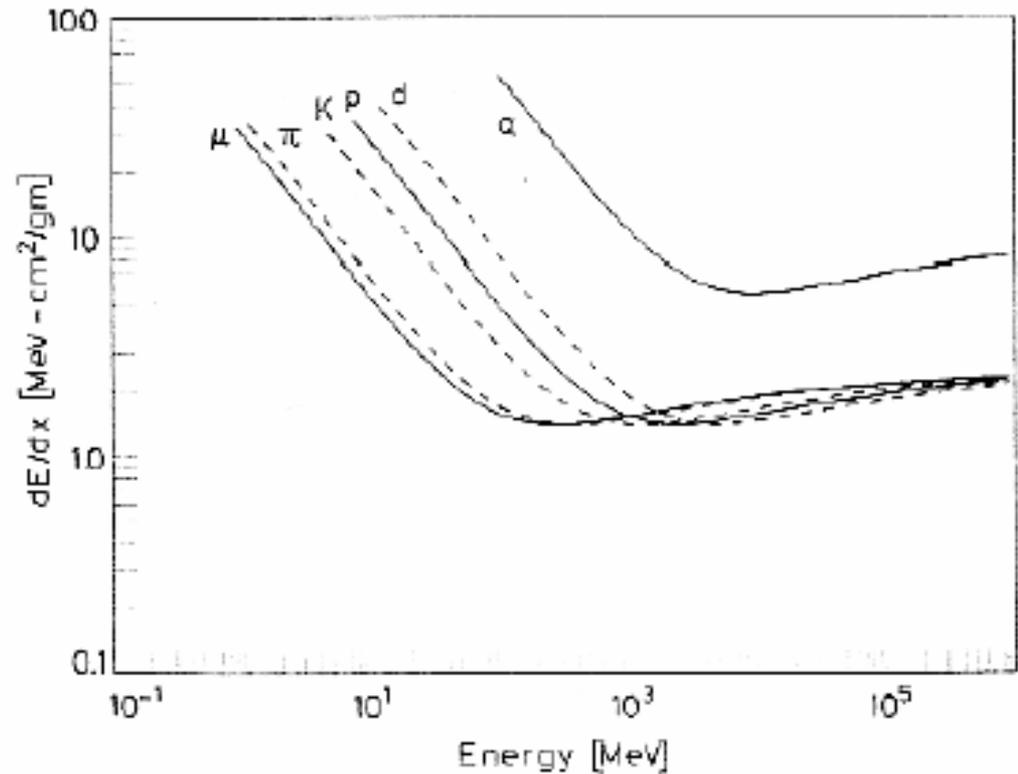
Table 2.1. Constants for the density effect correction

Material	$I$ [eV]	$-C$	$a$	$m$	$X_1$	$X_0$
Graphite						
density = 2	78	2.99	0.2024	3.00	2.486	-0.0351
Mg	156	4.53	0.0816	3.62	3.07	0.1499
Cu	322	4.42	0.1434	2.90	3.28	0.0254
Al	166	4.24	0.0802	3.63	3.01	0.1708
Fe	286	4.29	0.1468	2.96	3.15	-0.0012
Au	790	5.57	0.0976	3.11	3.70	0.2021
Pb	823	6.20	0.0936	3.16	3.81	0.3776
Si	173	4.44	0.1492	3.25	2.87	0.2014
NaI	452	6.06	0.1252	3.04	3.59	0.1203
N <sub>2</sub>	82	10.5	0.1534	3.21	4.13	1.738
O <sub>2</sub>	95	10.7	0.1178	3.29	4.32	1.754
H <sub>2</sub> O	75	3.50	0.0911	3.48	2.80	0.2400
Lucite	74	3.30	0.1143	3.38	2.67	0.1824
Air	85.7	10.6	0.1091	3.40	4.28	1.742
BGO	534	5.74	0.0957	3.08	3.78	0.0456
Plastic						
Scint.	64.7	3.20	0.1610	3.24	2.49	0.1464

## La fórmula de Bethe-Bloch

Dependencia de  $dE/dx$  como una función de la energía cinética para diferentes partículas. A energías no relativistas,  $dE/dx$  está dominada por el factor  $1/\beta^2$  y decrece con la velocidad hasta cerca de  $v=0.96 c$ , donde hay un mínimo. Hay una *ionización mínima* en este punto.

El valor mínimo es casi el mismo para partículas de la misma carga. Después de este punto, el término  $1/\beta^2$  es casi constante y  $dE/dx$  crece nuevamente debido a la dependencia logarítmica de la fórmula de Bethe Bloch. Este crecimiento es cancelado, sin embargo, por la corrección de densidad.



## La fórmula de Bethe-Bloch

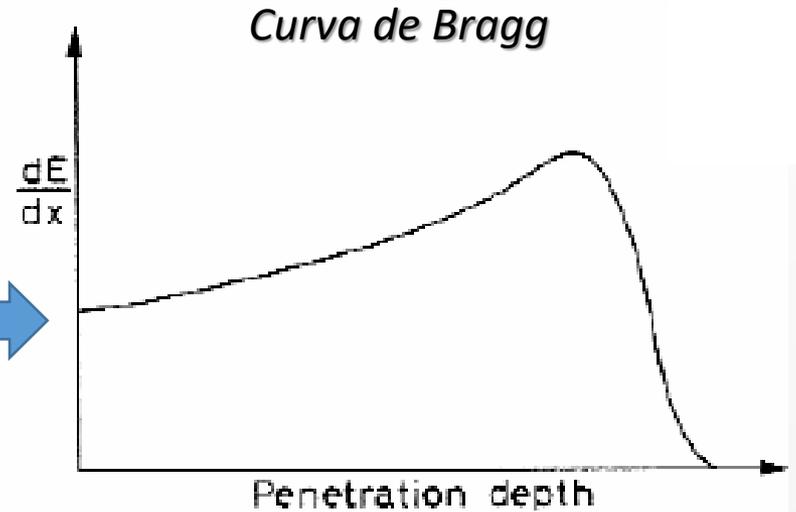
✓ La tasa de pérdida de energía,  $d(dE/dx)/dt$  de la partícula cambia al cambiar la energía de la partícula.

✓ La pérdida de energía por unidad de longitud es mayor al final del recorrido que al comienzo.

✓ Al final, la partícula comienza a capturar electrones y  $dE/dx$  cae.

✓ Este comportamiento es usado en aplicaciones médicas donde interesa depositar una gran dosis de radiación a una determinada profundidad con mínima destrucción en tejidos circundantes.

✓ La típica curva de Bragg mostrando la variación de  $dE/dx$  como una función de la profundidad de penetración de la partícula en la materia. La partícula está más ionizada a medida que llega al final del camino.



## Leyes de scaling para $dE/dx$

En el mismo medio material, la fórmula de Bethe-Bloch puede escribirse de la forma

$$-\frac{dE}{dx} = z^2 f(\beta)$$

donde  $f(\beta)$  es una función solamente de la velocidad de la partícula. Por lo tanto, la energía perdida, dado cualquier material, depende solo de la carga y de la velocidad de la partícula. Ya que la energía cinética es  $T = (1-\gamma)Mc^2$ , la velocidad es una función de  $T/M$ , tal que  $\beta = g(T/M)$ . Entonces:

$$-\frac{dE}{dx} = z^2 f\left(\frac{T}{M}\right)$$

Entonces la energía perdida por una partícula de masa  $M_2$ , carga  $z_2$  y energía  $T_2$  en el mismo material,

$$-\frac{dE_2}{dx}(T_2) = -\frac{z_2^2}{z_1^2} \frac{dE_1}{dx} \left( T_2 \frac{M_1}{M_2} \right)$$

## Poder de frenado másico

Cuando  $dE/dx$  es expresado en unidades de espesor másico, se encuentra que varía muy poco sobre un amplio rango de materiales.

Si hacemos más evidente la dependencia del tipo de material en la fórmula de Bethe – Bloch:

$$-\frac{dE}{d\varepsilon} = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = z^2 \frac{Z}{A} f(\beta, I)$$

donde  $d\varepsilon = \rho dx$ .

✓ Para  $Z$  no demasiado diferentes, la relación  $Z/A$  varía poco. Esto es también cierto para  $I(Z)$  ya que aparece en un logaritmo.

✓  $dE/d\varepsilon$  es casi independiente del tipo de material.

Por ejemplo, protones de 10 MeV, perderán la misma cantidad de energía en 1 gr/ cm<sup>2</sup> de Cu que en el mismo espesor másico de Al ó Fe, etc.

✓ Estas unidades resultan útiles para mezclas y compuestos.

