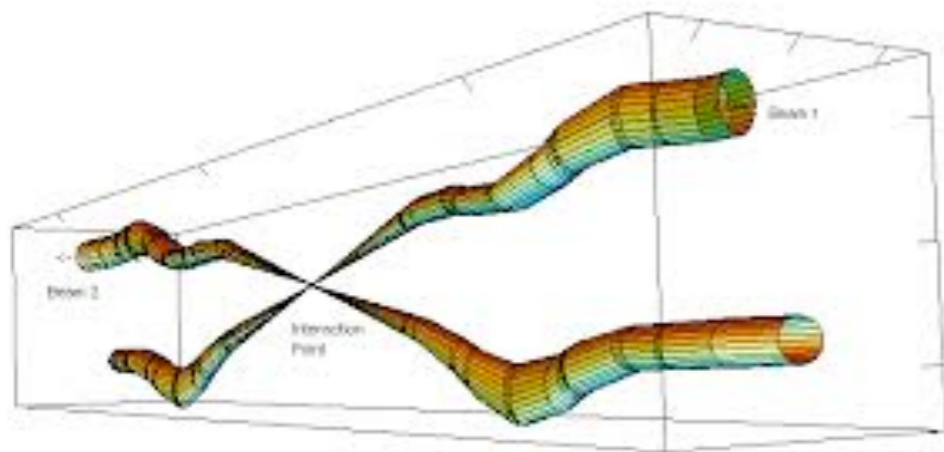




Detectores y colisionadores

Antonio Ortiz

 @antonioorve



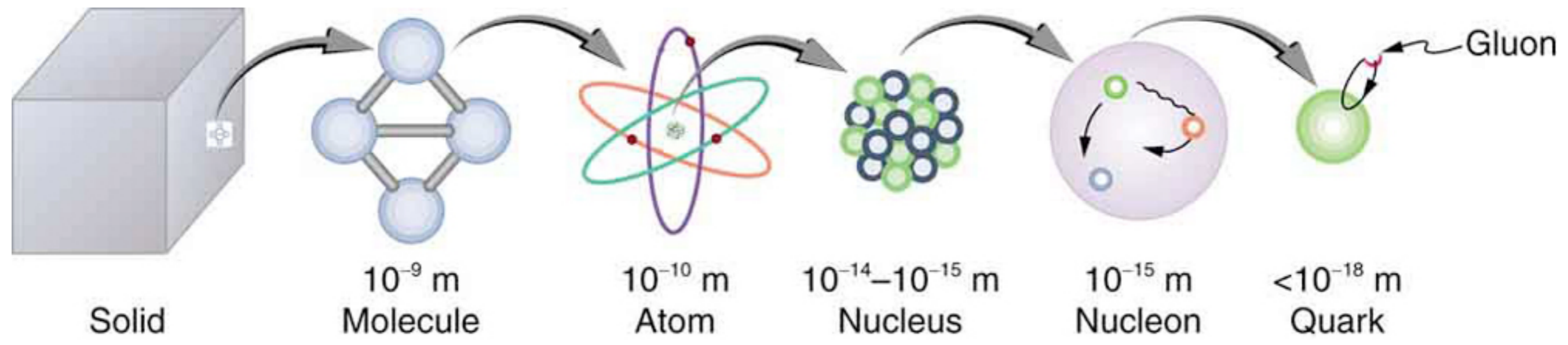
Relative beam sizes around IP1 (ALICE) in collision

Marzo 16, 2021

Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM

El instrumento apropiado

para la dimensión de interés



La longitud de onda de De Broglie asociada para una partícula define el mínimo tamaño del objeto que se puede resolver

$$\lambda = \frac{h}{p}, h \approx 4 \times 10^{-15} \text{ eVs} \quad (h: \text{Planck's constant, } p: \text{particle momentum})$$

Resolver tamaños pequeños de objetos requiere partículas con mayor momento

Unidad de energía

- ☑ **Unidades:** energía [eV], momento [eV/c] and masa [eV/c²]
- ☑ masa del electrón: $0.511 \text{ MeV}/c^2 \sim 9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$

Ejemplo sobre la escala de energía: **batería del celular**
 Voltage: 3.8 V

⇒

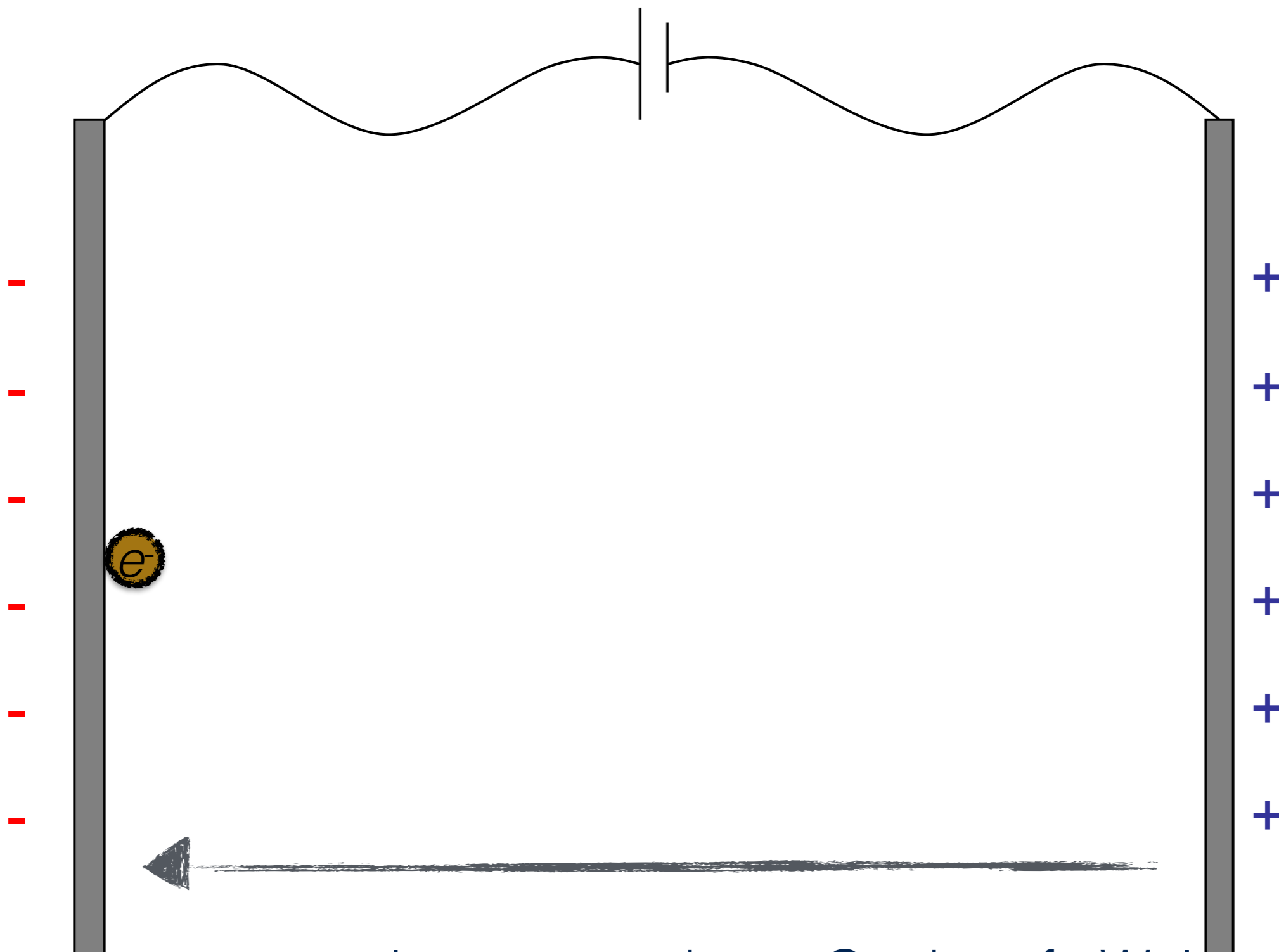
3.8 eV energía del electrón para ir de un electrodo a otro

