



Interacción de Partículas con la Materia y su Identificación

BERNARDO GÓMEZ MORENO (DR.RER.NAT.)

UNIVERSIDAD DE LOS ANDES

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

13 DE DICIEMBRE DE 2021

Interacción de Partículas con la Materia y su Identificación

Conferencia de Bernardo Gómez Moreno (Dr.rer.nat.)
en la V Escuela Uniandina de Detectores de Partículas.

Presentación basada en las conferencias “The Physics of Particle Detectors”
de la Universidad de Heidelberg / DESY / CERN (CERN Summer Student Program):

- Prof. Hans-Christian Schulz-Coulon / Prof. Johanna Stachel, Univ. Heidelberg, SS 2011.
- Prof. Erika Garutti, Univ. Heidelberg, SS 2012.
- Prof. Johanna Stachel, Univ. Heidelberg, SS 2014.
- Prof. Isabelle Wingerter-Seez, LAPP-CNRS, CERN Summer Students Program, July 2016
y CERN Summer Students Program, July 2017.

13 de Diciembre de 2021

Interacción de Partículas con la Materia y su Identificación

Conferencia de Bernardo Gómez Moreno (Dr.rer.nat.)
en la V Escuela Uniandina de Detectores de Partículas.

Referencias a otros materiales utilizados en la preparación de la conferencia:

- Particle Data Group, PDG, “*The Review of Particle Physics (2021)*”,
P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020) and 2021 update.
<http://pdg.lbl.gov>

Chapter 34. “*Passage of particles through matter*”. Pag. 1 – 39.
Revised August 2021 by D.E. Groom (LBNL) and S.R. Klein (NSD LBNL; UC Berkeley).
https://pdg.lbl.gov/2021/reviews/experimental_methods_and_colliders.html

13 de Diciembre de 2021

Temas...

- Introducción:
 - Detectando e identificando partículas.
- Interacción electromagnética Partícula – Materia:
 - Partículas pesadas.
 - Partículas livianas (electrones) y positrones).
 - Fotones.
- Detectando partículas neutras:
 - Neutrones.
 - Neutrinos.
- Conclusiones.



**Noviembre 8
de 1895**

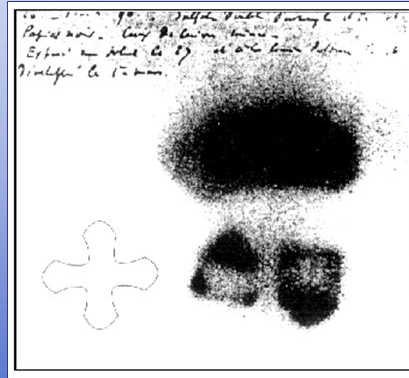
**Wilhelm Conrad
Röntgen**

**descubre los
Rayos-X**

**Rayos
Röntgen**

**Primera Radiografía:
La mano de Bertha Röntgen**

Marzo de 1896



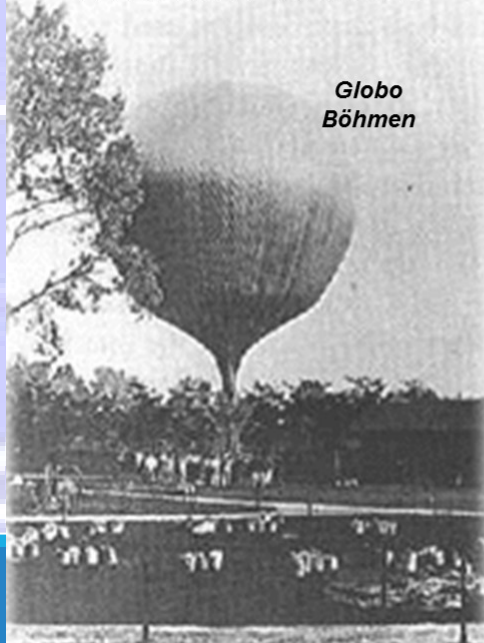
**Experimento de Becquerel
La huella de la radioactividad**



**Placas
fotográficas**

**Cámaras de
ionización
en globos**

Victor Hess



*Globo
Böhmen*

1911



Cecil Powell

**Universidad de Bristol
Premio Nóbel 1950
por el descubrimiento
del pión, 1948.**

**Estudio de rayos cósmicos
midiendo con emulsiones nucleares
en globos, Universidad de Bristol.**

University of Bristol



Emulsiones nucleares

César Lattes hace mediciones con EMULSIONES NUCLEARES en Chacaltaya, Andes Bolivianos a 5500 m de altura.



Lleva las emulsiones a Rio de Janeiro, Brasil, donde hace el análisis de las huellas de los Rayos Cósmicos.



La huella del pión y su decaimiento:

Partícula de Yukawa

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

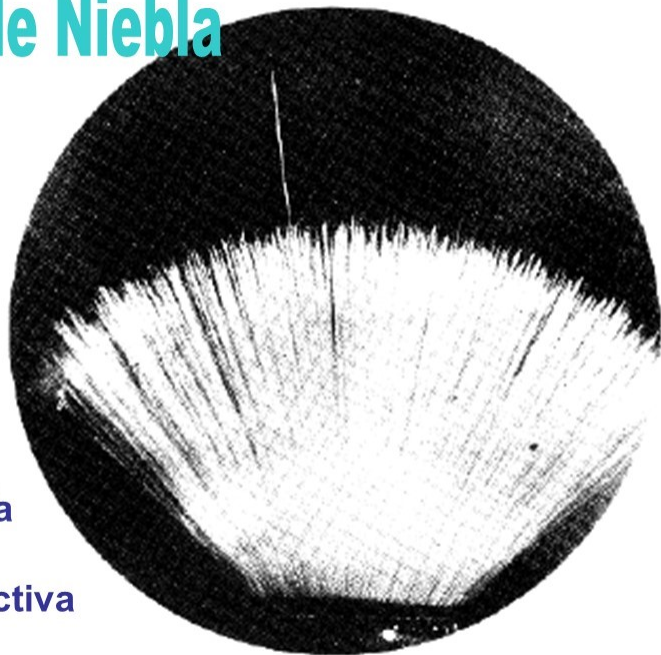
↓ Pión

Registro en emulsiones nucleares por César Lattes en Chacaltaya, Bolivia 1948

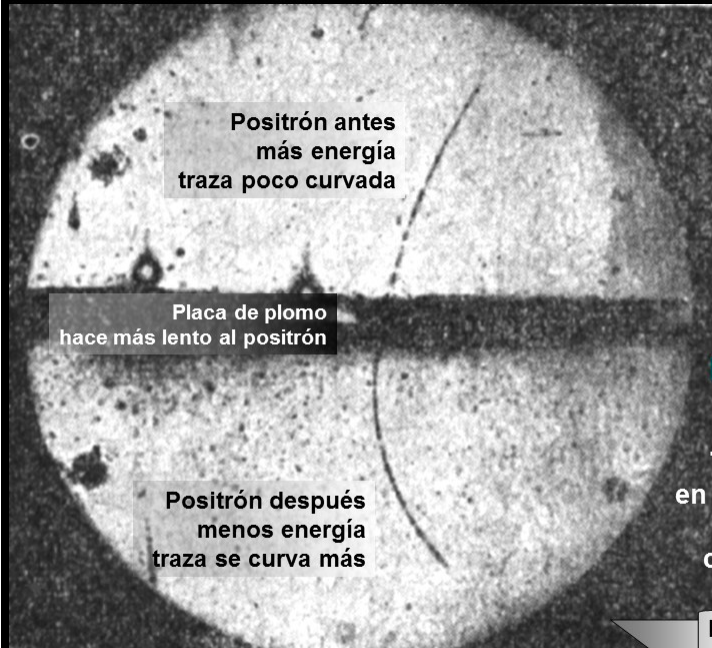


→ Muón

Cámara de Niebla



Registro de Partículas Alfa emitidas por fuente radioactiva a 5 MeV.



Positrón antes más energía traza poco curvada

Placa de plomo hace más lento al positrón

Positrón después menos energía traza se curva más

1932

Carl Anderson

colaborando con Robert Millikan en Caltech

Traza de positrón en cámara de niebla se curva por campo magnético

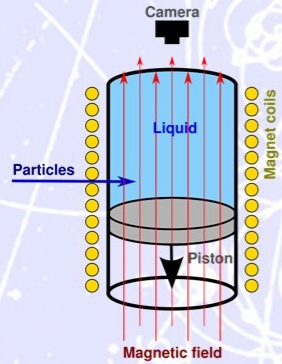
Premio Nobel 1936

Descubrimiento del Positrón

Cámara de niebla

Cámara de burbujas

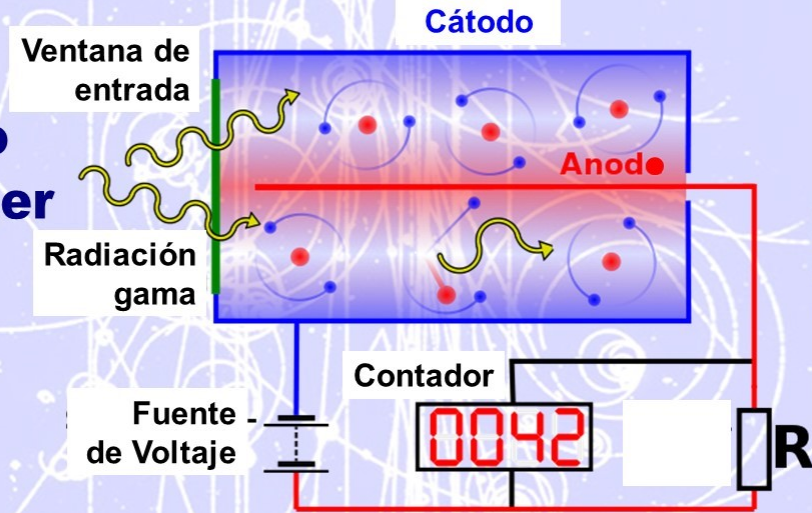
Cámara de Burbujas



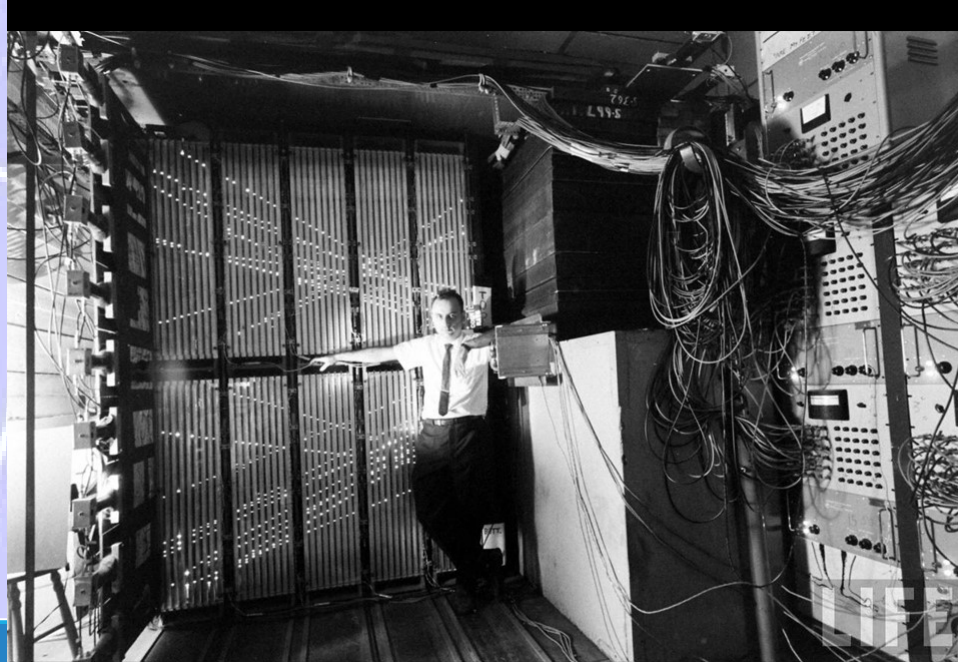
**Big European
Bubble Chamber
CERN**



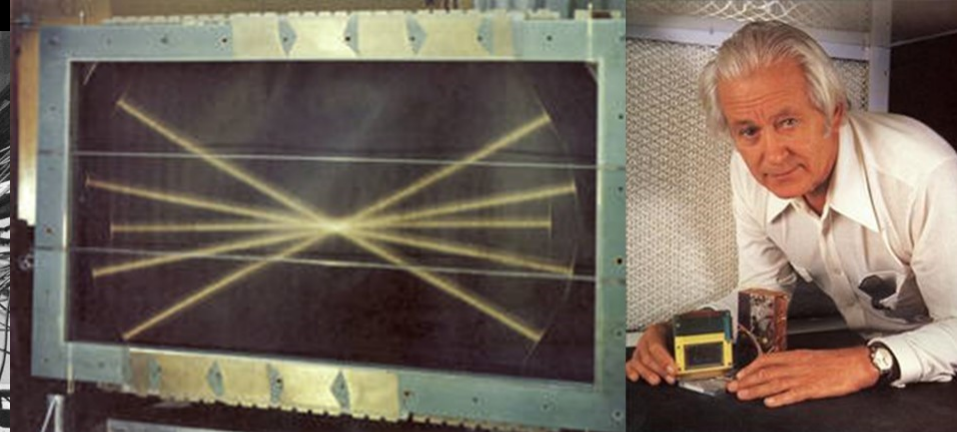
Tubo Geiger



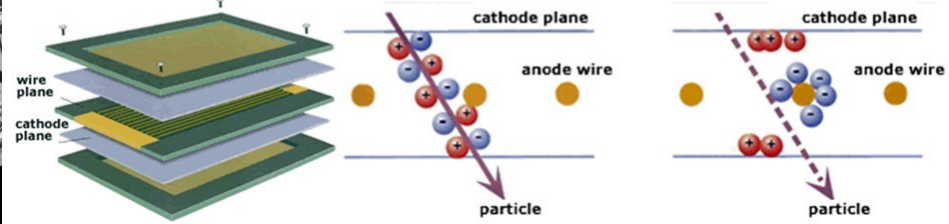
Partículas cargadas eléctricamente al entrar al tubo ionizan el gas, así que los electrones liberados debido al voltaje positivo del hilo central, son atraídos hacia el hilo. En el trayecto al hilo, ganan energía, colisionan con los átomos y liberan más electrones. Por el voltaje y presión en el tubo, el proceso se convierte en una "avalancha" que produce un pulso de corriente detectable.



Cámara de chispas: Brookhaven, 1962. Huellas de rayos cósmicos.



Georges Charpak y la Cámara Multialambres



Cámaras multialambres

Efectos luminosos para detectar partículas

La atmósfera como detector de partículas

La aurora boreal y la aurora austral:
Respuesta de la atmósfera a la incidencia de Rayos Cósmicos.

Centelladores

Emiten luz al paso de radiación ionizante.
Pueden ser sólidos, líquidos, o gaseosos.

Hay centelladores orgánicos (plásticos) y centalladores inorgánicos (cristales).

La luz emitida por el centellador es recolectada, así que incida sobre un tubo fotomultiplicador.



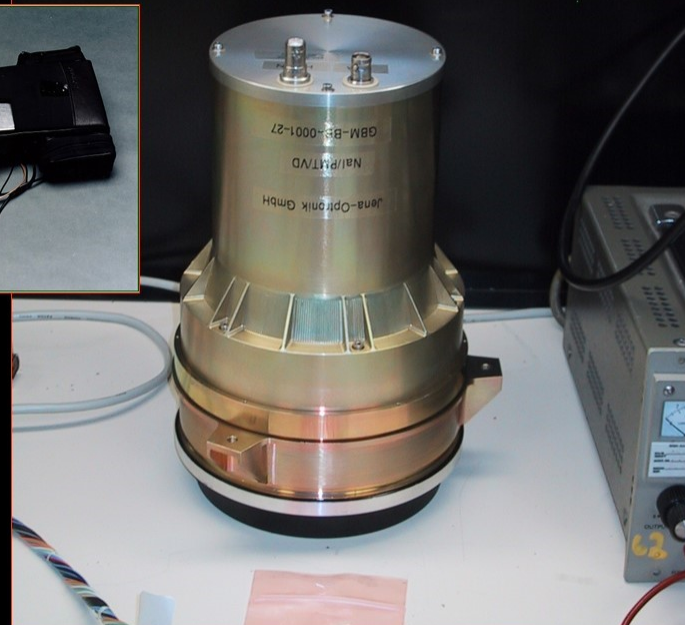
Efectos luminosos

Centelladores



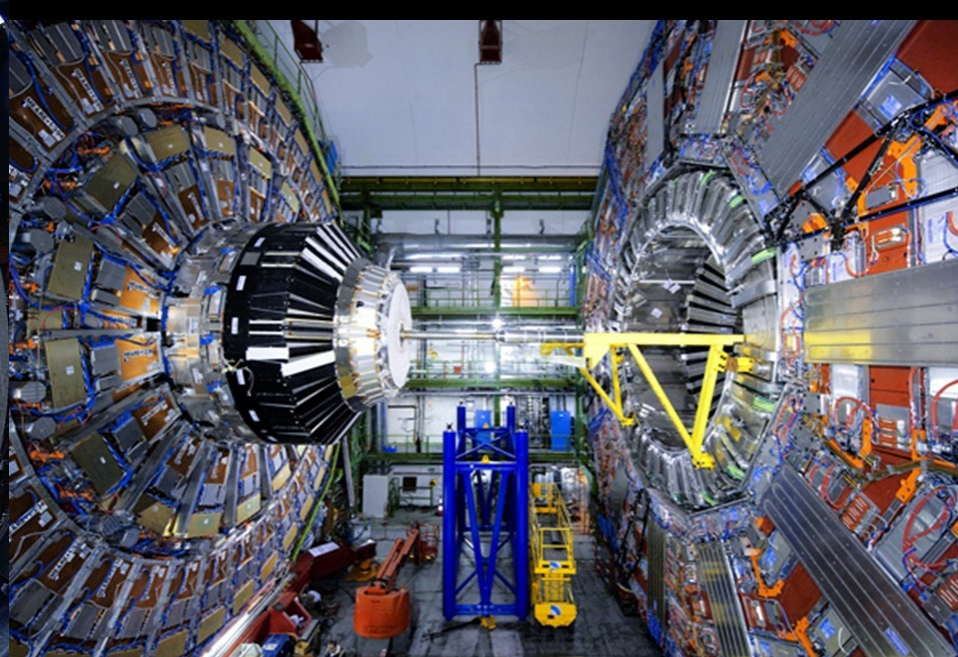
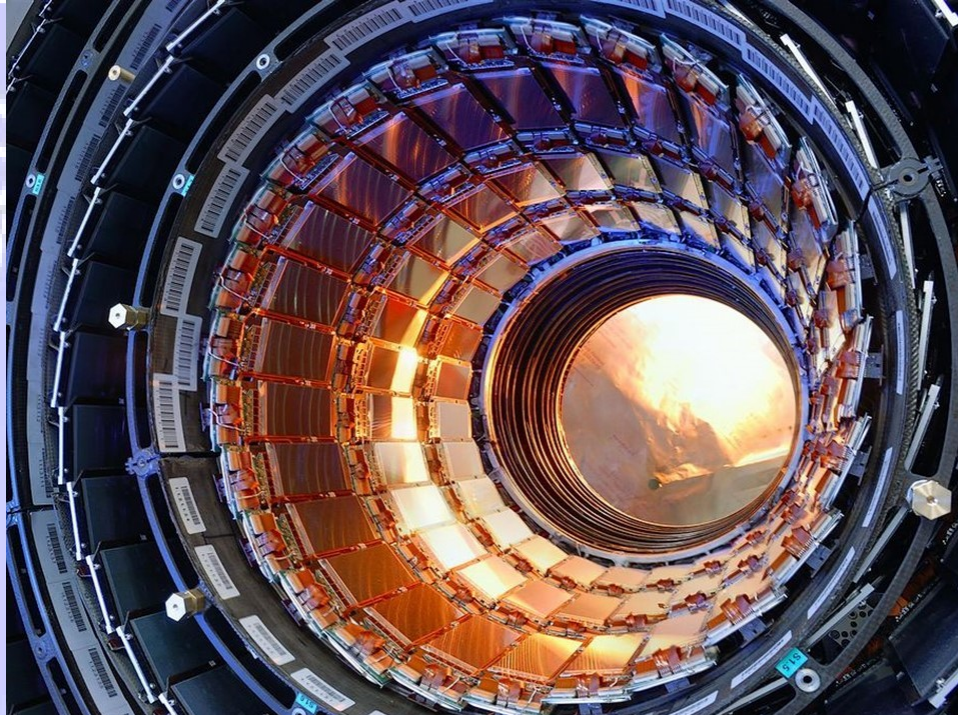
AIP

Robert Hofstadter: el Cristal de Centelleo de Yoduro de Sodio

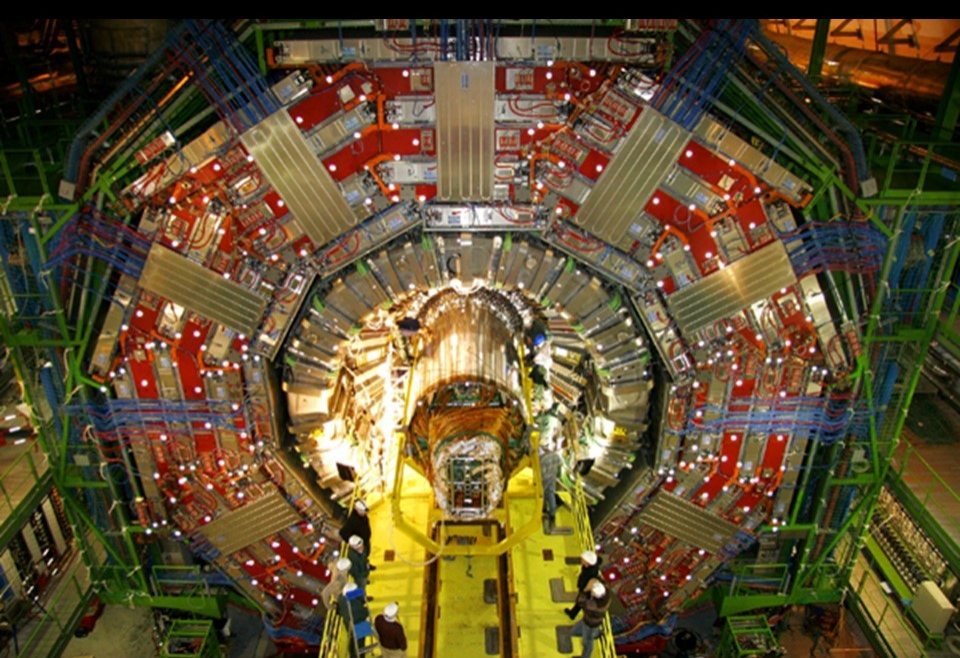


Centelladores

Unidades de detectores semi-conductores



Detector CMS para el LHC de CERN

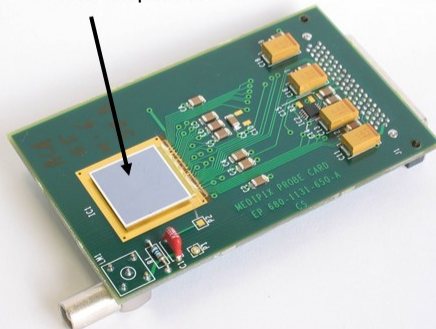


Detector CMS para el LHC de CERN

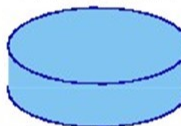
Medipix

del CERN
a la
Universidad de los Andes

Detector
de 65 mil pixeles

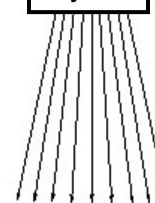


Objeto
a estudiar

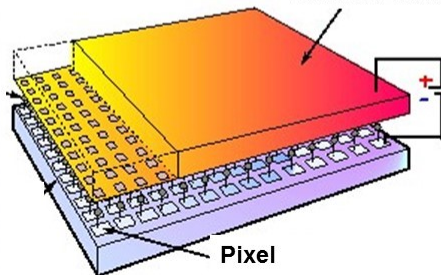


Fuente
Rayos-X

Rayos-X



Detector de
65 mil Pixeles

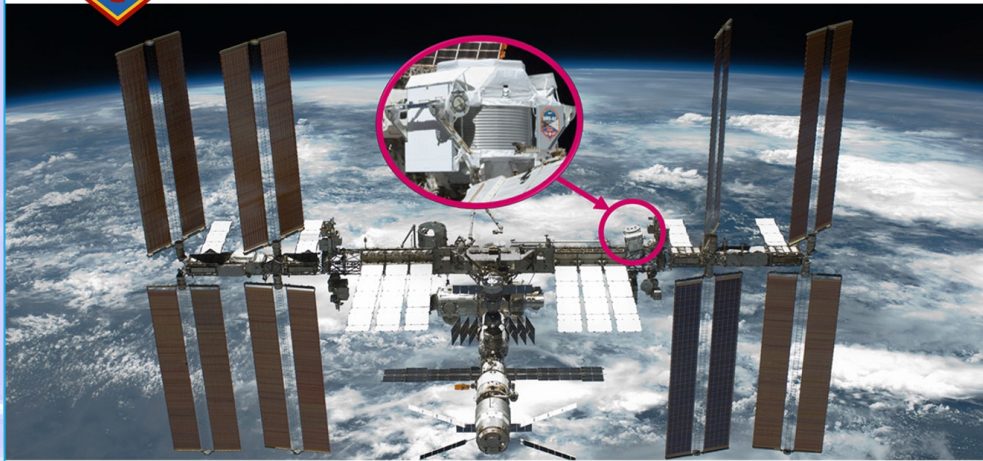


Pixel

Sistemas de múltiples unidades de detección



Diseñado para detectar varias clases de materia exótica mediante la medición de rayos cósmicos.
 Objetivos: Búsqueda de antimateria y materia oscura en el universo.
 Inicialmente la búsqueda de antihelio (antialfas) en los rayos cósmicos, como evidencia de la existencia de antimateria macro en el universo.



AMS-02 instalado en la Estación Espacial Internacional.



Sistemas de múltiples unidades de detección

También en el espacio exterior en órbita terrestre

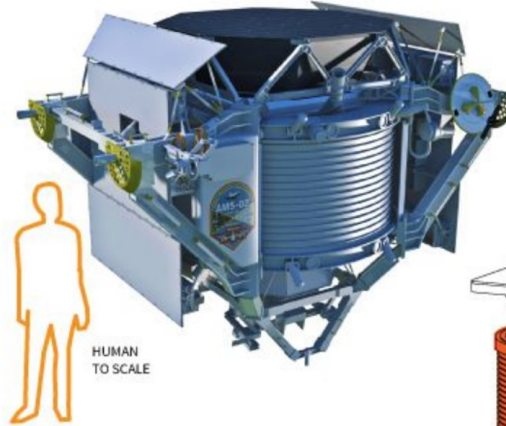
Alpha Magnetic Spectrometer

AMS-02 detecta partículas de rayos cósmicos que no sobreviven el paso a través de la atmósfera terrestre. Optimizado para la búsqueda de antimateria en el universo.

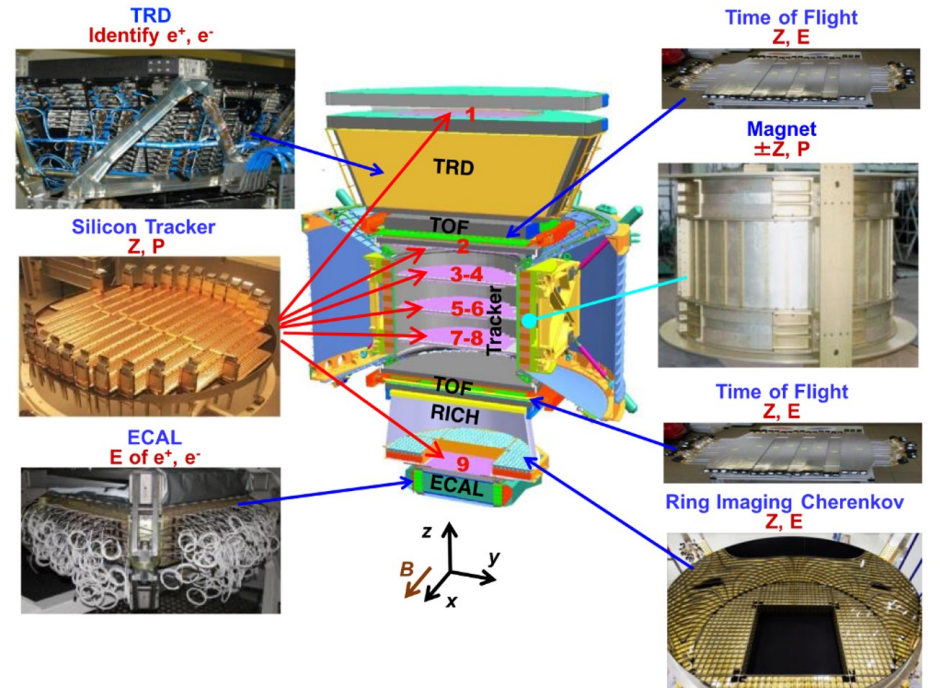
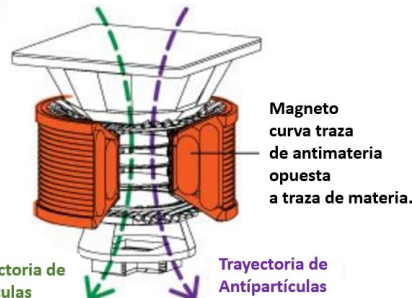
AMS-02 utiliza un imán superconductor para curvar trayectorias de partículas de rayos cósmicos y estudiarlas: Detectar partículas, registrando momento, energía, carga eléctrica, masa. Se identifica así las partículas.

Mide el flujo de partículas, su distribución espectral, su rigidez magnética.

Ocho instrumentos de detección de partículas se complementan y constituyen un sistema de estudio de rayos cósmicos.



Dimensiones: 3 m X 3 m X 3 m
 Peso 7 toneladas



Detectores de Partículas

**Emulsiones
Nucleares**

**Cámara de
Niebla**

**Cámaras de
Ionización**

Centelladores

**Detectores
Semi-
conductores**

**Cámara de
Burbujas**

**Tubo
Geiger-Müller**

**Efectos de
Luminiscencia**

**Cámaras de
Deriva**

**Termo-
Luminiscencia**

**Cámaras de
Chispa**

**Centelladores
inorgánicos**

**Cámaras
Multialambre**

**Centelladores
orgánicos**

**Cámaras
RPC**

Con los detectores de partículas
queremos
DETECTAR e IDENTIFICAR las partículas que cruzan el detector.

Por interacción de las partículas con el material del detector
depositan allí energía: dE/dx .

Esta energía lleva a señal
que da información sobre la partícula.