## dE/dx para mezclas y compuestos

La fórmula que hemos visto se aplica a elementos puros.

Para mezclas y compuestos, si se desean valores precisos, se debe procurar la medición directa.

Sin embargo, una buena aproximación es promediar los potenciales de frenado de los elementos en el compuesto. El promedio debe pesarse con la densidad electrónica de cada elemento (Regla de Bragg):

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{w_1}{\rho_1} \left( \frac{dE}{dx} \right)_1 + \frac{w_2}{\rho_2} \left( \frac{dE}{dx} \right)_2 + \dots$$

donde  $w_1, w_2$ , etc. son las fracciones por peso de los elementos 1,2... en el compuesto. Más explícitamente, si  $a_i$  es el número de átomos del elemento "i" en la molécula  $M$ , entonces,

$$w_i = \frac{a_i A_i}{A_m}$$

donde  $A_i$  es el peso atómico del i-ésimo elemento,

$$A_m = \sum a_i A_i$$

## dE/dx para mezclas y compuestos

Desarrollando una de las expresiones anteriores y reagrupando términos, podemos definir valores efectivos para  $Z, A, I$ , etc. , que pueden ser usados directamente en la fórmula de Bloch – Bethe.

$$Z_{eff} = \sum a_i Z_i$$

$$A_{eff} = \sum a_i A_i$$

$$\ln I_{eff} = \sum \frac{a_i Z_i \ln I_i}{Z_{eff}}$$

$$\delta_{eff} = \sum \frac{a_i Z_i \delta_i}{Z_{eff}}$$

$$C_{eff} = \sum a_i C_i$$

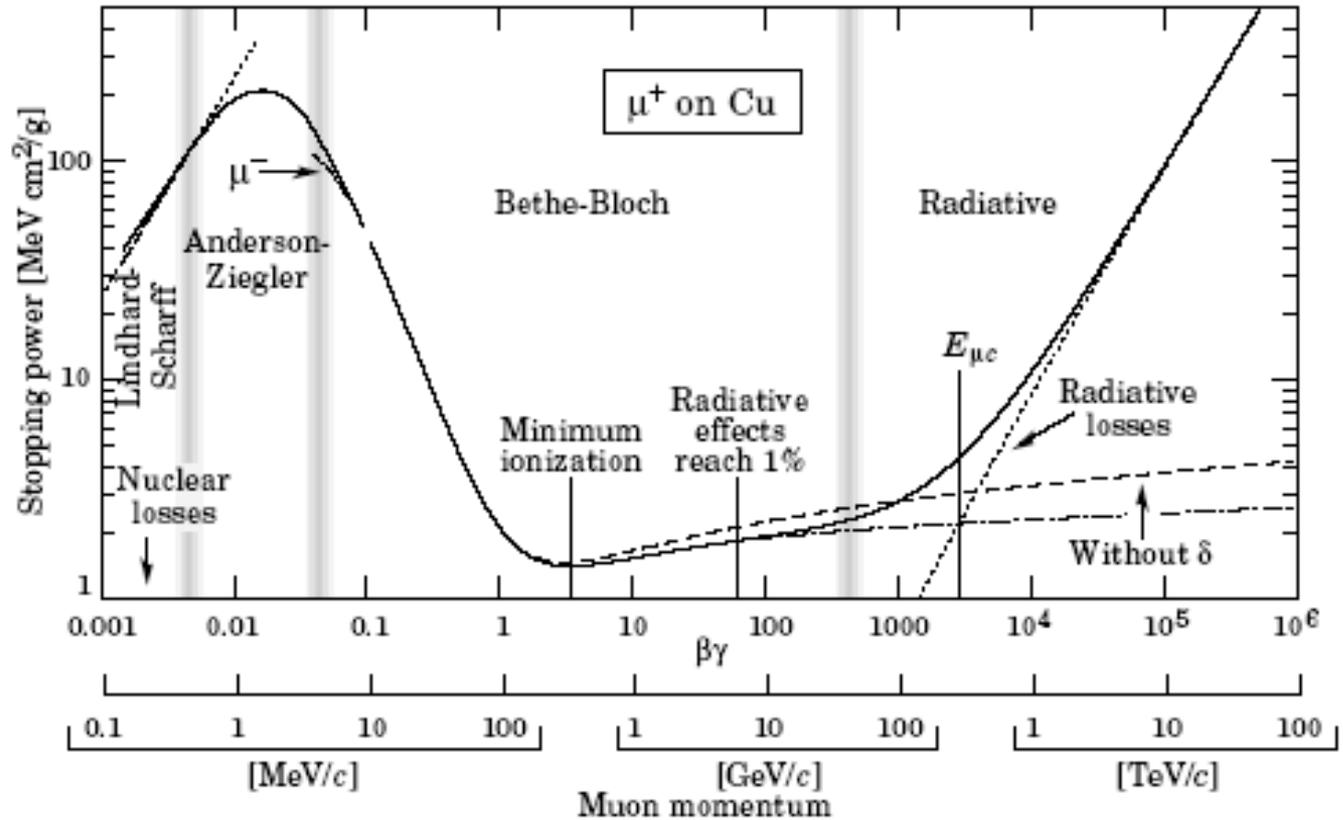
Nótese la conveniencia de trabajar con el potencial de frenado másico más que con el poder de frenado lineal ( $dE/dx$ ).

## Limitaciones de la fórmula de Bethe-Bloch y otros efectos

$$-\frac{dE}{dx} = \underbrace{2\pi N_A r_e^2 m_e c^2}_{0,1535 \text{ MeVcm}^2/g} \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{m\acute{a}x}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2C/Z \right]$$

- ✓ Expresión usualmente empleada en la mayoría de cálculos de  $dE/dx$
- ✓ Para partículas elementales y núcleos hasta la partícula  $\alpha$ , da resultados correctos, para velocidades desde la región relativista hasta  $\beta \approx 0.1$
- ✓ Para  $\beta \leq 0.05$ , muchas de las suposiciones inherentes a la fórmula de Bethe y Bloch no son más válidas, aún con las correcciones
- ✓ Para  $0 < \beta < 0.05$  no hay aún una teoría satisfactoria para protones
- ✓ Para núcleos pesados esto es todavía peor, debido a efectos de captura de electrones. Para este rango de velocidades existen en la literatura algunas fórmulas empíricas.
- ✓ Debajo de  $\beta \approx 0.01$ , una exitosa explicación para la pérdida de energía es dada por la teoría de Lindhard.

## Algunos ejemplos



$$m_0(\mu^+) = 105 \text{ MeV} / c^2 \quad p = mv = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \beta^2}} = m_0 c \gamma \beta$$

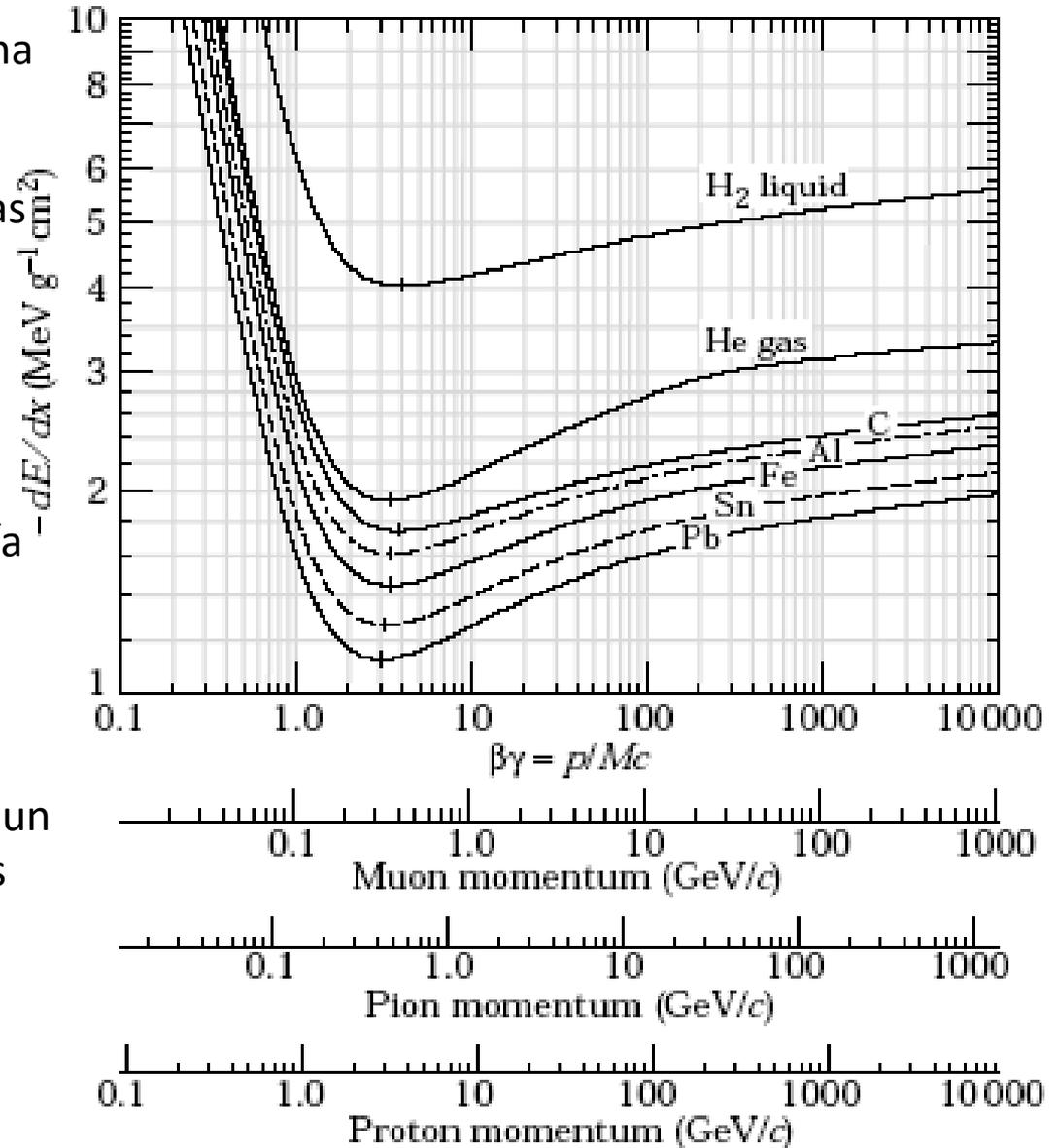
$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} = \sqrt{m_0^2 c^4 (1 + \gamma^2 \beta^2)}$$