¿Cuántas baterías necesitaríamos para acelerar un electron a 1 GeV (~masa del proton)?

$$\frac{1 \times 10^9 \text{ eV}}{3.8 \text{ eV}} \approx 263\,157\,894 \text{ batteries}$$



Aceleración electrostática

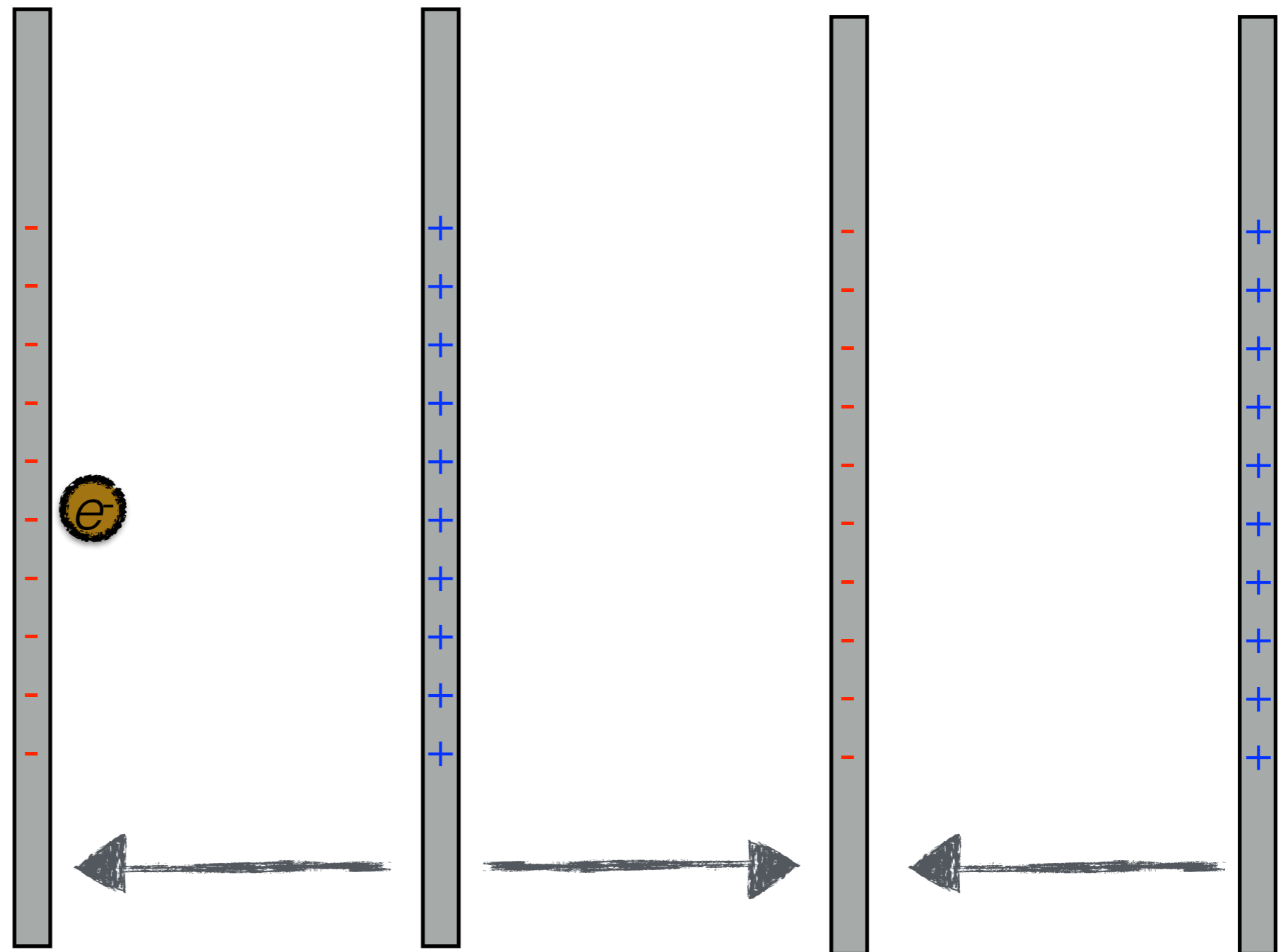


Los más comunes son los generadores Cockcroft–Walton y el Van de Graaff

¿Cómo cubrir grandes distancias?

