

**Poder de frenado (stopping power).  
Cálculo de Bohr  
Fórmula de Bethe-Bloch**

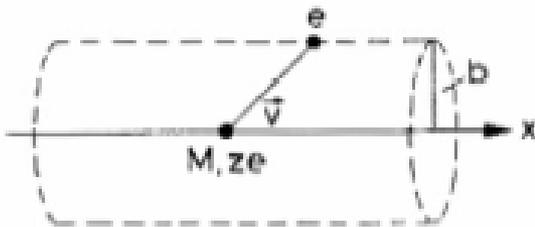
Laura C. Damonte

2017

# 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

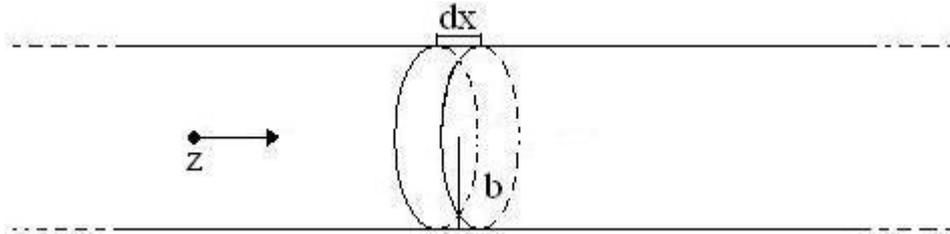
El campo eléctrico actuando sobre el electrón puede ser tomado en su posición inicial. La partícula no se desvía, ya que  $M \gg m_e$ .

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:

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

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:

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

## 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,  $2mv^2 \rightarrow 2\gamma^2mv^2$   
( $\gamma^2 = 1/(1-\beta^2)^{1/2}$  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:

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

$\overline{f}$  : 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.

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

# La fórmula de Bethe-Bloch

I: potencial de excitación medio (promediada  $\overline{hf}$ ).

$W_{\text{máx}}$ : 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

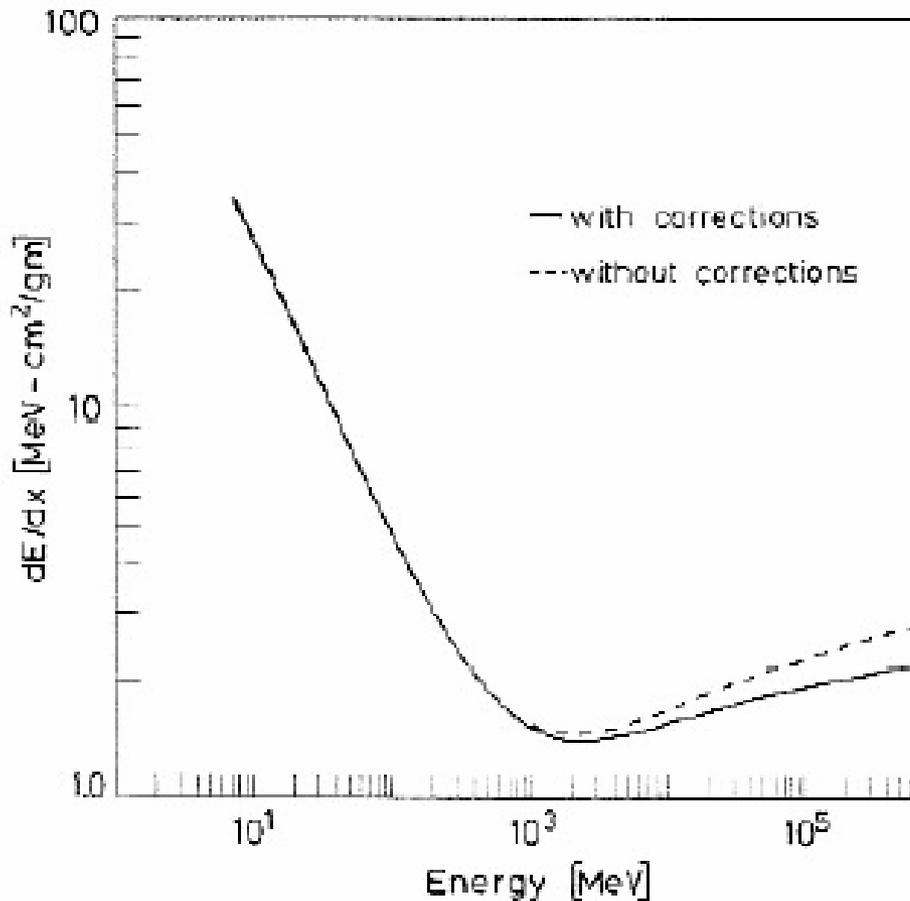
apantalla el campo eléctrico percibido por los electrones más alejados → disminuyen las colisiones con electrones lejanos.