✓  $dE/dx$  en un dado material es una función solo de  $\beta$ .

✓ Excepto en hidrógeno partículas de la misma velocidad tienen similares pérdidas de energía en distintos materiales.

✓ Hay un ligero decrecimiento en la velocidad de pérdida de energía con  $Z$ .

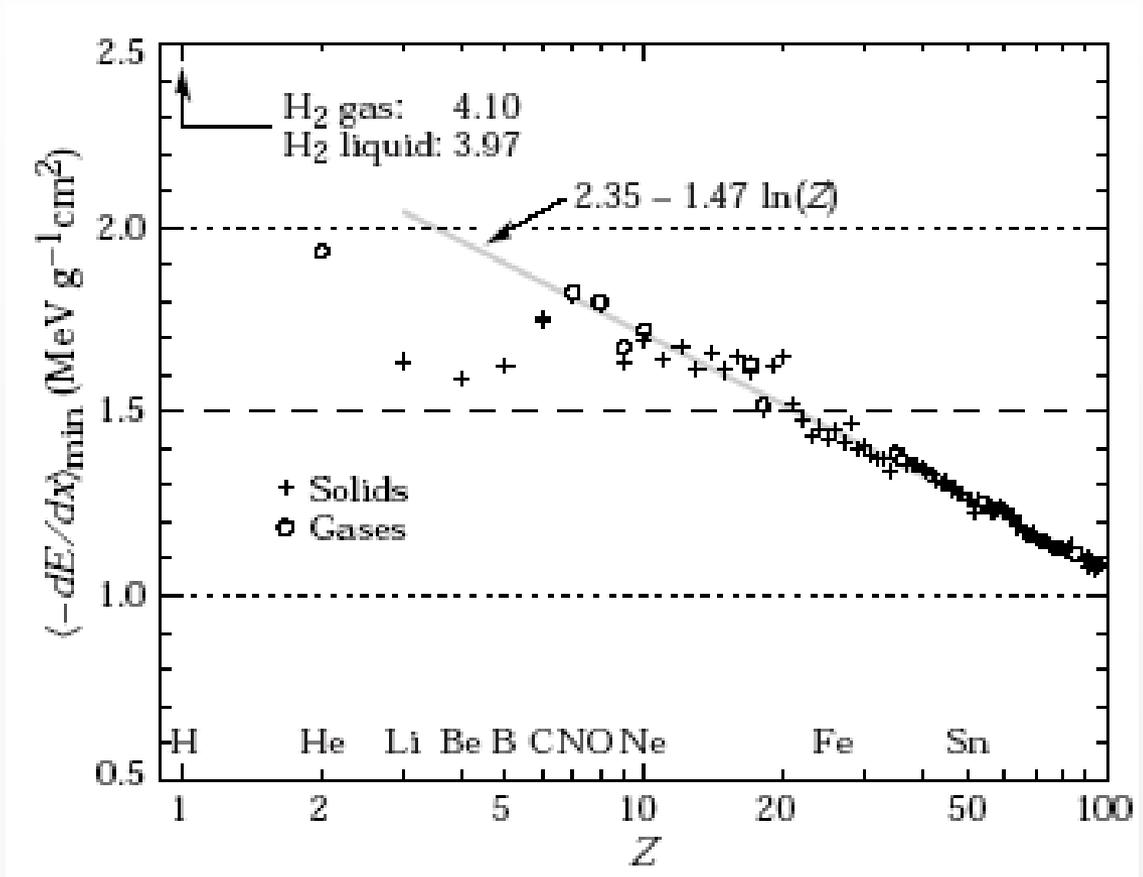
✓ La diferencia cualitativa entre un gas (He) y los otros materiales, es debida al efecto “densidad”, no corregido aquí.



✓ Las funciones de poder de frenado están caracterizadas por un ancho mínimo en la zona de  $\beta\gamma=3.5$  a  $3.0$ , cuando  $Z$  varia de 7 a 100.

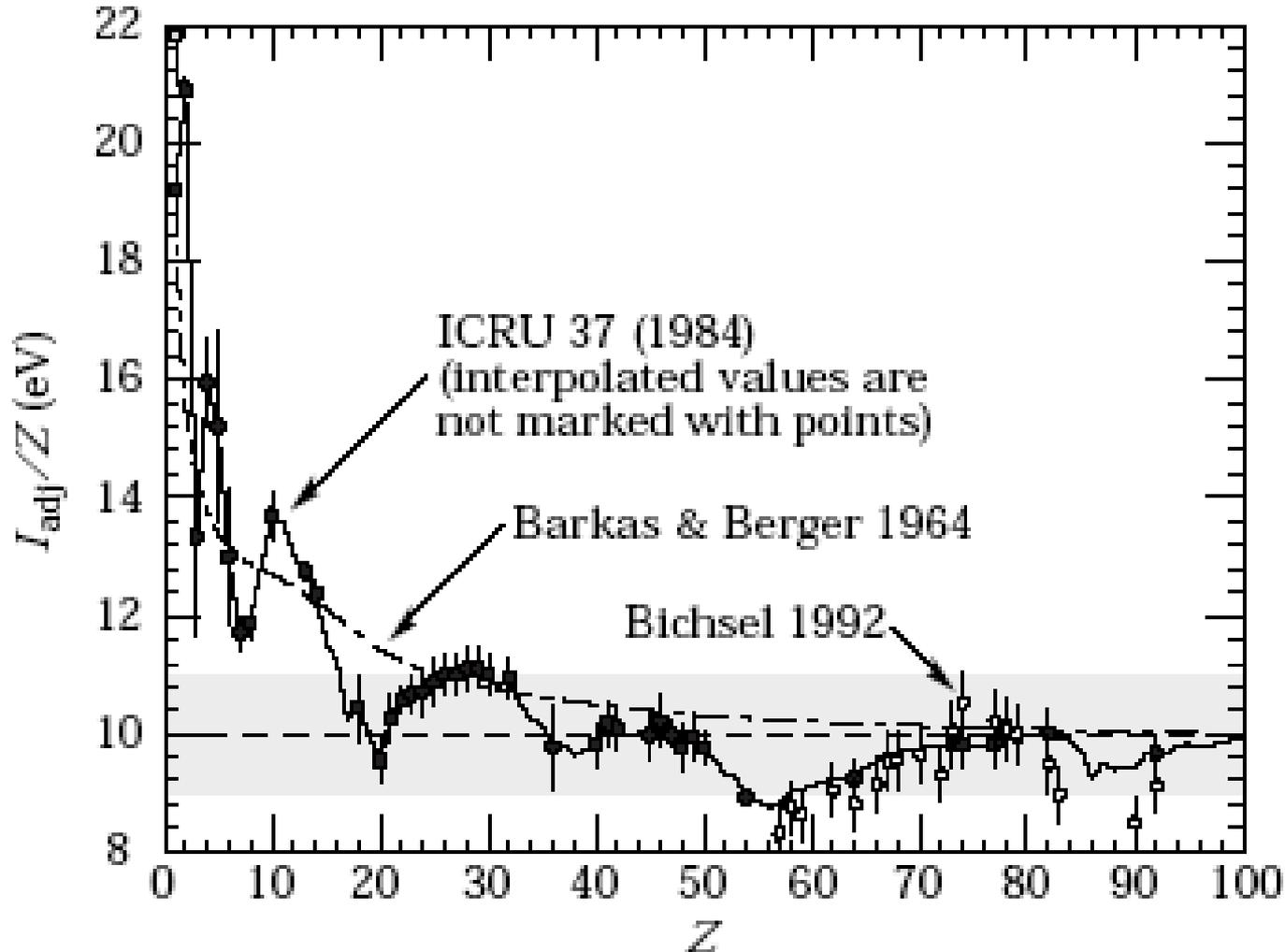
✓ Valores de la mínima ionización como función de  $Z$