Campos oscilando a radio frecuencias (RF)

Al cambiar la carga de las placas en fase con el movimiento de las partículas, podemos hacer que las partículas siempre experimenten una aceleración



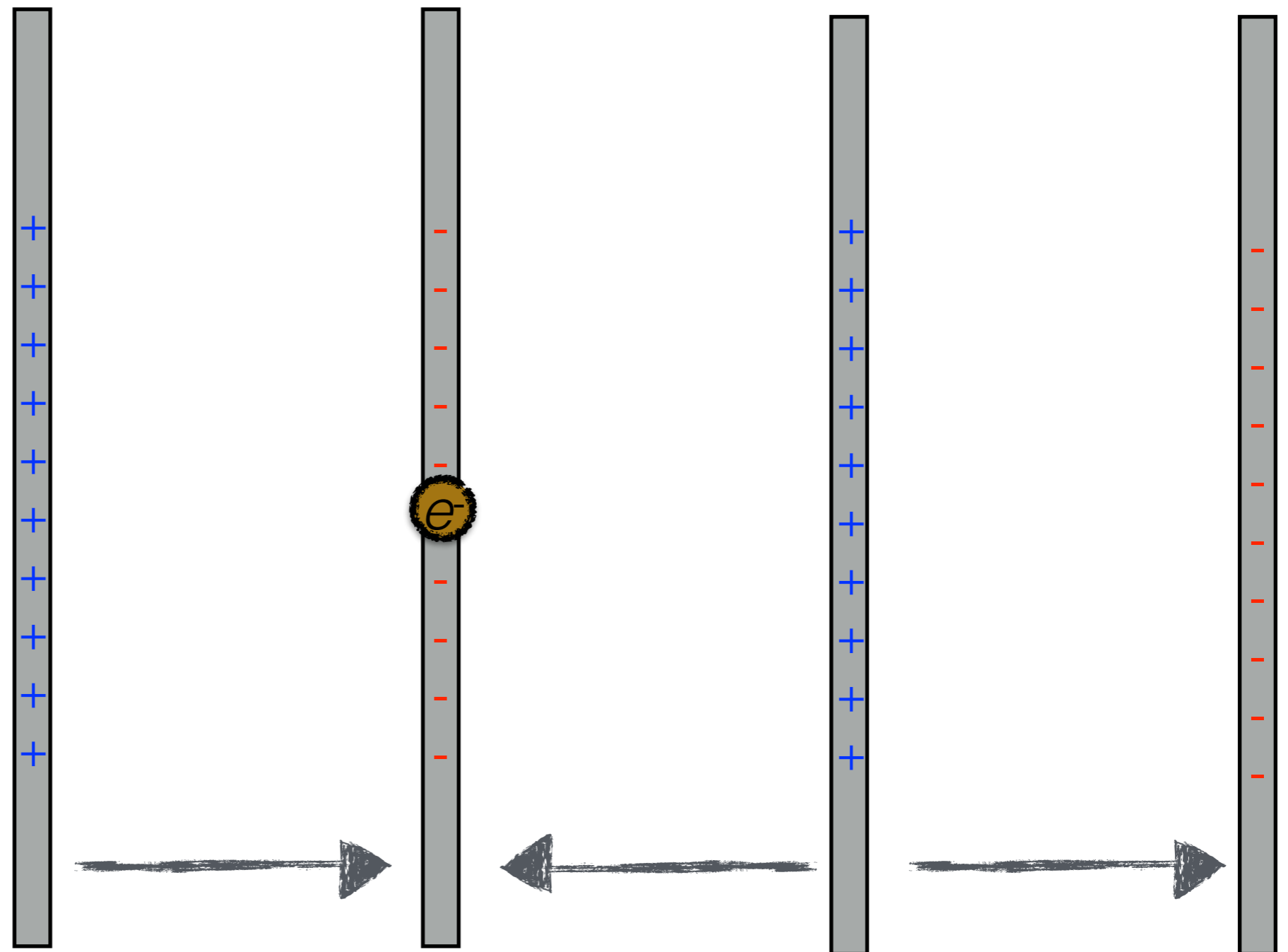
Base de los aceleradores más modernos a gran escala

¿Cómo cubrir grandes distancias?



Campos oscilando a radio frecuencias (RF)

Al cambiar la carga de las placas en fase con el movimiento de las partículas, podemos hacer que las partículas siempre experimenten una aceleración