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

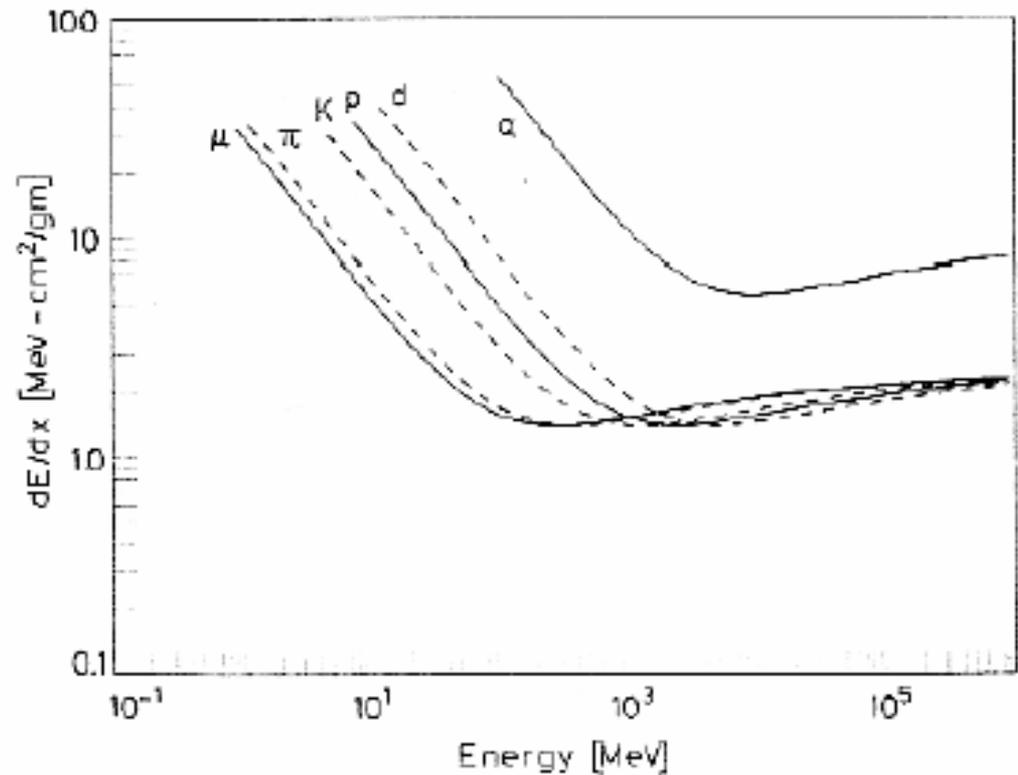
Material	$I$ [eV]	$-C$	$a$	$m$	$X_1$	$X_0$
Graphite						
density = 2	78	2.99	0.2024	3.00	2.486	-0.0351
Mg	156	4.53	0.0816	3.62	3.07	0.1499
Cu	322	4.42	0.1434	2.90	3.28	0.0254
Al	166	4.24	0.0802	3.63	3.01	0.1708
Fe	286	4.29	0.1468	2.96	3.15	-0.0012
Au	790	5.57	0.0976	3.11	3.70	0.2021
Pb	823	6.20	0.0936	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

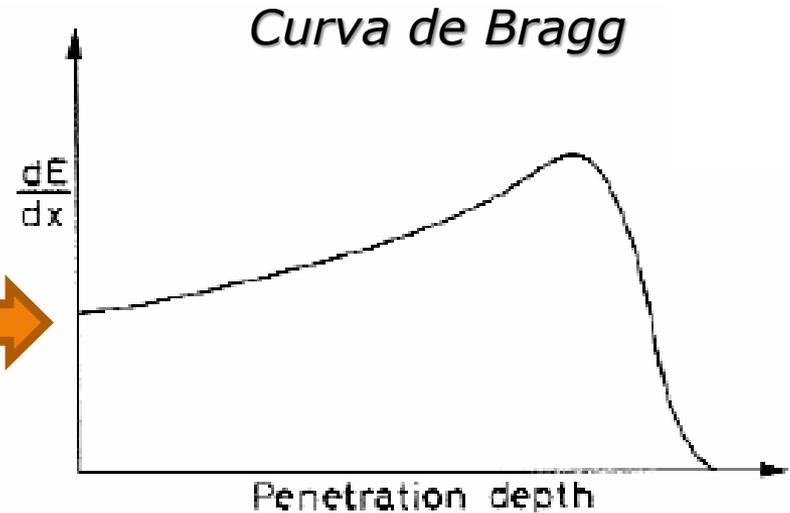
✓ La tasa de pérdida de energía,  $d(dE/dx)/dt$  de la partícula cambia al cambiar la energía de la partícula.

✓ 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  $w_1, w_2, \dots$  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.