✓ La recta es un ajuste a una función lineal en  $Z$ , para  $Z>6$ .  
Falla ya que  $dE/dx$  depende de otras variables



✓ En casos prácticos, la mayoría de las partículas relativistas (rayos cósmicos) tienen una razón de pérdida de energía próxima al mínimo, y son llamadas "mip's" (minimum ionizing particles)

La determinación de la energía de excitación media es una tarea no trivial en la evaluación del poder de frenado en la formula de Bethe.

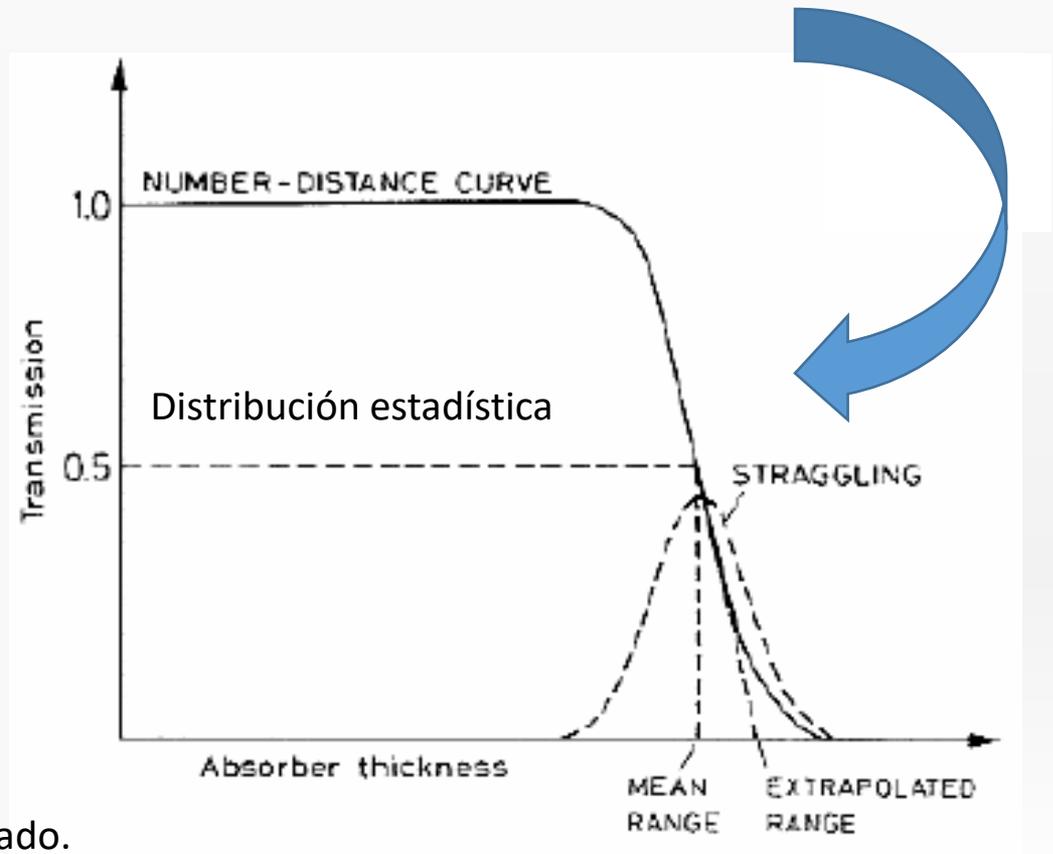


*S.M. Seltzer and M.J. Berger, Int. J. of Applied Rad. 33, 1189 (1982).*

# Rango

- ✓ ¿Cuanto penetra una partícula en un medio antes de perder toda su energía? Esta distancia se denomina **rango**, depende del tipo de material, tipo de partícula y su energía.
- ✓ Experimentalmente, el cociente entre partículas transmitidas a partículas incidentes.
- ✓ Teóricamente, integrando la ecuación de Bethe-Bloch para encontrar el rango R para una partícula que pierde energía ( $T_0$ ) a través de ionización y excitación atómica.

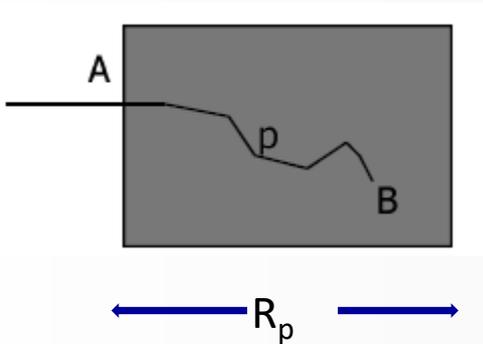
$$R(T_0) = \int_0^{T_0} \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE$$



Straggling, Rango medio, Rango extrapolado.

# Rango

Esta ecuación ignora el efecto de múltiples dispersiones coulombianas, las que hacen que la partícula siga una trayectoria zigzagueante a través del absorbente



$$R(T_0) = \int_0^{T_0} \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE$$

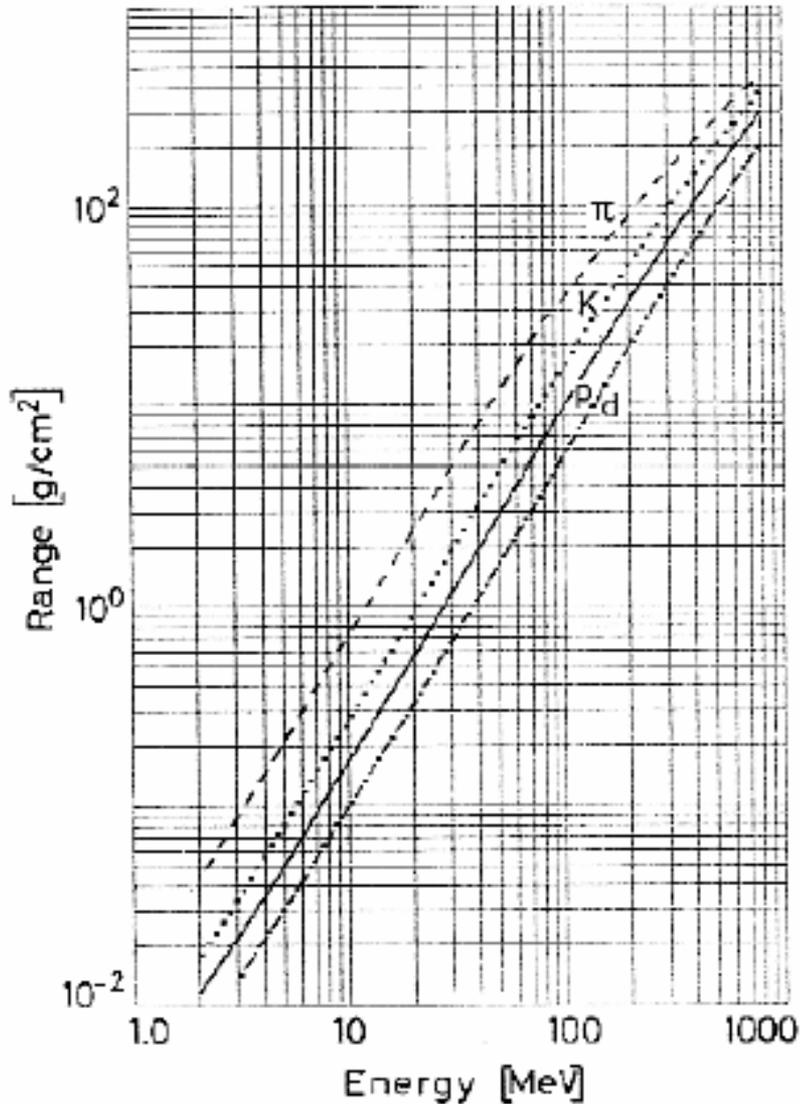
El efecto de múltiple dispersión es pequeño para partículas pesadas cargadas, así que el paso total es una buena aproximación al rango rectilíneo.