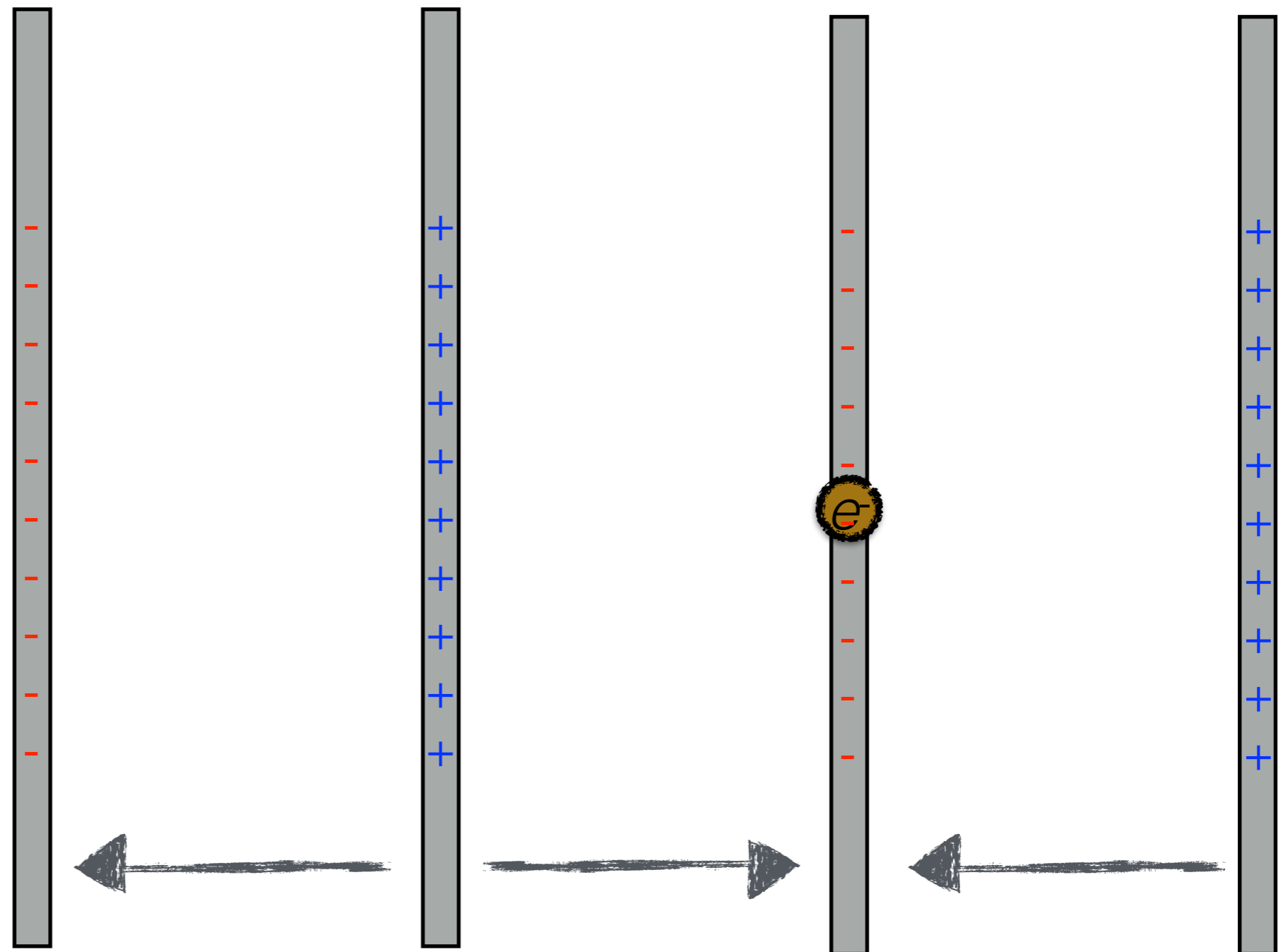


Base de los aceleradores más modernos a gran escala

¿Cómo cubrir grandes distancias?

Campos oscilando a radio frecuencias (RF)

Al cambiar la carga de las placas en fase con el movimiento de las partículas, podemos hacer que las partículas siempre experimenten una aceleración

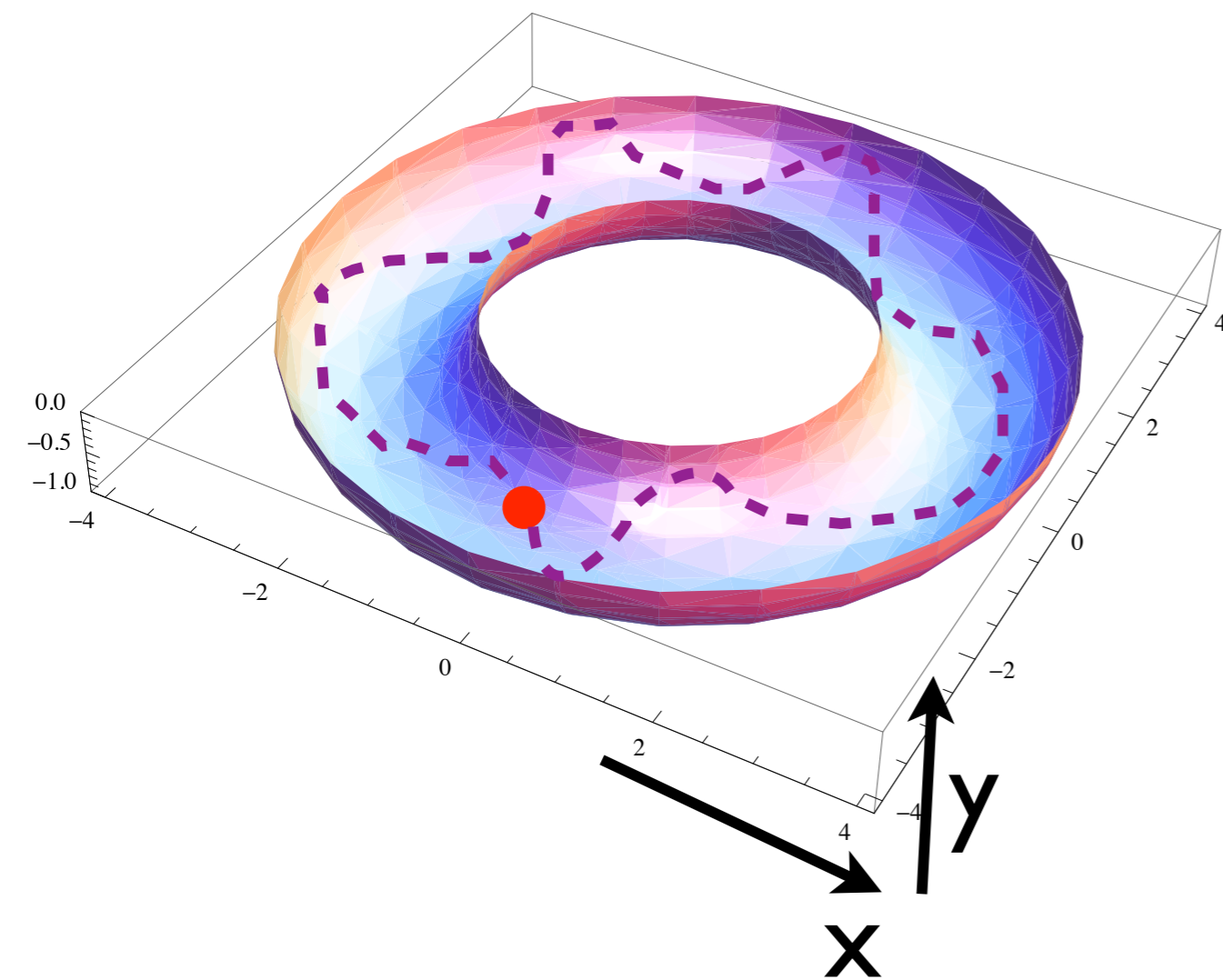


Base de los aceleradores más modernos a gran escala



¿Cómo funciona un acelerador?