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

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

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

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

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

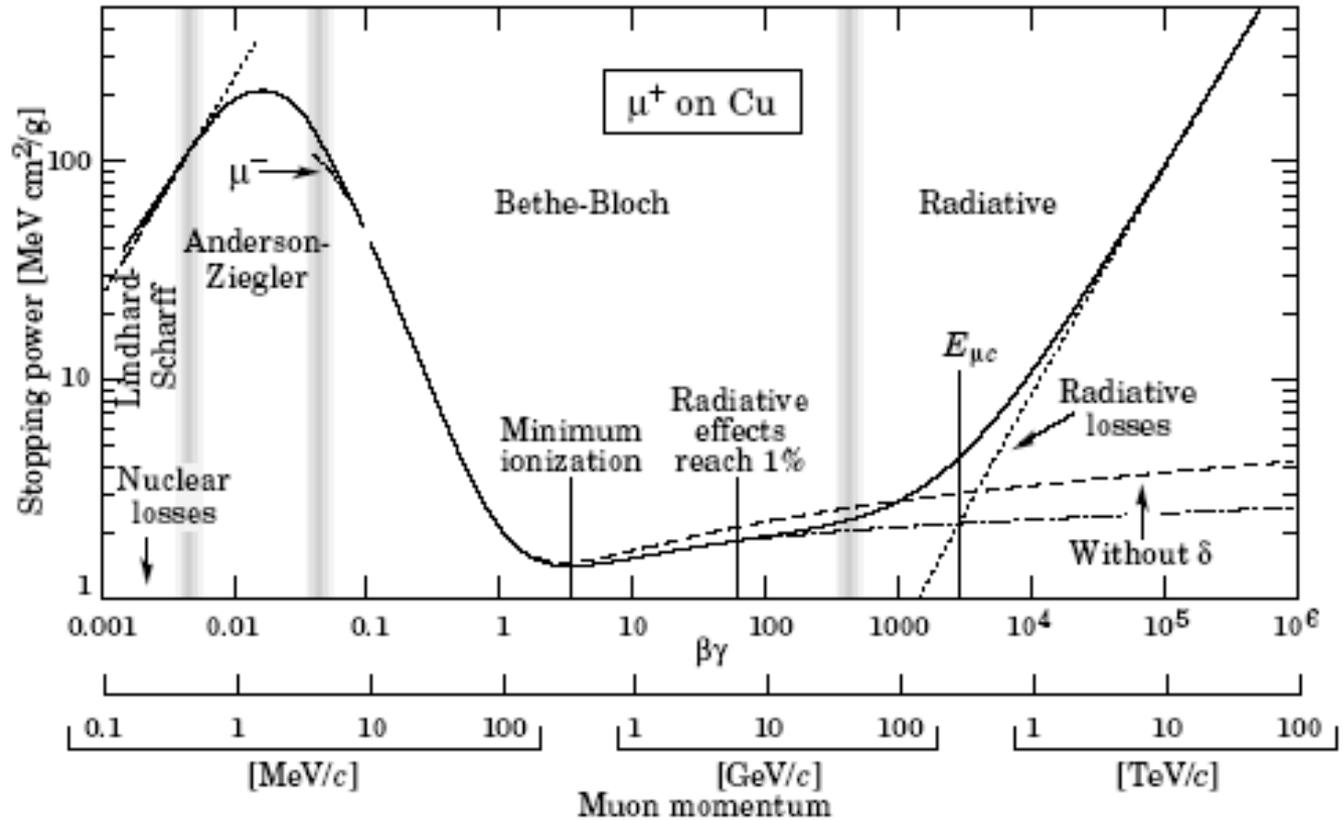
Nótese la conveniencia de trabajar con el potencial de frenado másico más que con el poder de frenado lineal ( $dE/dx$ ).

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

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

- ✓ 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



$$m_0(\mu^+) = 105 \text{ MeV} / c^2$$

$$p = mv = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \beta^2}} = m_0 c \gamma \beta$$

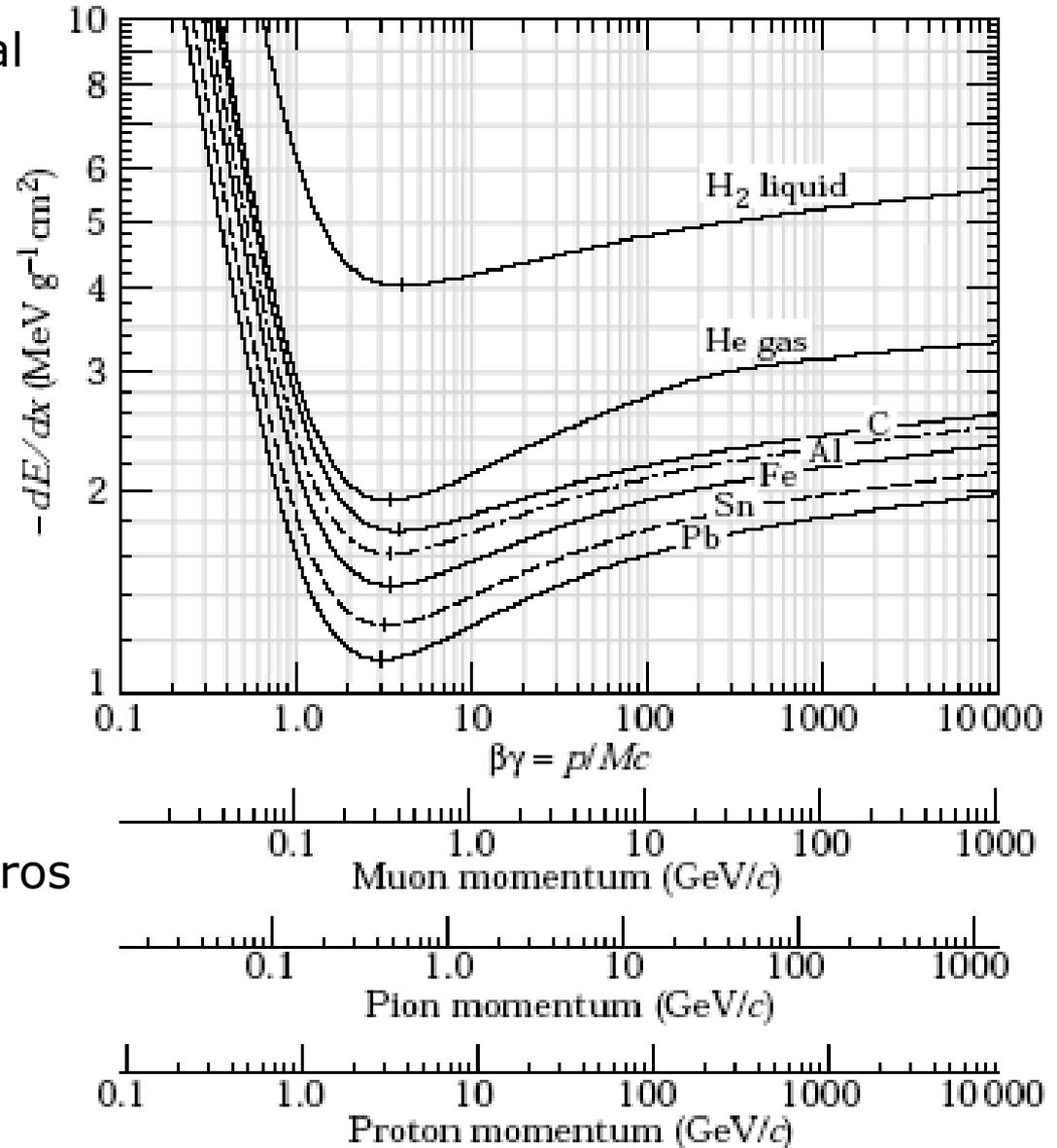
$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} = \sqrt{m_0^2 c^4 (1 + \gamma^2 \beta^2)}$$

✓  $dE/dx$  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.