En la práctica se usa una fórmula semiempírica:

$$R(T_0) = R_0(T_{min}) + \int_{T_{min}}^{T_0} \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE$$

Donde  $T_{min}$  es la mínima energía a la cual la fórmula  $dE/dx$  es válida, y  $R_0(T_{min})$  es una constante que da cuenta del recorrido durante la pérdida de energía remanente.

## Rango en distintos materiales



Curvas de rango calculadas para diferentes partículas pesadas en aluminio.



De la relación lineal en el gráfico log-log, se debe esperar una relación del tipo :

$$R \propto E^b$$

Esto se puede deducir del potencial de frenado:

$$-dE/dx \propto \beta^{-2} \propto T^{-1}$$

Integrando :

$$R \propto T^2$$

Un ajuste más afinado, en este rango de energía, da:

$$R \propto T^{1,75}$$

## Características del Rango en distintos materiales

- ✓ Relaciones rango – energía de este tipo son extremadamente útiles y proveen de un medio acertado para medir la energía de las partículas.
- ✓ Este fue uno de los primeros usos de las mediciones de rango.
- ✓ También son necesarias, estas relaciones semiempíricas, para decidir acerca del tamaño de un detector a ser utilizado en algún experimento o en determinar el espesor de un blindaje para la radiación, entre otras cosas.
- ✓ Debido al *scaling* de  $dE/dx$ , se puede obtener un *scaling* para los rangos,

$$R_2(T_2) = \frac{M_2}{M_1} \frac{z_1^2}{z_2^2} R_1 \left( T_2 \frac{M_1}{M_2} \right)$$

de diferentes partículas en el mismo medio.

## Características del Rango en distintos materiales

Para la misma partícula en diferentes materiales , existe una regla aproximada, conocida como de Bragg – Kleeman.

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{\sqrt{A_1}}{\sqrt{A_2}}$$

donde  $\rho$  y  $A$  son las densidades y números atómicos de los materiales. Para compuestos, una aproximación para el rango puede encontrarse en la fórmula:

$$R_{comp} = \frac{A_{comp}}{\sum \frac{a_i A_i}{R_i}}$$

donde  $A_{comp}$  es el peso molecular del compuesto,  $A_i$  y  $R_i$  son el peso atómico y rango del  $i$ -ésimo elemento constituyente , y  $a_i$  es el número de átomos del elemento “ $i$ ” en la molécula del compuesto.

## Rango o alcance en aire

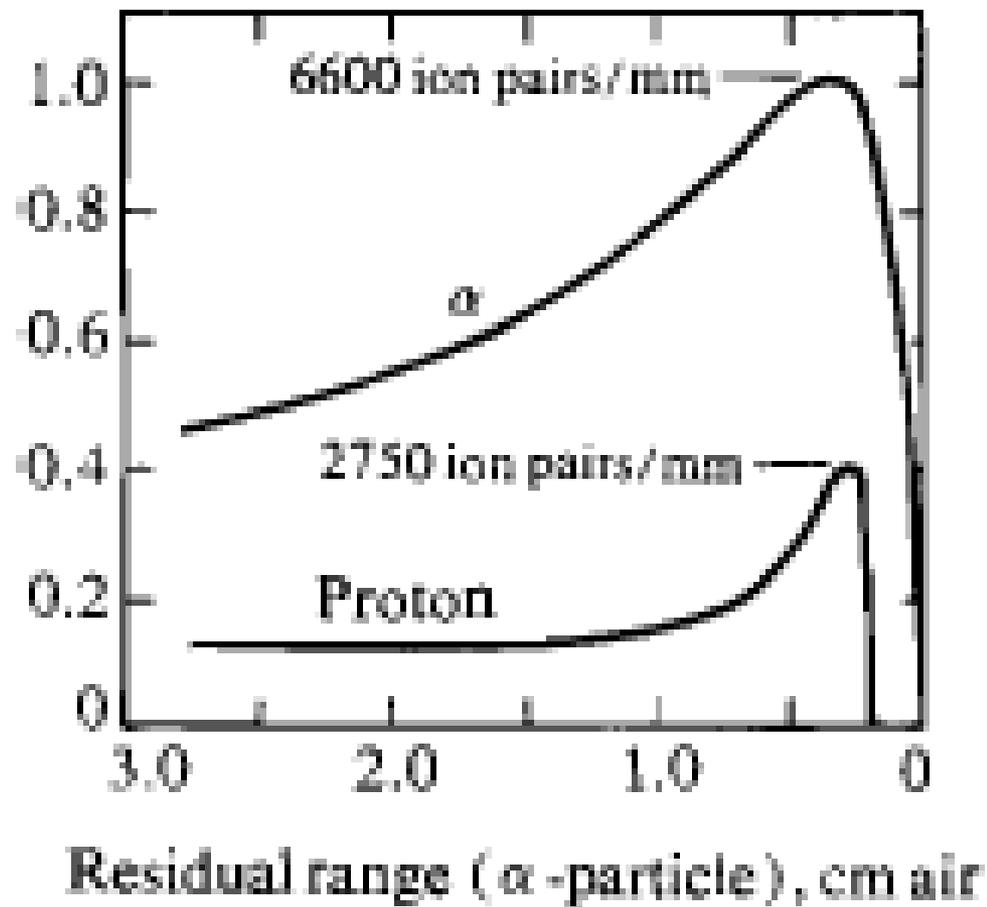


Table 14.1. *Ionising path lengths for 1 MeV electrons and 1 MeV  $\alpha$ -particles, and 1 MeV photon attenuation lengths, in air and in soft tissue*

	Air (cm)	Soft tissue (cm)
Electron	380	0.43
Alpha particle	0.52	$7 \times 10^{-4}$
Photon	$1.1 \times 10^4$	14

(Data from *American Institute of Physics Handbook*, 3rd ed. 1972, New York: McGraw-Hill.)

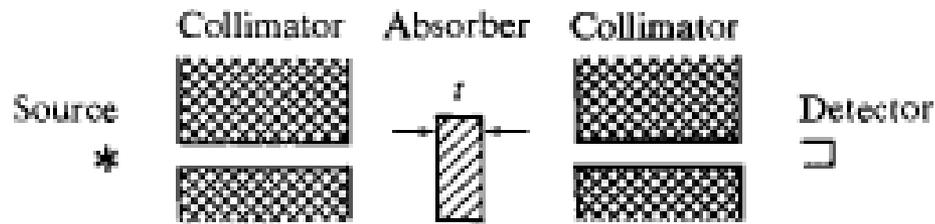
TABLE 6-1

BETA-PARTICLE RANGES FOR SOME COMMONLY USED  $\beta^+$  AND  $\beta^-$  EMITTERS\*

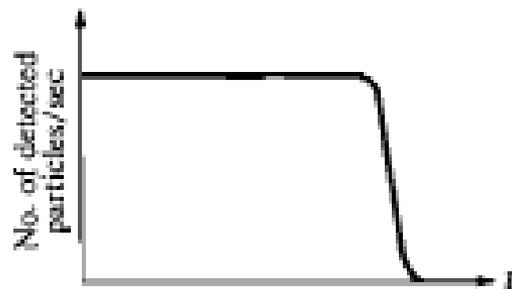
Radionuclide	$E_{\beta}^{\max}$ (MeV)	Extrapolated Range (cm) in			Average Range (cm) in
		Air	Water	Aluminum	Water
$^3\text{H}$	0.0186	4.5	0.00059	0.00022	—
$^{11}\text{C}$	0.961	302	0.39	0.145	0.103
$^{14}\text{C}^{\dagger}$	0.156	21.9	0.028	0.011	0.013
$^{15}\text{N}$	1.19	395	0.51	0.189	0.132
$^{15}\text{O}$	1.723	617	0.80	0.295	0.201
$^{18}\text{F}$	0.635	176	0.23	0.084	0.064
$^{32}\text{P}$	1.70	607	0.785	0.290	0.198
$^{82}\text{Rb}$	3.35	1280	1.65	0.612	0.429

\*Extrapolated and average ranges calculated from Equations 3-3 and 3-7, respectively, in Chapter 21 of reference 1.