Partículas cargadas

Ionización, Bremsstrahlung, efecto Cherenkov, Radiación de Transición

Fotones

Efecto fotoeléctrico, efecto Compton, producción de pares

Hadrones

Interacciones nucleares

Neutrinos

Interacciones débiles

Partículas que deben poderse detectar: MEDIR e IDENTIFICAR.

$$e^{\pm} \quad m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}/c^2$$

$$\mu^{\pm} \quad m_{\mu} c^2 = 105.7 \text{ MeV}/c^2 \approx 200 m_e$$

$$\gamma \quad m_{\gamma} = 0 \quad Q = 0$$

Interacción Electromagnética

$$\pi^{\pm} \quad m_{\pi} c^2 = 139.6 \text{ MeV}/c^2 \approx 270 m_e$$

$$K^{\pm} \quad m_K c^2 = 493.7 \text{ MeV}/c^2 \approx 1000 m_e$$

$$p^{\pm} \quad m_p c^2 = 938.3 \text{ MeV}/c^2 \approx 2000 m_e$$

Interacciones
Electromagnética y Fuerte

$$K^0 \quad m_{K^0} c^2 = 497.7 \text{ MeV}/c^2 \quad Q = 0$$

$$n \quad m_n c^2 = 939.6 \text{ MeV}/c^2 \quad Q = 0$$

Interacción Fuerte

$$\nu_e \quad \bar{\nu}_e \quad \nu_{\mu} \quad \bar{\nu}_{\mu} \quad \nu_{\tau} \quad \bar{\nu}_{\tau}$$

Solo Interacción Débil

Detectando partículas

UNIDADES prácticas más utilizadas:

ENERGÍA	eV	$eV = 1.6 * 10^{-19} \text{ J}$
MOMENTO	eV / c	$c = 299\,792\,458 \text{ m/s}$
MASA	eV / c ²	
CARGA ELÉCTRICA	e	$e = 1.602\,176\,487 * 10^{-19} \text{ C}$

Utilizamos cinemática relativista.

Detectando partículas

Medimos:

ENERGÍA

por la energía depositada por la partícula en el detector.

MOMENTO y CARGA ELÉCTRICA

por desviación en campo magnético uniforme conocido.

MASA

se determina luego de medir energía y momento.

Otras propiedades como SPIN, tiempo de vida media ...
se obtienen indirectamente, correlacionando las diversas mediciones directas,
o mediante mediciones especiales,
como desviación en campo magnético inhomogeneo (para spin), como Stern-Gerlach.

Detectando partículas

Utilizamos cinemática relativista:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} - \frac{3}{8} \frac{v^4}{c^4} + \dots$$

$$E = \gamma m_0 c^2 = m_0 c^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} - \frac{3}{8} \frac{v^4}{c^4} + \dots\right)$$

$$E = m_0 c^2 + \underbrace{\frac{1}{2} m_0 v^2 - \frac{3}{8} m_0 \frac{v^4}{c^2} + \dots}_{E_{\text{cinética}}}$$

$$E = m_0 c^2 + E_{\text{cinética}}$$

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4$$

$$m = \gamma m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$\beta = \frac{v}{c} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$E = m c^2 = \gamma m_0 c^2 = m_0 c^2 + E_{\text{cinética}}$$

$$\vec{p} = m \vec{v} = \gamma m_0 \vec{v} = \gamma m_0 \left(\frac{\vec{v}}{c}\right) c = \gamma m_0 \vec{\beta} c$$

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{p}}{\gamma m_0 c} = \frac{\vec{p} c}{\gamma m_0 c^2} = \frac{\vec{p} c}{E}$$

The background of the slide is a light blue color with a complex pattern of white, glowing particle tracks. These tracks are composed of many thin, overlapping lines that form various shapes, including spirals, loops, and straight paths, resembling the tracks of particles in a detector. The tracks are scattered across the entire background, creating a sense of dynamic movement and scientific exploration.

Diferencias en

MASA, CARGA ELÉCTRICA, INTERACCIÓN

son claves para IDENTIFICAR las partículas.

Detectando e identificando partículas

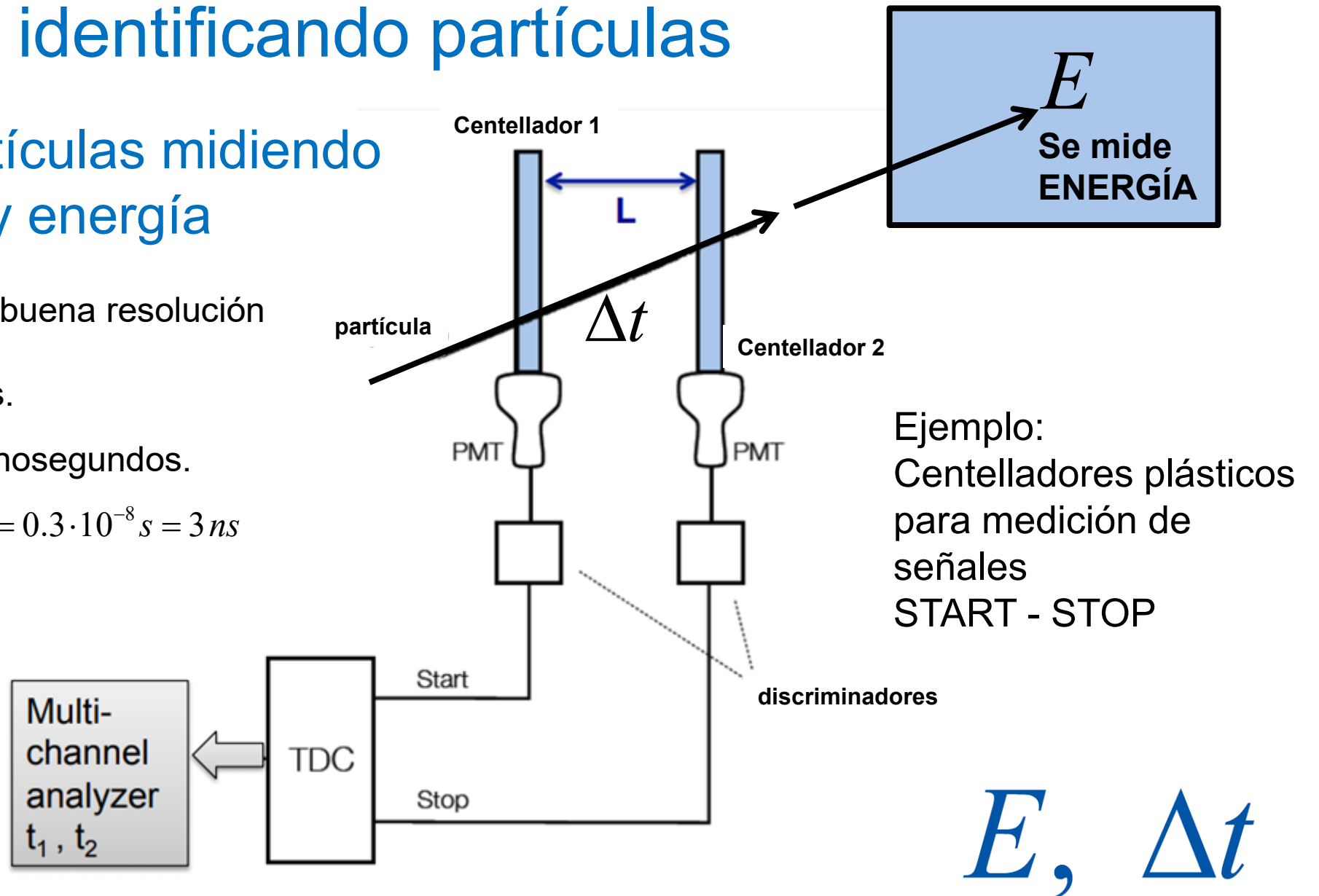
Identificando partículas midiendo tiempo de vuelo y energía

Actualmente se logra muy buena resolución en la medición de tiempo del orden de picosegundos.

Tiempos para medir de nanosegundos.

$$\Delta t = \frac{L}{c} \Rightarrow \Delta t = \frac{1m}{3 \cdot 10^8 m/s} = 0.3 \cdot 10^{-8} s = 3 ns$$

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{L}{c\beta}$$



Ejemplo:
Centelladores plásticos para medición de señales START - STOP

$E, \Delta t$

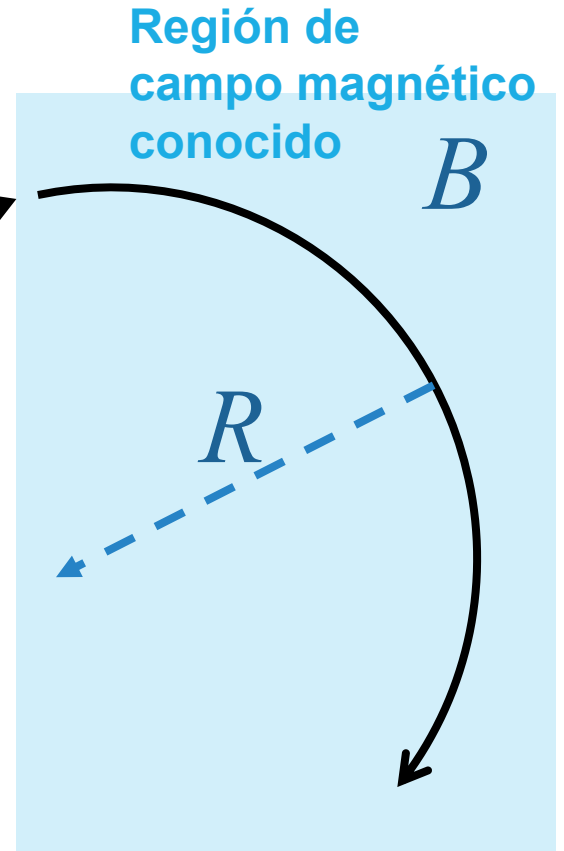
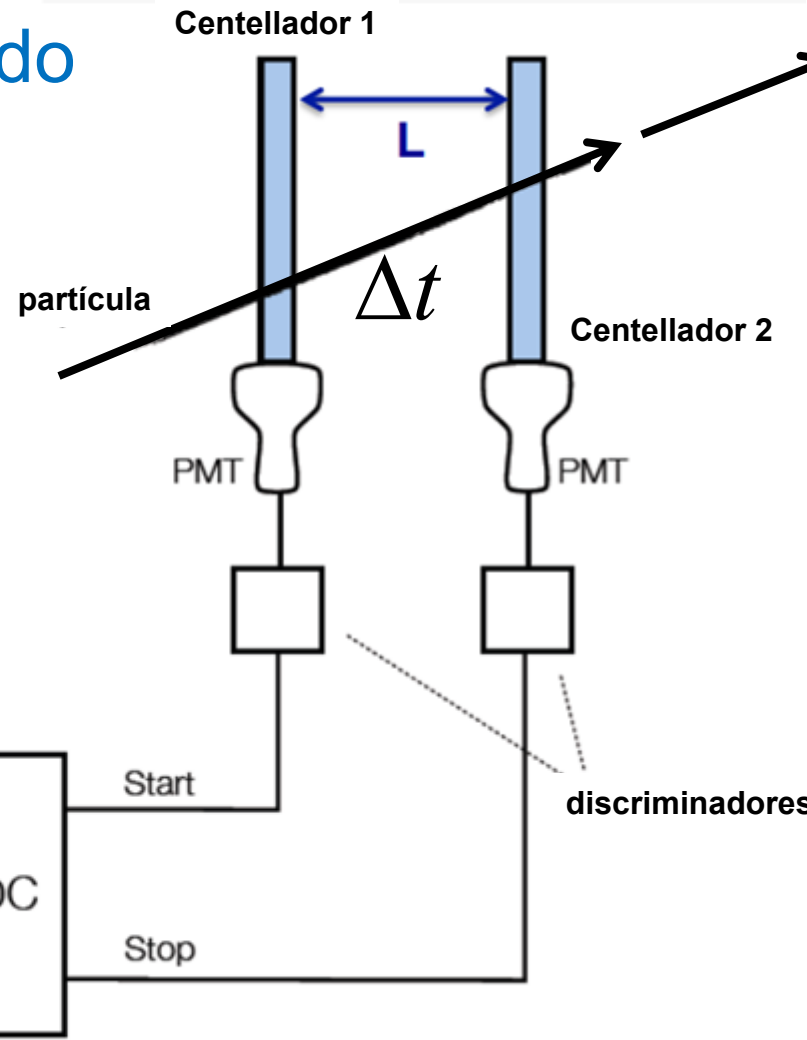
Detectando e identificando partículas

Identificando partículas midiendo tiempo de vuelo y momento

Actualmente se logra muy buena resolución en la medición de tiempo del orden de picosegundos.

Tiempos para medir de nanosegundos.

$$\Delta t = \frac{L}{c} \Rightarrow \Delta t = \frac{1m}{3 \cdot 10^8 m/s} = 0.3 \cdot 10^{-8} s = 3 ns$$



Se mide radio de curvatura R se obtiene **MOMENTO**

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{L}{c\beta}$$

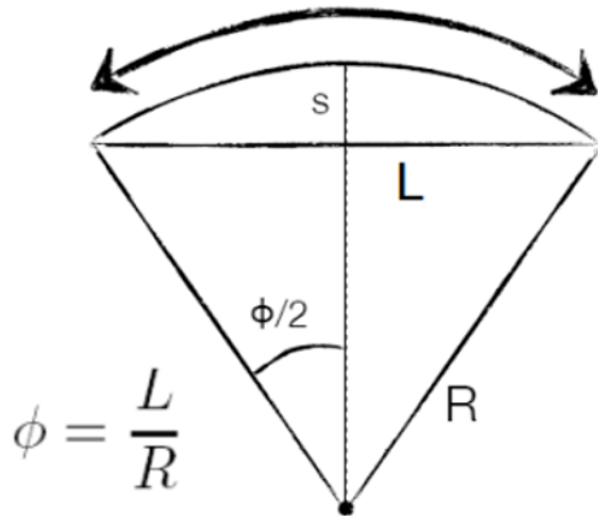
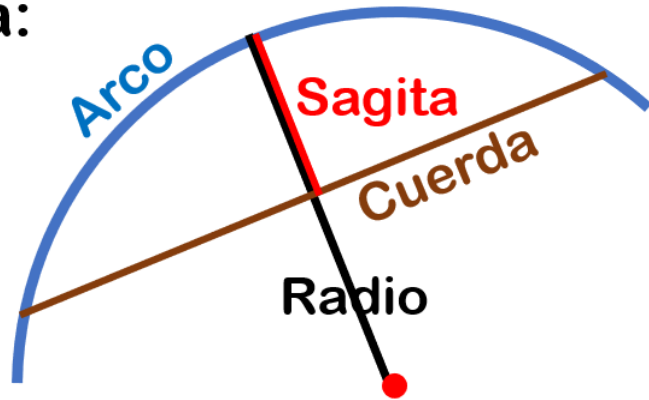
Multi-channel analyzer t_1, t_2

TDC

$p, \Delta t$

Detectando e identificando partículas

Cómo obtener el radio de curvatura con la sagita:

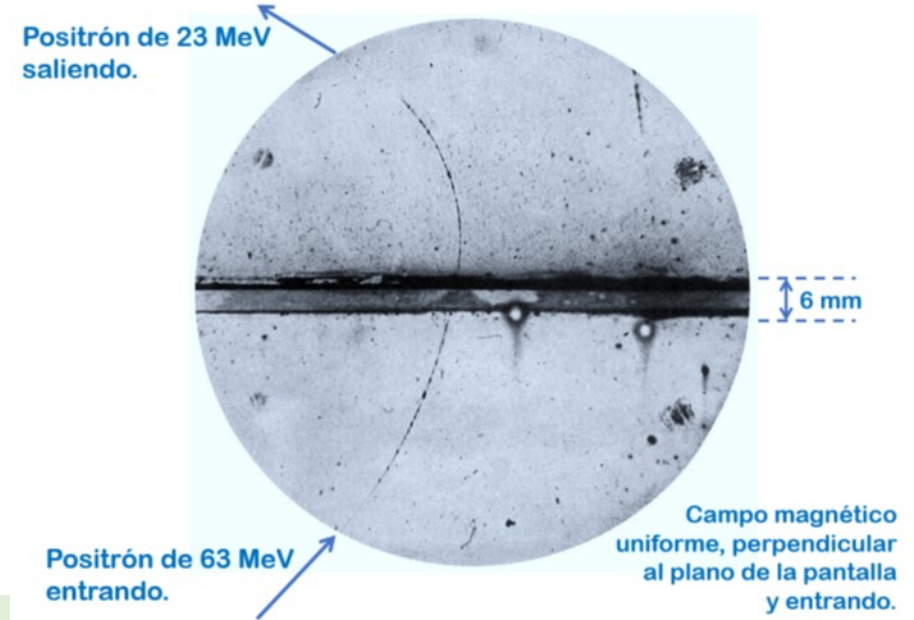


s es la Sagita, L es el arco, R es el radio:

$$s = R - R \cos \frac{\phi}{2} \approx R \frac{\phi^2}{8}$$

$$s = R \frac{L^2}{8R^2} = \frac{L^2}{8R} \quad \text{and} \quad R = \frac{L^2}{8s}$$

Descubrimiento del Positrón



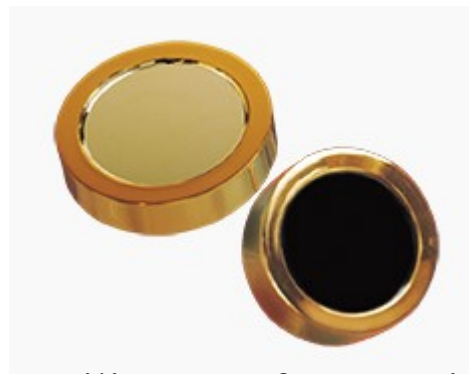
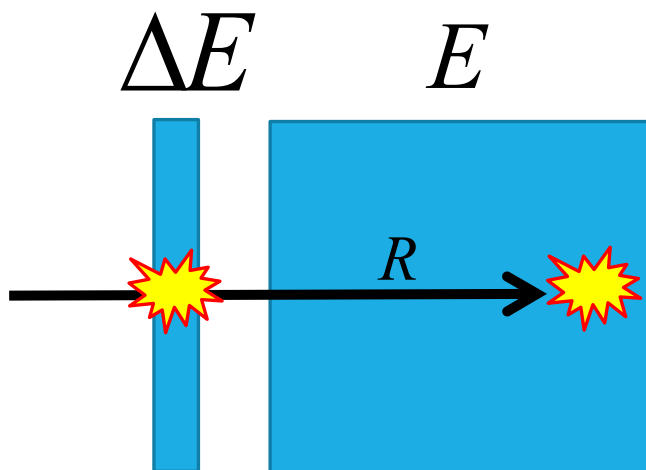
$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \Rightarrow qvB = m \cdot \frac{v^2}{R}$$

$$p = mv = |q| \cdot B \cdot R$$

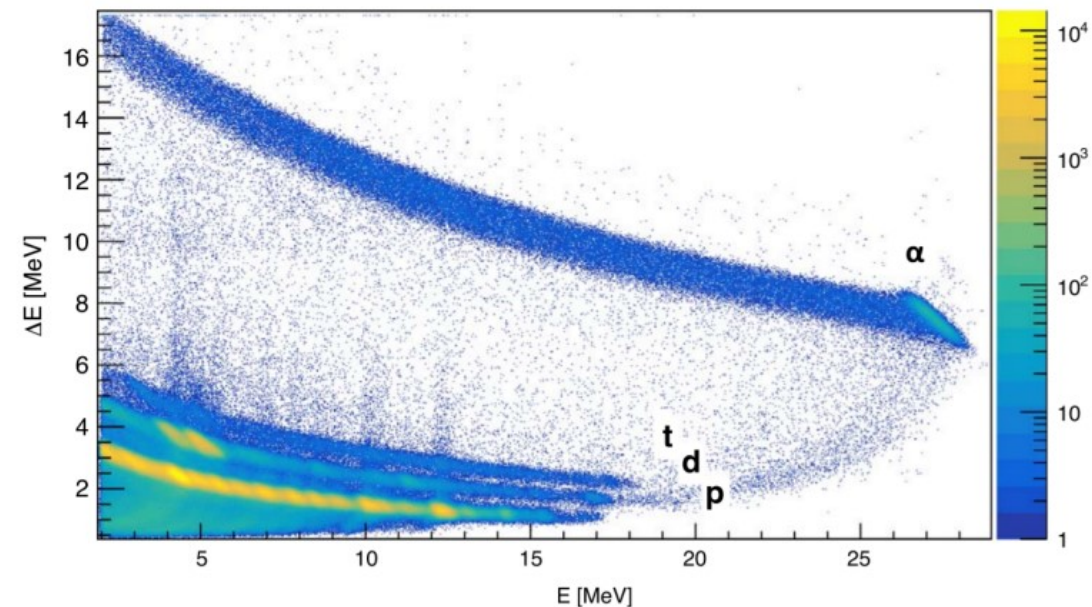
Detectando e identificando partículas

Identificando partículas midiendo dE/dx y Energía

La pérdida de energía ΔE al recorrer la unidad de longitud Δx en el material del detector, dE / dx , depende de la velocidad de la partícula.



Silicon Surface Barrier Detectors (ORTEC)



Implementation and characterization of Silicon detectors for studies on neutron-induced nuclear reactions
Leo Lehtilä, Uppsala Universitet,
<https://uu.diva-portal.org/smash/get/diva2:1337491/FULLTEXT01.pdf>

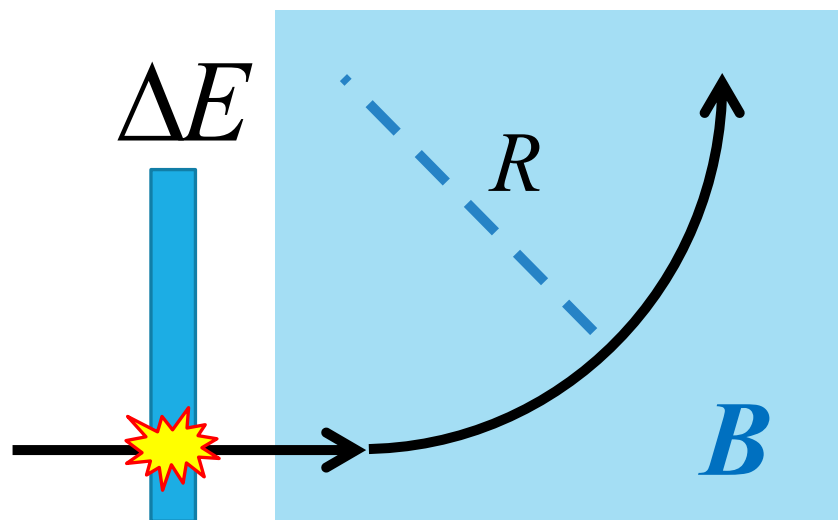
Detectores Δx delgados, espesor de 10 a 50 micrómetros dan señal ΔE .
Detector ΔE debe tener grosor tal que corresponda al alcance de la partícula R .

$\Delta E, E$

Detectando e identificando partículas

Identificando partículas midiendo dE/dx y Momento

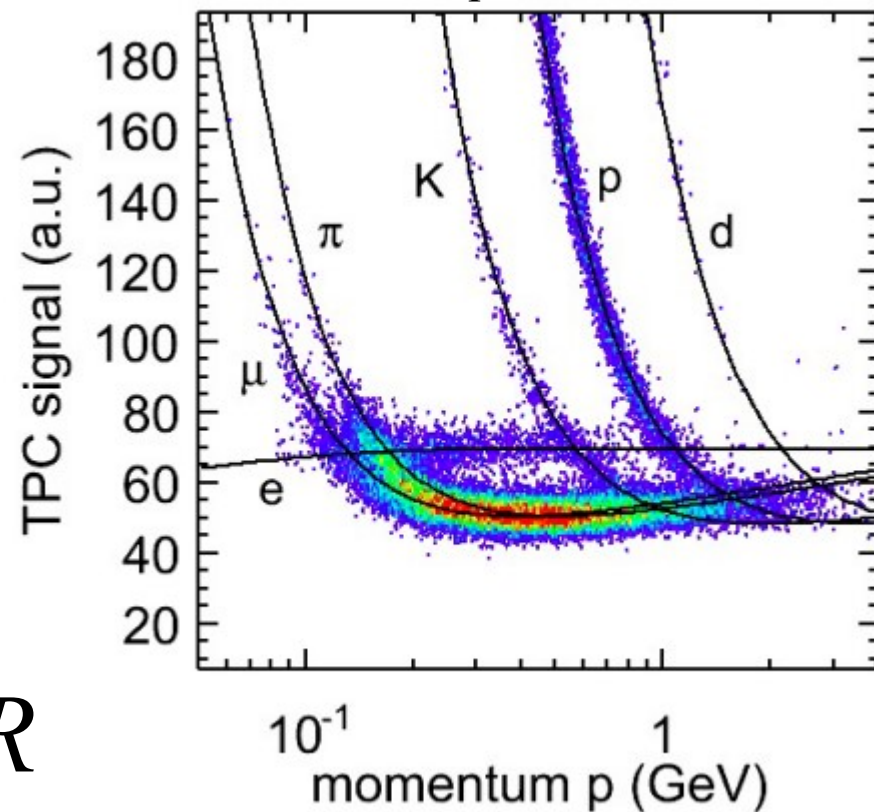
La pérdida de energía ΔE al recorrer la unidad de longitud Δx en el material del detector, dE/dx , depende de la velocidad de la partícula.



$$p = mv = |q| \cdot B \cdot R$$

Detectores Δx delgados, espesor de 10 a 50 micrómetros dan señal ΔE .
Se mide el radio de curvatura de la trayectoria en el campo magnético B conocido.

ALICE experiment, CERN

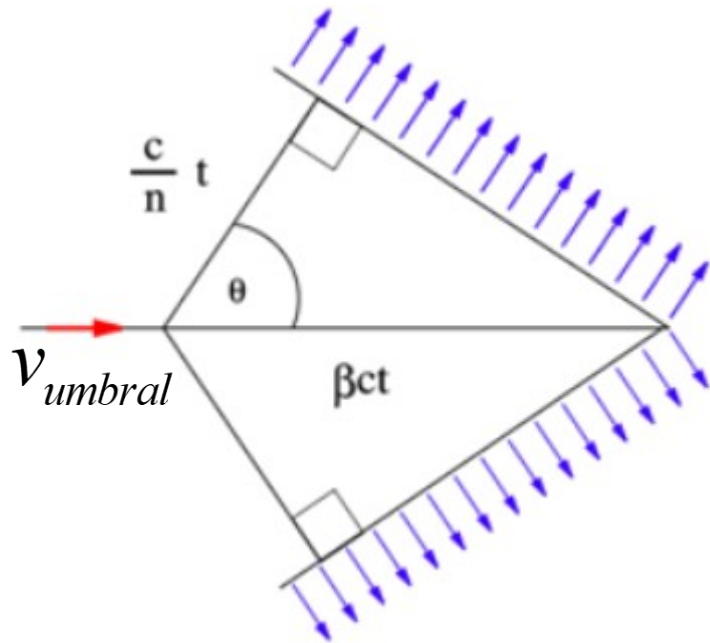


$dE/dx, p$

Detectando e identificando partículas

Midiendo velocidad por Efecto Cherenkov

Cuando la partícula en un medio (agua por ejemplo) de índice de refracción n va más rápido que la luz en ese medio:



$$v_{umbrales} \geq \frac{c}{n}$$

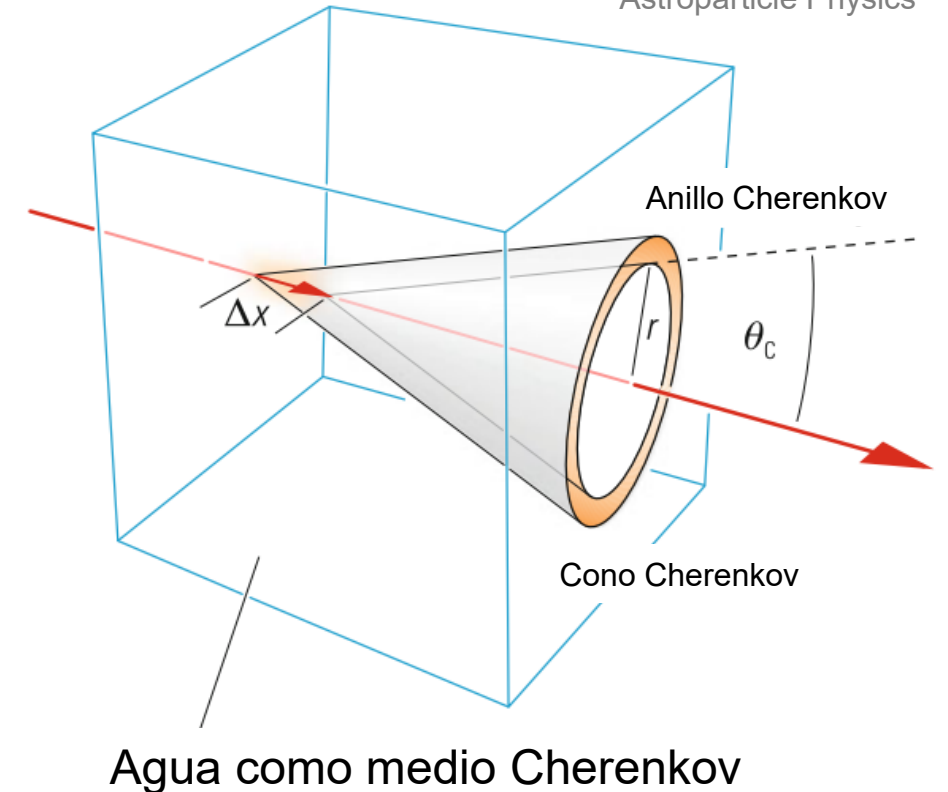
$$\beta_{umbrales} \geq \frac{1}{n}$$

$$\cos \theta_{Cherenkov} = \frac{1}{n\beta}$$

Trayectoria partícula

RICH

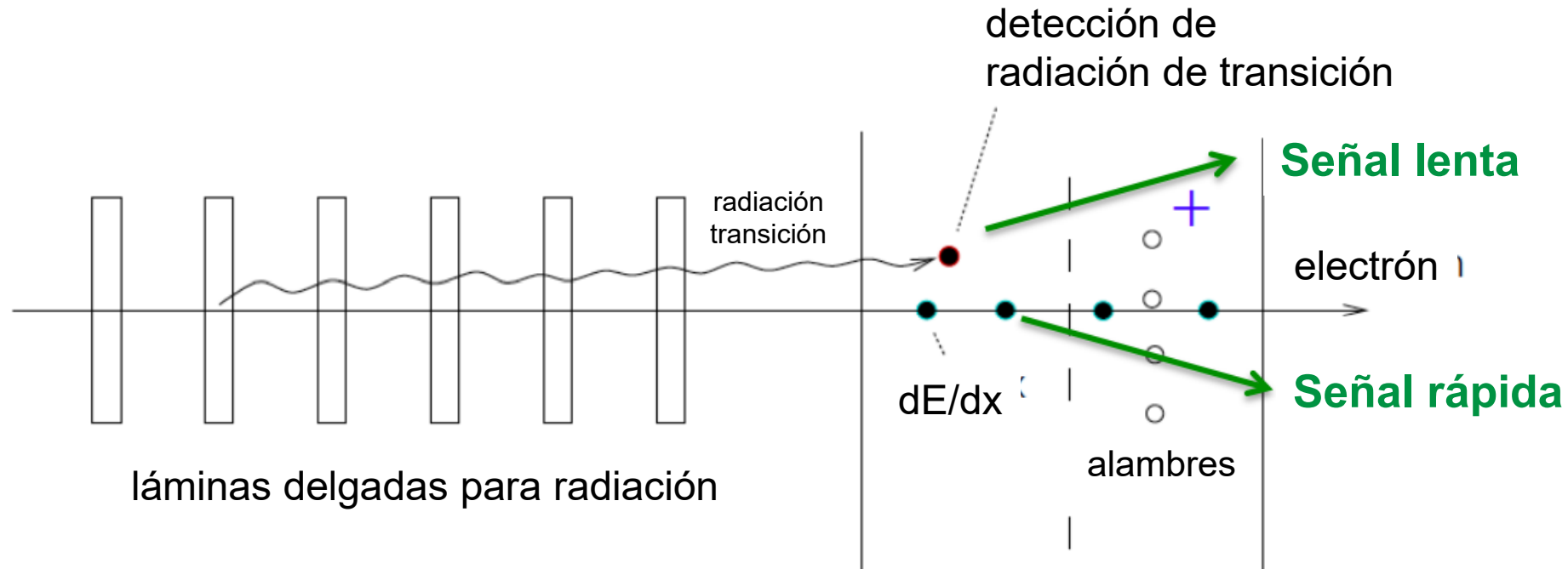
Figura adaptada de Claus Grupen "Astroparticle Physics"



Detectando e identificando partículas

Midiendo velocidad por Radiación de Transición

Cuando una partícula relativista atraviesa un medio inhomogeneo; en especial la separación entre dos medios diferentes (diversos índices de refracción), al pasar la frontera emite radiación de transición.