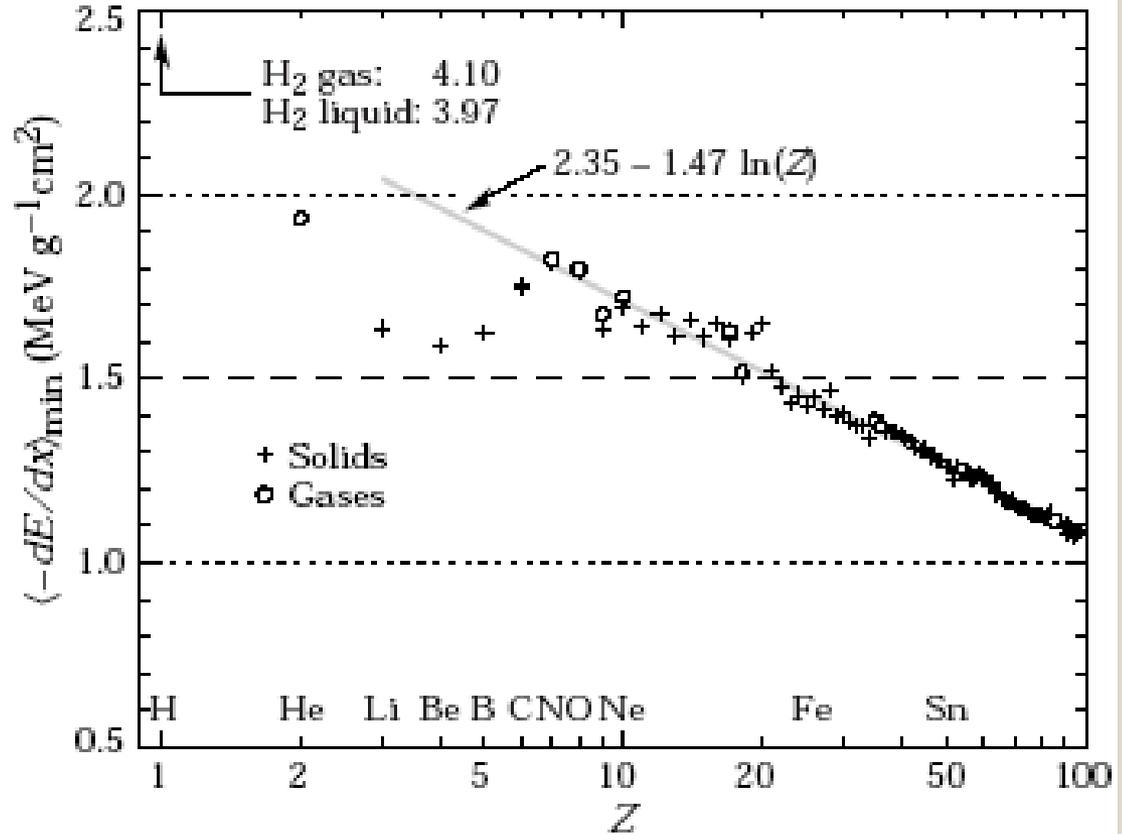


✓ Las funciones de poder de frenado están caracterizadas por un ancho mínimo en la zona de  $\beta\gamma=3.5$  a  $3.0$ , cuando  $Z$  varia de 7 a 100.