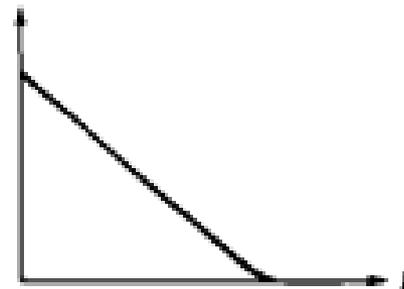
<sup>†</sup>Ranges for  $^{35}\text{S}$  ( $E_{\beta}^{\max} = 0.167$  MeV) are nearly the same as those for  $^{14}\text{C}$ .



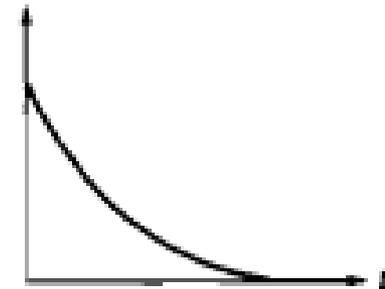
(a)



(b)



(c)



(d)

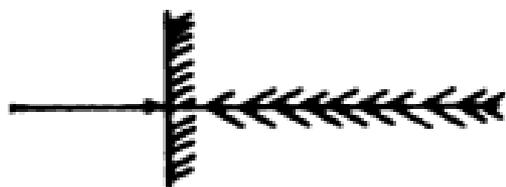
Esquema experimental para determinar la curva de absorción de

b) partículas pesadas,

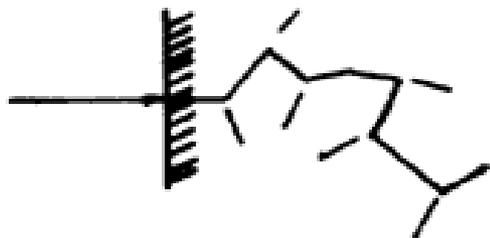
c) electrones monoenergeticos,

d) rayos  $\beta$

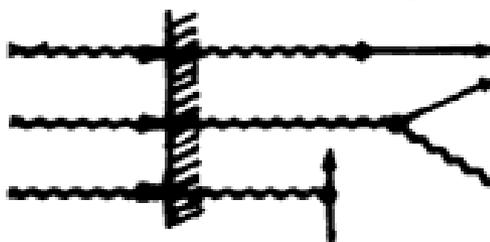
## Comparación del alcance de distintas partículas



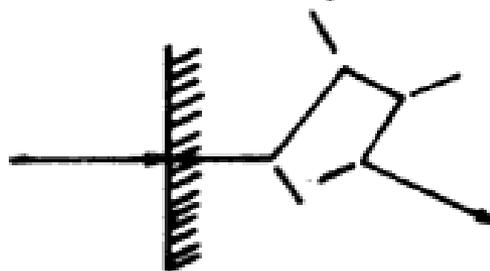
$\alpha$ , p, etc.    corto alcance  
trayectoria recta  
frenamiento gradual  
ionización



$\beta$ , e    alcance mediano  
trayectoria quebrada  
frenamiento gradual  
ionización



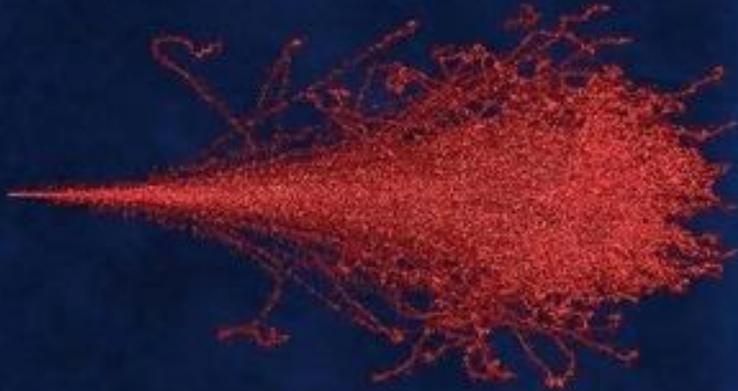
$\gamma$ , X    gran alcance  
desaparición del fotón  
en cada evento  
ionización por los  
electrones secundarios



n    gran alcance  
trayectoria quebrada  
frenamiento en pasos bruscos  
ionización por los iones  
secundarios  
larga permanencia

# **SRIM**

## **The Stopping and Range of Ions in Matter**



**J. F. Ziegler  
J. P. Biersack  
M. D. Ziegler**

***TRIM***

***TRansport of Ions in Matter***

***SRIM***

***The Stopping and Range of Ions  
in Matter***

<http://www.srim.org>



**Stopping /  
Range Tables**



**TRIM  
Calculation**



*Experimental  
Stopping  
Powers*

*SRIM Version*

SRIM-2003.26

J. F. Ziegler  
SRIM.com  
Annapolis, MD  
21037 USA

J. P. Biersack  
Hahn-Meitner Inst.  
1 Berlin 39  
Germany

*Legal Notice*

Quit

(c) 1984,1986,1989,1994,1998, 2003 by J. F. Ziegler, J. P. Biersack (SRIM.com)

*Contributions by M. Ziegler, D. J. Marwick, G. A. Cuomo, W. A. Porter, S. A. Harrison*

Help

Animate

Pause TRIM

Change TRIM

100% ION ENERGY 0%

Now: 779 of 99999 Ions

ION

Ion Type **He** 4.003 amu  
 Ion Energy **1** MeV  
 Ion Angle **0** degrees  
 Completed **778** of **99999**  
 SHOW LIVE DATA HELP

TARGET DATA

? He (10) into Nitrogen +Gold+Nitrogen (3 layers, 3 atoms)

Layer Name	Width (A)	Density	N (14,007)	Au (196,9)	N (14,007)	Soluc
1 Nitrogen	5000	0,001251	1,00000	0,00000	0,00000	G
2 Gold	20000	19,311	0,00000	1,00000	0,00000	S
3 Nitrogen	5000	0,001251	0,00000	0,00000	1,00000	G

Calculation Parameters

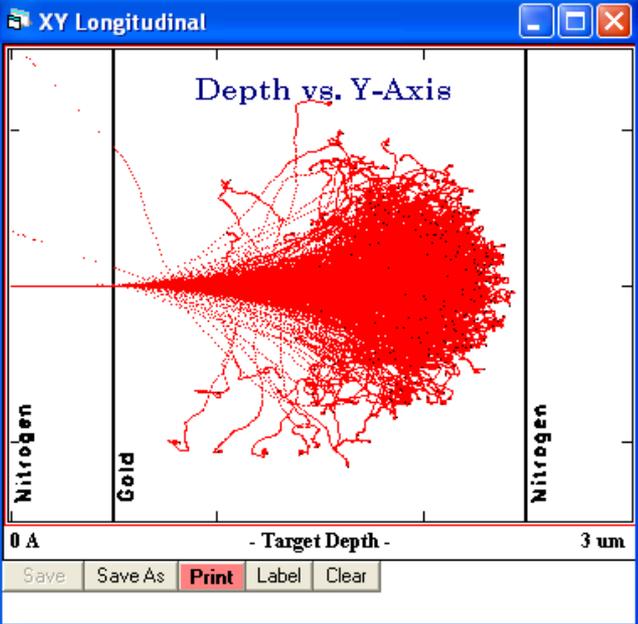
Backscattered Ions **2**  
 Transmitted Ions **0**  
 Vacancies/Ion **143.8**

ION STATS	Range	Straggle
Longitudinal	1.99 um	2358 A
Lateral Proj.	2909 A	3626 A
Radial	4529 A	2461 A

Plots

PLOT Window  
 0 A - 30000 A  
 Max Target Depth 30000  
**COLLISION PLOTS**  
 XY Longitudinal **All**  
 XZ Longitudinal **None**  
 XY Ions Only **Tile**  
 YZ Lateral **Clear**  
 Background color White/Black

**DISTRIBUTIONS**  
 File Plot  
 Ion Distribution  
 Ion/Recoil Distribution  
 Lateral Range  
 Ionization  
 Phonons  
 Energy to Recoils  
 Damage Events  
 Integral Sputtered Ions  
 Differential Ions  
 Ion Ranges (3D data)  
 Backscattered Ions  
 Transmitted Ions  
 Collision Details  
 HELP



Type of Damage Calculation

? Quick: Kinchin-Pease

Stopping Power Version

? SRIM-2003

% ENERGY LOSS	Ions	Recoils
Ionization	98,78	0,14
Vacancies	0,01	0,03
Phonons	0,12	0,91