RADIACIÓN DE TRANSICIÓN:

Intensidad:

$$I \propto \gamma m = \frac{m}{\sqrt{(1-\beta^2)}}$$

Emitida en cono estrecho:

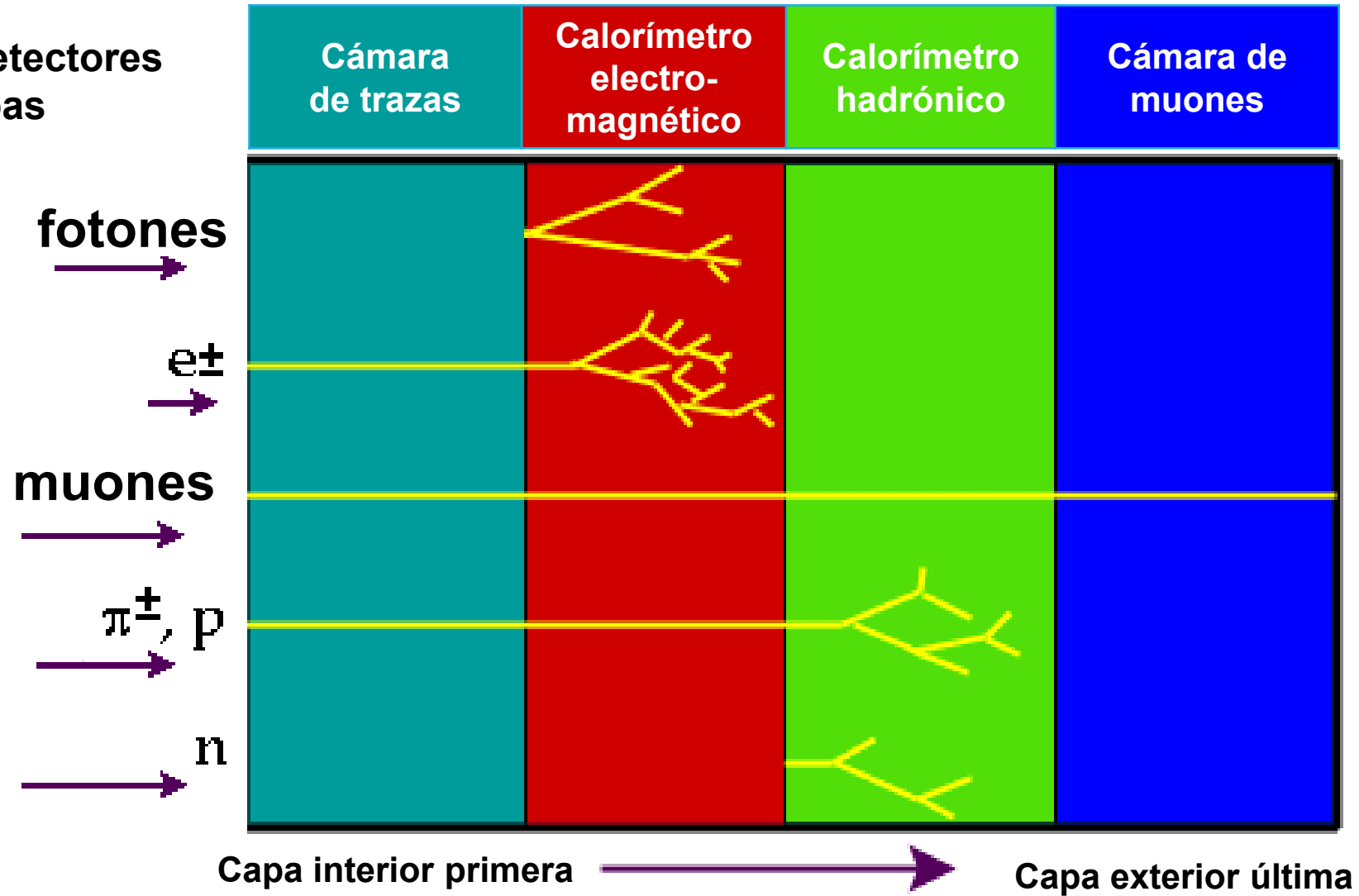
$$\theta = \frac{1}{\gamma}$$

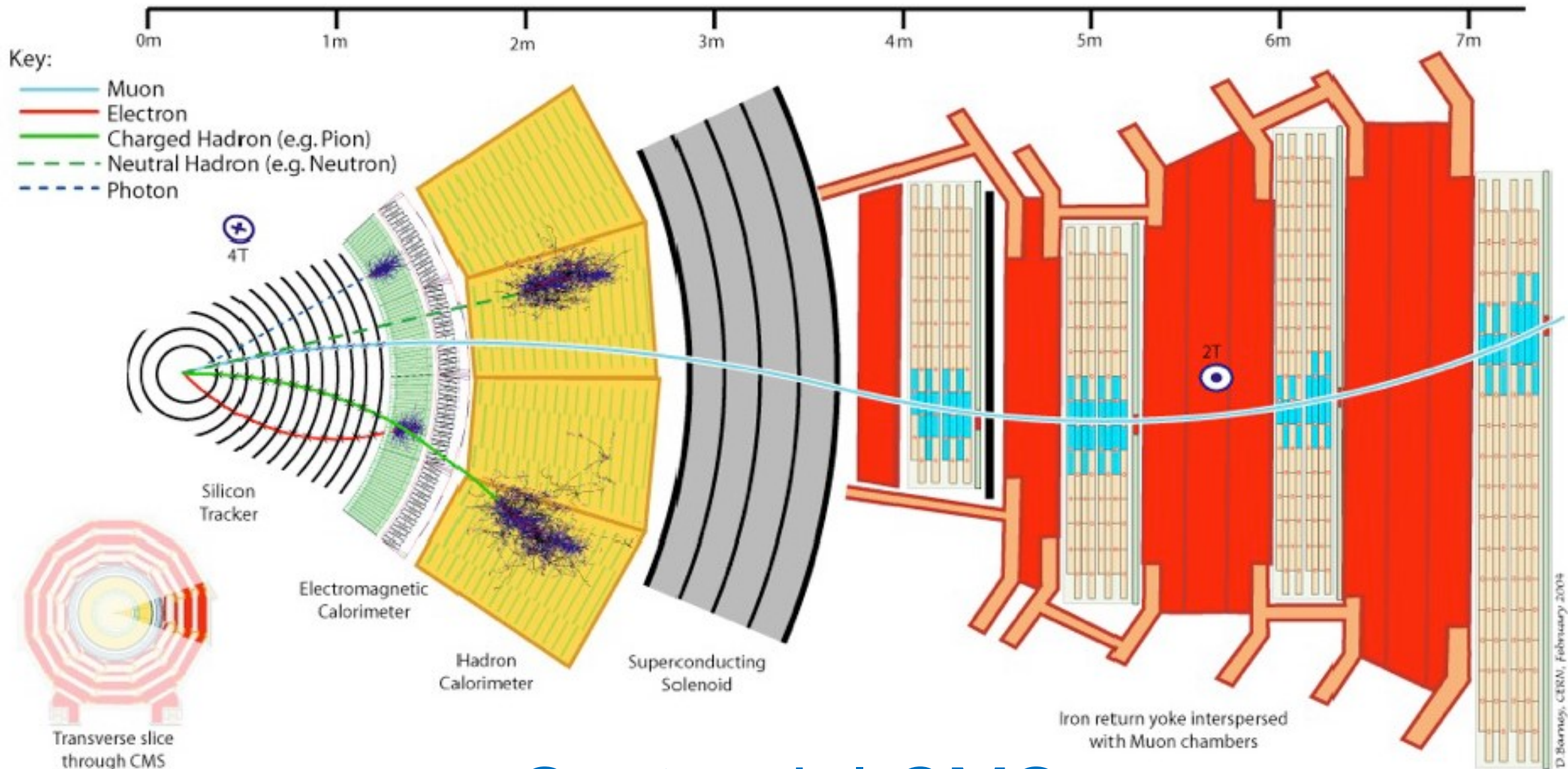
Umbral efectivo:

$$\gamma > 1000$$

Detectando e identificando partículas

Sistema de detectores por capas

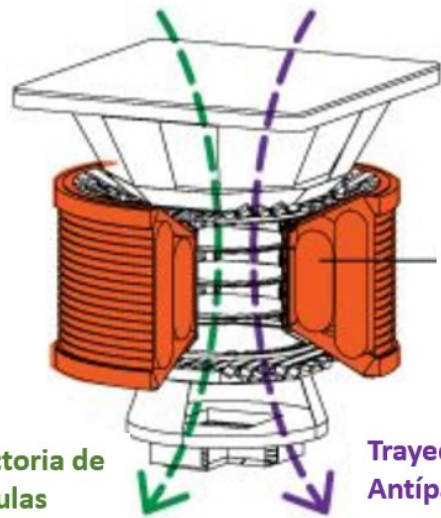




Sector del CMS

Compact Muon Solenoid - CERN

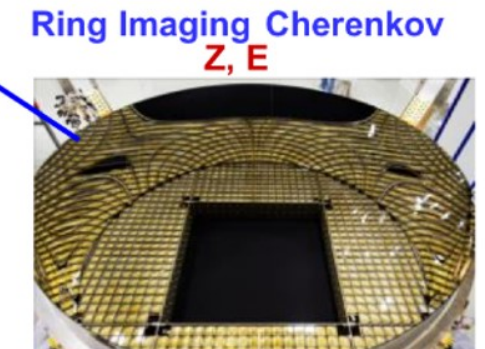
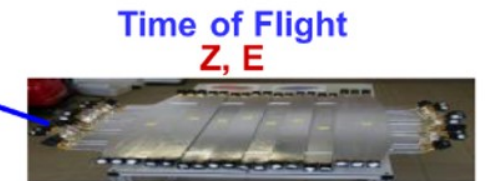
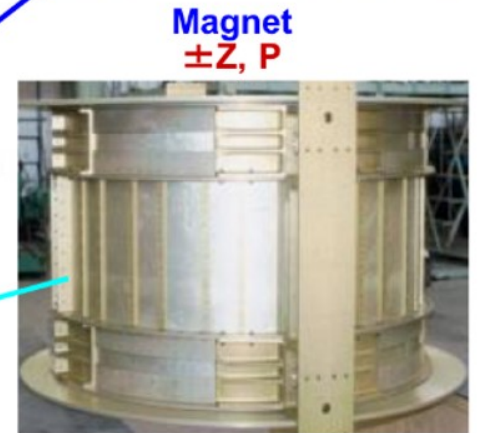
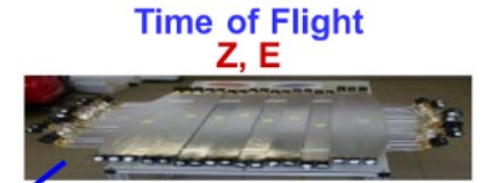
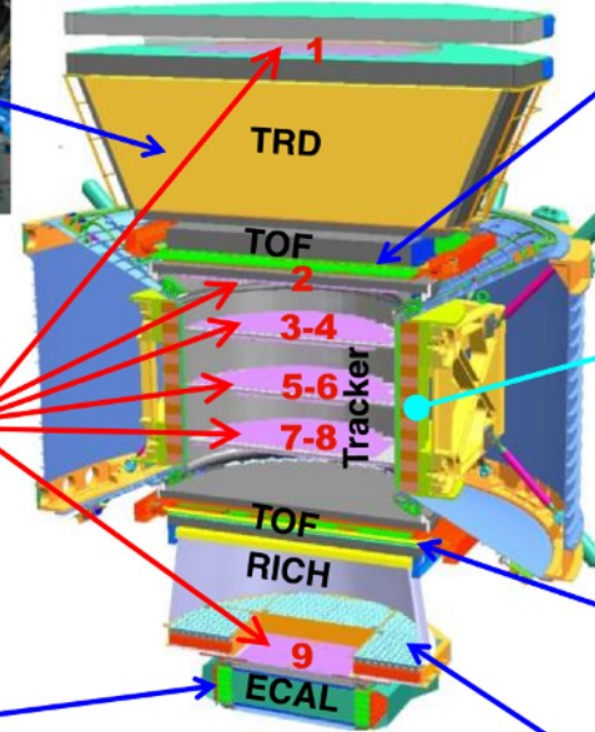
IDENTIFICANDO partículas en el AMS-02 en la Estación Espacial Internacional



Magneto curva traza de antimateria opuesta a traza de materia.

Trayectoria de Partículas

Trayectoria de Antipartículas



Aprovechamos todo efecto de interacción de partículas con la materia para los detectores de partículas:

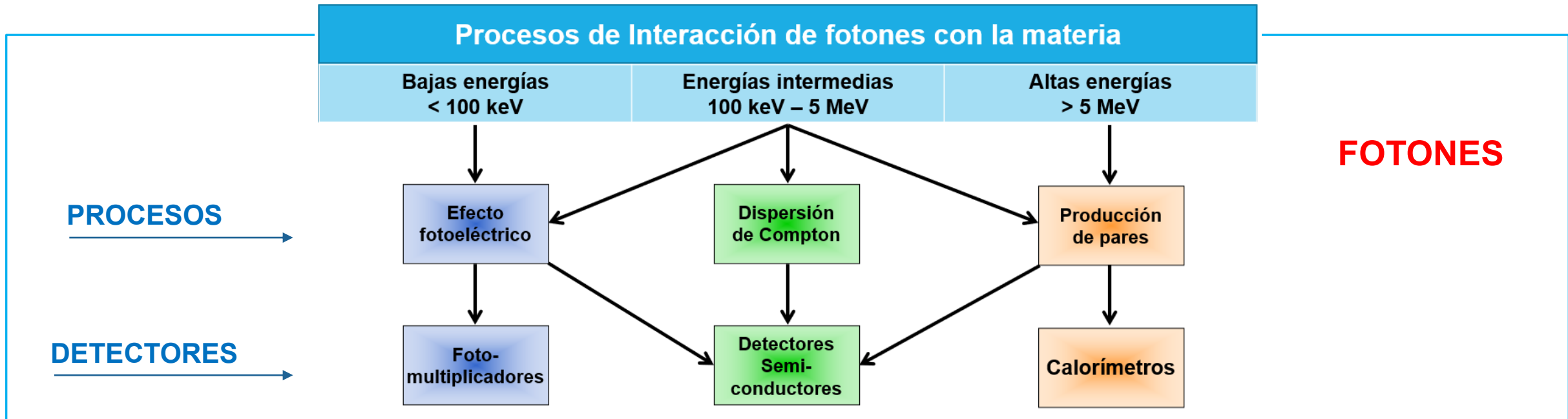
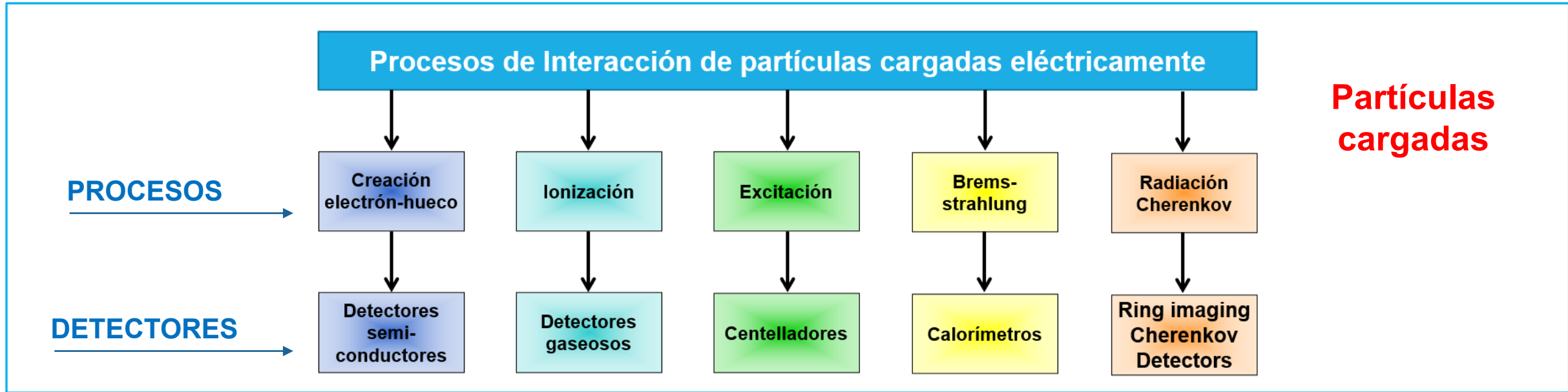
Para registrar el paso de las partículas, por dónde y cuándo pasó por el detector, cuál su momento y su energía.

Para identificar la partícula: qué carga eléctrica tiene, cuál es su masa.

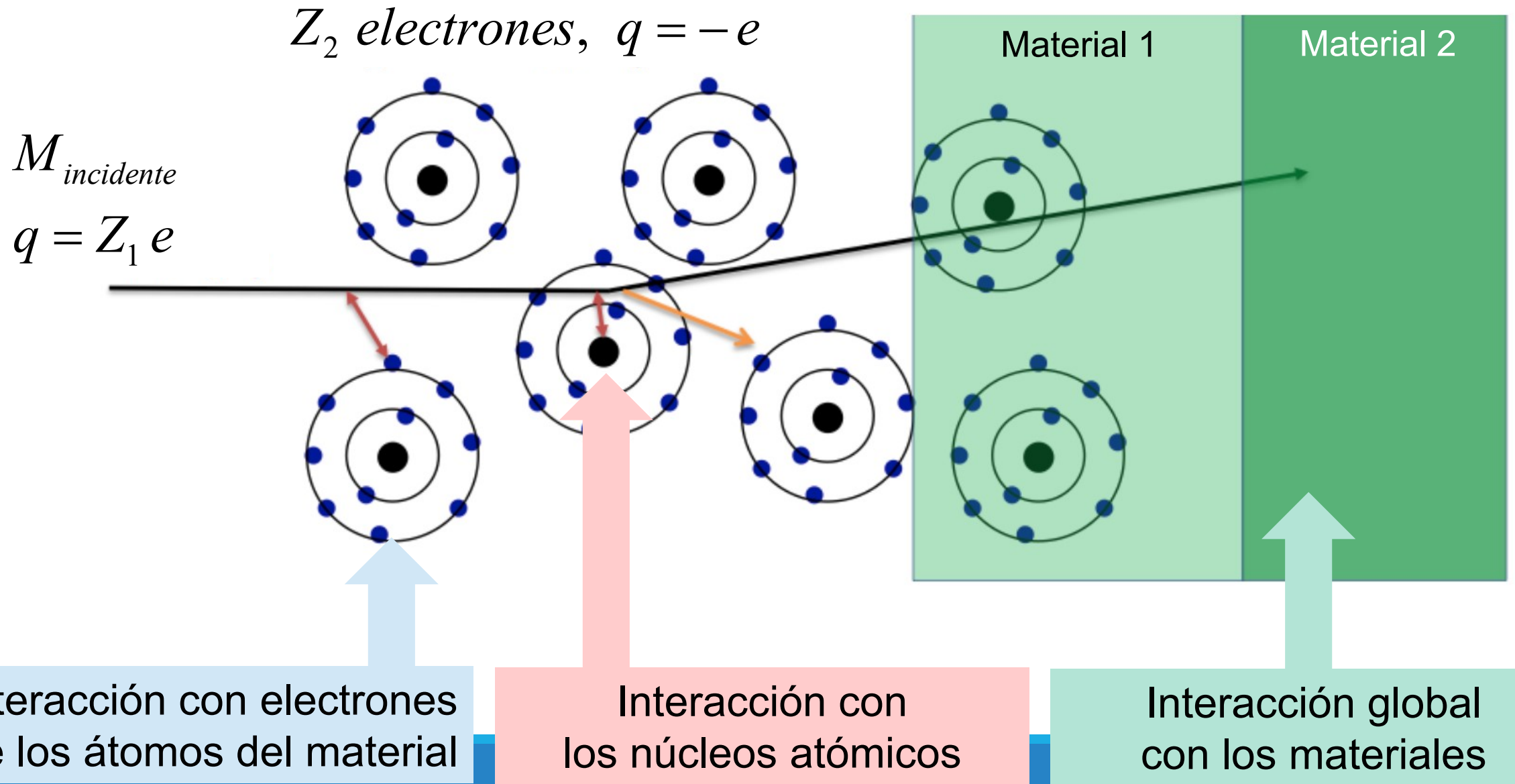
Para esto ...

Requerimos conocimiento de precisión sobre la interacción de las diversas partículas con diversos materiales:

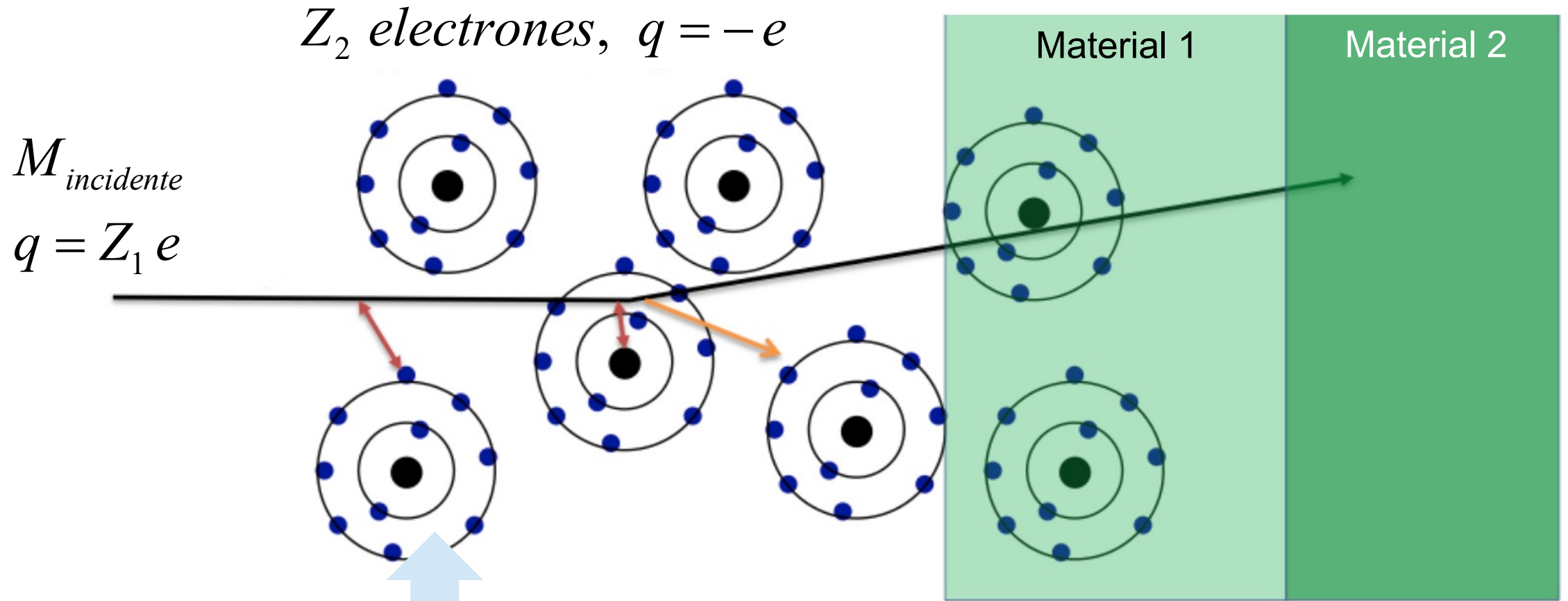
La interacción de las partículas con la materia.



Interacción electromagnética Partícula - Materia



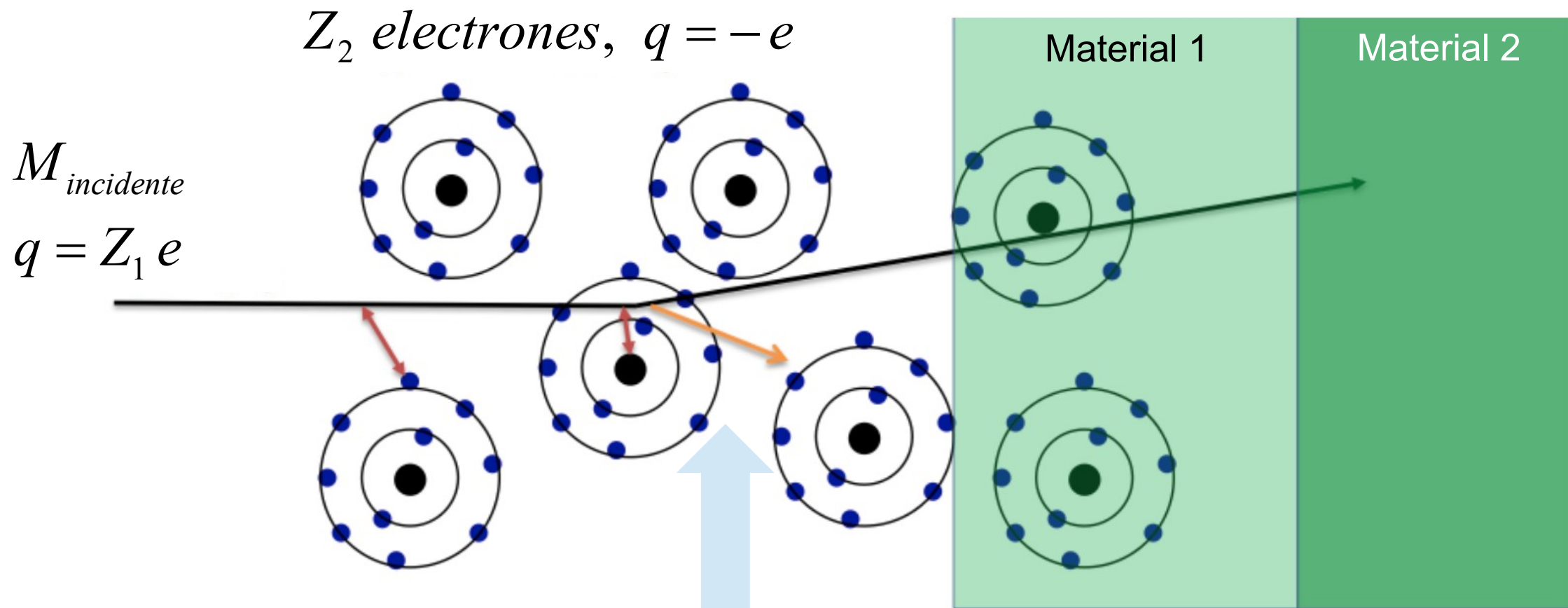
Interacción electromagnética Partícula - Materia



Interacción con electrones de los átomos del material

La partícula incidente pierde energía excitando o ionizando los átomos.