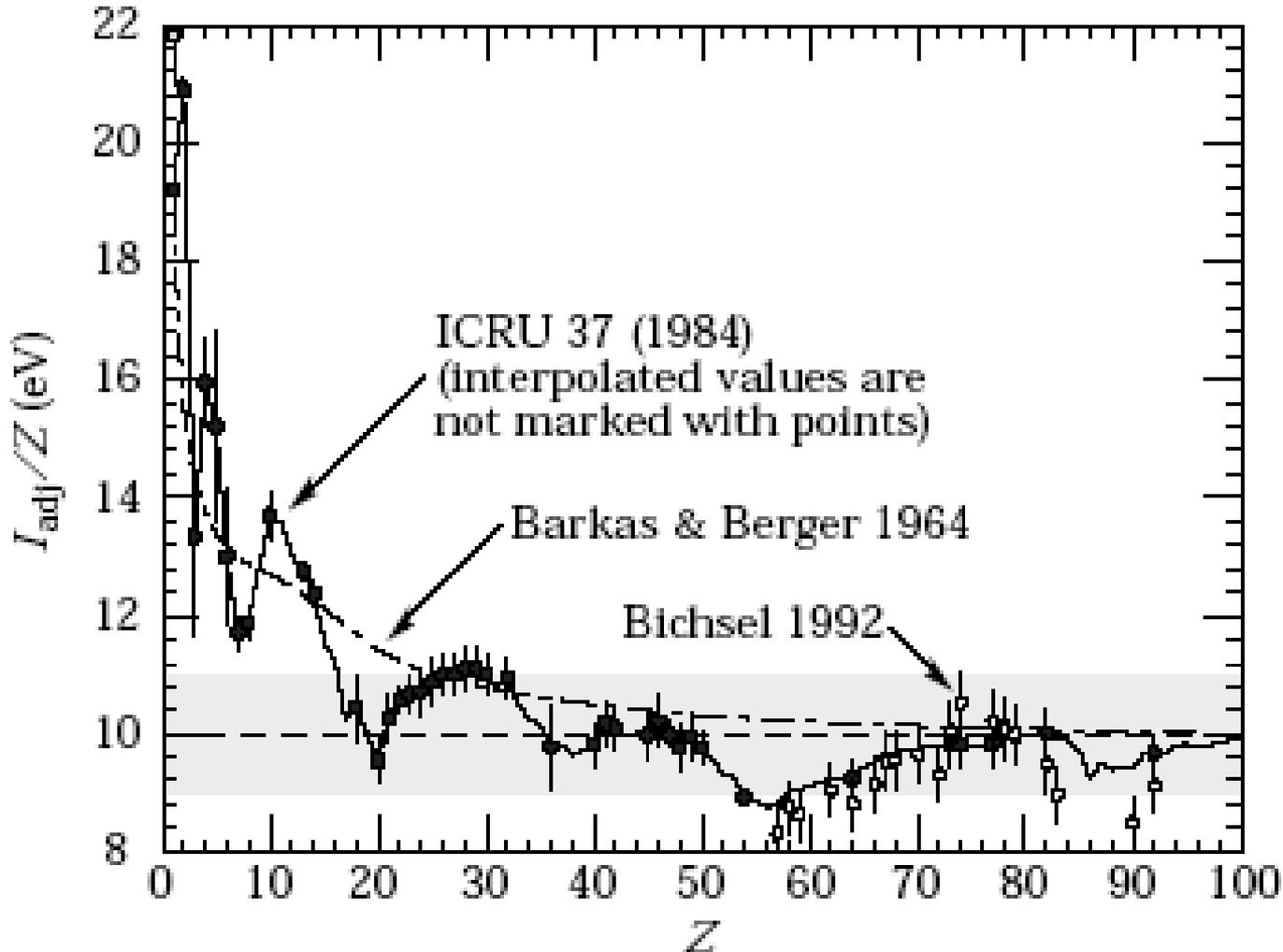
✓ Valores de la mínima ionización como función de  $Z$

✓ 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" (minimun 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).*

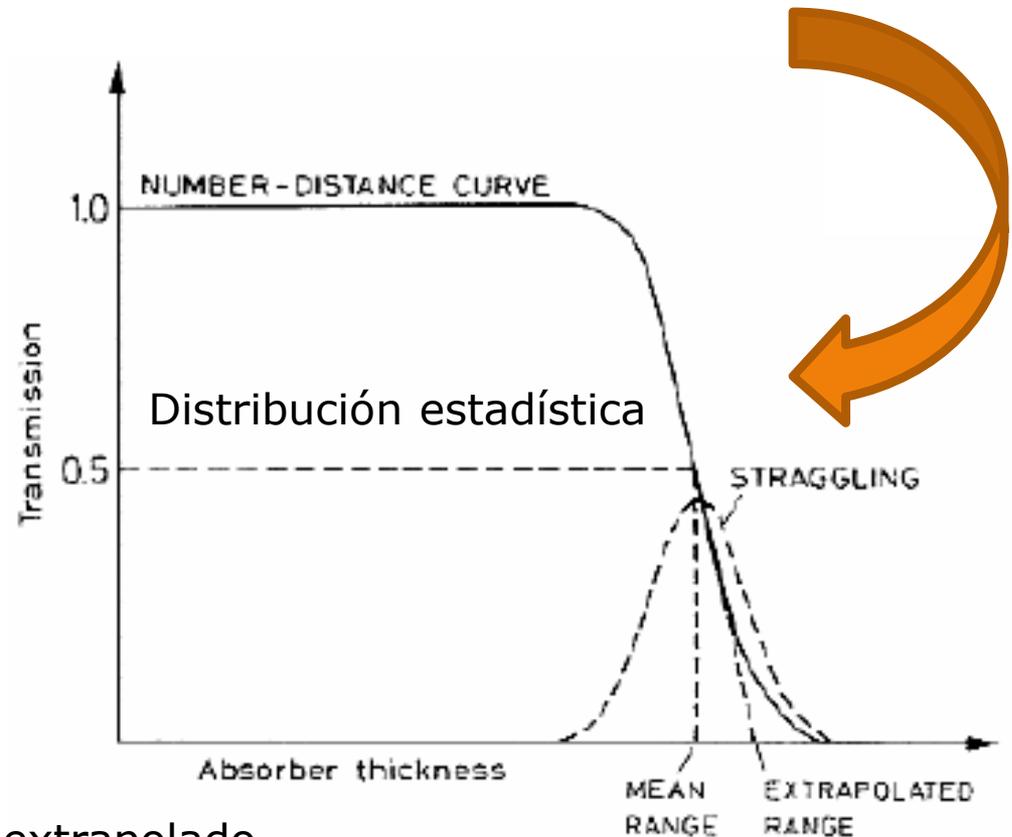
## Rango

✓ ¿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.