SPUTTERING YIELD

	Atoms/Ion	eV/Atom
TOTAL		
N	0,000000	0,00
Au	0,000000	0,00
N	0,000000	0,00

?  Save every 10000 ions

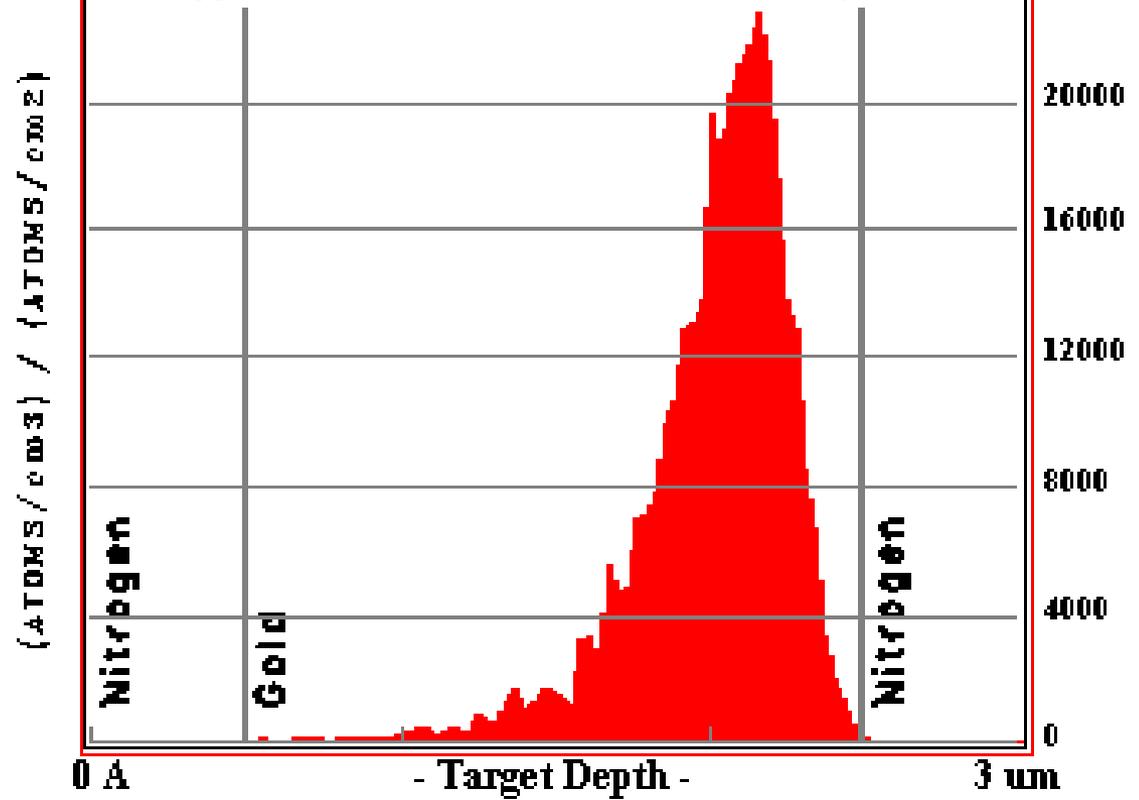
Random Number Counter 772547  
 HELP

# ION RANGE Distribution

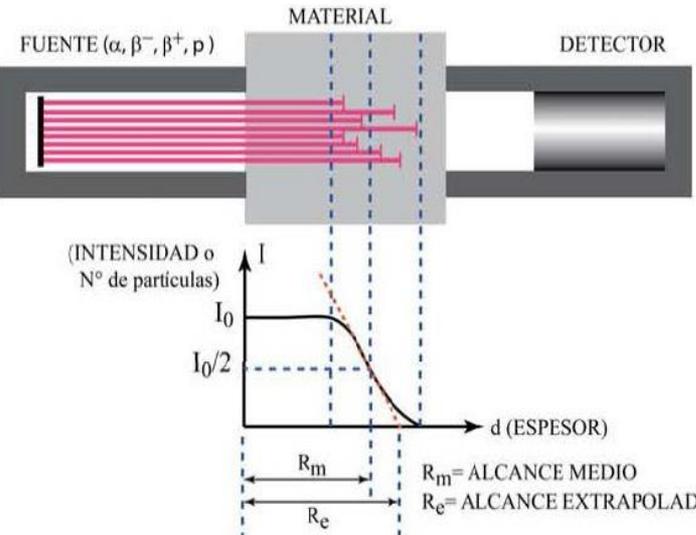
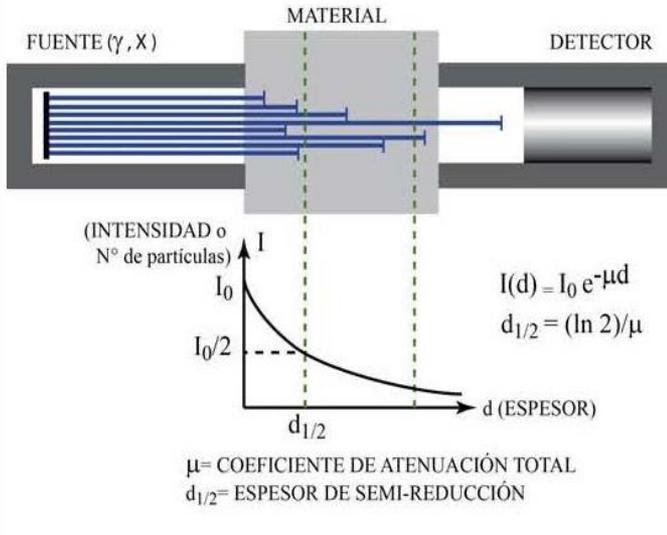


## ION RANGES

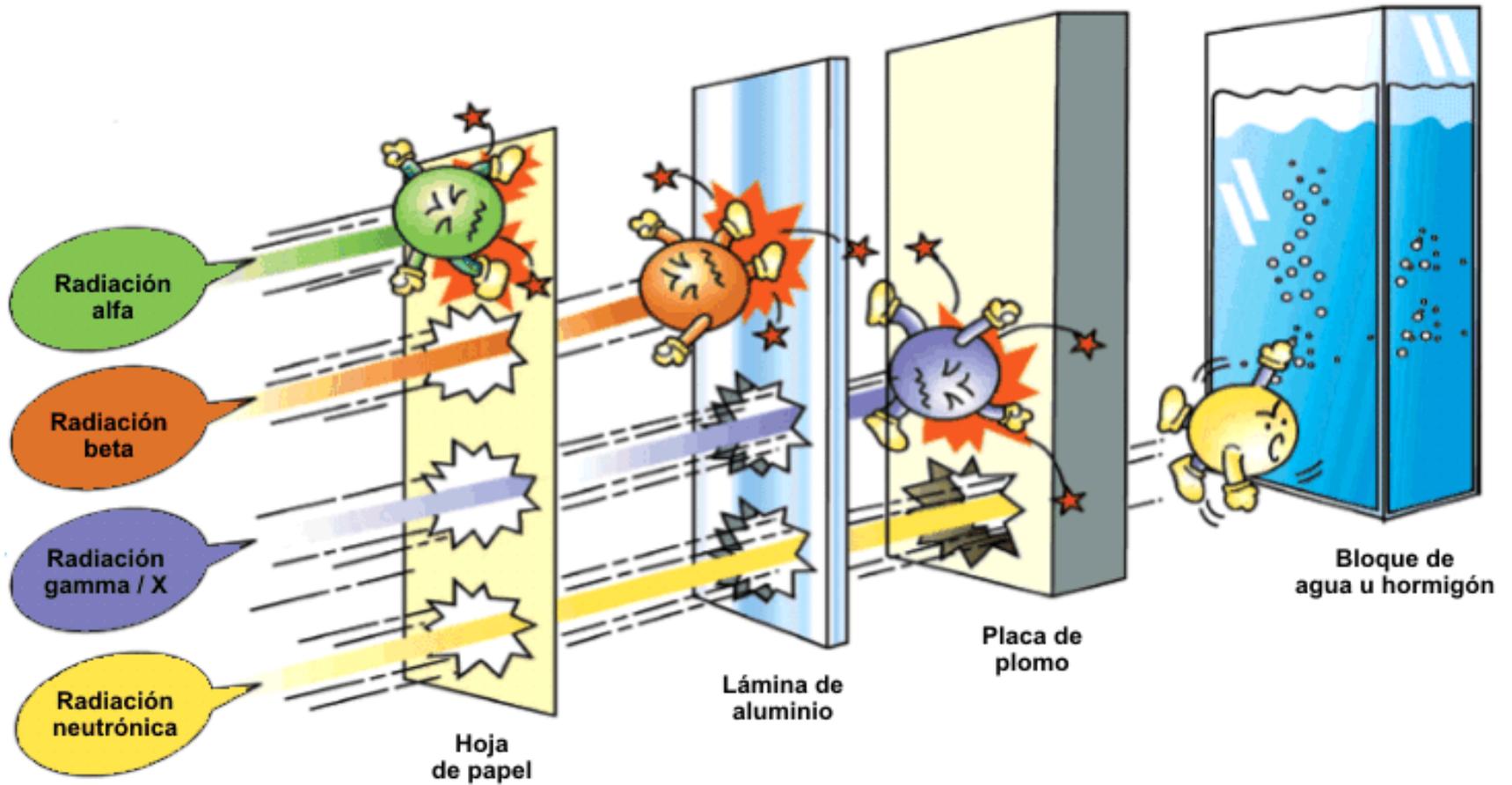
Ion Range = 2.00  $\mu\text{m}$       Skewness = -1.4186  
Straggle = 2421  $\text{\AA}$       Kurtosis = 8.2818