- ☑ **Objetivo:** mantener partículas suficientes confinadas en un volumen bien definido para acelerarlas
- ☑ **¿Cómo?** **Fuerza de Lorentz.** Usar una secuencia (red) de magnetos y cavidades de aceleración

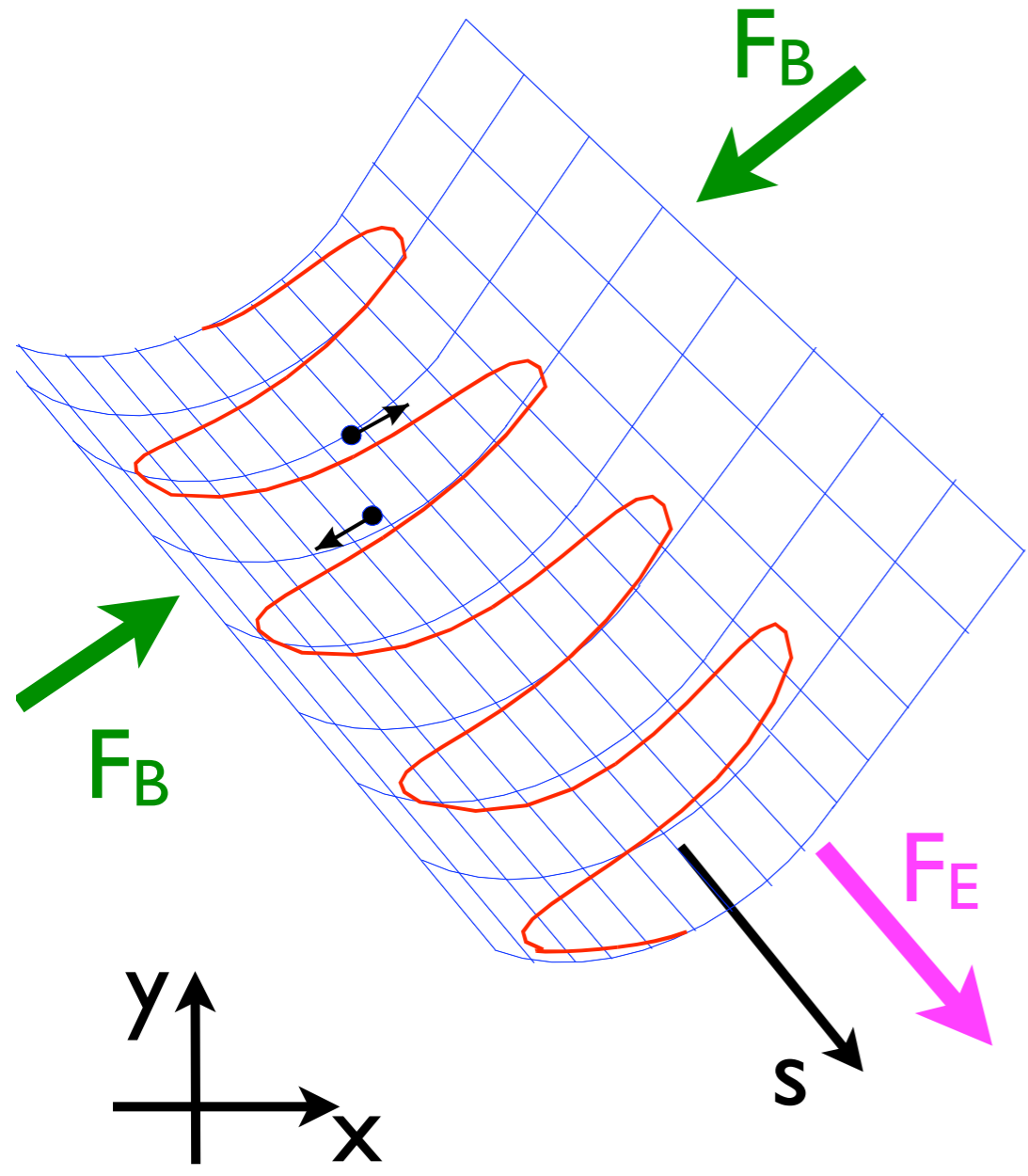


$$\vec{F}(t) = q[\vec{E}(t) + \vec{v}(t) \times \vec{B}(t)]$$

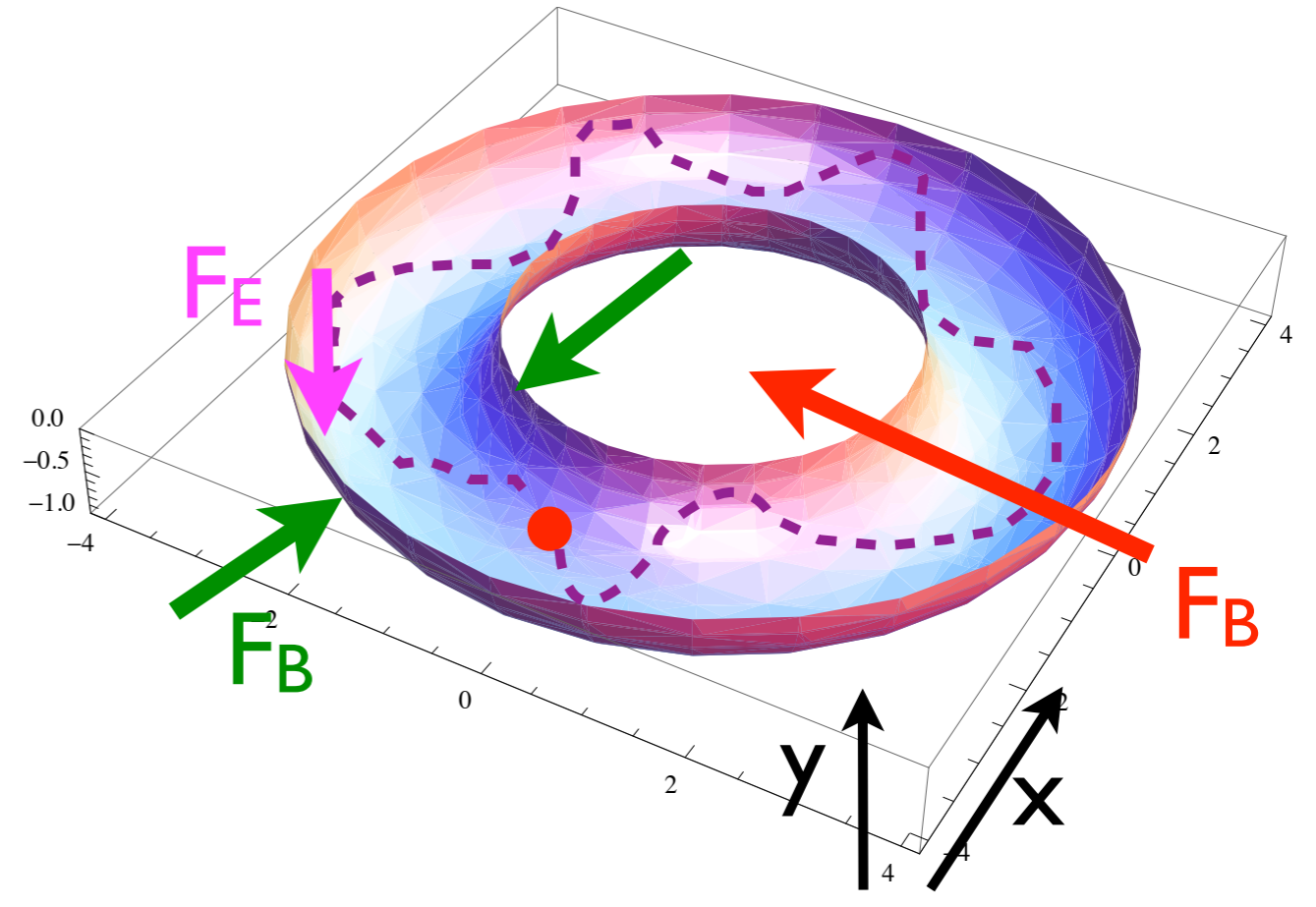
- El campo eléctrico acelera partículas
- Partículas de diferente energía (velocidad) se comportan diferente dentro del campo magnético
- El campo magnético confina a las partículas en una trayectoria dada