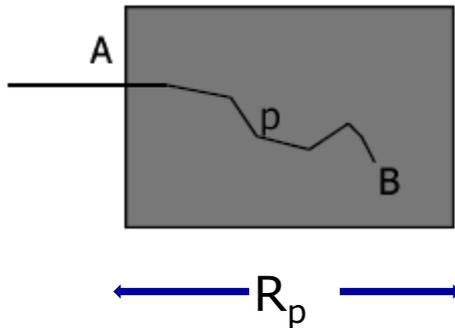
$$R(T_0) = \int_0^{T_0} \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE$$



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



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

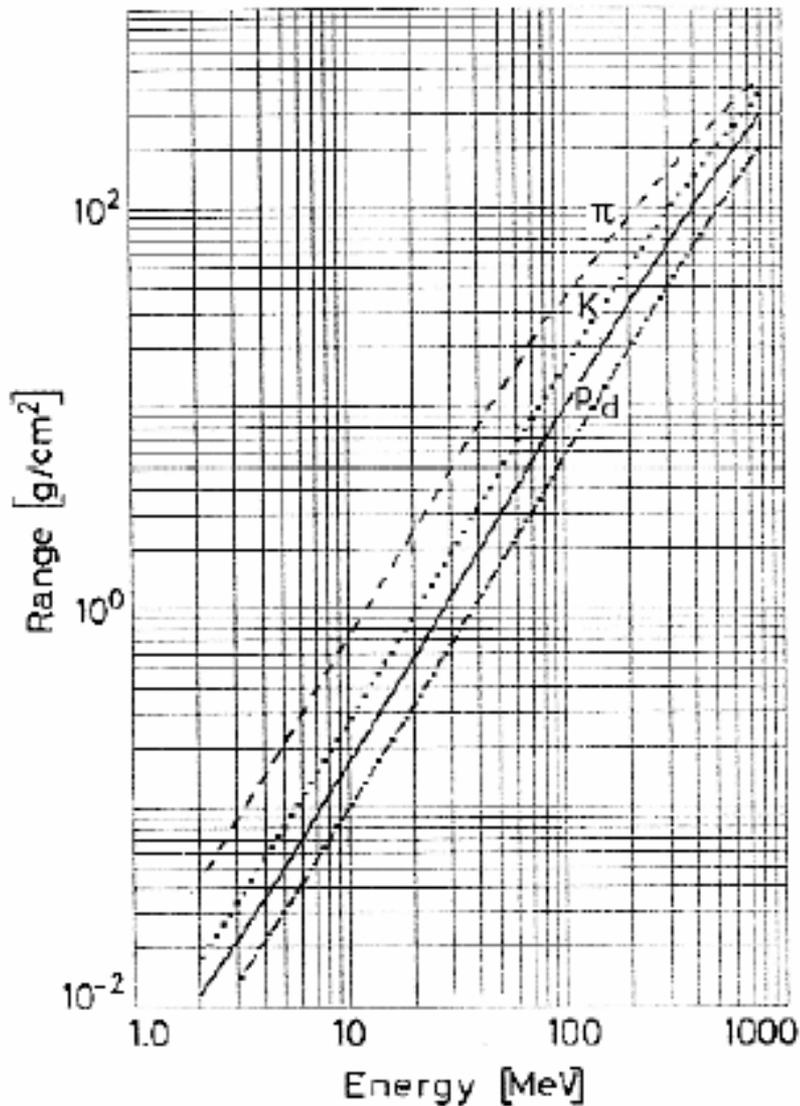
El efecto de múltiple dispersión es pequeño para partículas pesadas cargadas, así que el paso total es una buena aproximación al rango rectilíneo.

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

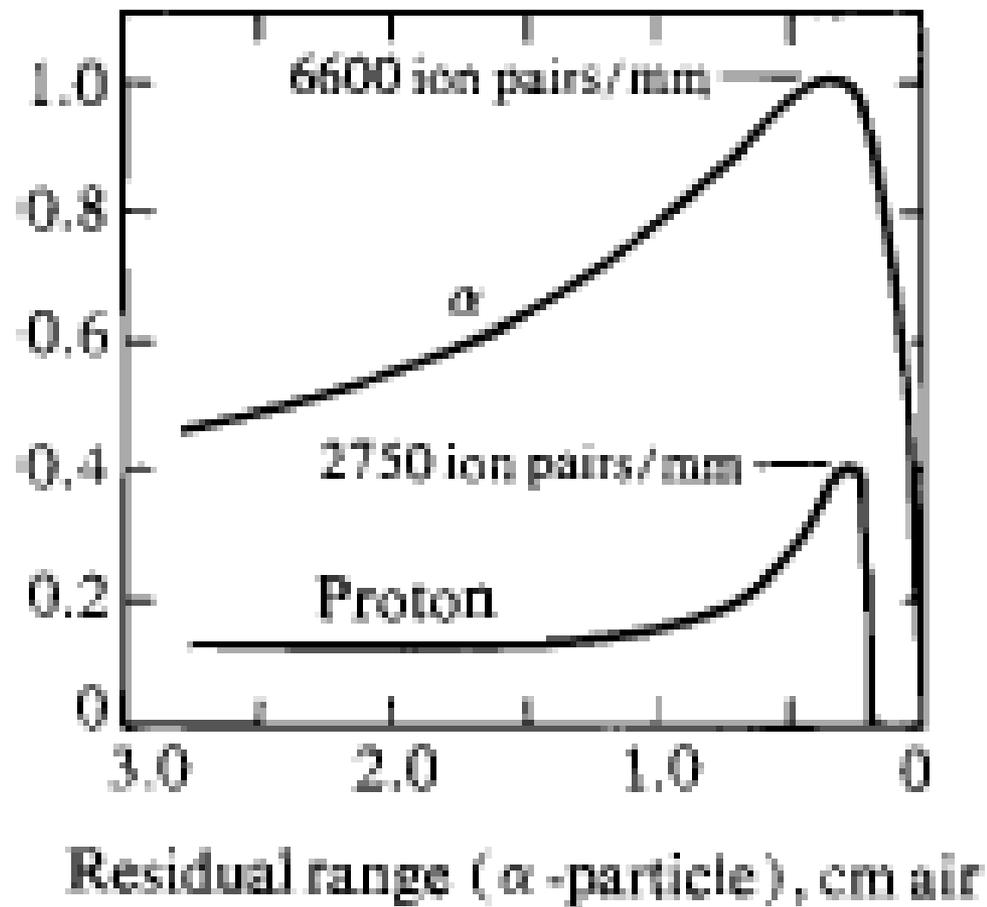


Table 14.1. *Ionising path lengths for 1 MeV electrons and 1 MeV  $\alpha$ -particles, and 1 MeV photon attenuation lengths, in air and in soft tissue*

	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.)