Save    Save As    **Print**

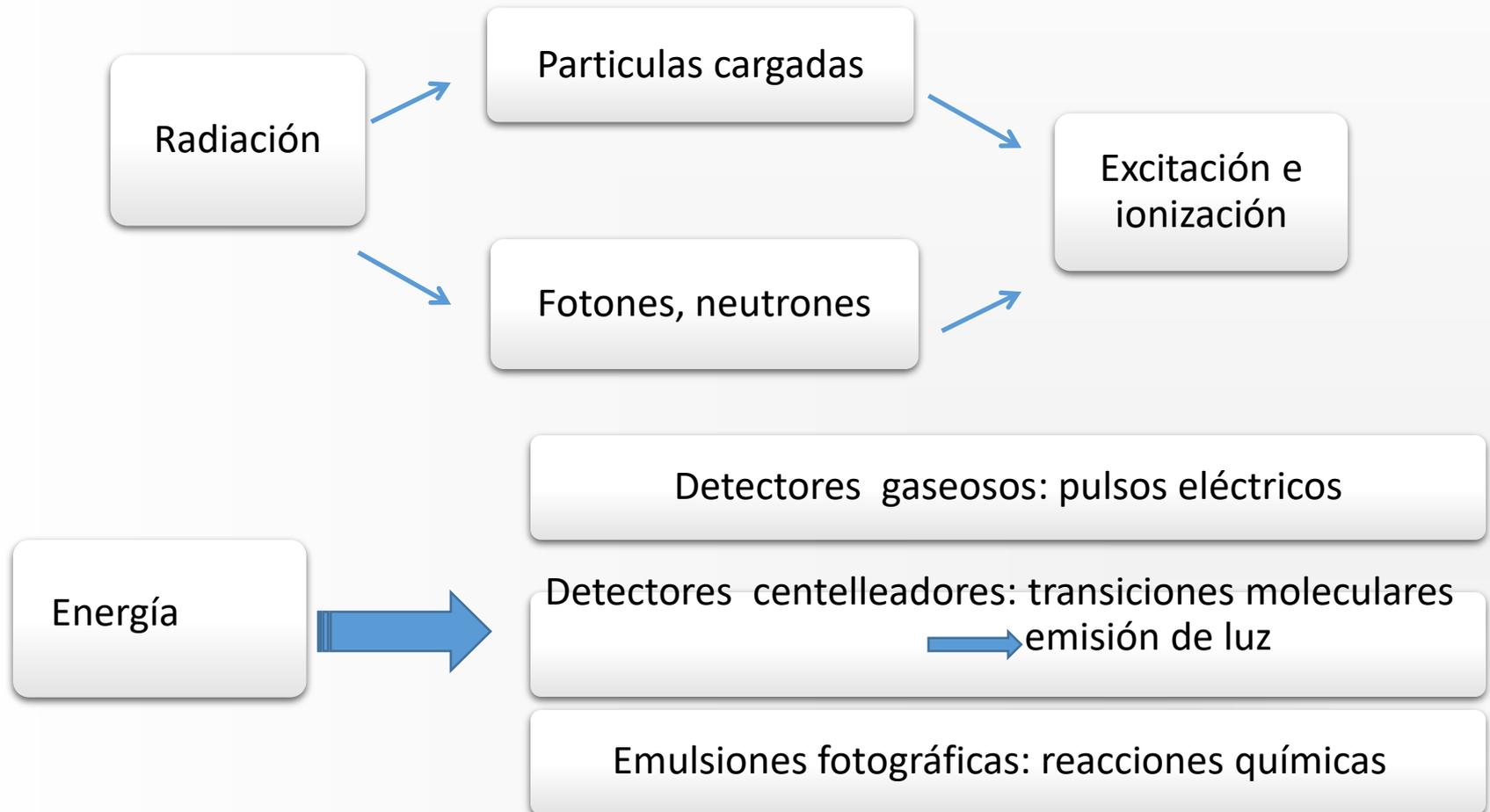
INTERACCIÓN RADIACIONES - MATERIA	PARTÍCULAS CARGADAS PESADAS ( $\alpha$ , $\beta^-$ , $\beta^+$ , $p$ )	FOTONES ( $x$ , $\gamma$ )
EXCITACIÓN/IONIZACIÓN	PRIMARIA	SECUNDARIA
<p>CONFIGURACIÓN PARA MEDIR LA ATENUACIÓN</p> <p>GRÁFICOS DE ATENUACIÓN (INTENSIDAD EN FUNCIÓN DEL ESPESOR <math>d</math> DEL MATERIAL)</p>	 <p>FUENTE (<math>\alpha, \beta^-, \beta^+, p</math>) MATERIAL DETECTOR</p> <p>(INTENSIDAD o N° de partículas)</p> <p><math>I</math></p> <p><math>I_0</math></p> <p><math>I_0/2</math></p> <p><math>d</math> (ESPESOR)</p> <p><math>R_m</math></p> <p><math>R_e</math></p> <p><math>R_m =</math> ALCANCE MEDIO</p> <p><math>R_e =</math> ALCANCE EXTRAPOLADO</p>	 <p>FUENTE (<math>\gamma, X</math>) MATERIAL DETECTOR</p> <p>(INTENSIDAD o N° de partículas)</p> <p><math>I</math></p> <p><math>I_0</math></p> <p><math>I_0/2</math></p> <p><math>d</math> (ESPESOR)</p> <p><math>d_{1/2}</math></p> <p><math>I(d) = I_0 e^{-\mu d}</math></p> <p><math>d_{1/2} = (\ln 2)/\mu</math></p> <p><math>\mu =</math> COEFICIENTE DE ATENUACIÓN TOTAL</p> <p><math>d_{1/2} =</math> ESPESOR DE SEMI-REDUCCIÓN</p>
MAGNITUDES QUE MIDEN PENETRACIÓN	<p><math>R_m</math>: ALCANCE MEDIO</p> <p><math>R_e</math>: ALCANCE EXTRAPOLADO</p> <p><math>R_m</math> y <math>R_e</math> dependen de:</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>◆ Tipo <math>t</math> de partícula incidente (<math>\alpha</math>, <math>\beta^-</math>, <math>\beta^+</math>, <math>p</math>).</li> <li>◆ Energía <math>E</math> de la partícula incidente.</li> <li>◆ Número atómico <math>Z</math> del material absorbente.</li> <li>◆ Densidad <math>\rho</math> del material absorbente.</li> </ul> <p><math>R_m = R_m(t, E, Z, \rho)</math>, <math>R_e = R_e(t, E, Z, \rho)</math></p>	<p><math>\mu</math>: COEFICIENTE DE ATENUACIÓN TOTAL</p> <p><math>d_{1/2}</math>: ESPESOR DE SEMI-REDUCCIÓN</p> <p><math>\mu</math> y <math>d_{1/2}</math> dependen de:</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>◆ Energía <math>E</math> de los fotones incidentes.</li> <li>◆ Número atómico <math>Z</math> del material absorbente.</li> <li>◆ Densidad <math>\rho</math> del material absorbente.</li> </ul> <p><math>\mu = \mu(E, Z, \rho)</math>, <math>d_{1/2} = d_{1/2}(E, Z, \rho)</math></p>

## Rango o alcance de partículas cargadas



# Características Generales de los Detectores

**Fundamentos de la detección:** transferencia de parte o toda la energía de la radiación a la masa del detector donde es convertida a una forma perceptible.



# Detección de la Radiación

Necesidad de medir la radiación en espectroscopía.

Amplio campo de aplicaciones  satisfacer gran número de especificaciones diferentes:

Alta sensibilidad, ancho de banda, velocidad, estabilidad, etc

Principales características y propiedades básicas:

eficiencia cuántica

respuesta

límite de detección

velocidad de detección