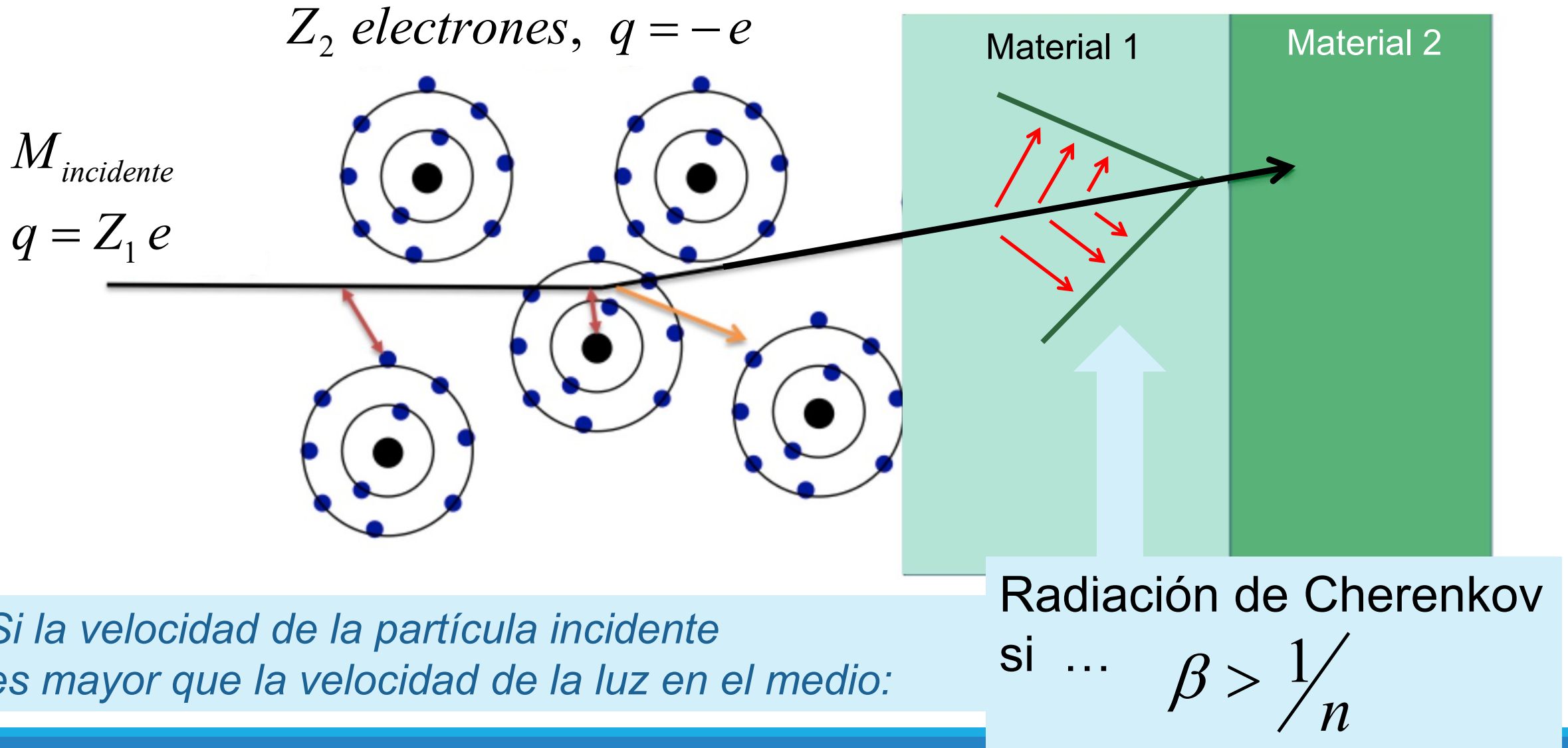
Interacción electromagnética Partícula - Materia



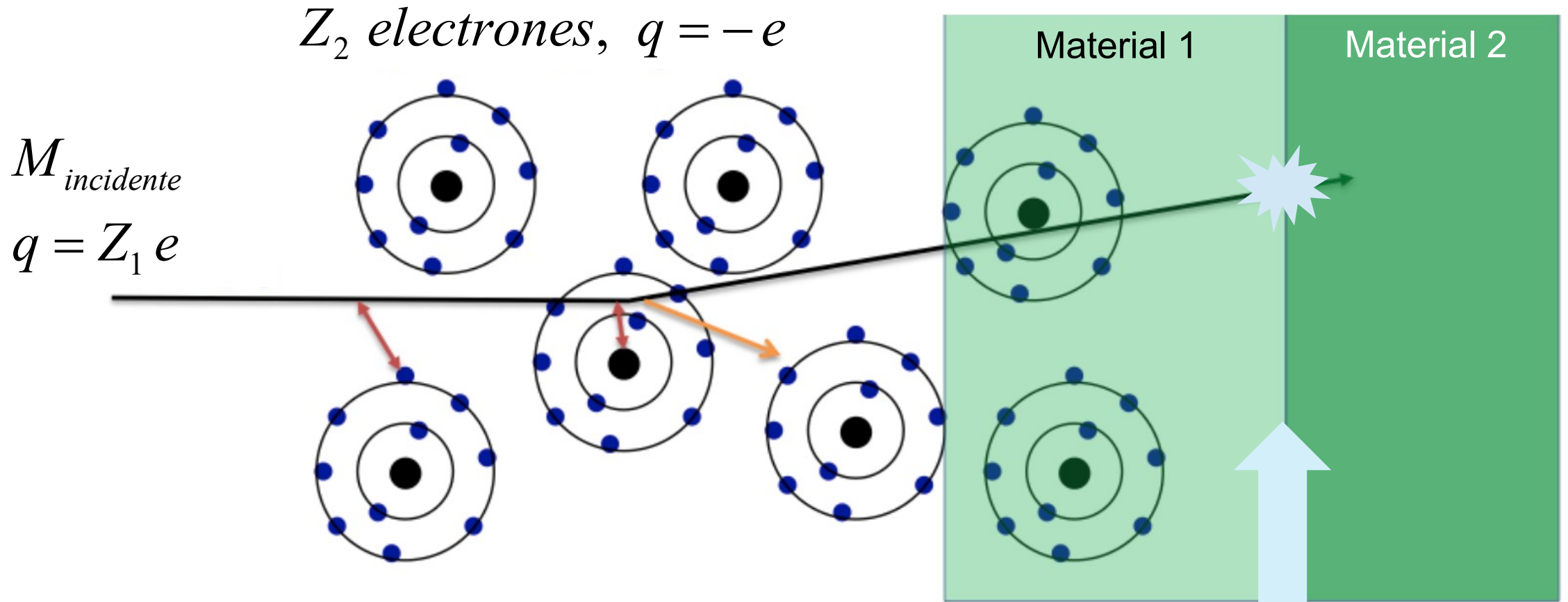
Interacción con los núcleos atómicos

La partícula incidente se defleca. Hay multiple scattering en el material. Con la dispersión puede **emitir fotón de Bremsstrahlung**.

Interacción electromagnética Partícula - Materia



Interacción electromagnética Partícula - Materia



Cuando la partícula cruza el límite entre dos medios diferentes puede emitir:

Radiación de Transición

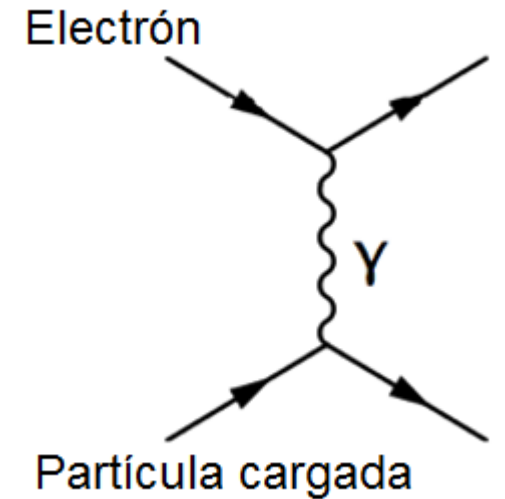
Pérdida de energía por ionización

Fórmula de Bethe - Bloch:

Interacción dominada
por colisiones elásticas con electrones

Pérdida de energía para
partículas pesadas cargadas

$$Mc^2 \gg m_e c^2$$



Del material del detector,
del medio donde partícula ioniza.

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_{cin_{max}}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \cdot \rho$$

densidad

De la partícula
que entra al material.

I : Potencial medio
de excitación atómica

Pérdida de energía por ionización

Fórmula de Bethe - Bloch:

Pérdida de energía para partículas pesadas cargadas

$$Mc^2 > m_\mu c^2$$
$$0.05 < \beta\gamma < 500$$

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_{cin_{max}}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \cdot \rho$$

densidad

Para la partícula incidente:

M Masa

$z \cdot e$ carga eléctrica

$\beta \cdot c$ Velocidad

$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ Factor de Lorentz

Para el medio (material):

Z carga eléctrica

A número de masa atómica

I potencial medio de excitación atómica

$\delta(\beta\gamma)$ corrección de densidad

$$E_{cin_{max}} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 / \left(1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2 \right)$$

Máxima energía transferida en una colisión

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$$

Deducción clásica de la Fórmula de Bethe-Bloch

por Niels Bohr en 1913

Partícula de masa **M**, carga eléctrica **ze** incide con velocidad **v** en el material, que tiene densidad de electrones **n**.

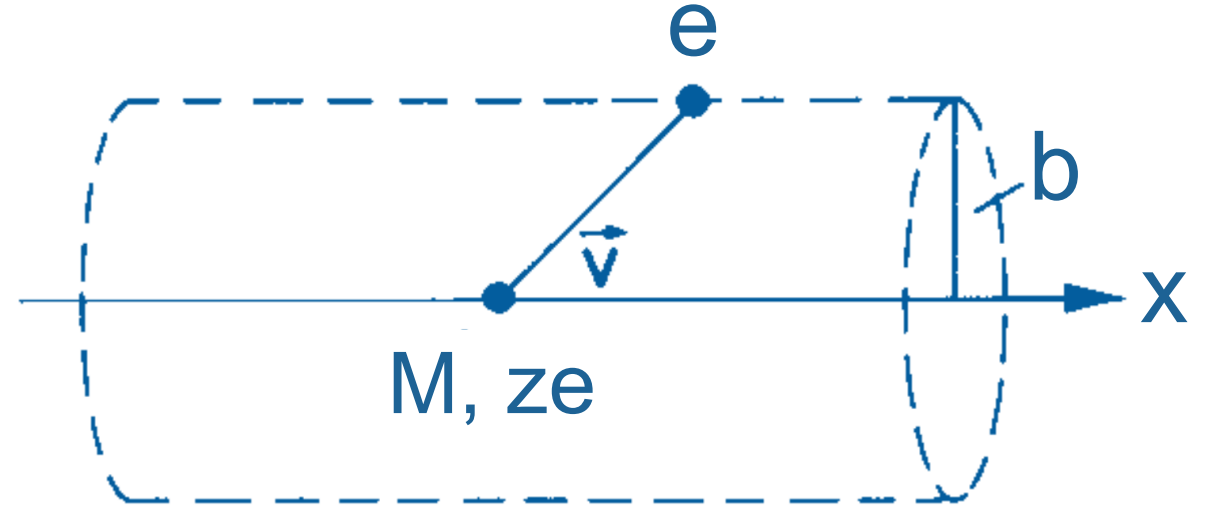
Se suponen los electrones libres, inicialmente en reposo.

Hay transferencia de momento:

$$\Delta p_{\perp} = \int F_{\perp} dt = \int F_{\perp} \frac{dt}{dx} dx = \int F_{\perp} \frac{dx}{v}$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ze^2}{(x^2 + b^2)} \cdot \frac{b}{\sqrt{x^2 + b^2}} \cdot \frac{1}{v} dx = \frac{ze^2 b}{v} \left[\frac{x}{b^2 \sqrt{x^2 + b^2}} \right]_{-\infty}^{\infty} = \frac{2ze^2}{bv}$$

Interacción de una partícula pesada **M** con un electrón de un átomo dentro del material.



Δp_{\parallel} : En promedio CERO por simetría.

Deducción clásica de la Fórmula de Bethe-Bloch

por Niels Bohr en 1913

Partícula de masa **M**, carga eléctrica **ze** incide con velocidad **v** en el material, que tiene densidad de electrones **n**.

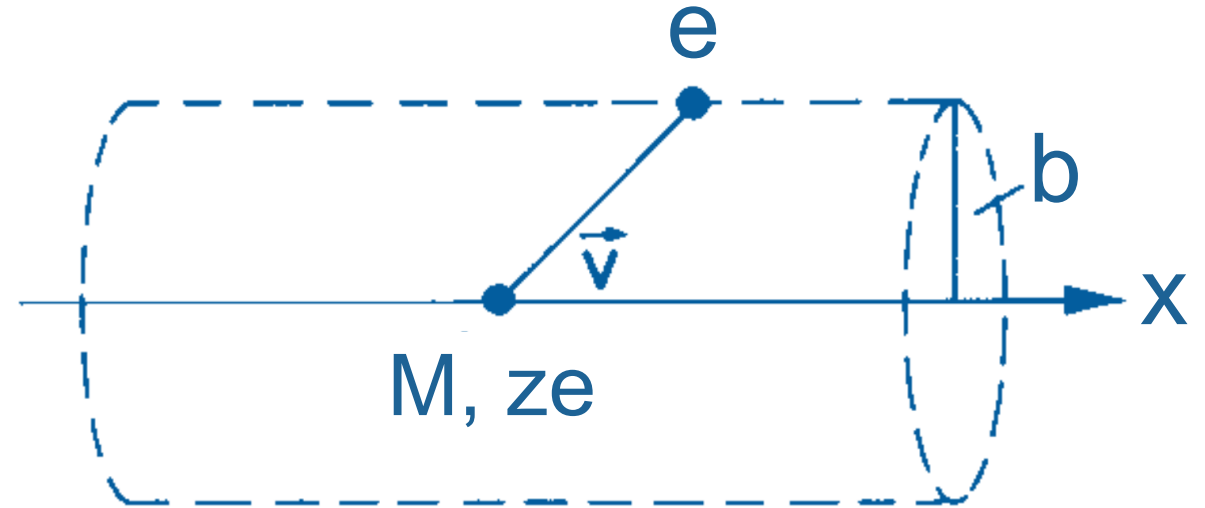
Se suponen los electrones libres, inicialmente en reposo.

Hay transferencia de momento:

Más elegante aplicando la ley de Gauss:

$$\int E_{\perp} (2\pi b) dx = 4\pi (ze) \rightarrow \int E_{\perp} dx = \frac{2ze}{b}$$

Interacción de una partícula pesada **M** con un electrón de un átomo dentro del material.



$$\left\{ \begin{array}{l} F_{\perp} = e E_{\perp} \\ \Delta p_{\perp} = e \int E_{\perp} \frac{dx}{v} = \frac{2ze^2}{bv} \end{array} \right.$$

Deducción clásica de la Fórmula de Bethe-Bloch

por Niels Bohr en 1913

Transferencia de energía a un electrón
para parámetro de impacto **b**:

$$\Delta E(b) = \frac{\Delta p^2}{2m_e}$$

En la envoltura cilíndrica de radio **b**, de espesor **db**,
longitud **dx** hay un número de electrones
igual a densidad **n** de electrones + volumen:

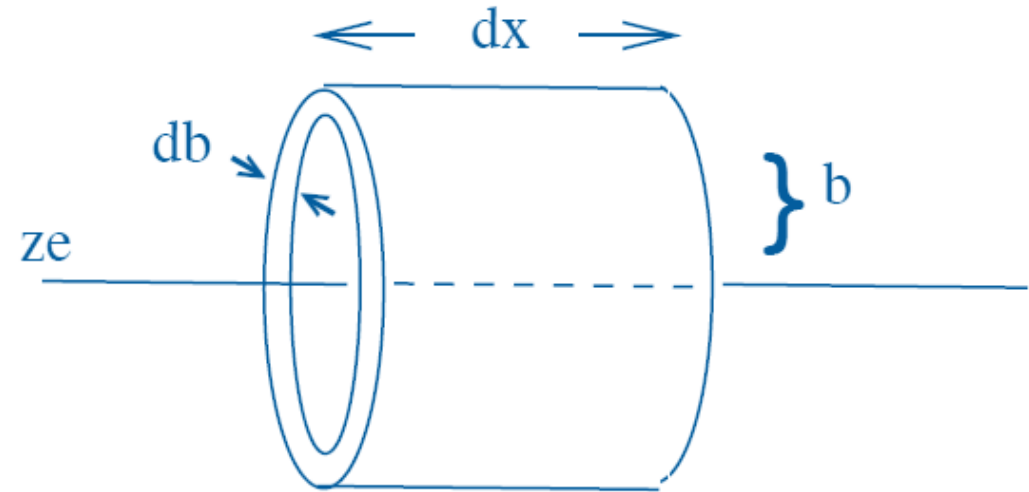
$$N_e = n \cdot (2\pi b) \cdot db dx$$

Para la partícula incidente la pérdida de energía por paso dx,
entregando la energía a los electrones del material en el cilindro entre **b** y **b+db**:

$$-dE(b) = \frac{\Delta p^2}{2m_e} \cdot 2\pi n b db dx = \frac{4z^2 e^4}{2b^2 v^2 m_e} \cdot 2\pi n b db dx = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{db}{b} dx$$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$

Envoltura cilíndrica de radio **b**, espesor **db**
longitud **dx** = 1 paso de la partícula **M, ze**.



Diverge para $b \rightarrow 0$.
Por eso integración
solo para
 $[b_{\min}, b_{\max}]$ razonable

Deducción clásica de la Fórmula de Bethe-Bloch

por Niels Bohr en 1913

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$

Para el intervalo de integración razonable $[b_{\min}, b_{\max}]$
Niels Bohr propone para transferencia de energía significativa:

- b_{\min} : longitud de onda de de Broglie
- b_{\max} : dado por tiempo de interacción \ll período del electrón.

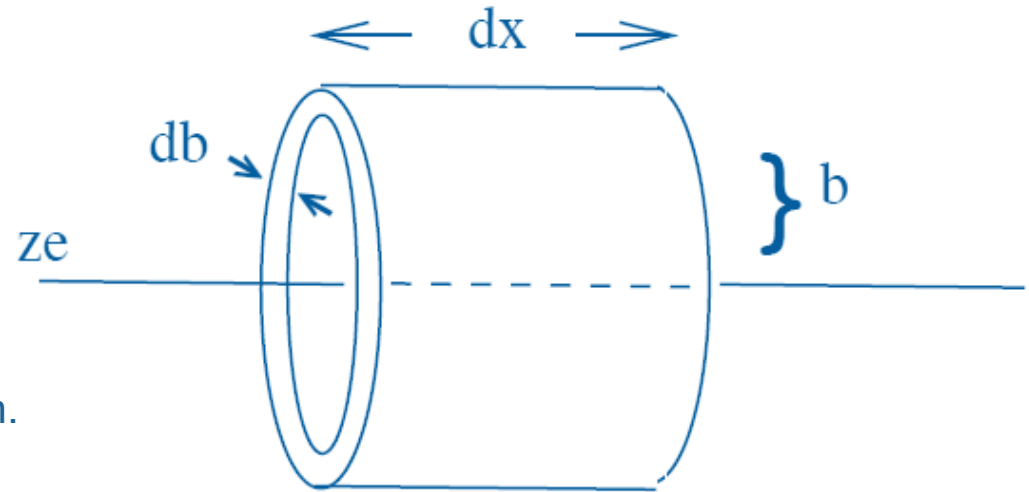
$$b_{\min} = \lambda_e = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar}{\gamma m_e v}$$

$$b_{\max} = \frac{\gamma v}{\langle \nu_e \rangle}; \quad \left[\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \right]$$

$$n = N_A \cdot \rho \cdot Z/A \quad \leftarrow n: \text{Densidad de electrones}$$

$$h \langle \nu_e \rangle \rightarrow I \quad \leftarrow I: \text{Potencial medio de excitación atómica}$$

Envoltura cilíndrica de radio b , espesor db
longitud $dx = 1$ paso de la partícula M, ze .



Niels Bohr en 1913

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4}{m_e c^2} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \cdot n \cdot \ln \left[\frac{m_e c^2}{2\pi\hbar \langle \nu_e \rangle} \cdot \beta^2 \gamma^2 \right]$$

Pérdida de energía de Piones en Cobre

Para $\beta\gamma < 1$

dE/dx decae como : $\sim \beta^{-2}$

Dependencia exacta: $\sim \beta^{-5/3}$

Partículas Mínimo Ionizantes (PMI):

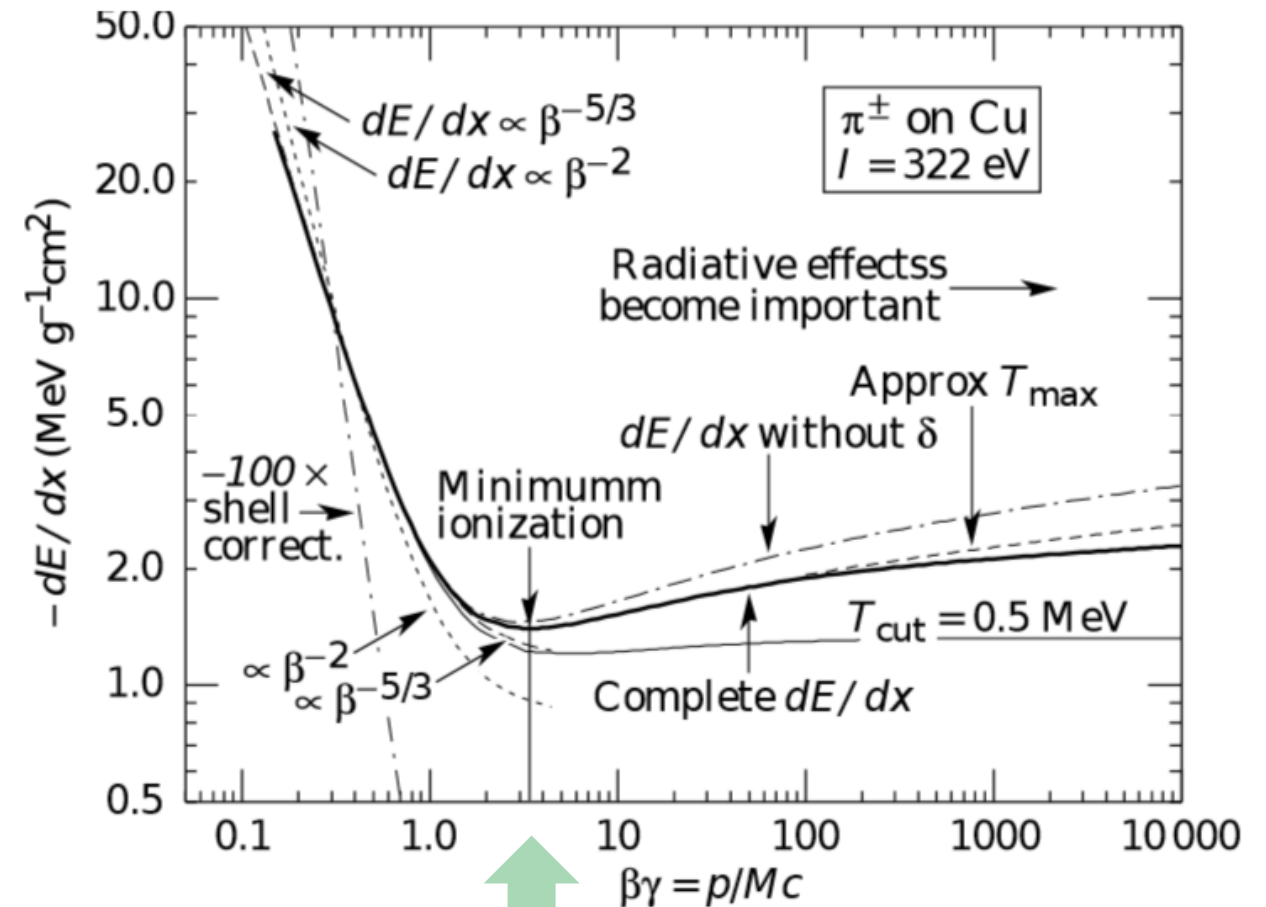
$$\beta\gamma = 3 \rightarrow 4$$

Para $\beta\gamma > 10$

dE/dx aumenta como : $\sim \ln(\beta\gamma)^2$
(crecimiento relativista)

y sigue luego para valores grandes:

Saturación debido al efecto de densidad
(corrección δ , por polarización del medio).



$$\beta\gamma = 3 \rightarrow 4$$

PMI pierde $\sim 13 \text{ MeV/cm}$
Densidad Cu es 8.94 g/cm^3

Entendiendo la fórmula de Bethe-Bloch

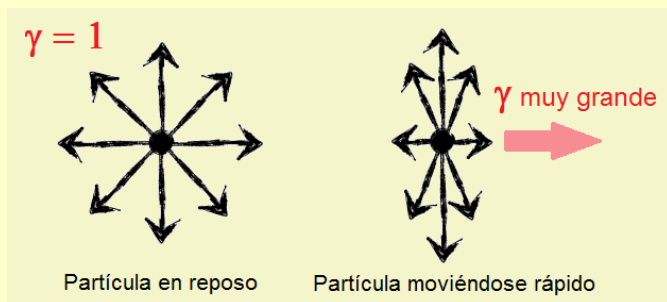
Para $\beta\gamma < 1$ dependencia: $\sim \beta^{-2}$

Recordemos:

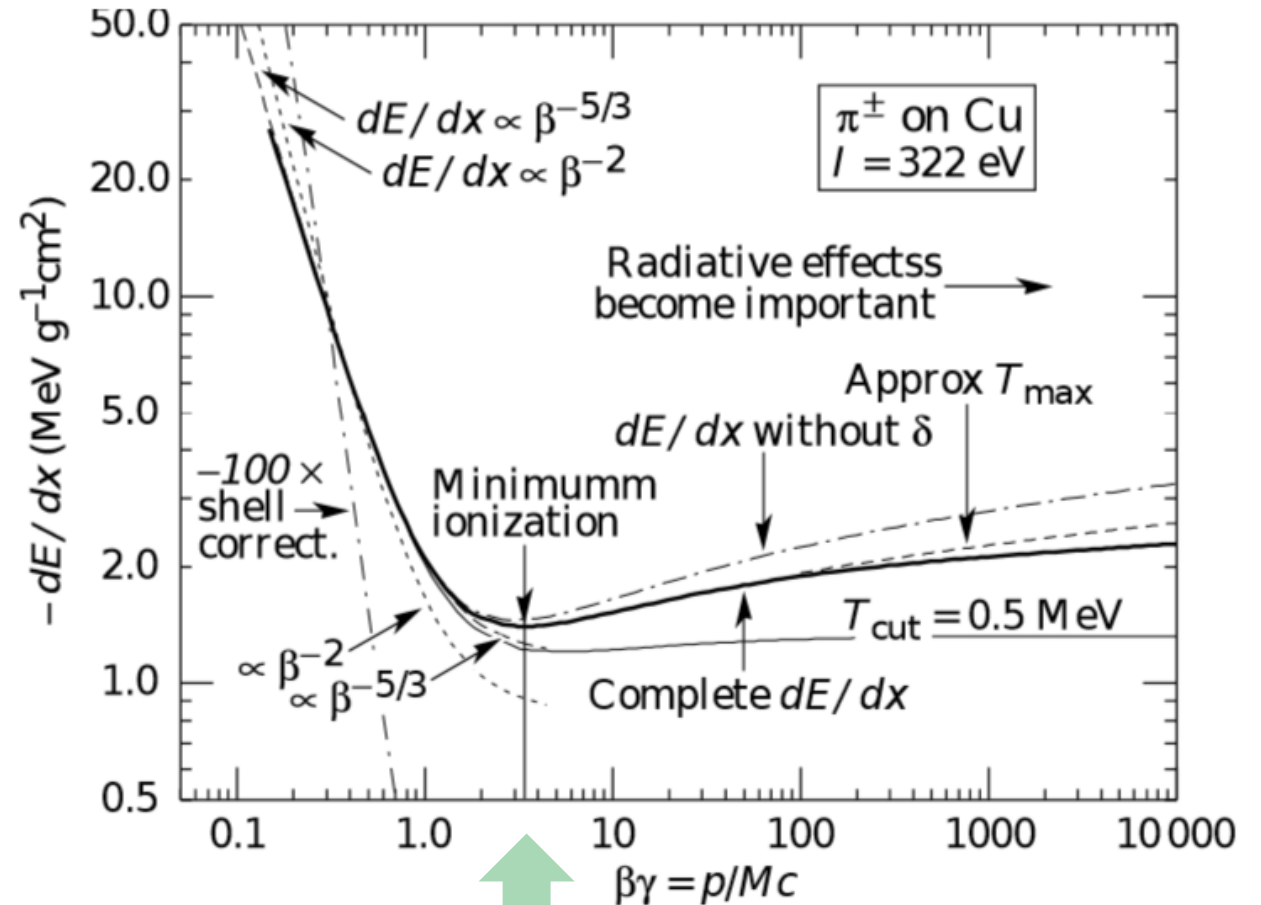
$$\Delta p_{\perp} = \int F_{\perp} dt = \int F_{\perp} \frac{dx}{v}$$

Sobre partículas lentas actúa la fuerza eléctrica del electrón del átomo por tiempo más prolongado.

Para $\beta\gamma > 10$ crecimiento relativista:



El campo eléctrico transversal aumenta $E'_y = \gamma E_y$
Para interacción aumenta sección transversal.



$\beta\gamma = 3 \rightarrow 4$

PMI pierde ~ 13 MeV/cm
Densidad Cu es 8.94 g/cm 3

Pérdida de energía de partículas cargadas

Dependencia de ...

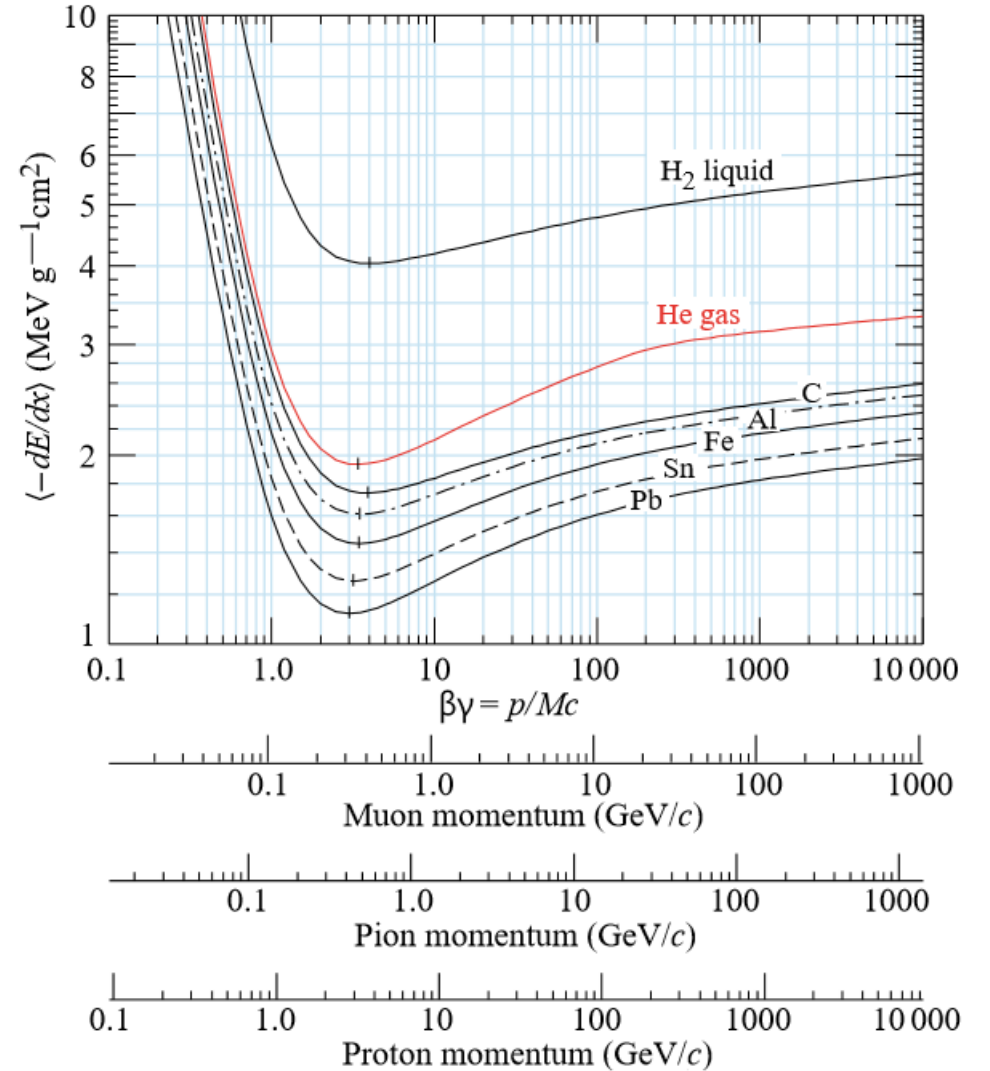
- Masa A
- Carga Z

de los núcleos atómicos del material (target).