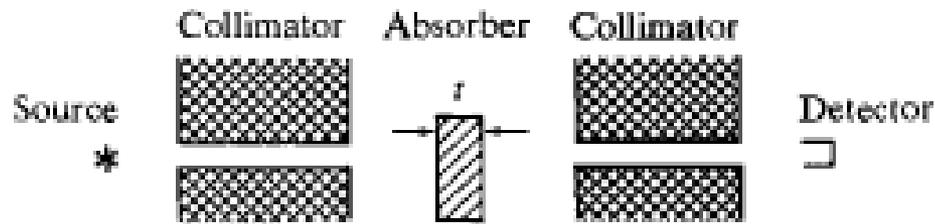
TABLE 6-1

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

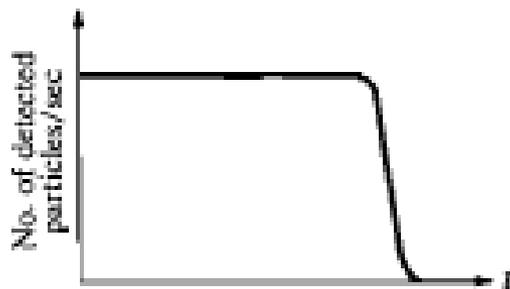
Radionuclide	$E_{\beta}^{\text{max}}$ (MeV)	Extrapolated Range (cm) in			Average Range (cm) in
		Air	Water	Aluminum	Water
$^3\text{H}$	0.0186	4.5	0.00059	0.00022	—
$^{11}\text{C}$	0.961	302	0.39	0.145	0.103
$^{14}\text{C}^{\dagger}$	0.156	21.9	0.028	0.011	0.013
$^{13}\text{N}$	1.19	395	0.51	0.189	0.132
$^{15}\text{O}$	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.

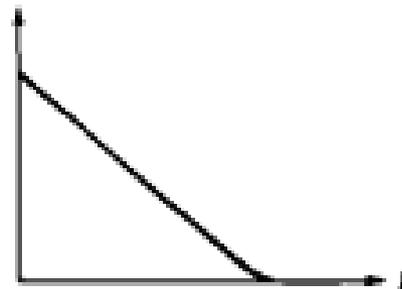
$^{\dagger}$ Ranges for  $^{35}\text{S}$  ( $E_{\beta}^{\text{max}} = 0.167$  MeV) are nearly the same as those for  $^{14}\text{C}$ .



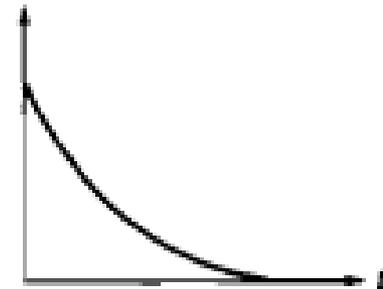
(a)



(b)



(c)



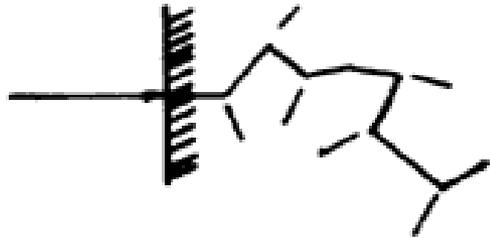
(d)

Esquema experimental para determinar la curva de absorción de  
 b) partículas pesadas,  
 c) electrones monoenergeticos,  
 d) rayos  $\beta$

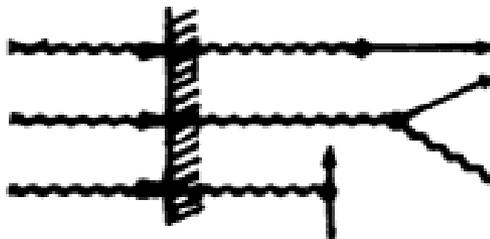
# Comparación del alcance de distintas partículas



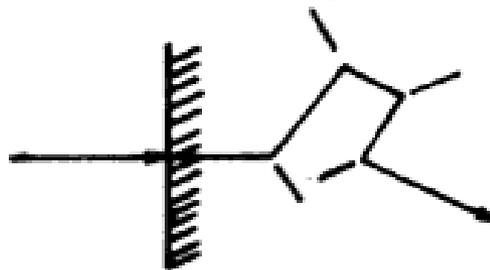
$\alpha$ , p, etc.    corto alcance  
trayectoria recta  
frenamiento gradual  
ionización