$$\vec{F}(t) = q\vec{E}(t) + q\vec{v}(t) \times \vec{B}(t)$$

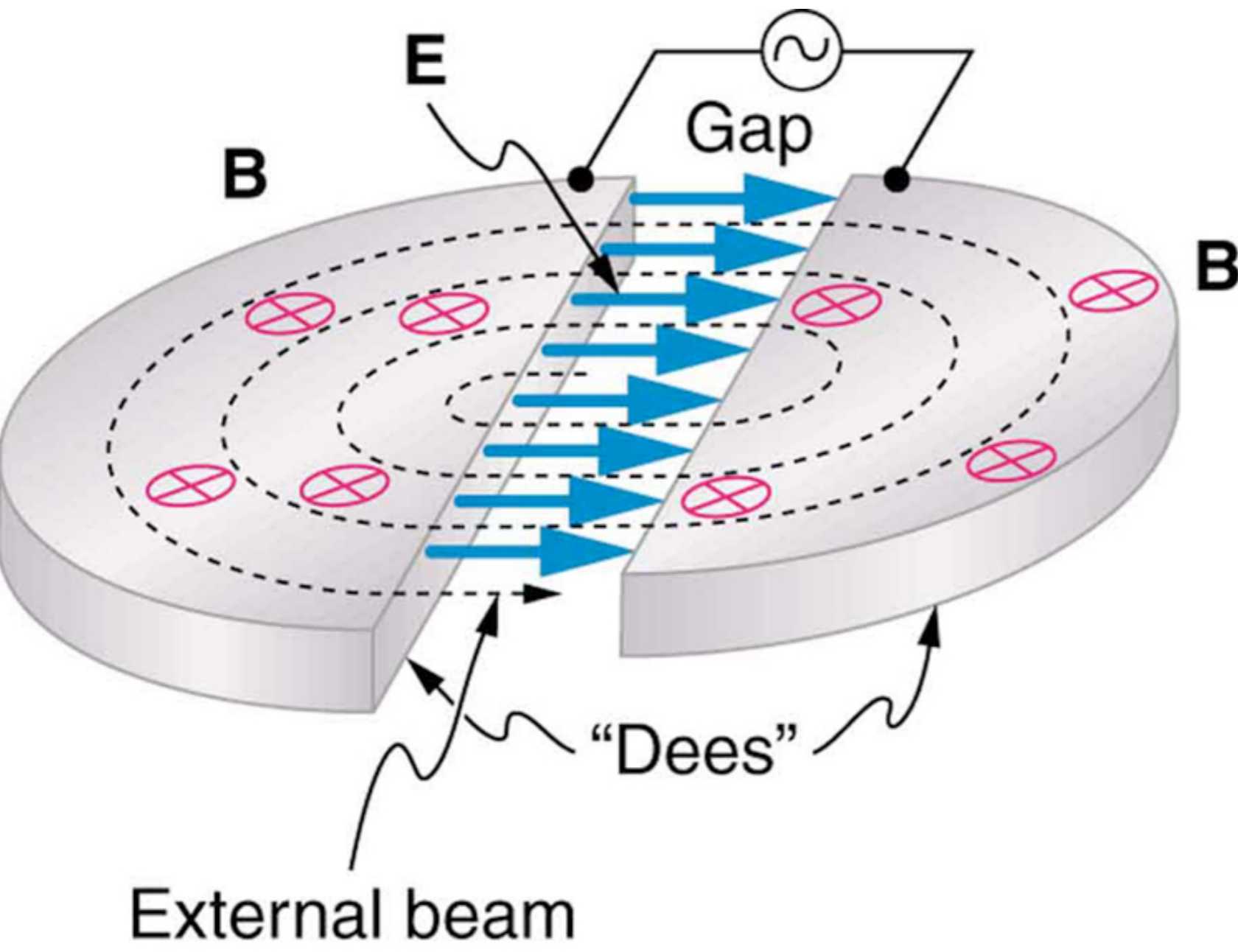
Linear Accelerator



Circular Accelerator



Ejemplo: ciclotrón



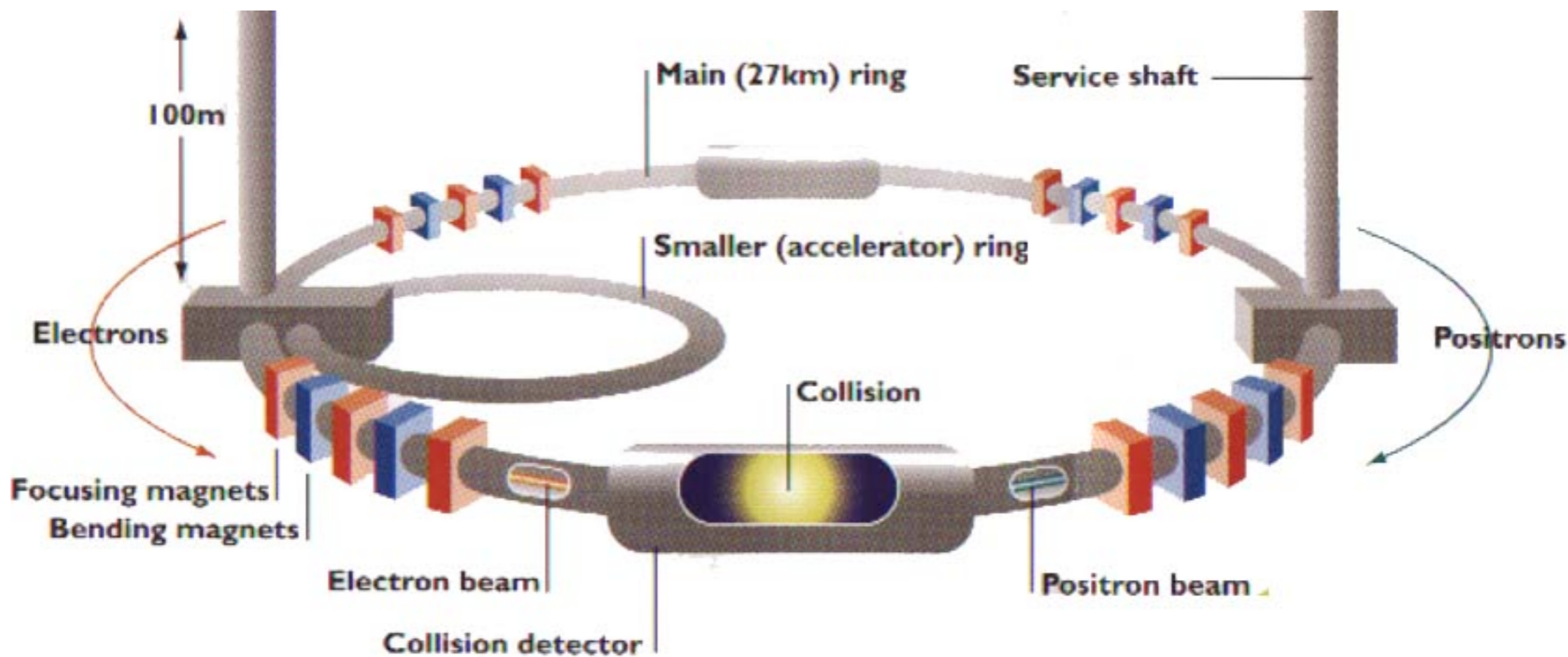
- ◆ La fuente de partículas se localiza en un campo magnético vertical cercano al centro del anillo
- ◆ Un campo eléctrico de RF es generado entre el hueco (gap) con una frecuencia fija
- ◆ Las partículas giran en es pilar mientras son aceleradas por el campo E cada vez que atraviesan el gap
- ◆ Max. energía para protones: 20 MeV

$$E_p = \frac{e^2 B^2 R_{\max}^2}{2m_p}$$

Inventado por Lawrence, premio Nobel 1939

Ejemplo: sincrotrón

- Es un tubo largo en forma de anillo por el que viajan las partículas