Ionización mínima ...

- aproximadamente
 $1 \rightarrow 2 \text{ MeV} / \text{g cm}^{-2}$

dependiendo del material (target).
(Para H_2 : $4 \text{ MeV} / \text{g cm}^{-2}$)



Stopping Power para ionización mínima

Dependencia de ...

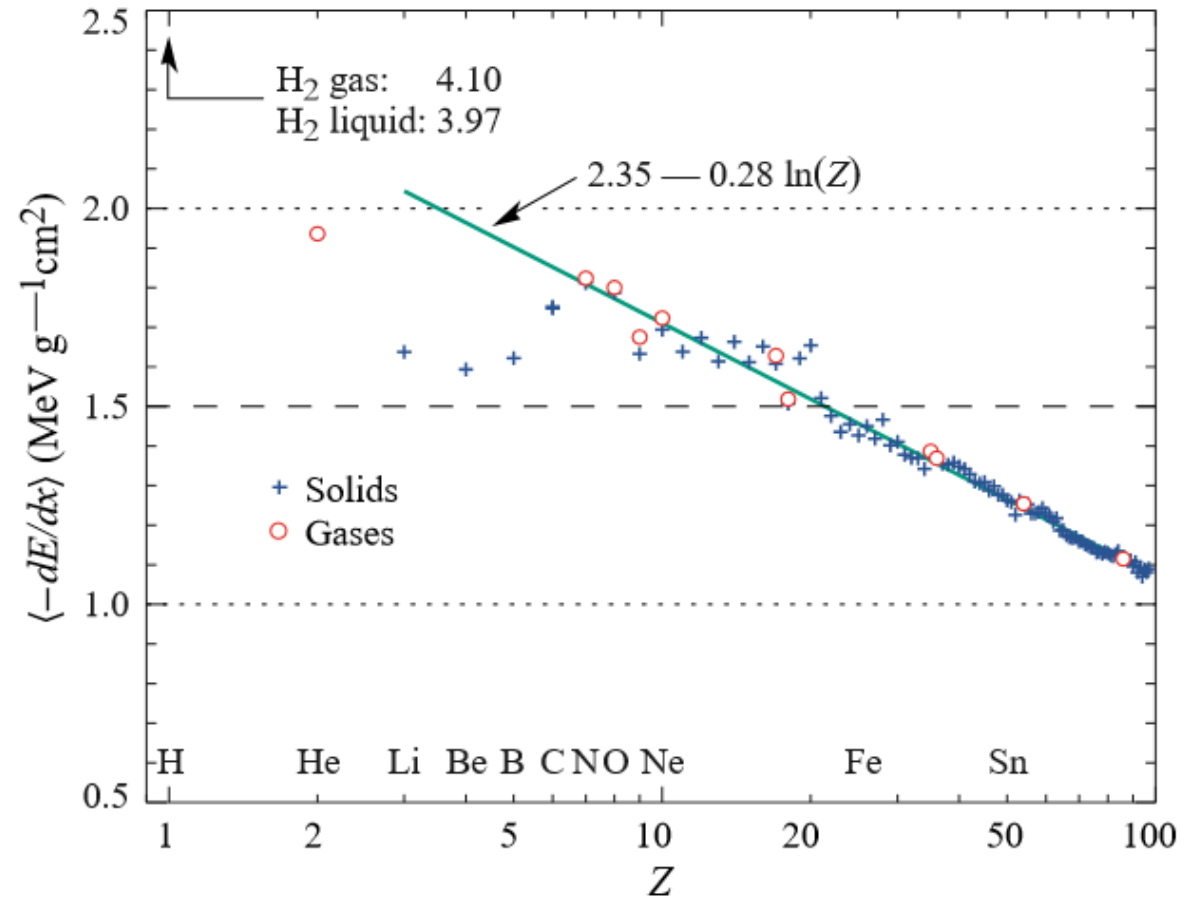
- Masa A
- Carga Z

de los núcleos atómicos del material (target).

Ionización mínima ...

- aproximadamente
 $1 \rightarrow 2 \text{ MeV} / \text{g cm}^{-2}$

dependiendo del material (target).
(Para H_2 : $4 \text{ MeV} / \text{g cm}^{-2}$)



El ajuste (fit) se realizó para $Z > 6$.
No es una función simple de Z ,
por la dependencia de diversas otras variables.

Identificando partículas con dE/dx vs. p

La pérdida de energía como función del momento $p = \gamma m_0 \beta c$ depende de la masa de la partícula.

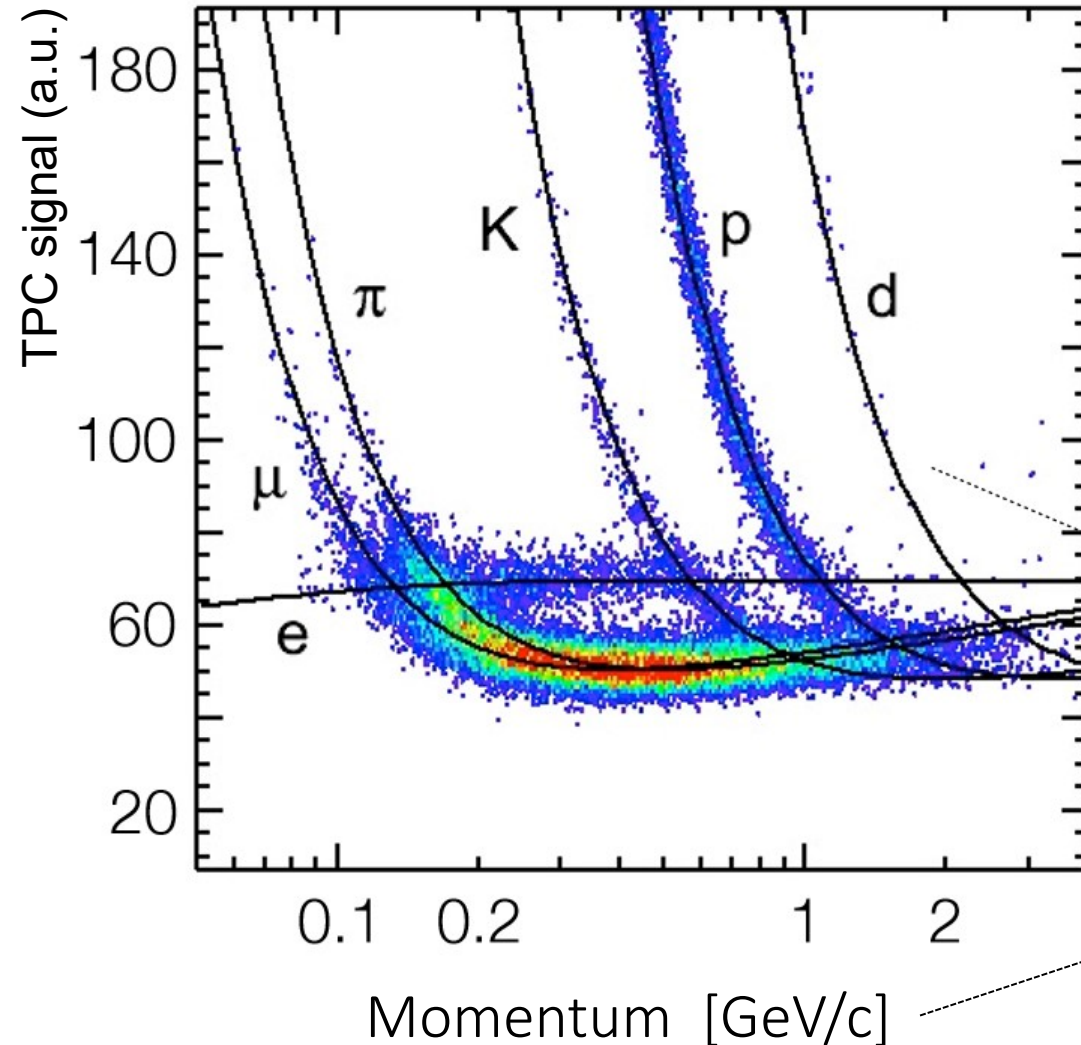
Se mide:

- momento de la partícula (deflexión en campo magnético)

y

- pérdida de energía

ScatterPlots ΔE vs. p permiten identificar partículas.



Measured energy loss

[ALICE TPC, 2009]

Bethe-Bloch

Recordemos:
 dE/dx depende de β .

Identificando partículas con dE/dx vs. p

La pérdida de energía como función del momento $p = \gamma m_0 \beta c$ depende de la masa de la partícula.

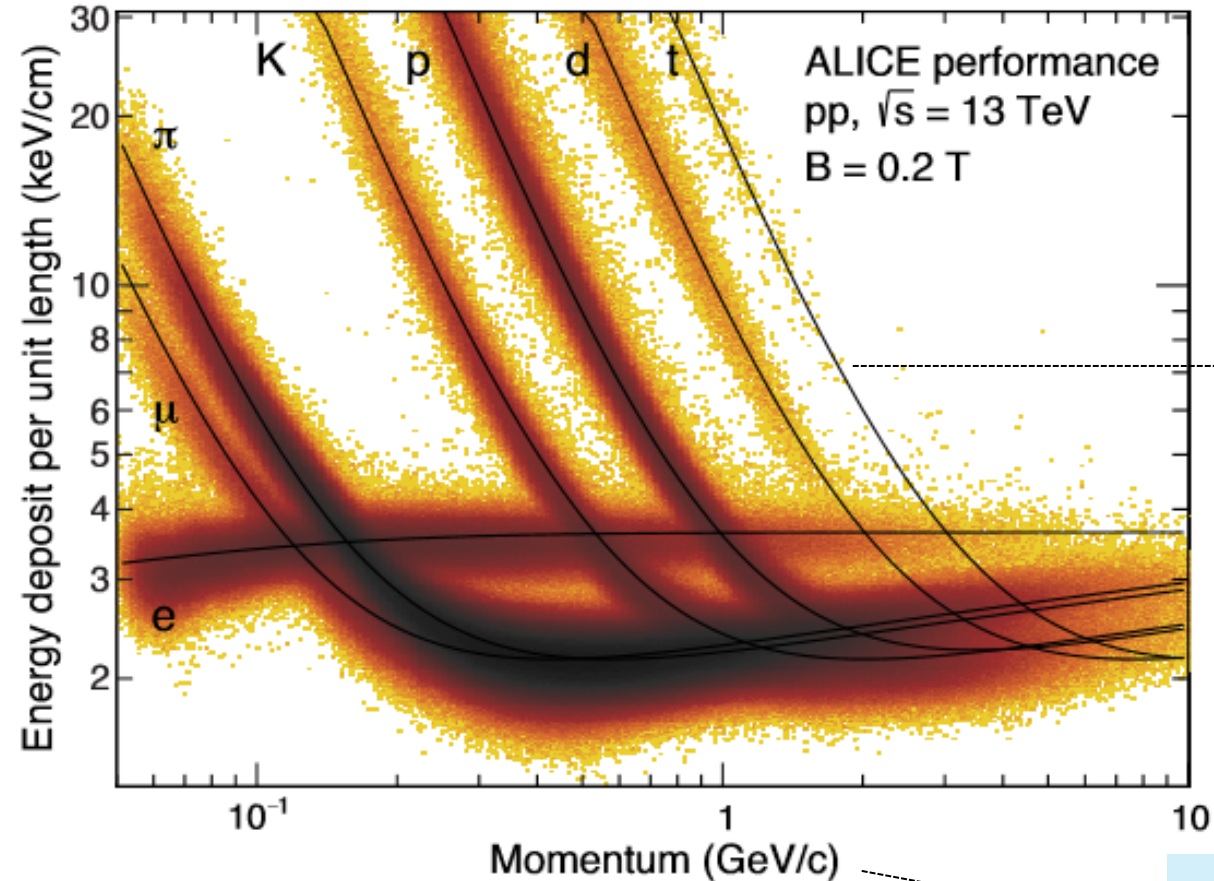
Se mide:

- momento de la partícula (deflexión en campo magnético)

y

- pérdida de energía

ScatterPlots ΔE vs. p permiten identificar partículas.



Bethe-Bloch

Recordemos:
 dE/dx depende de β .

Alcance medio de las partículas en diversos materiales

Se integran lo stopping powers dE/dx sobre la pérdida de energía dE desde la energía inicial (incidente) hasta cero de energía (donde alcanza a llegar):

ALCANCE:

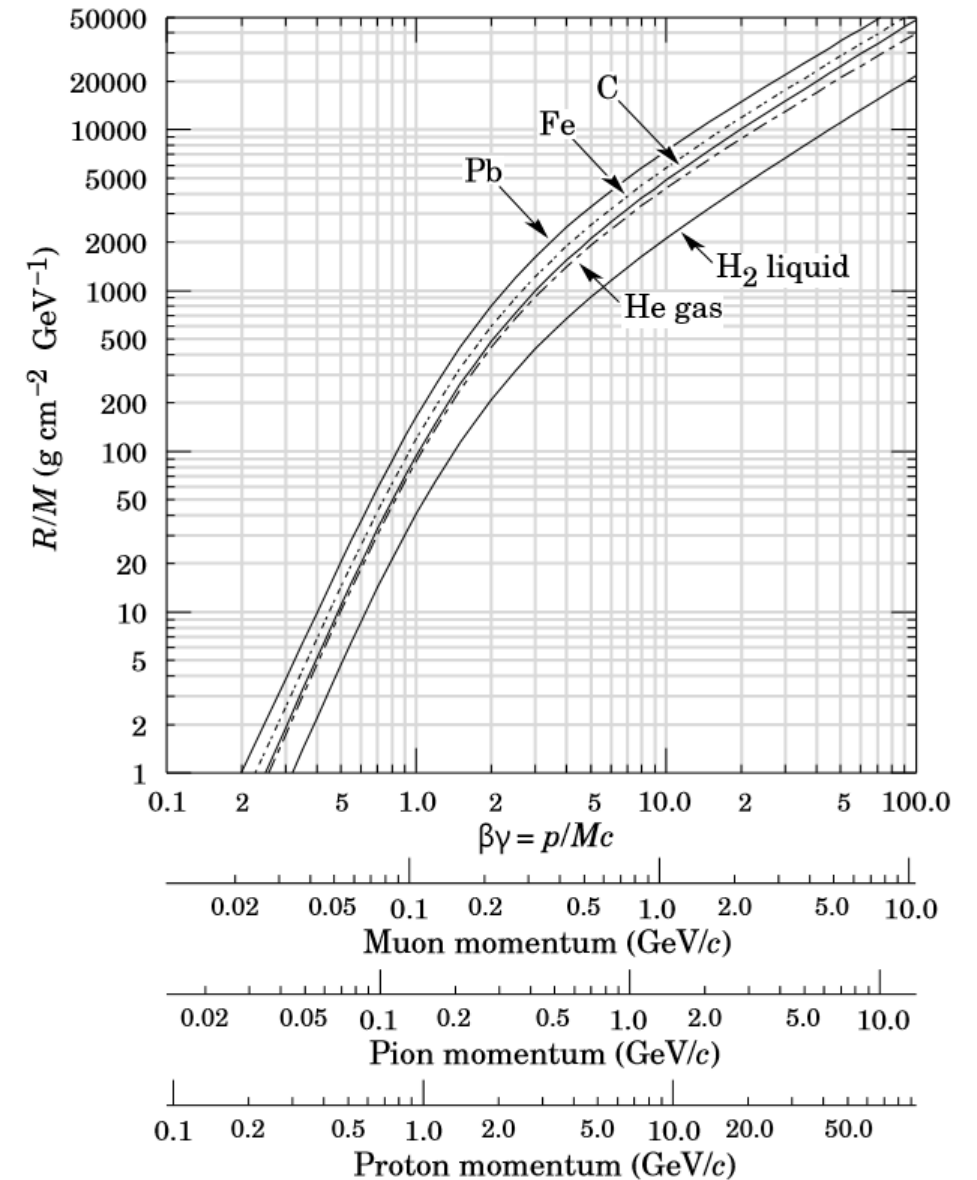
$$R = \int_E^0 \left[\frac{dE}{dx} \right]^{-1} \cdot dE$$

Ejemplo:

Protones de $p = 1 \text{ GeV}$ en plomo Pb con $\rho = 11.34 \text{ g/cm}^3$

$R/M = 200 \text{ g cm}^{-2} \text{ GeV}^{-1}$

$\rightarrow R = [(200 \text{ g cm}^{-2} \text{ GeV}^{-1}) / 11.34 \text{ g/cm}^3] * M = 16.5 \text{ cm}$



Distribución de pérdida de energía al atravesar material absorbente de espesor finito

Pérdida de energía por ionización está distribuida estadísticamente:

→ “*energy loss straggling*”.

La fórmula de Bethe-Bloch describe la pérdida media de energía.

Hay fuertes fluctuaciones alrededor del valor medio.

En un detector con granularidad limitada, se mide $\Delta E / \Delta x$ y no $\langle dE / dx \rangle$.

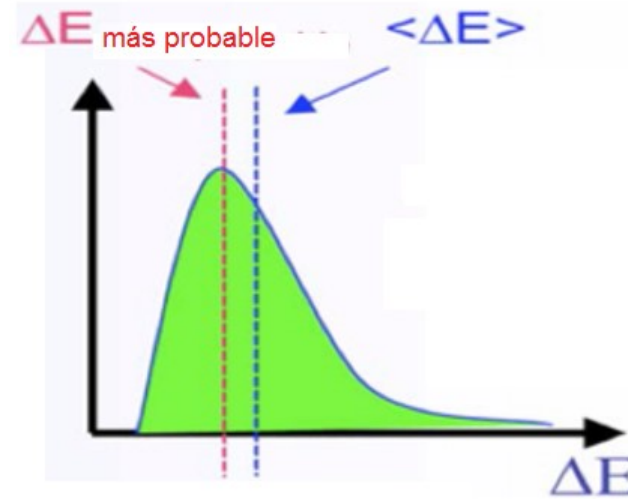
$$\Delta E = \sum_{n=1}^N \delta E_n$$

ΔE es medición de pérdida de energía de la partícula que atraviesa el material.

Resulta de la suma de un gran número N de colisiones individuales, donde se pierde δE_n en cada colisión.

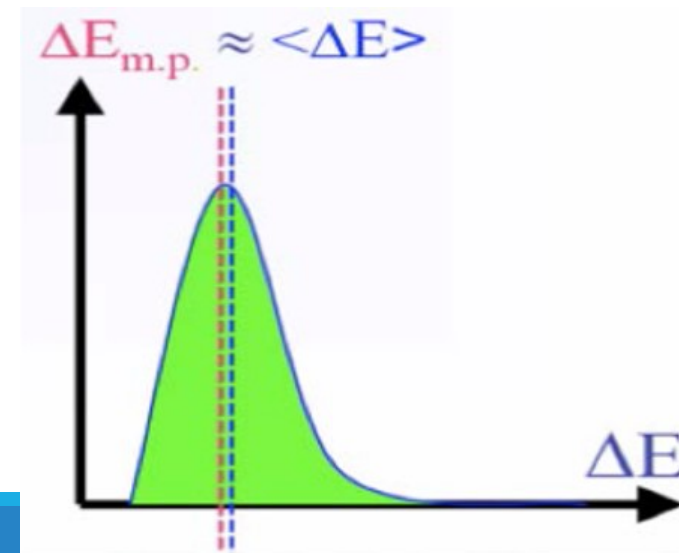
Distribución de pérdida de energía al atravesar material absorbente de espesor finito

En material delgado de espesor pequeño, y para densidad del material pequeña: dE/dx presenta fluctuaciones grandes hacia pérdidas altas:



Distribución Tipo Landau

En material grueso de espesor grande, y para densidad del material grande: dE/dx presenta distribución de tipo gaussiano (por muchas colisiones, todas independientes, con diversas pérdidas de energías δE_n).



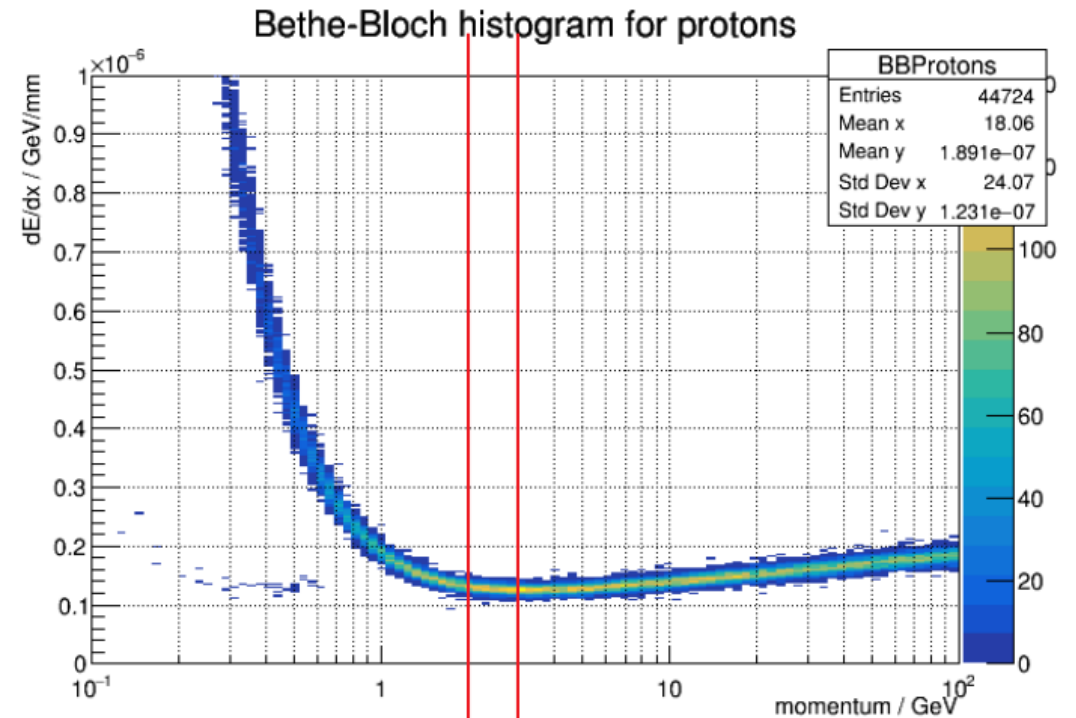
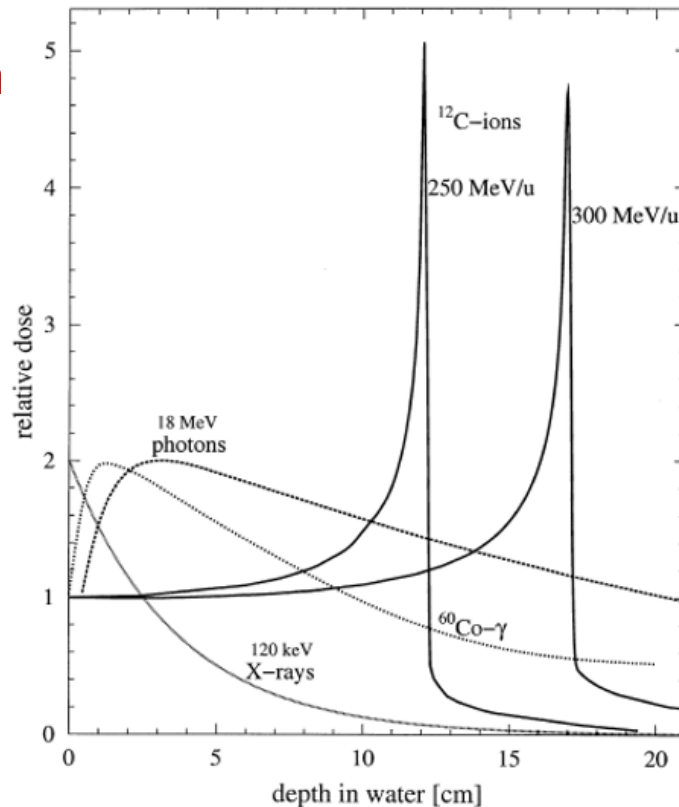
Distribución Tipo Gauss

Pérdida de energía para momento muy pequeño

dE / dx aumenta para $\beta\gamma$ pequeño, al disminuir $\beta\gamma$.

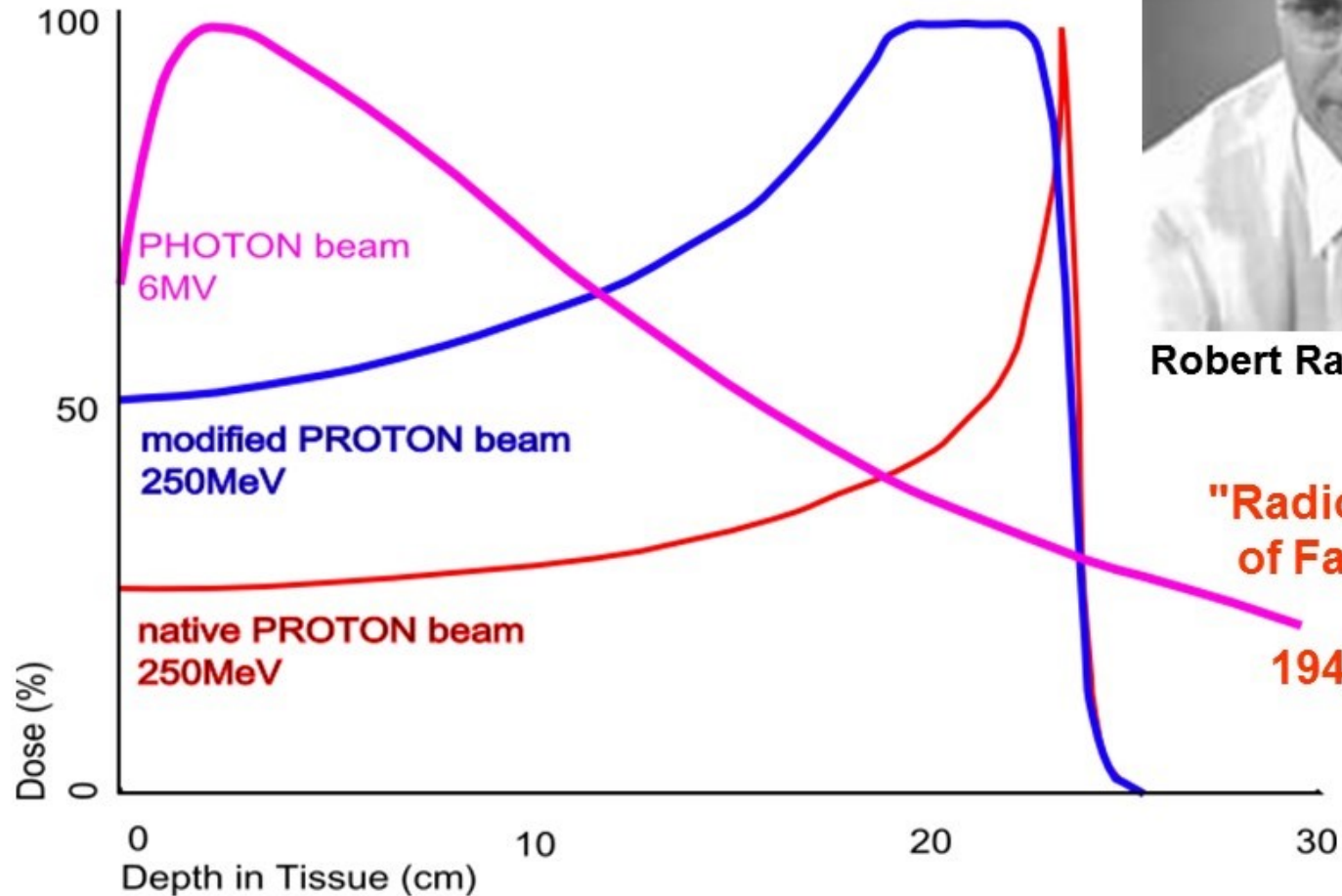
→ Pico de Bragg

Las partículas depositan la mayor parte de su energía al final de su recorrido en el material, al llegar al ALCANCE.



→ Importante aplicación para la TERAPIA del cáncer, para destruir tumores.

Aplicación en la medicina: Terapia hadrónica



Robert Rathbun Wilson
en 1946

"Radiological Use
of Fast Protons"
Radiology
1946:47:487-91

Electrones: Pérdida de energía en el material

La fórmula de Bethe-Bloch requiere modificación para electrones incidentes en el material,

Porque NO se cumple $Mc^2 \gg m_e c^2$.

Tenemos partícula incidente y electrón del target de IGUAL masa: m_e .
Interacción entre partículas idénticas, indistinguibles.