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



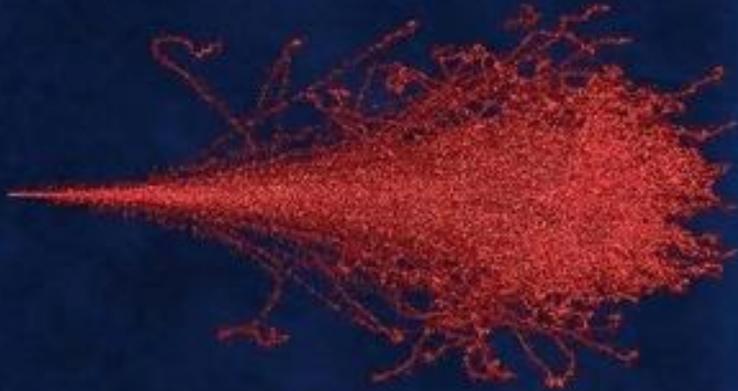
$\gamma$ , X    gran alcance  
desaparición del fotón  
en cada evento  
ionización por los  
electrones secundarios



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***

***TR*ansport of ***I***ons in ***M***atter**

***S R I M***

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

<http://www.srim.org>

Calculation

8

Logo ?



?

**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

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 **772547**  
 Counter  
 HELP

Plots

PLOT Window

**0** A - **30000** A  
 Max Target Depth **30000**

COLLISION PLOTS

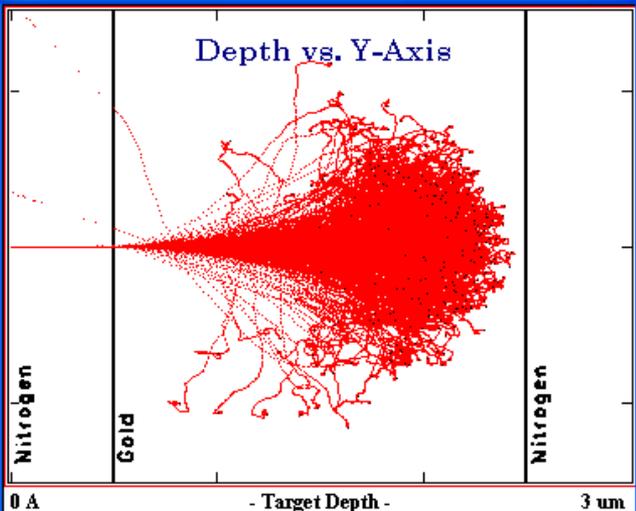
XY Longitudinal **All**  
 XZ Longitudinal **None**  
 XY Ions Only **Tile**  
 YZ Lateral **Clear**

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

XY Longitudinal



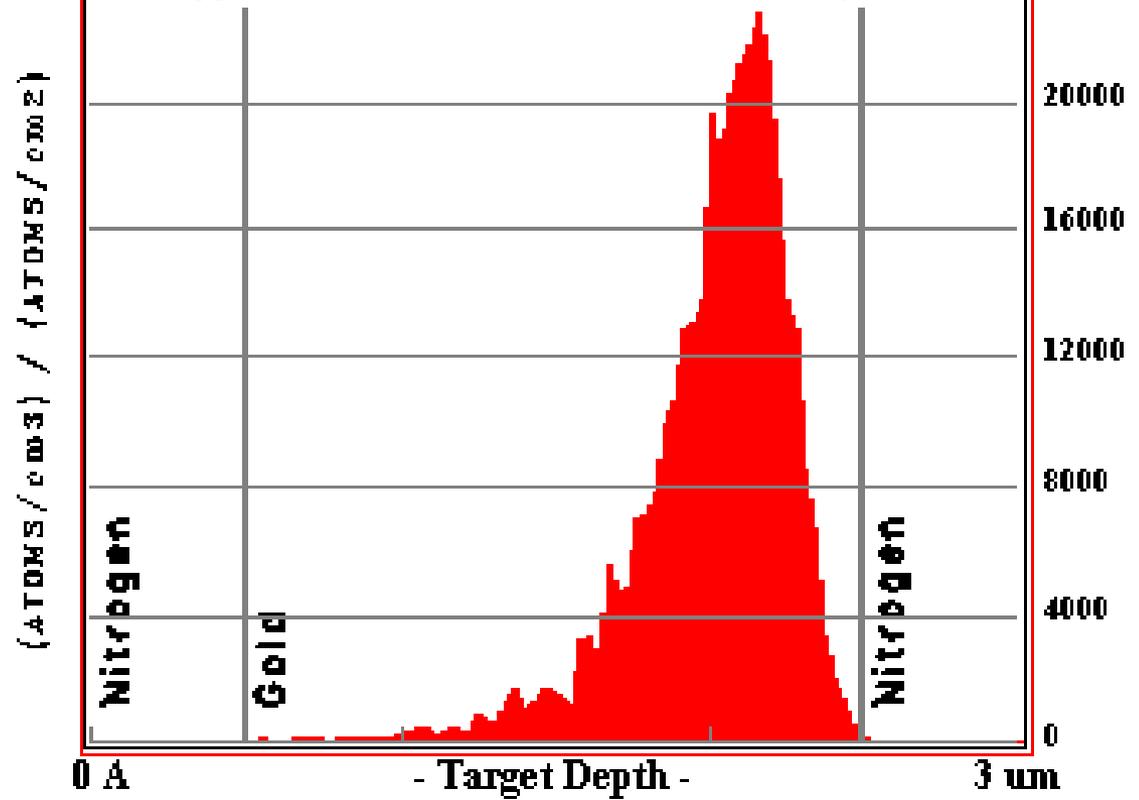
Save Save As Print Label Clear

# ION RANGE Distribution



## ION RANGES

Ion Range = 2.00  $\mu\text{m}$       Skewness = -1.4186  
Straggle = 2421  $\text{\AA}$       Kurtosis = 8.2819



Save    Save As    **Print**

# Rango o alcance de partículas cargadas