- La aceleración es por medio de una serie de cavidades RF
- Los magnetos de enfoque permiten mantener a las partículas en una órbita a radio constante
- A medida que se aceleran las partículas, alcanzan velocidades cada vez más rápidas. Por lo tanto, la fuerza del campo magnético debe aumentar a medida que aumenta la velocidad de la partícula para mantener la partícula en una órbita constante

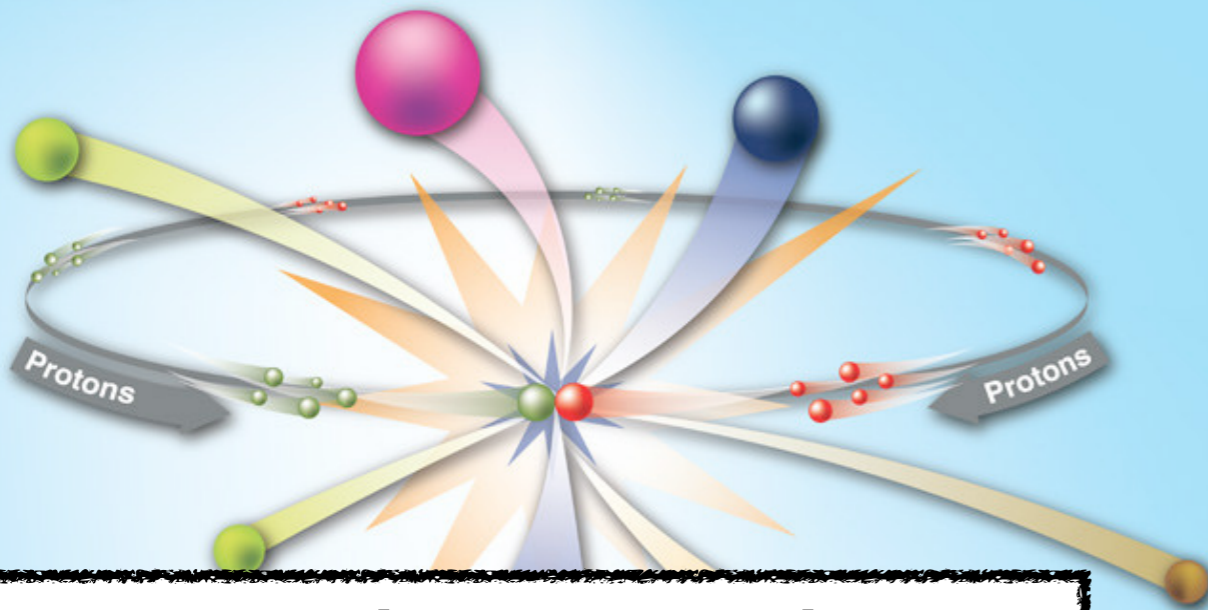


El *Hadron Electron Ring Accelerator*, HERA tiene un diámetro de 2 km (intensidad del campo 5 T). El acelerador es capaz de acelerar protones a energías hasta de 820 GeV y electrones a 30 GeV (los electrones están limitados por la radiación sincrotrón $\propto \gamma^4$)