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{ionizacion}} \propto \ln(E)$$

Para energías del electrón incidente $E_e > 10 \rightarrow 30 \text{MeV}$ el proceso dominante es

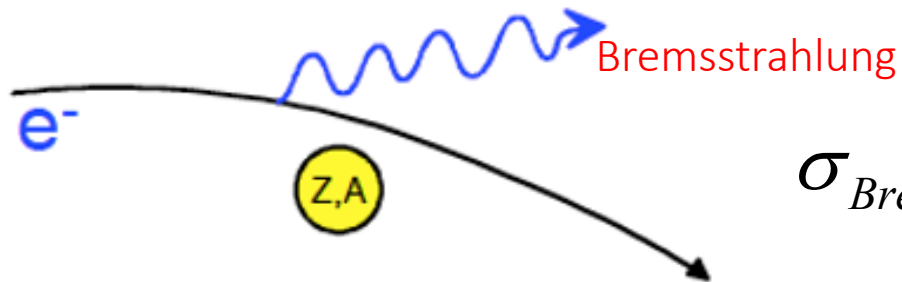
BREMSSTRAHLUNG: Emisión de fotón por electrón incidente acelerado en el campo de Coulomb del núcleo atómico:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{Bremsstrahlung}} \propto \frac{E}{m^2}$$

Electrones: Emisión de Bremsstrahlung

Para energías del electrón incidente $E_e > 10 \rightarrow 30 \text{ MeV}$ el proceso dominante es

BREMSSTRAHLUNG: Emisión de fotón por electrón incidente acelerado en el campo de Coulomb del núcleo atómico:



$$\sigma_{\text{Bremsstrahlung}} \propto \frac{Z^2 \alpha^3}{(m_e c^2)^2}$$

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{Bremsstrahlung}} = \frac{E}{X_0}$$

X_0 es Longitud de Radiación en $[\text{g} / \text{cm}^2]$

A la profundidad x

la energía del electrón incidente (radiante) es: $E(x) = E_0 \cdot \exp(-x / X_0)$

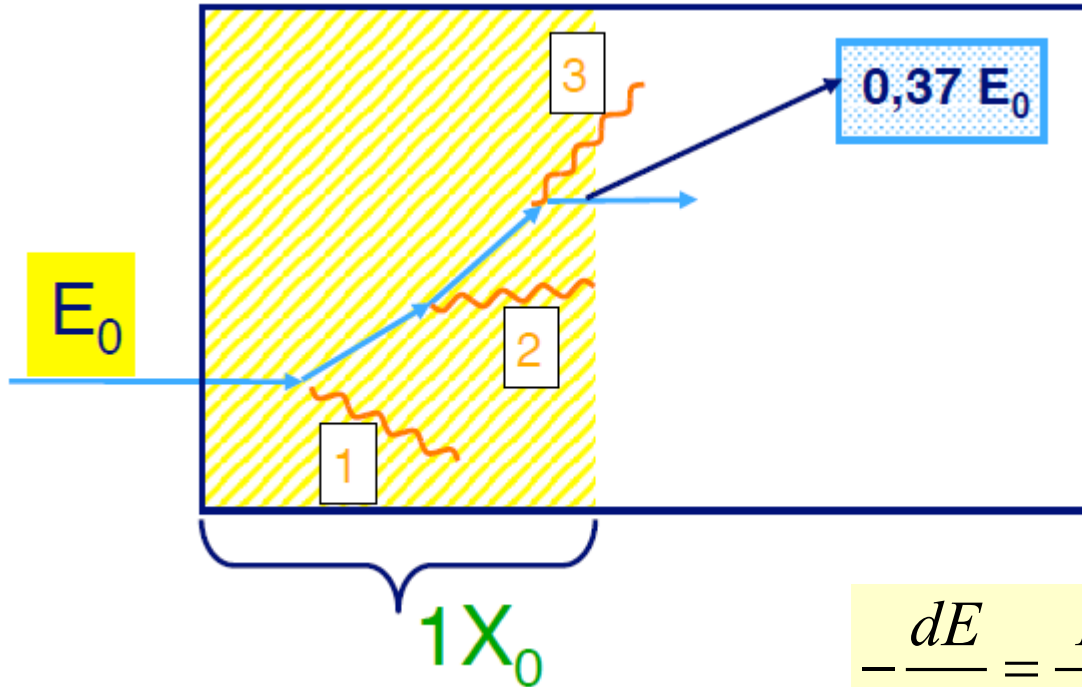
$(1/e) = 37\% \rightarrow$

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{Bremsstrahlung}} \propto \frac{E}{m^2}$$

Como dE/dx es proporcional a $1/m^2$ es relevante para electrones, o para muones ultrarrelativistas.

Luego de recorrer X_0 en el material, la energía del electrón ha disminuido a $1/e$ de su valor inicial.

Electrones: Longitud de radiación X_0



La longitud de radiación X_0 es una distancia “universal”, muy útil para describir showers electromagnéticos (chubascos de fotones, electrones y positrones).

X_0 es la distancia recorrida por el electrón incidente, después de la cual ha radiado $(1 - 1/e)$, esto es, ha radiado el 63% de su energía inicial.

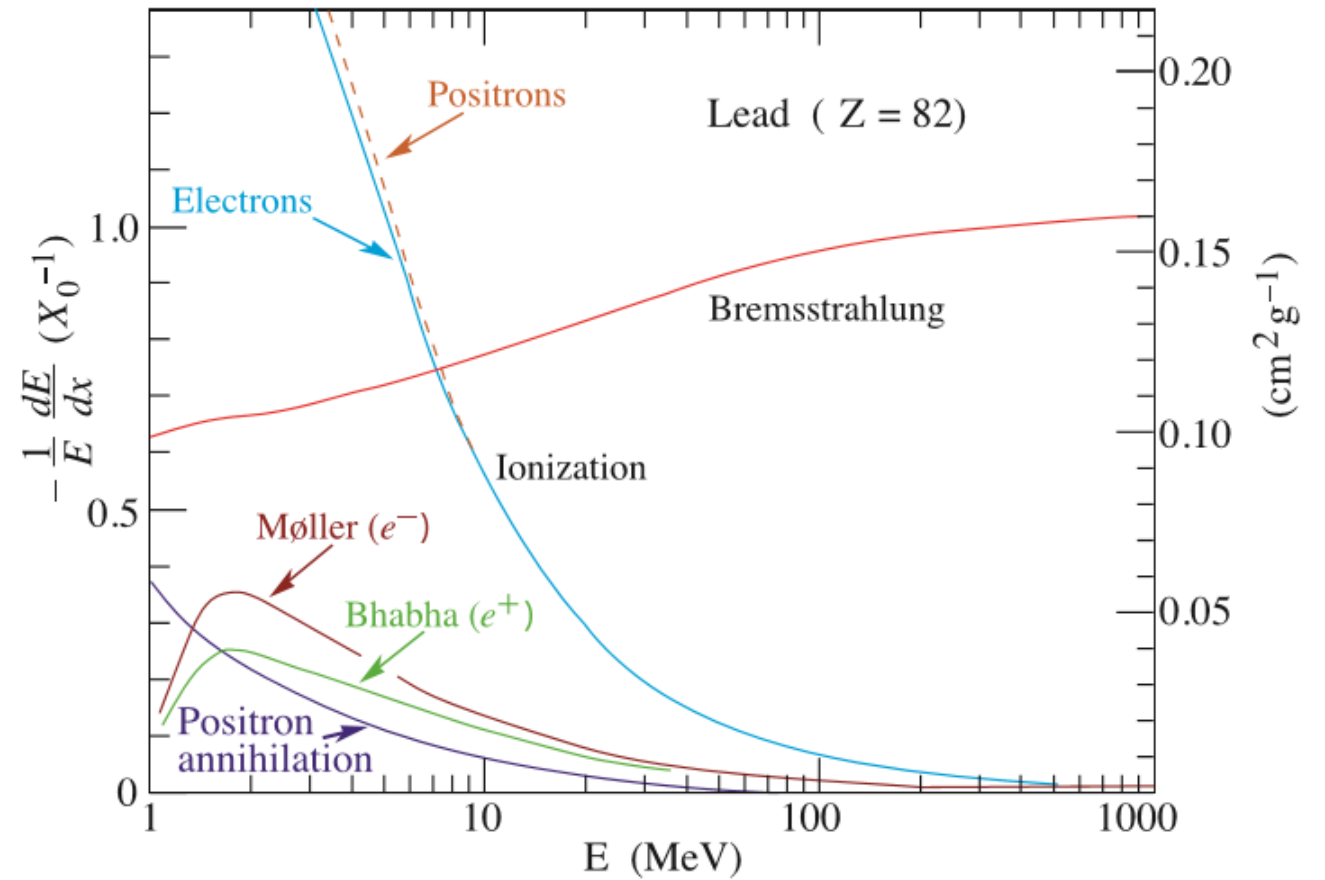
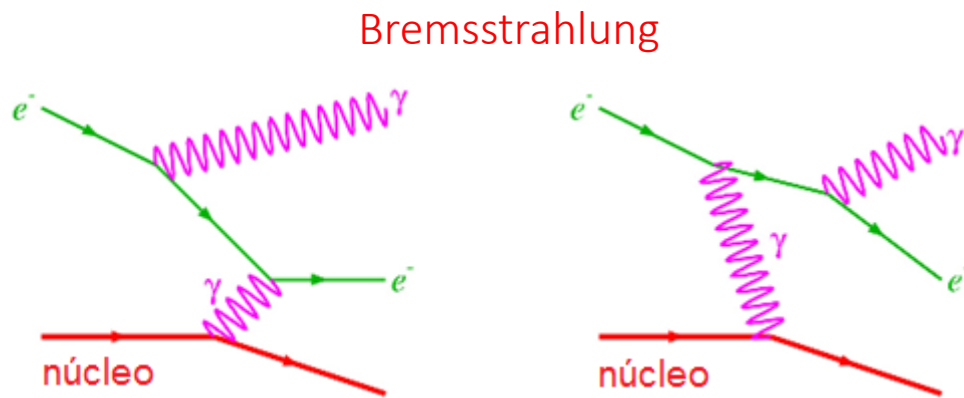
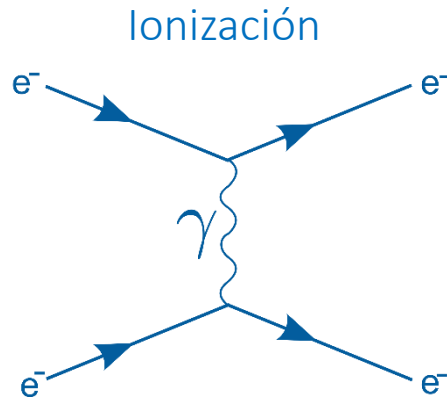
$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad \rightarrow \quad \frac{dE}{E} = -\frac{dx}{X_0} \quad \rightarrow \quad E(x) = E_0 \cdot \exp(-x / X_0)$$

Tabla de Longitudes de Radiación X_0 :

	Air	H ₂ O	Al	LAr	Fe	Pb	PbWO ₄	LAr/Pb
Z	-	-	13	18	26	82	-	-
X_0 (cm)	30420	36	8,9	14	1,76	0.56	0.89	1.9

Electrones: Todos los procesos de pérdida de energía

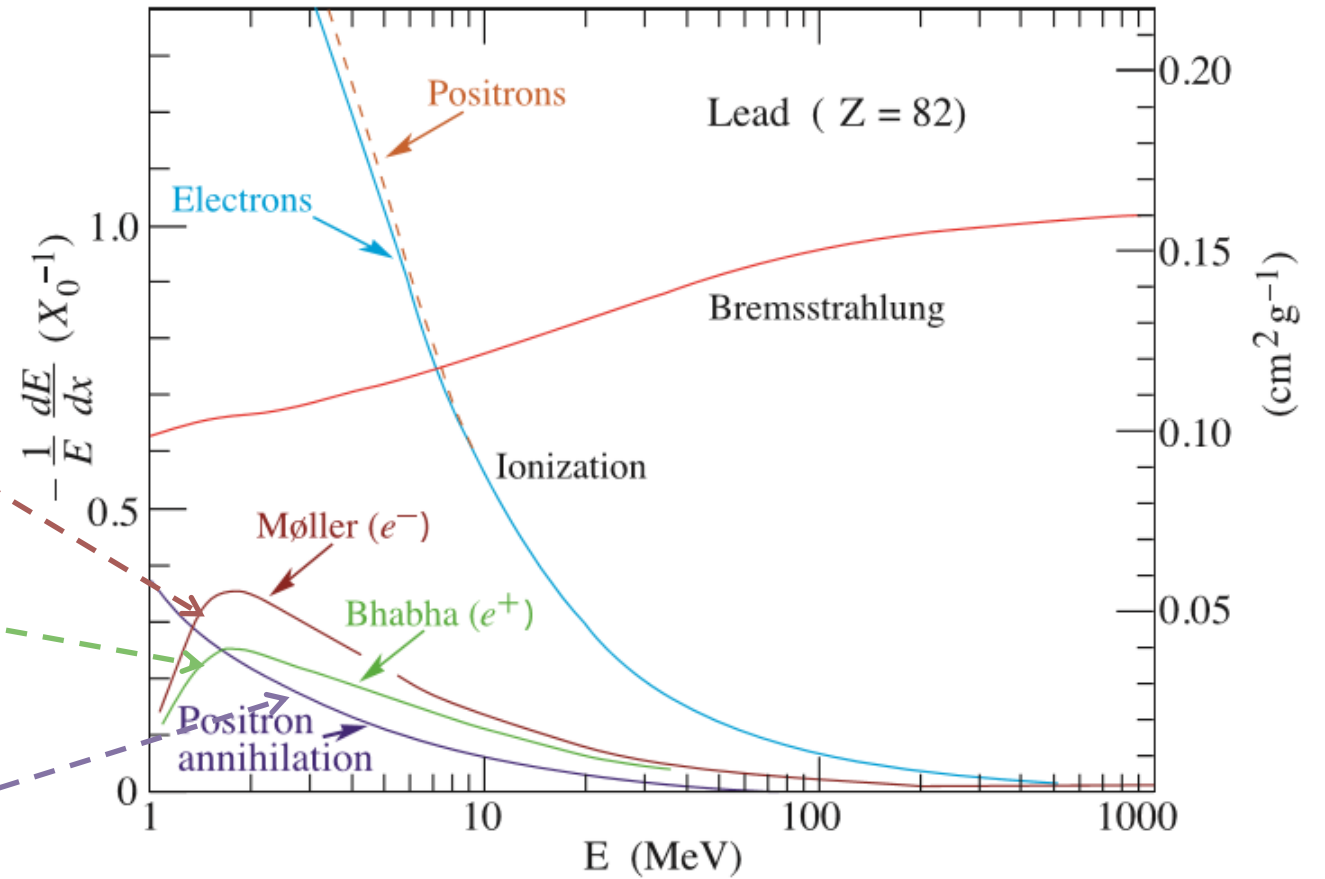
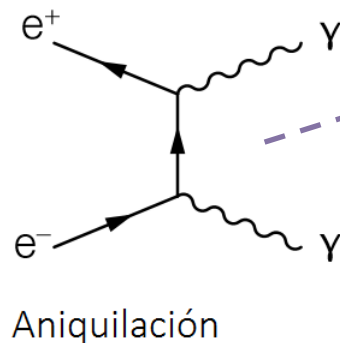
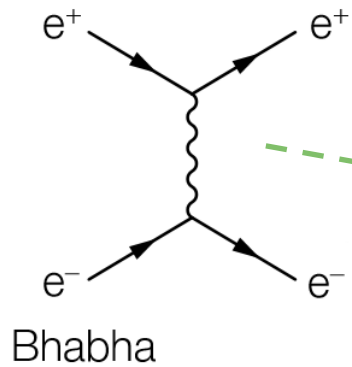
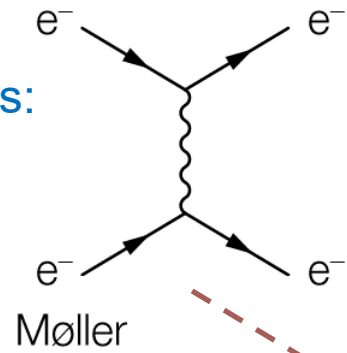
Procesos dominantes, que compiten:



Pérdida fraccional de energía por longitud de radiación como función de la energía del electrón o del positrón

Electrones: Todos los procesos de pérdida de energía

Para energías pequeñas:



Pérdida fraccional de energía por longitud de radiación como función de la energía del electrón o del positrón

Electrones: Energía crítica E_c

La energía E_c del electrón en el medio para la cual vale ...

$$\left. \frac{dE}{E} (E_c) \right|_{\text{Bremsstrahlung}} = \left. \frac{dE}{E} (E_c) \right|_{\text{Ionizacion}}$$

... es la **energía crítica**.

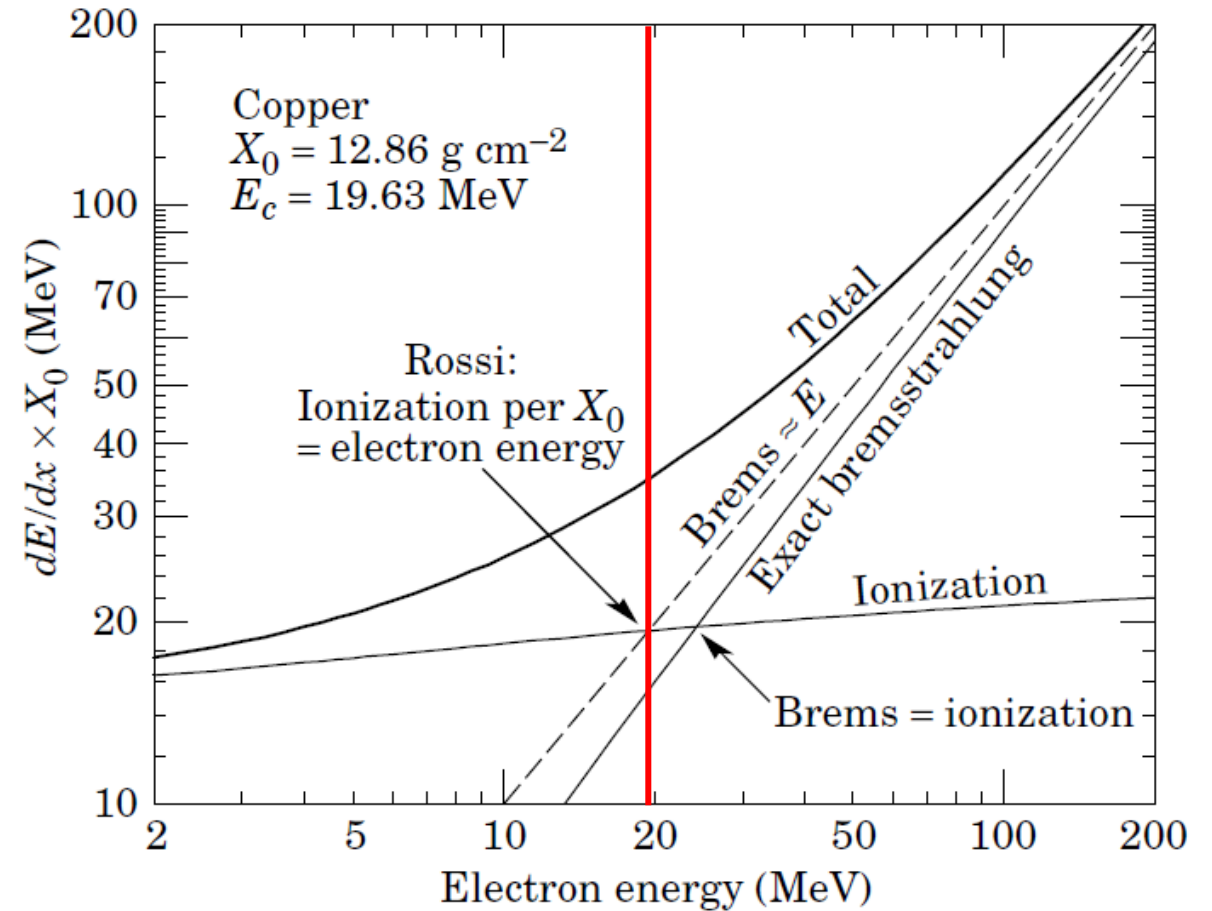
Aproximaciones: (Fórmulas empíricas)

$$E_c^{\text{Gas}} = \frac{710 \text{ MeV}}{Z + 0.92}$$

$$E_c^{\text{Sol/Liq}} = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1.24}$$

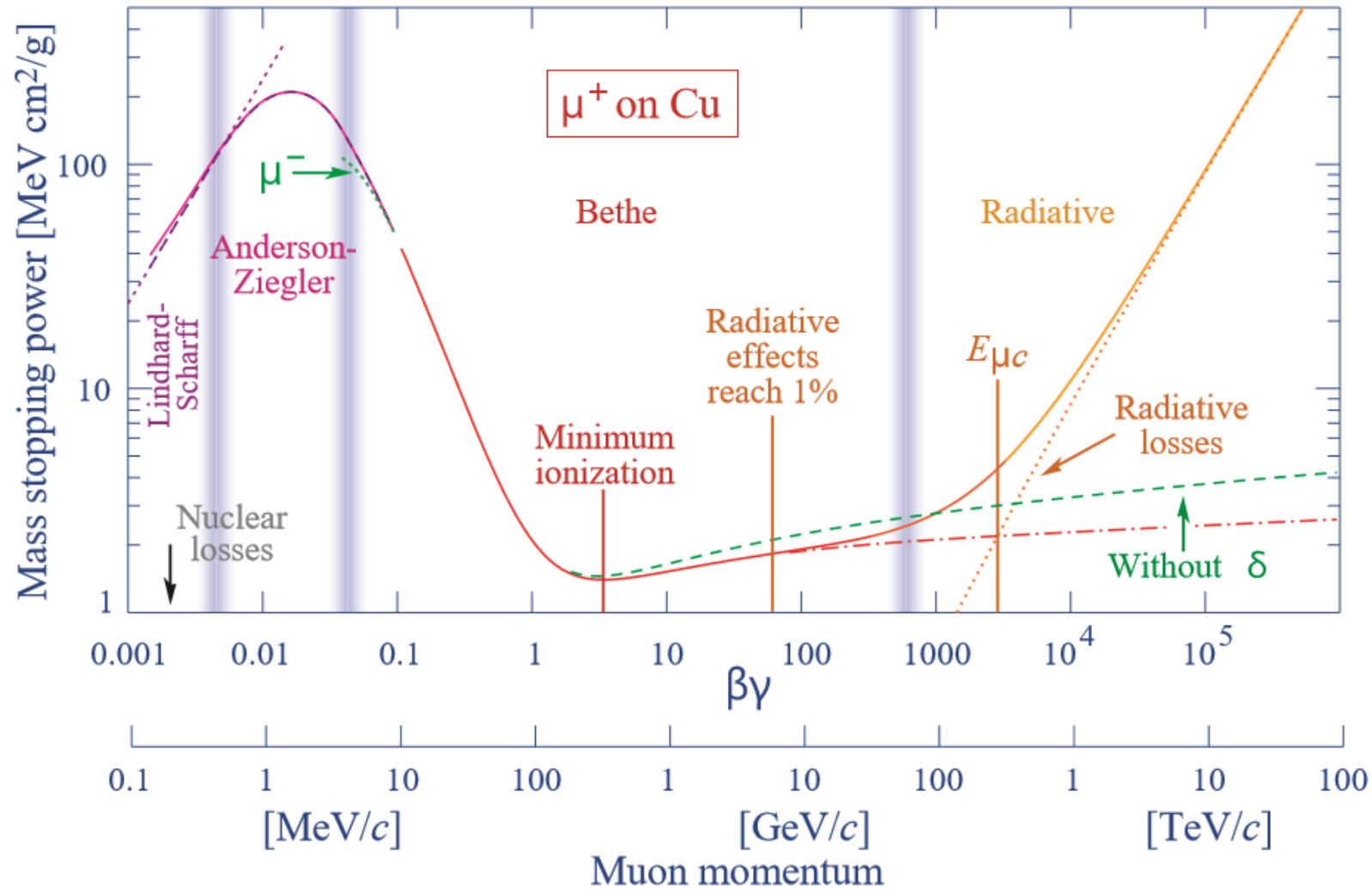
Ejemplo:
Para cobre Cu: $Z=29$

$$E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{29 + 1.24} = 20.2 \text{ MeV}$$



$$\left(\frac{dE}{E} \right)_{\text{Total}} = \left(\frac{dE}{E} \right)_{\text{Ionizacion}} + \left(\frac{dE}{E} \right)_{\text{Bremsstrahlung}}$$

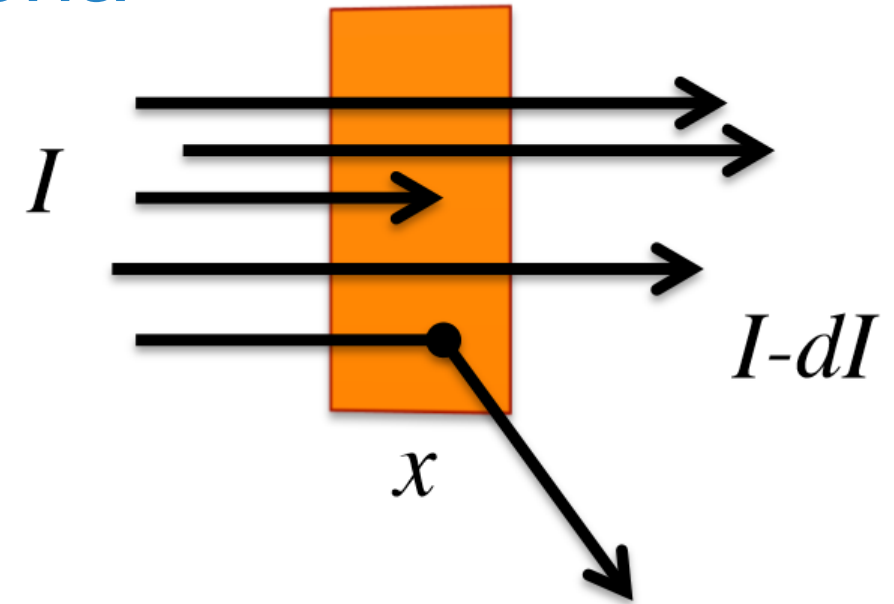
Muones incidiendo sobre Cobre: *Resumen pérdidas de energía*



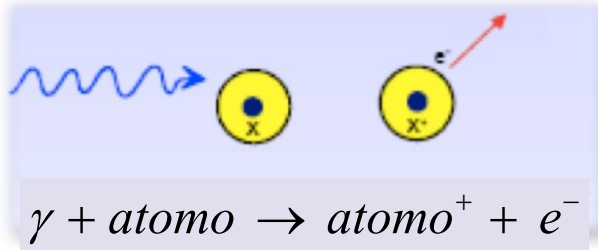
Fotones: Interacciones con la materia

Característico en las interacciones de fotones con la materia:

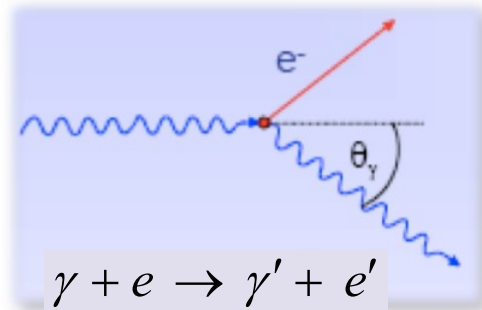
Un fotón es removido del haz de fotones, luego de un proceso de interacción, solo si hay **absorción total** o si hay **dispersión (scattering)**:



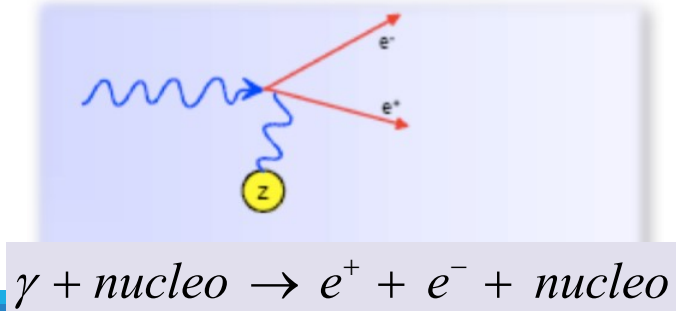
1.) Efecto Fotoeléctrico



2.) Dispersión de Compton



3.) Producción de Pares



Recorrido libre medio:

$$\lambda = \frac{1}{\mu} \longrightarrow$$

Longitud de atenuación

$$\frac{dI}{dx} = -\mu \cdot I$$

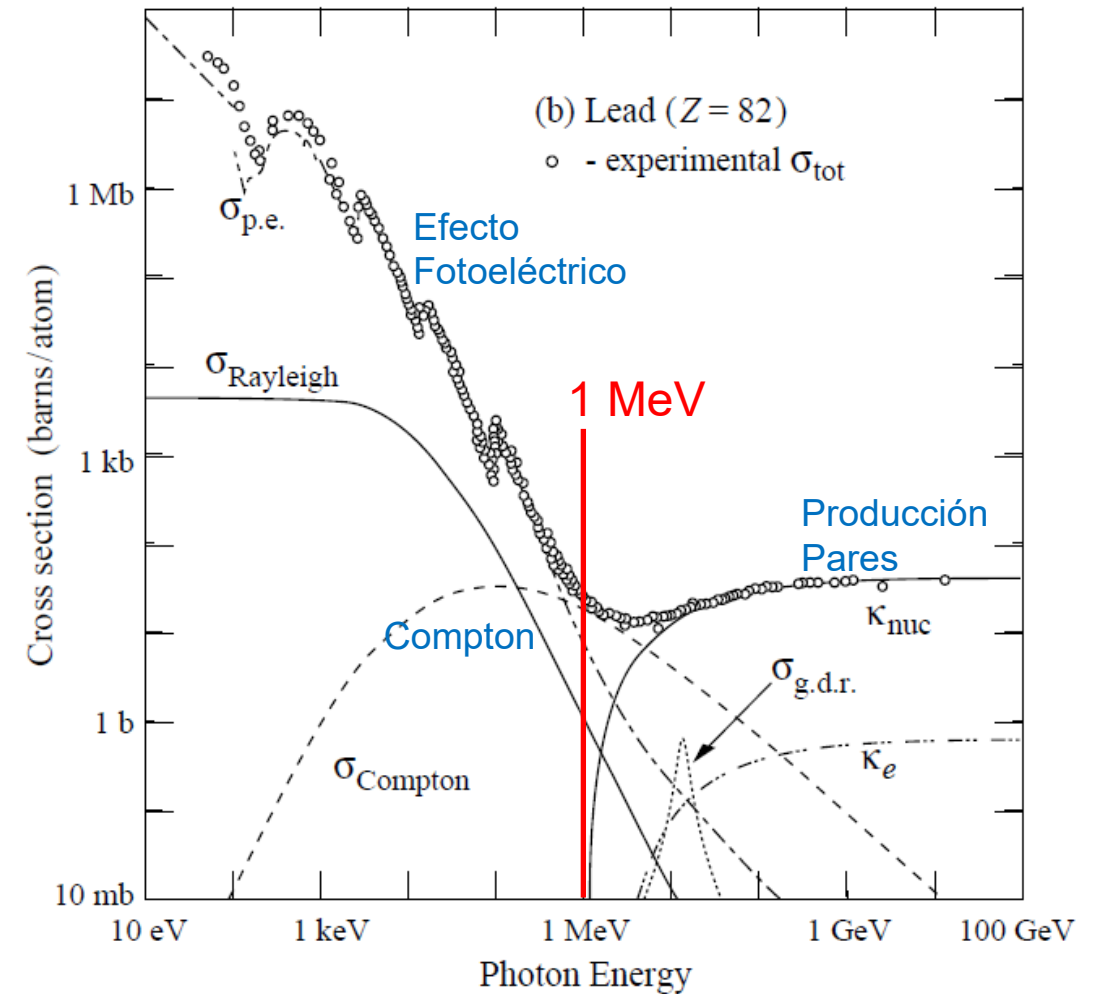
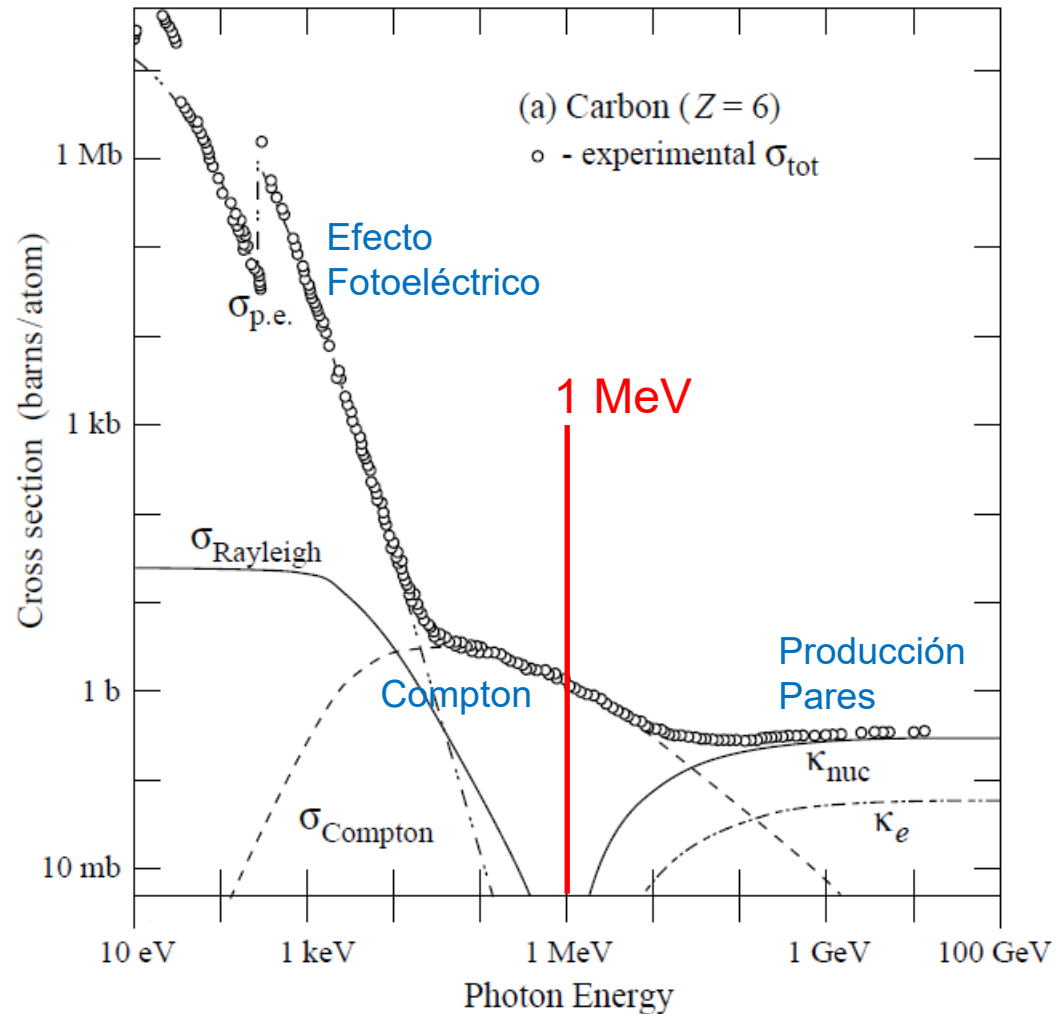
$$\frac{dI}{I} = -\mu \cdot dx$$

$$\ln\left(\frac{I(x)}{I_0}\right) = -\mu \cdot x$$

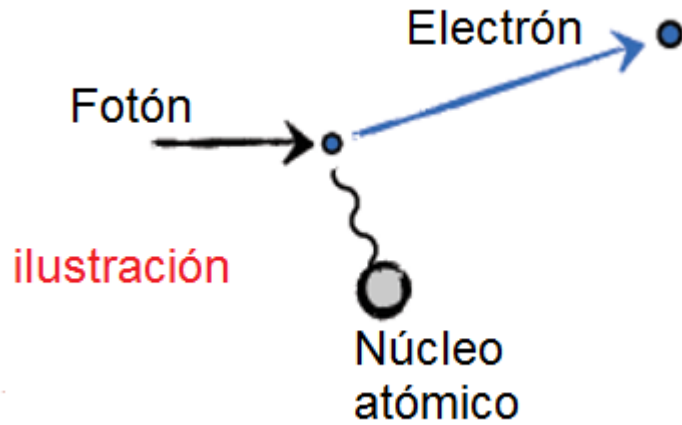
$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \quad \mu = w_i \sum_{i=1}^3 \sigma_i$$

Fotones: Interacciones con la materia

Secciones transversales totales para fotones en Carbono y Plomo



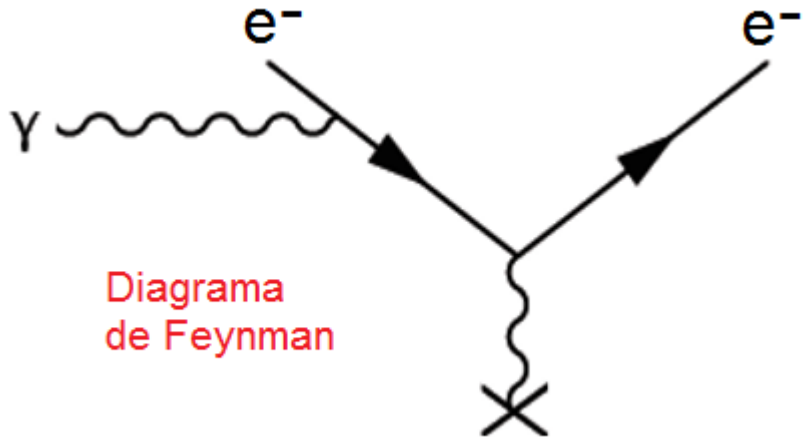
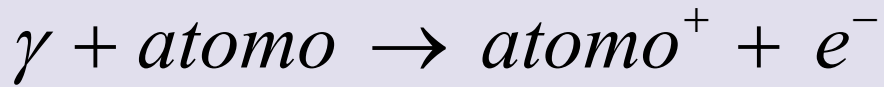
Fotones: Efecto fotoeléctrico



$$E_{cin_{electron}} = h\nu - I_{enlace}$$

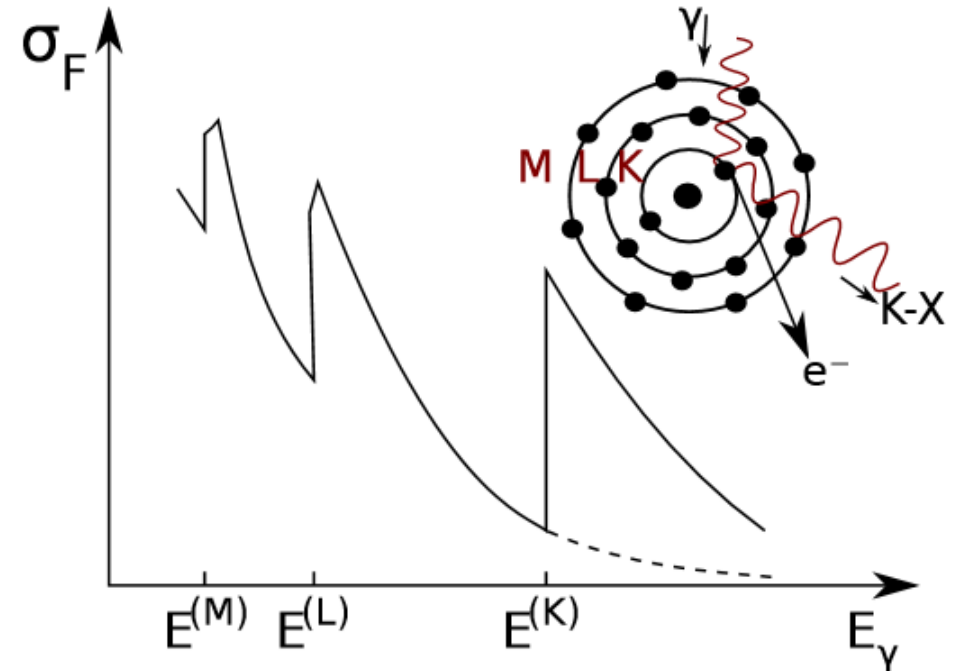
$h\nu$ Energía del Fotón

I_{enlace} Energía enlace del electrón en átomo



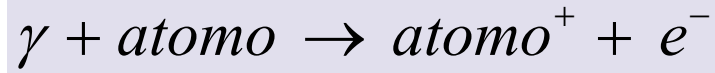
“Absorption edges”

en $E^{(K)}$, $E^{(L)}$, $E^{(M)}$, corresponden a las diversas energías de enlace acordes con las capas K, L, M del átomo del material.



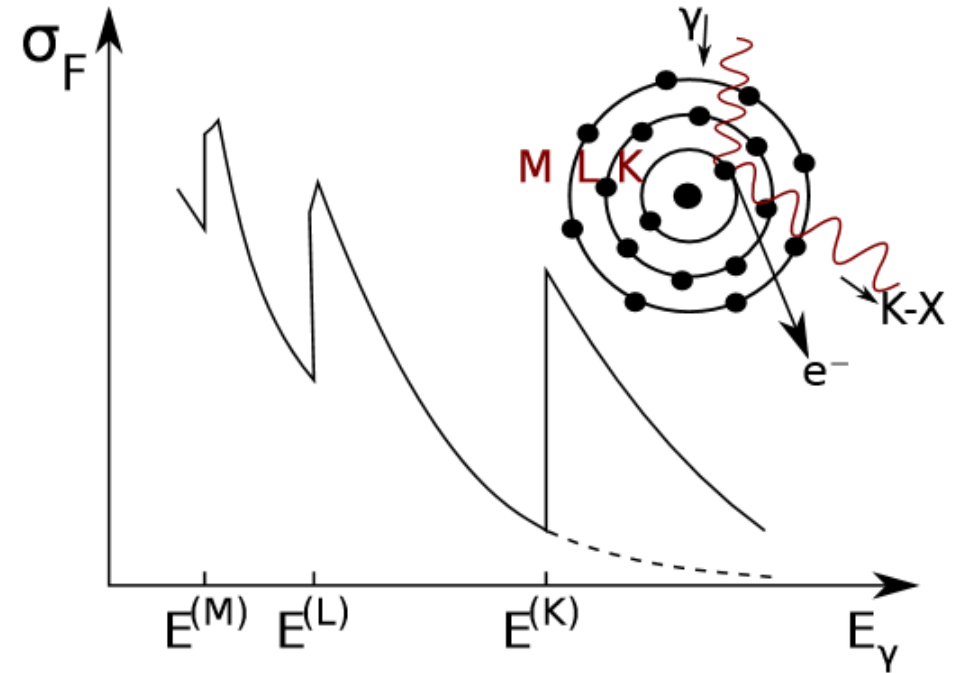
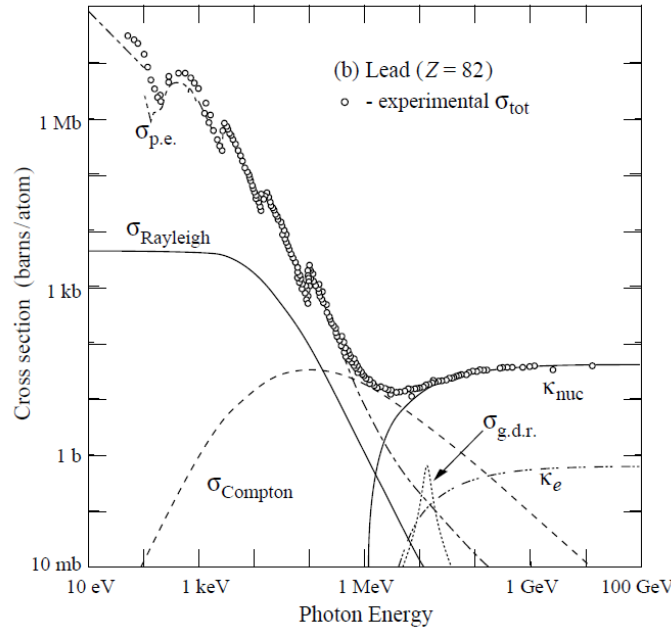
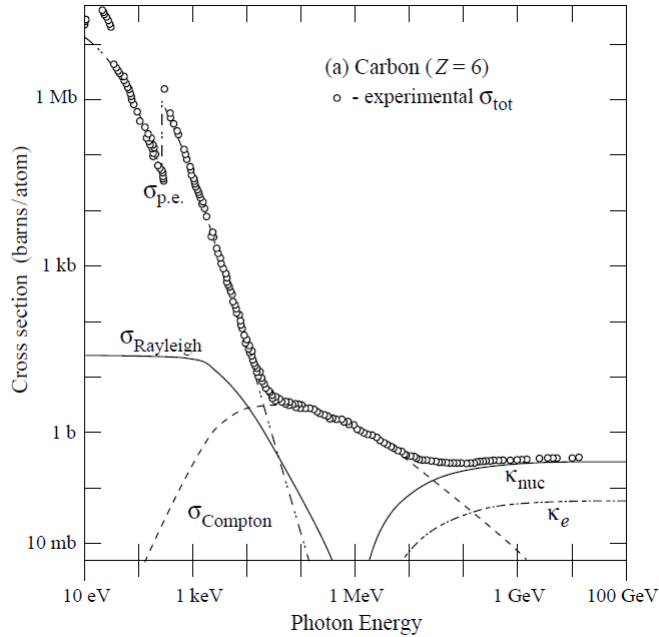
Hay una alta dependencia de Z del material en la sección transversal del efecto fotoeléctrico.

Fotones: Efecto fotoeléctrico



$$E_{\text{cin}_{electron}} = h\nu - I_{\text{enlace}}$$

$h\nu$ Energía del Fotón
 I_{enlace} Energía enlace del electrón en átomo

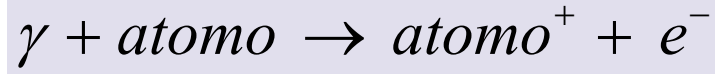


Para $I_0 < E_\gamma < m_e c^2$: $\sigma_F \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}}$
 $I_0 = 13.6 \text{ eV}$

Para $E_\gamma > m_e c^2$: $\sigma_F \propto \frac{Z^5}{E_\gamma}$

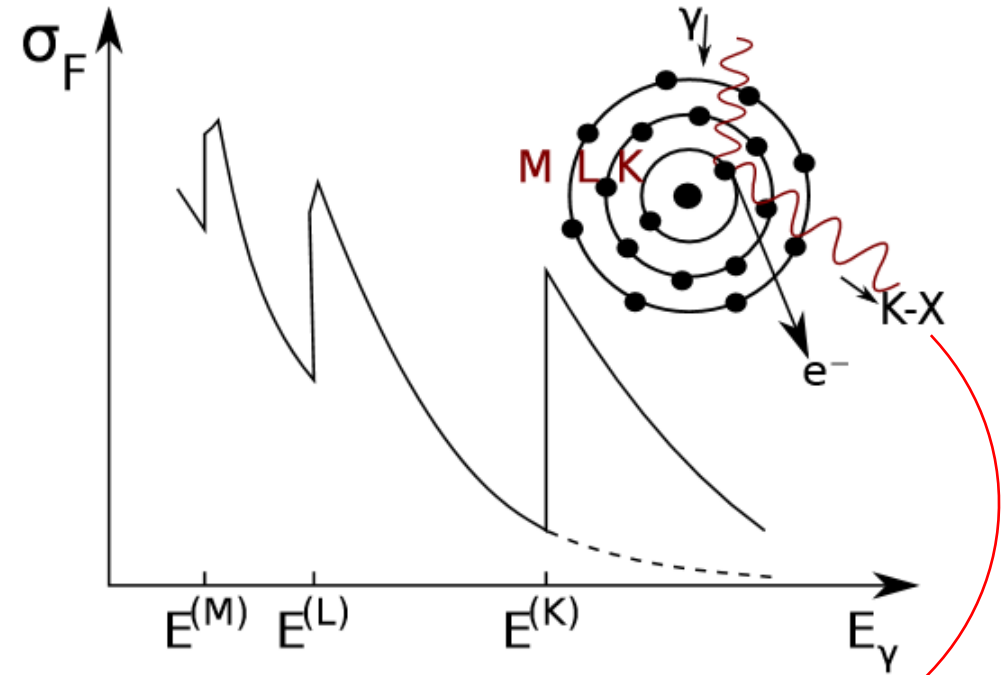
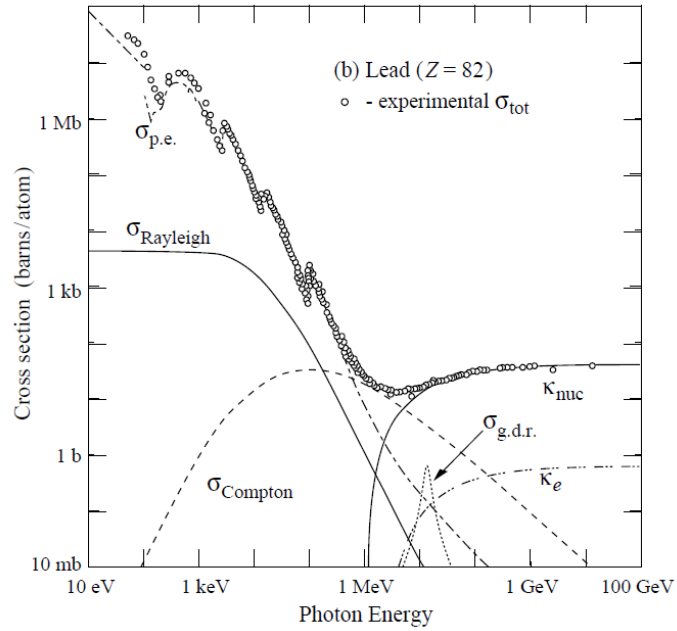
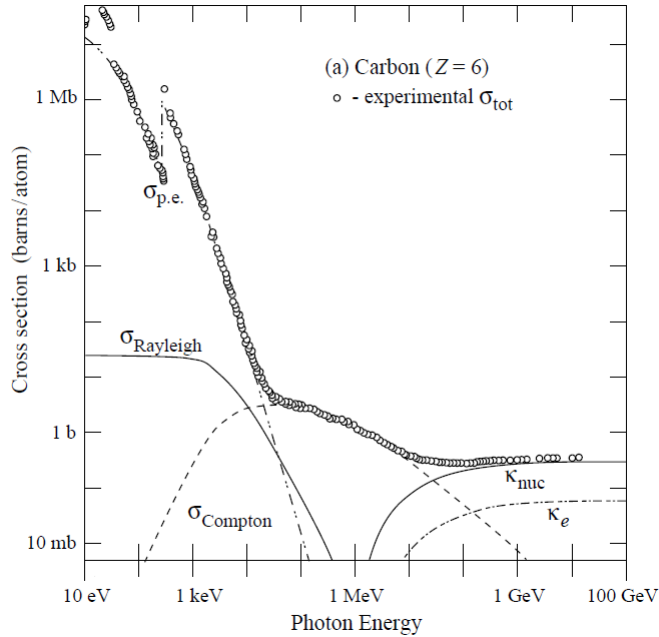
Hay una alta dependencia de Z del material en la sección transversal del efecto fotoeléctrico.

Fotones: Efecto fotoeléctrico

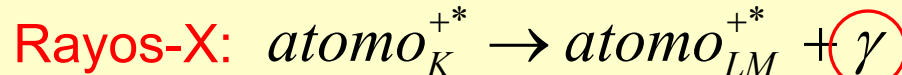


$$E_{\text{cin}_{electron}} = h\nu - I_{\text{enlace}}$$

$h\nu$ Energía del Fotón
 I_{enlace} Energía enlace del electrón en átomo



El átomo excitado emite ...

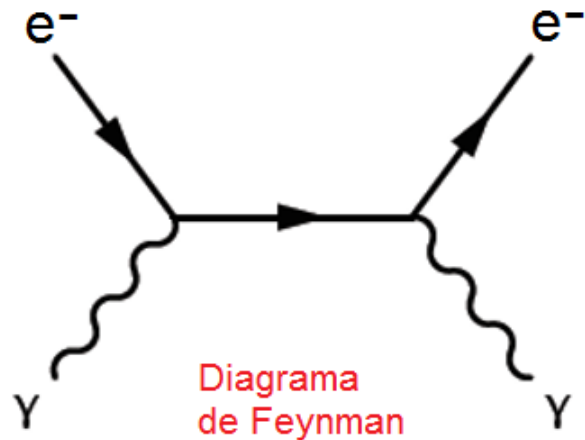
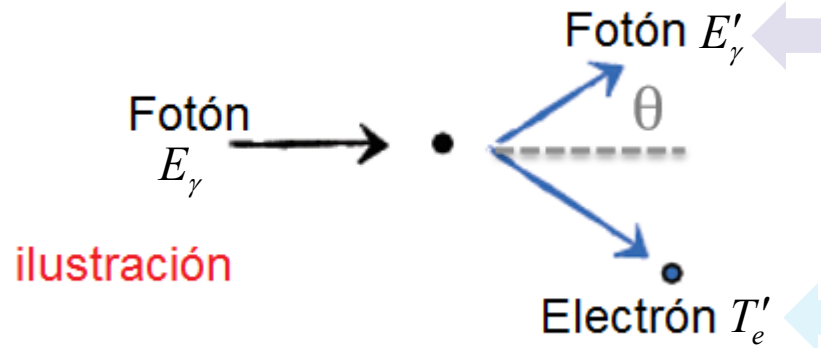


Puede hacer nuevo efecto fotoeléctrico



Baja energía, que deposita localmente

Fotones: Dispersión de Compton



De la conservación de momento y energía se obtiene la energía E'_γ del fotón dispersado:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)} \quad \text{donde} \quad \varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

La energía cinética del electrón luego del proceso:

$$T'_e = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \cdot \frac{\varepsilon \cdot (1 - \cos \theta)}{1 + \varepsilon \cdot (1 - \cos \theta)}$$

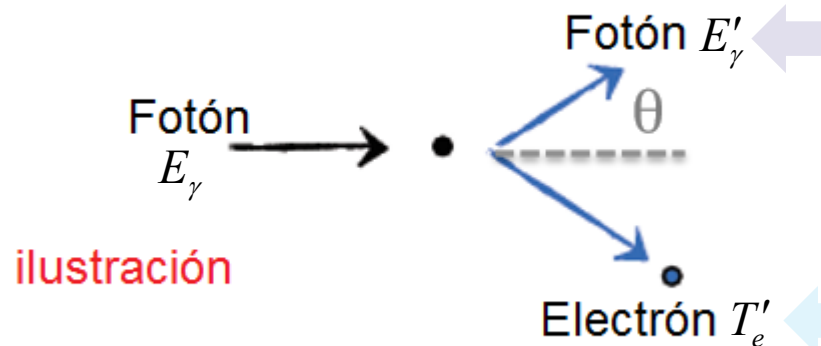
La energía cinética máxima del electrón, cuando $\theta = \pi$:

$$T'_{\max} = E_\gamma \cdot \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon}$$

La máxima transferencia de energía es:

$$\Delta E = E_\gamma - T'_{\max} = E_\gamma \cdot \frac{1}{1 + 2\varepsilon}$$

Fotones: Dispersión de Compton



De la conservación de momento y energía se obtiene la energía E'_γ del fotón dispersado:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)} \quad \text{donde} \quad \varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

La energía cinética del electrón luego del proceso:

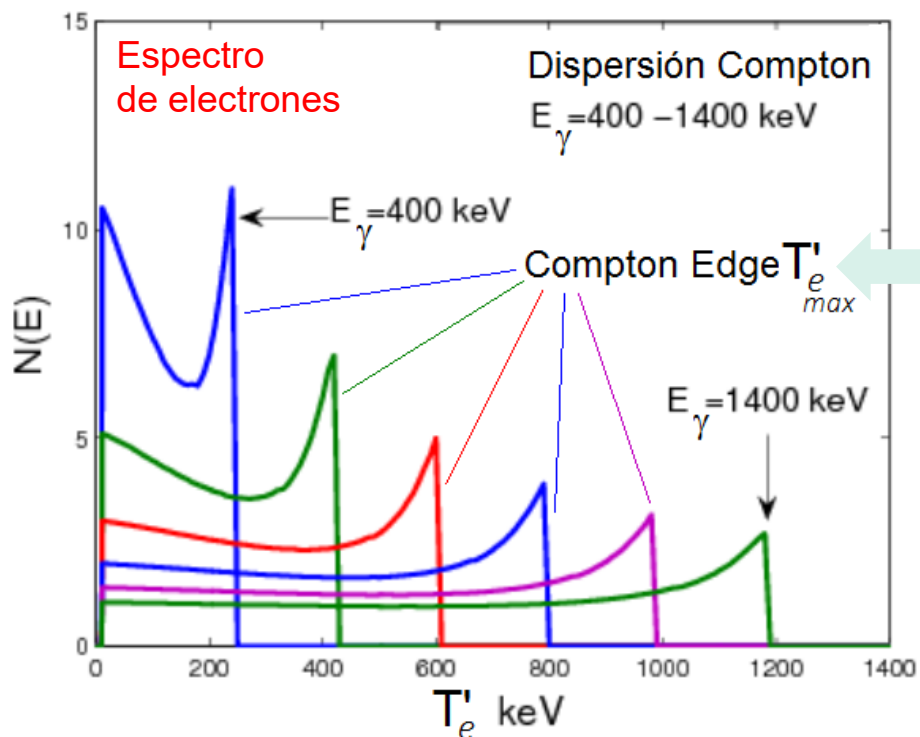
$$T'_e = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \cdot \frac{\varepsilon \cdot (1 - \cos \theta)}{1 + \varepsilon \cdot (1 - \cos \theta)}$$

La energía cinética máxima del electrón, cuando $\theta = \pi$:

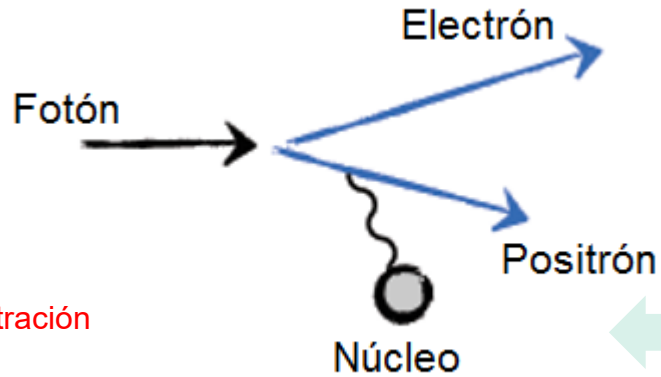
$$T'_{\max} = E_\gamma \cdot \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon}$$

La máxima transferencia de energía es:

$$\Delta E = E_\gamma - T'_{\max} = E_\gamma \cdot \frac{1}{1 + 2\varepsilon}$$



Fotones: Producción de pares



ilustración

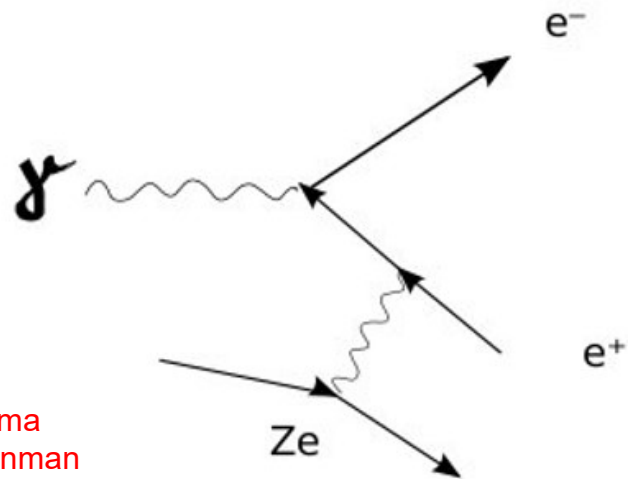
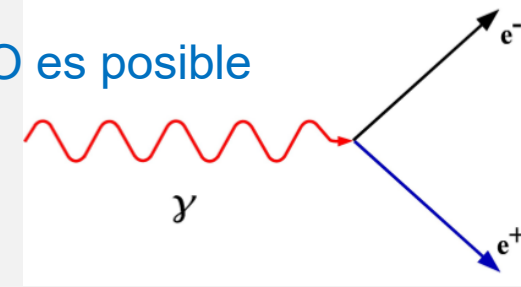


Diagrama de Feynman

Por conservación de momento NO es posible en el espacio vacío libre.



Pero **SÍ** se da en el campo de Coulomb del Núcleo Atómico. El núcleo absorbe el momento de retroceso, se conserva el momento.

La Energía Umbral para el proceso de Producción de Pares es:

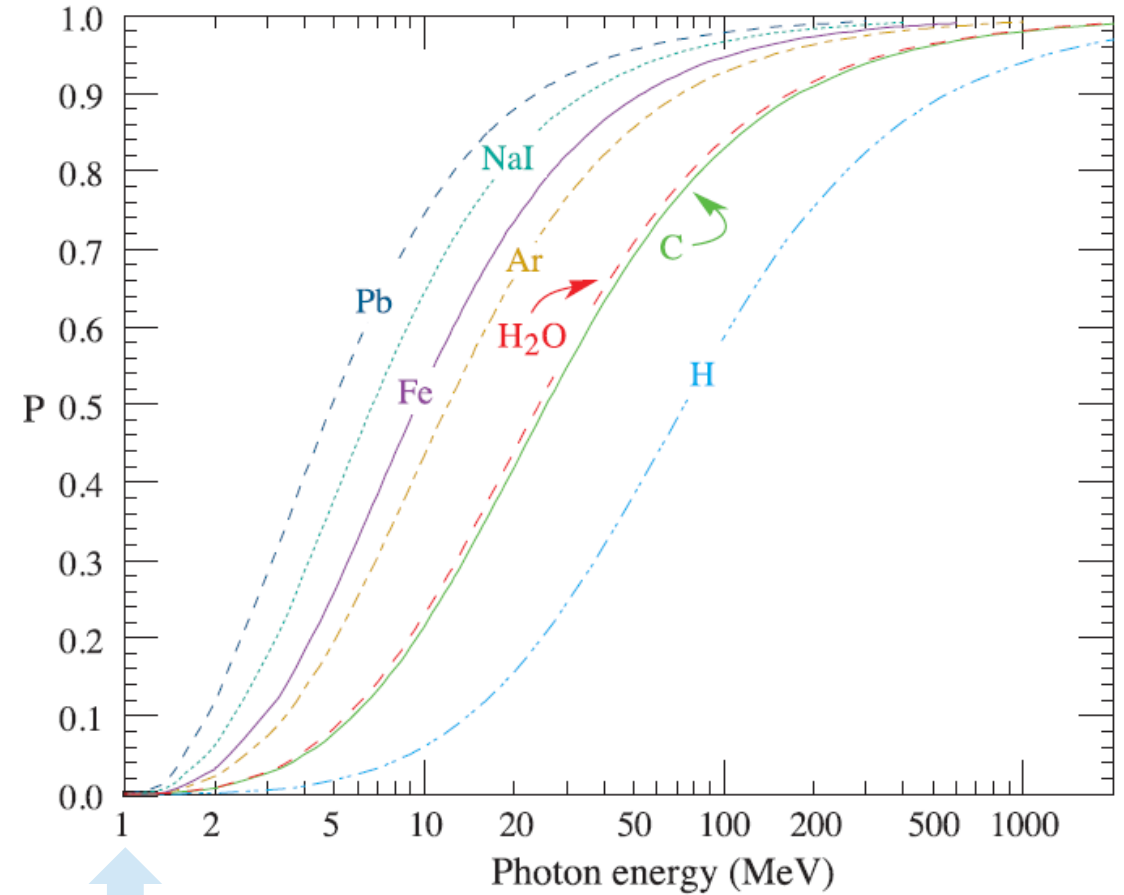
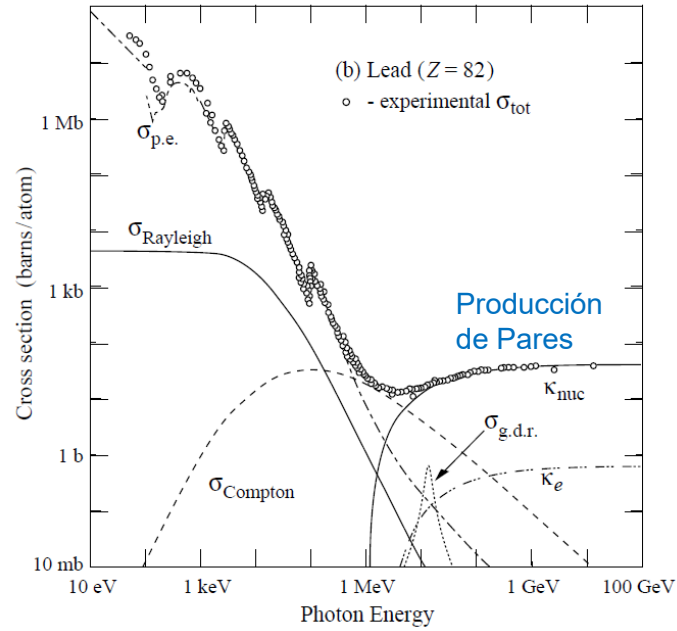
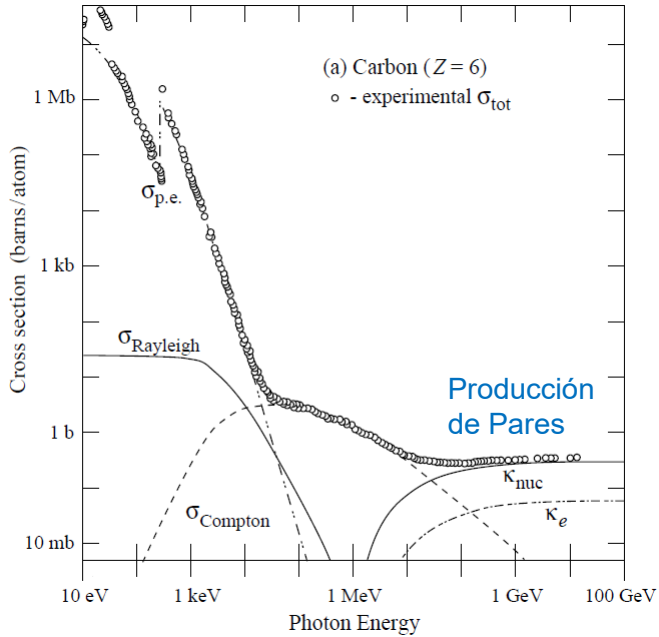
$$E_\gamma = 2m_e c^2 \cdot \left(1 + \frac{m_e}{m_{\text{Nucleo}}} \right)$$

Suma de masas del par electrón + positrón

Energía cinética que se transfiere al núcleo

Fotones: Producción de pares

$$\sigma_{total} = \sigma_{Fotoelectrico} + \sigma_{Compton} + \sigma_{ProduccionPar}$$



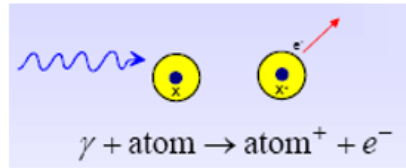
	ρ (g/cm ³)	X_0 (cm)
liq H ₂	0.071	865
C	2.27	18.8
Fe	7.87	1.76
Pb	11.35	0.56
air	0.0012	30 420

$$\sigma_{par} = \frac{7}{9} \frac{N_A}{A} \cdot \frac{1}{X_0}$$

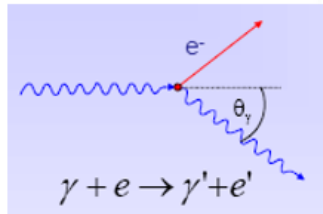
Probabilidad de que una interacción de fotón en el medio resulte en producción de par electrón + positrón.

Interacciones electromagnéticas: Fotones y Electrones

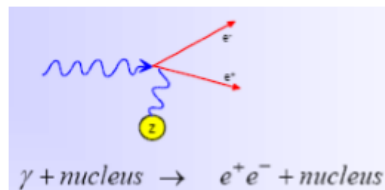
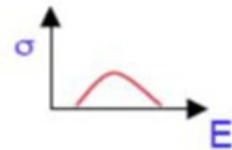
FOTONES



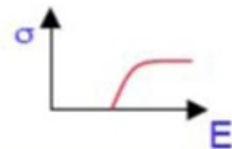
- Efecto Fotoeléctrico



- Dispersión Compton

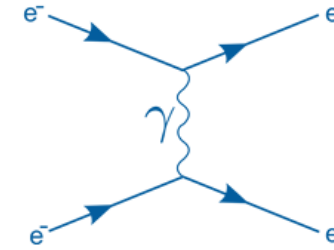
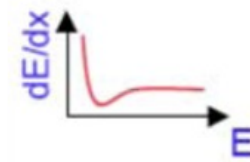


- Producción de Pares

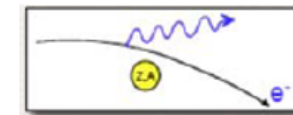
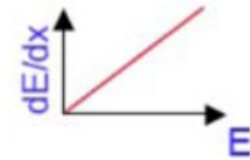


ELECTRONES

- Ionización



- Bremsstrahlung



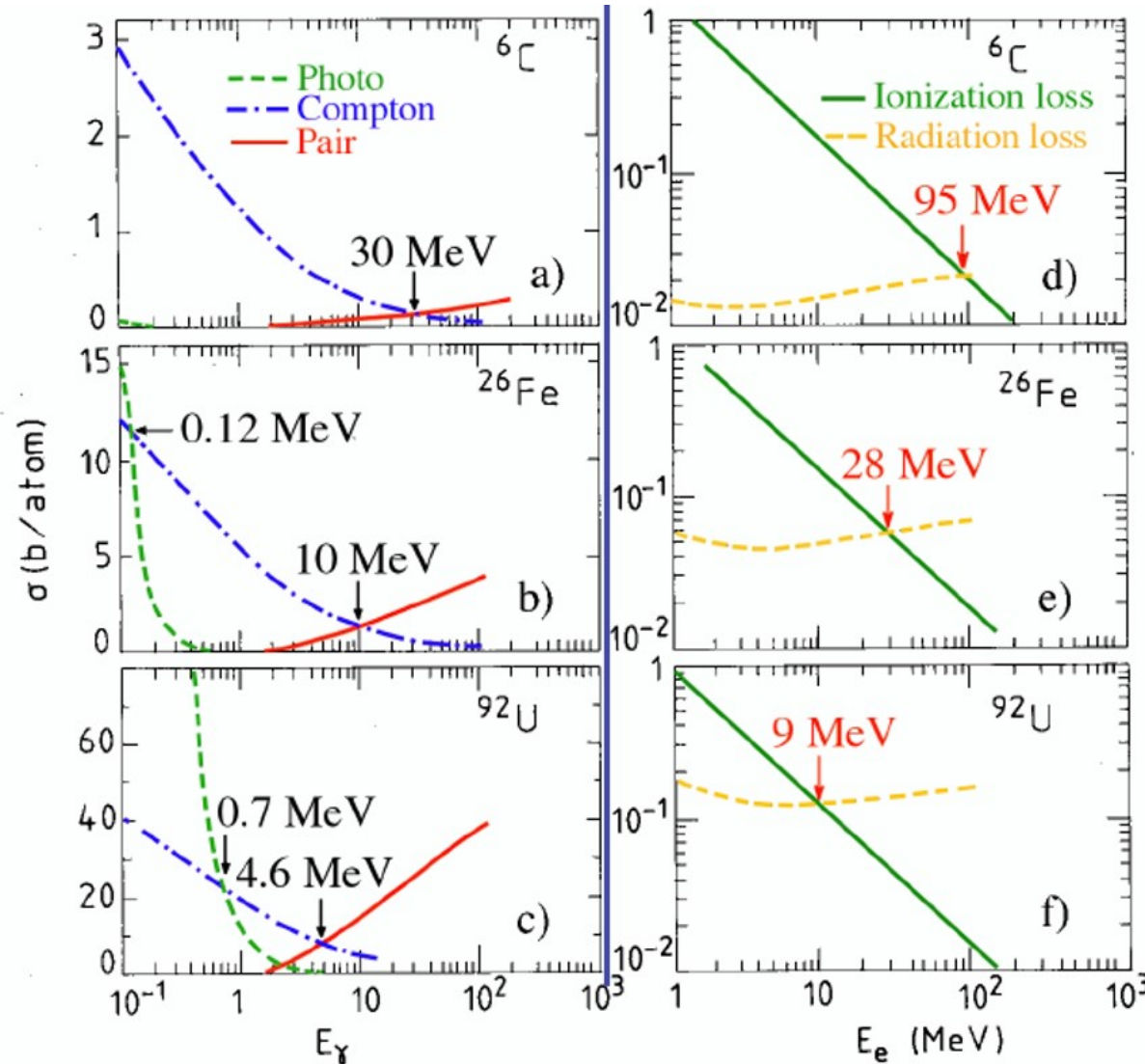
Interacciones electromagnéticas

Fotones y Electrones: Dependencia del material

Z aumentando



FOTONES



Se indican las Energías Críticas en cada caso.

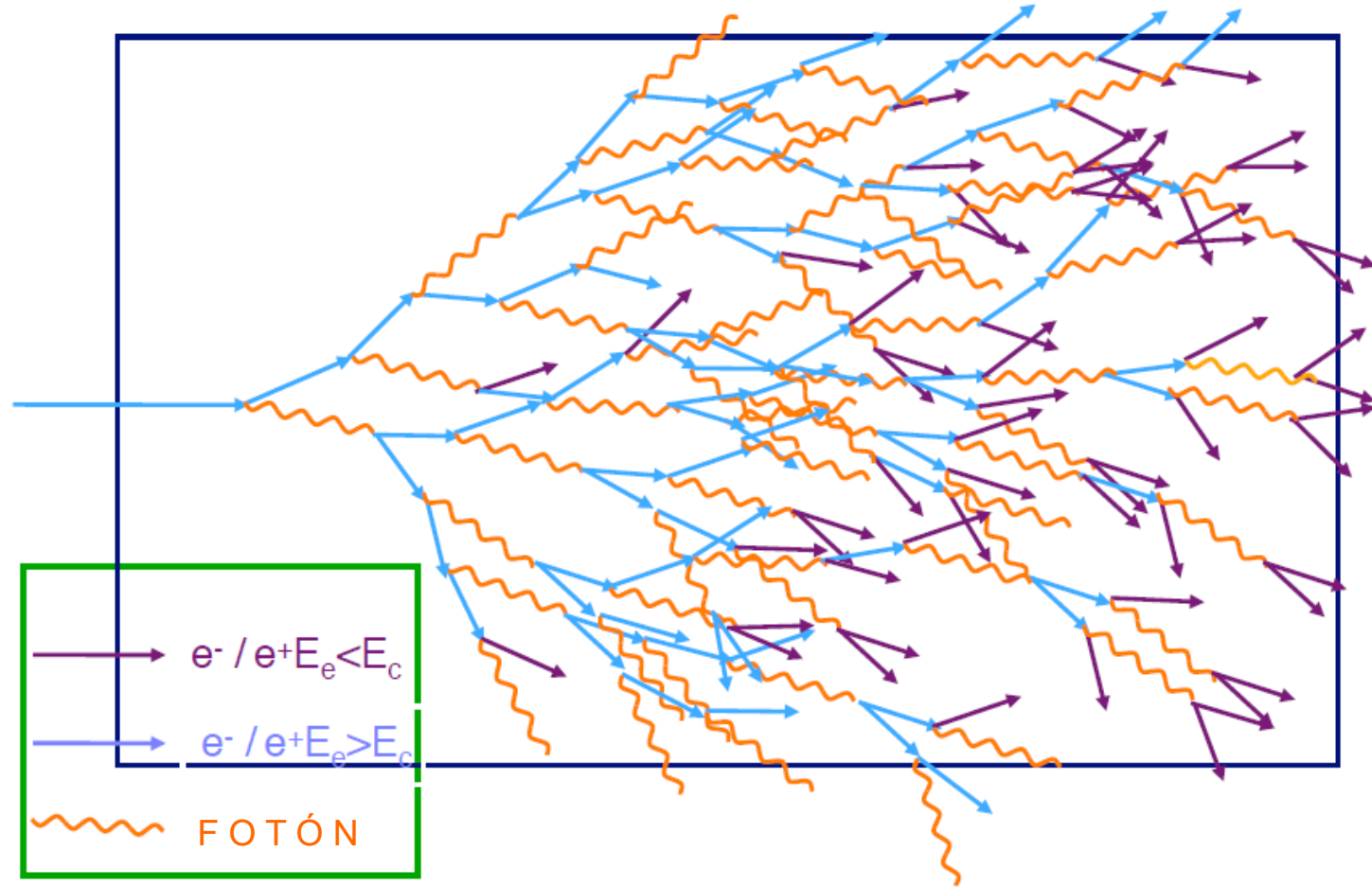
ELECTRONES

Interacciones electromagnéticas

Fotones y Electrones: Chubascos electromagnéticos (“electromagnetic shower”)

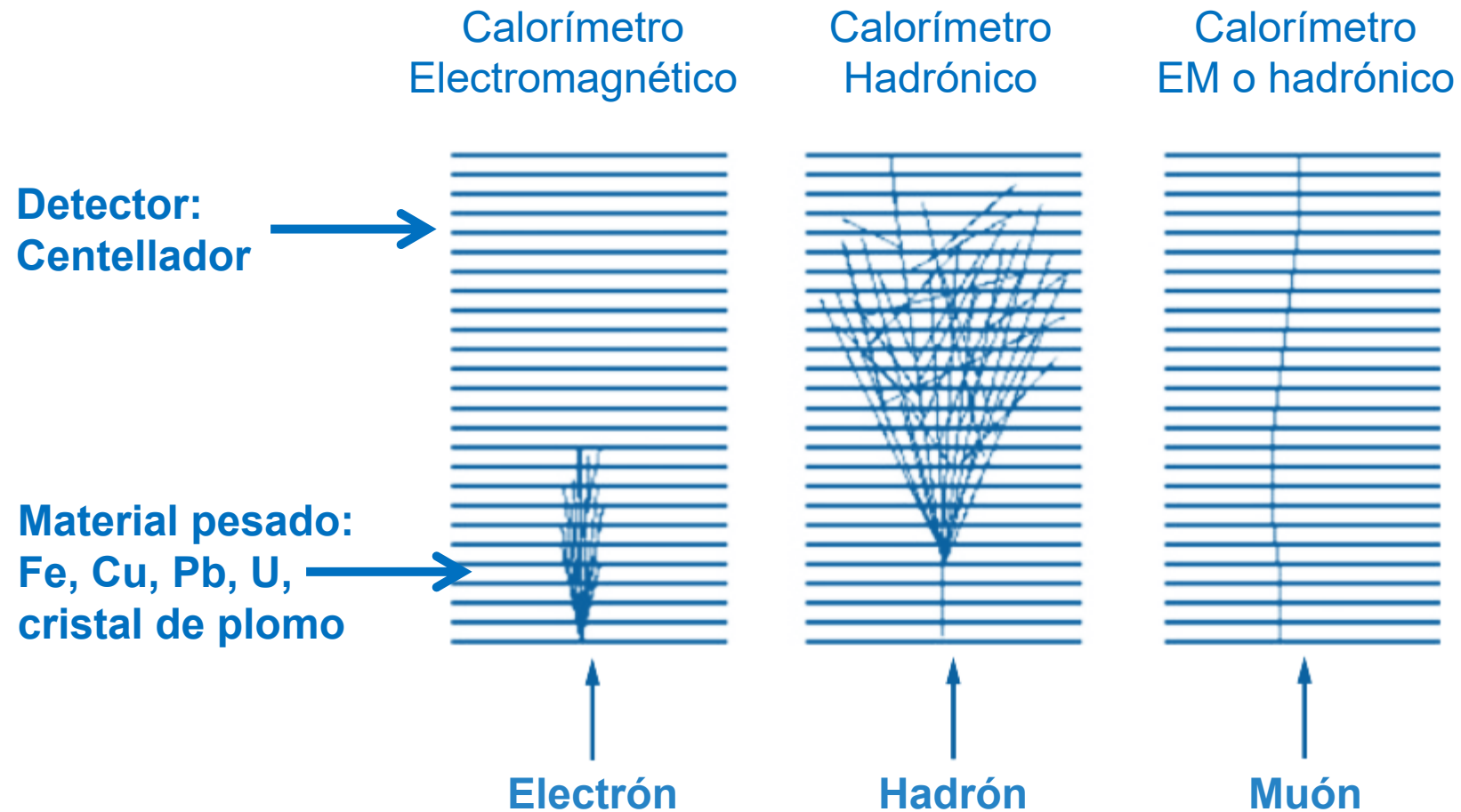
Ahora tenemos ya el conocimiento básico para entender los chubascos electromagnéticos, “showers” {fotón, electrón positrón}.

Los estudiamos al tratar
**CALORÍMETROS
ELECTROMAGNÉTICOS.**



Comparando cascadas en calorímetros EM y hadrónicos

Cuando inciden electrones, hadrones, muones:



Hemos visto cómo interactúan con el medio del detector las partículas cargadas eléctricamente, lo que nos permite detectarlas, seguir sus trazas, medir sus energías, momentos e identificar estas partículas.

Pero ... si las partículas son neutras ...

¿Podemos detectarlas?

Detección de partículas neutras

Partículas neutras no presentan interacción electromagnética con el material.
Entonces:

Se recurre a proceso físico que **CONVIERTE** la partícula neutra en partícula cargada y se detecta la partícula cargada eléctricamente.

Lo usual para partículas cargadas:
Por interacción electromagnética con materiales del detector.

Se requiere material **CONVERTIDOR**.

Ejemplos:

Fotones: Por energía depositada en chubasco electromagnético en calorímetro electromagnético.
Se complementa con ausencia de traza en detector de trazas.

Neutrones: Por energía en calorímetro o centellador que contienen material convertidor (Li, B, ^3He).
Se complementa con ausencia de traza en detector de trazas.

$K^0, \Lambda^0 \dots$ Por reconstrucción de los procesos de decaimiento:
 $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$
 $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$

Neutrinos: Por identificación de productos de corrientes cargadas y corrientes neutras en interacción débil.

Detección de neutrones

Interacciones nucleares de neutrones en el medio del detector.

→ Inician procesos que llevan a efectos que SÍ se pueden medir y generan SEÑAL.

Dependen de la energía de los neutrones.

Según la energía de los neutrones:

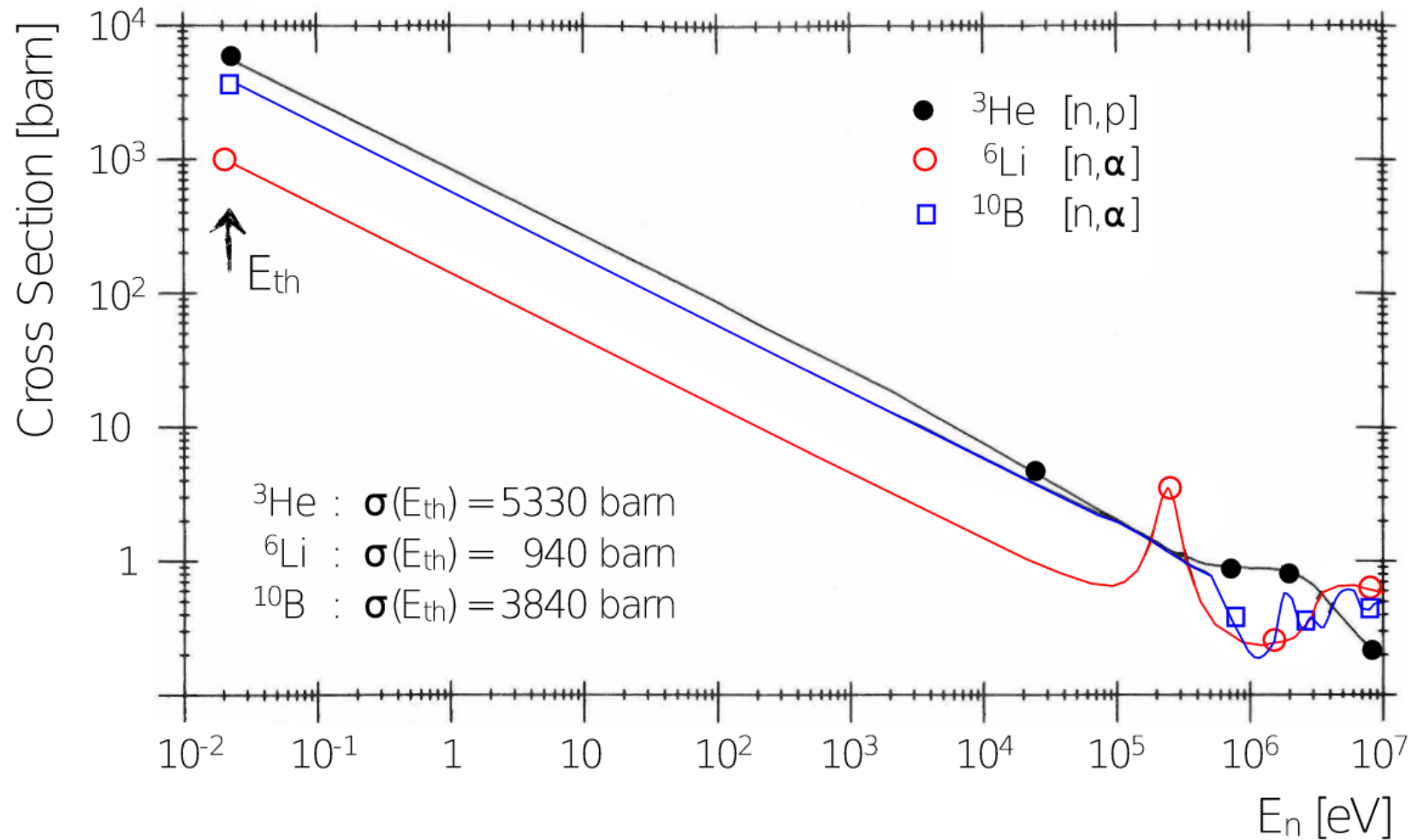
Alta energía: Mediante calorímetro hadrónico.
Medición de energía depositada en chubascos hadrónicos.

Energía media: Mediante dispersión de neutrones en material que contiene cantidades significativas de hidrógeno.
Se detectan los protones que reciben momento transferido por el neutrón.

Baja energía: Mediante material convertidor, que por procesos nucleares, con alta sección transversal, capturan neutrones, resultando núcleos excitados, núcleos inestables, que decaen y sus productos dan señal detectable en el medio.

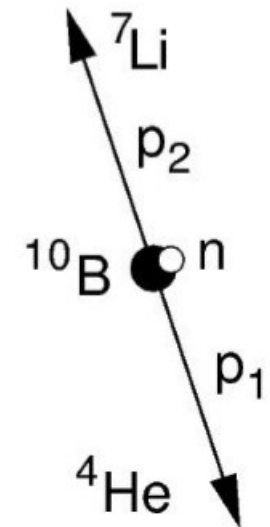
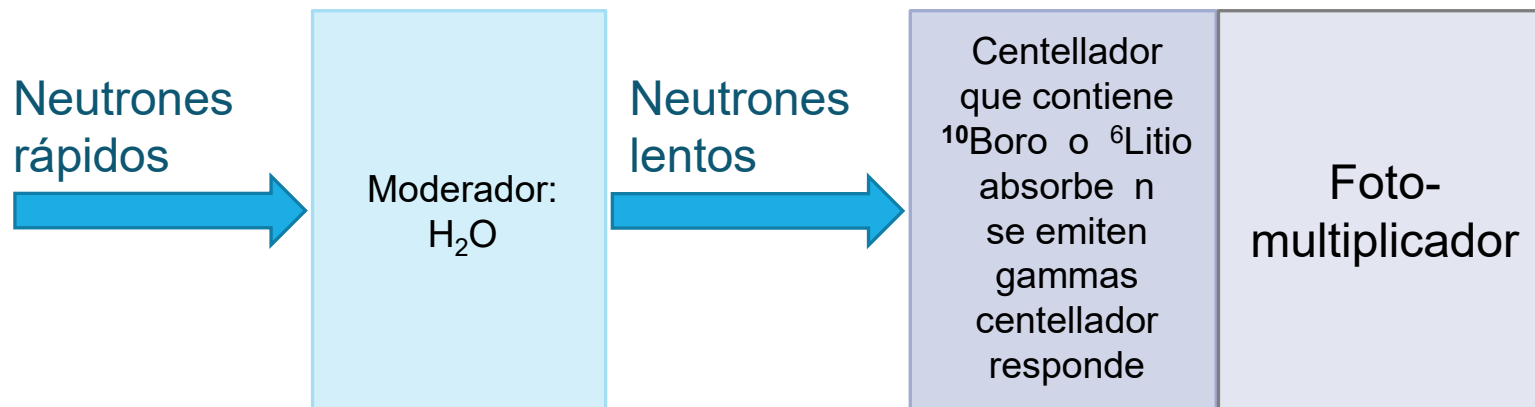
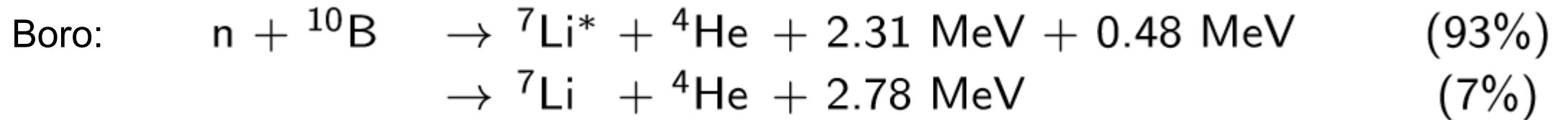
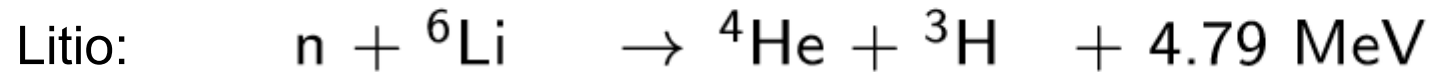
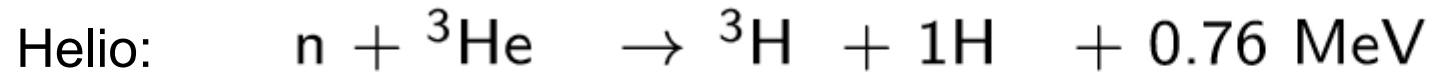
Detección de neutrones

Secciones transversales de captura de neutrones:



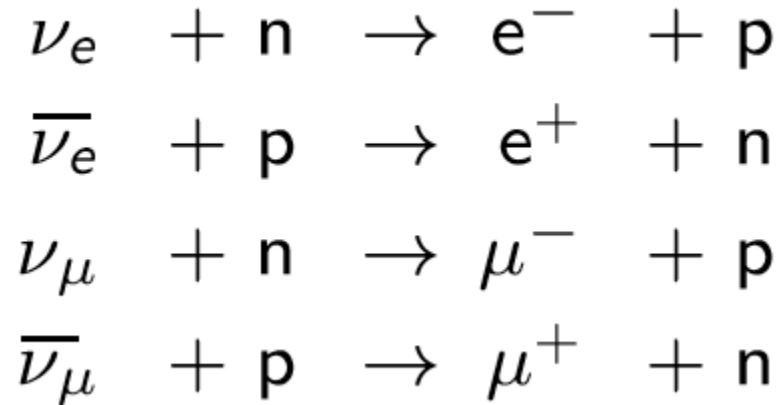
Detección de neutrones

Reacciones nucleares adecuadas para detección de neutrones:

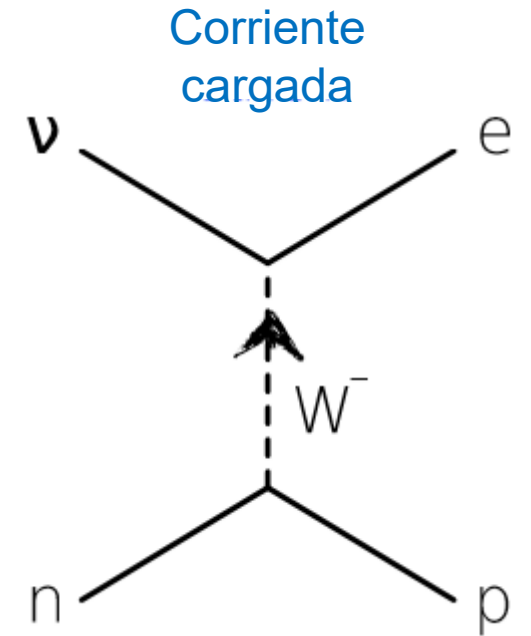


Detección de neutrinos

Aprovechando procesos de interacción débil: Procesos de corrientes cargadas



Se detectan e identifican los productos de estos procesos.



Referencias de textos sobre el tema de los detectores

- K. Kleinknecht, Detectors for Particle Radiation (Cambridge Univ. Press, 2008)
- C. Grupen, Particle Detectors (Cambridge Univ. Press, 2008)
- W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments (Springer, 1992)
- W. Blum, W. Riegler, G. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers (Springer, 2008)
- F. Sauli, Gaseous Radiation Detectors: Fundamentals and Applications (Cambridge Monographs, July 2014)
- R.K. Bock, A. Vasilescu, The Particle Detector Brief Book (Springer, 1998)
- R. Wigmans, Calorimetry: Energy Measurements in Particle Physics (Oxford Univ. Press, 2000)
- F. Sauli, Instrumentation in High Energy Physics (World Scientific, 1992)
- C. W. Fabjan und J.E. Pilcher, Instrumentation in elementary particle physics (World Scientific, 1988)
- T. Ferbel, Experimental Techniques in High Energy Physics
(Frontiers in Physics Lect. Note Series, Addison Wesley Publishing Corp. 1992)
- T. Ferbel, Techniques and concepts of high energy physics, Vol. III
(Nato Advanced Study Institute Series, Plenum Press)



¡ Gracias por su atención !