Experimentos con colisionadores

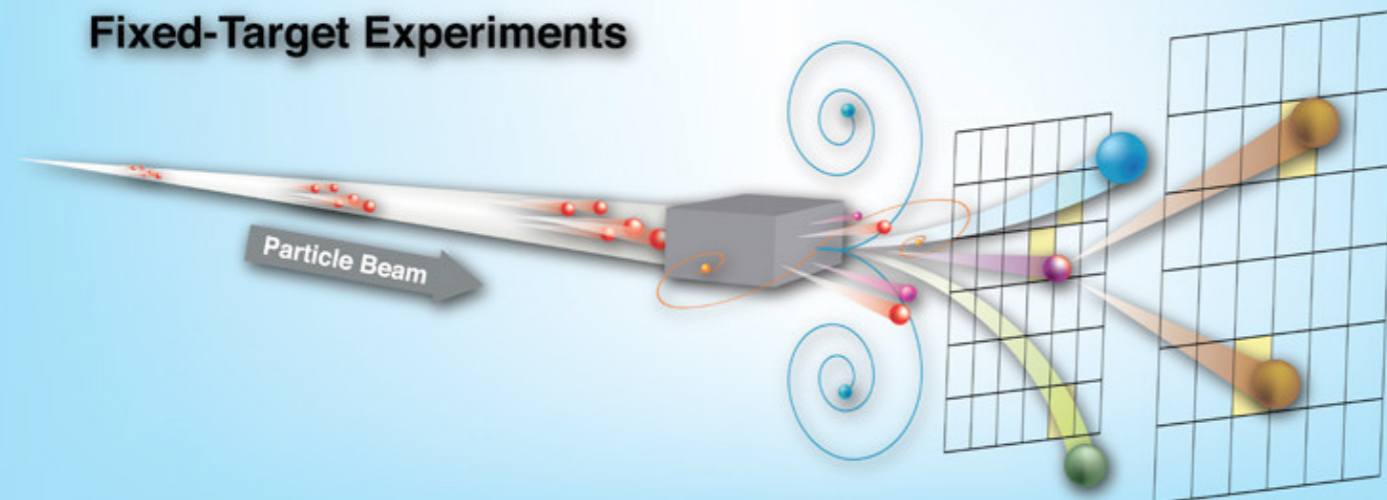


Collider Experiments



**Toda la energía de las partículas
esta disponible para la producción
de partículas!**

Fixed-Target Experiments

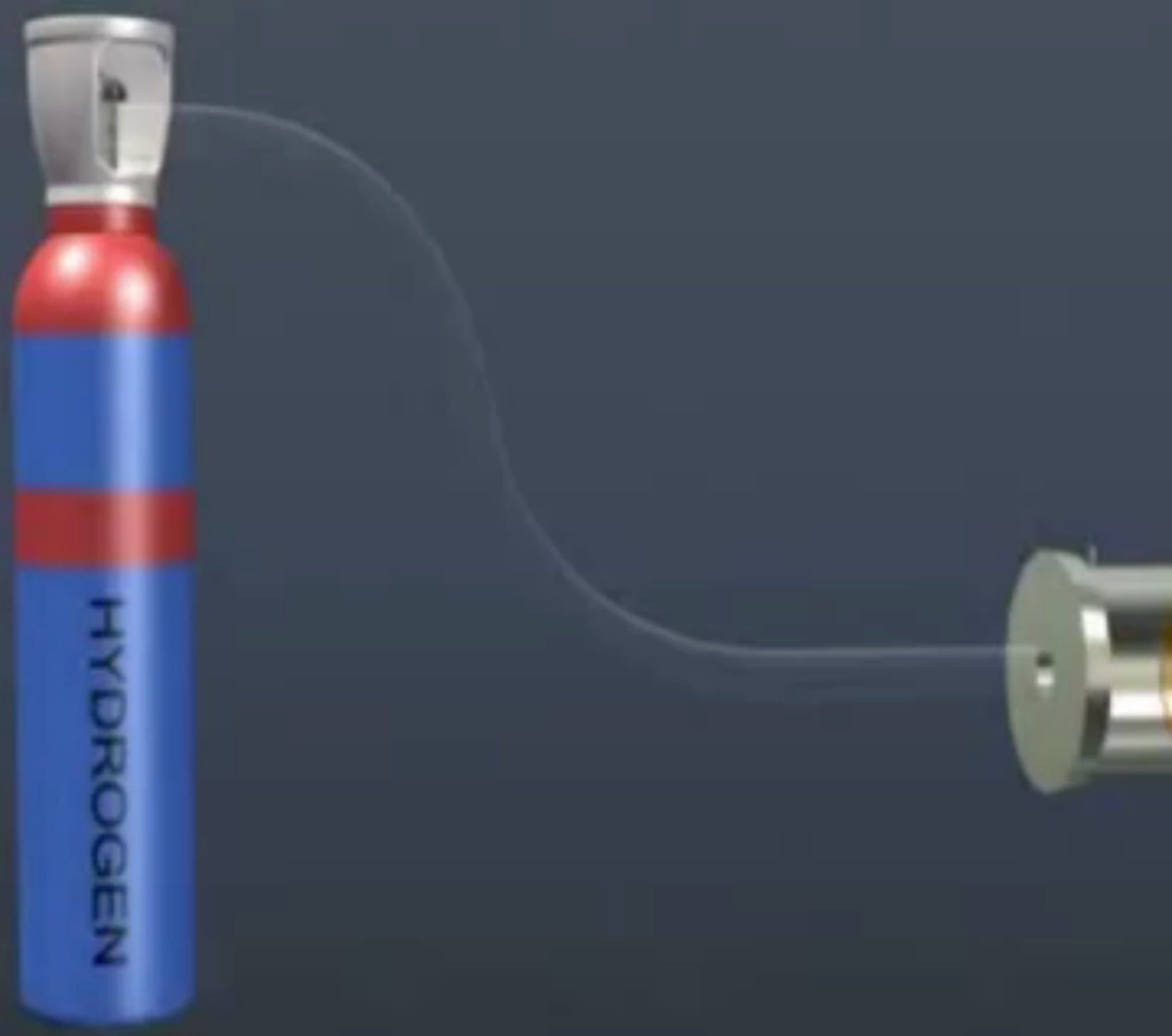


Supongamos que
queremos colisionar
protones
Para altas energías,
 $m_p \ll E_{lab}$

La energía en centro de
masa, \sqrt{s} , en una colisión con
un protón blanco en reposo
es $\sqrt{s} = \sqrt{2m_p E_{lab}}$

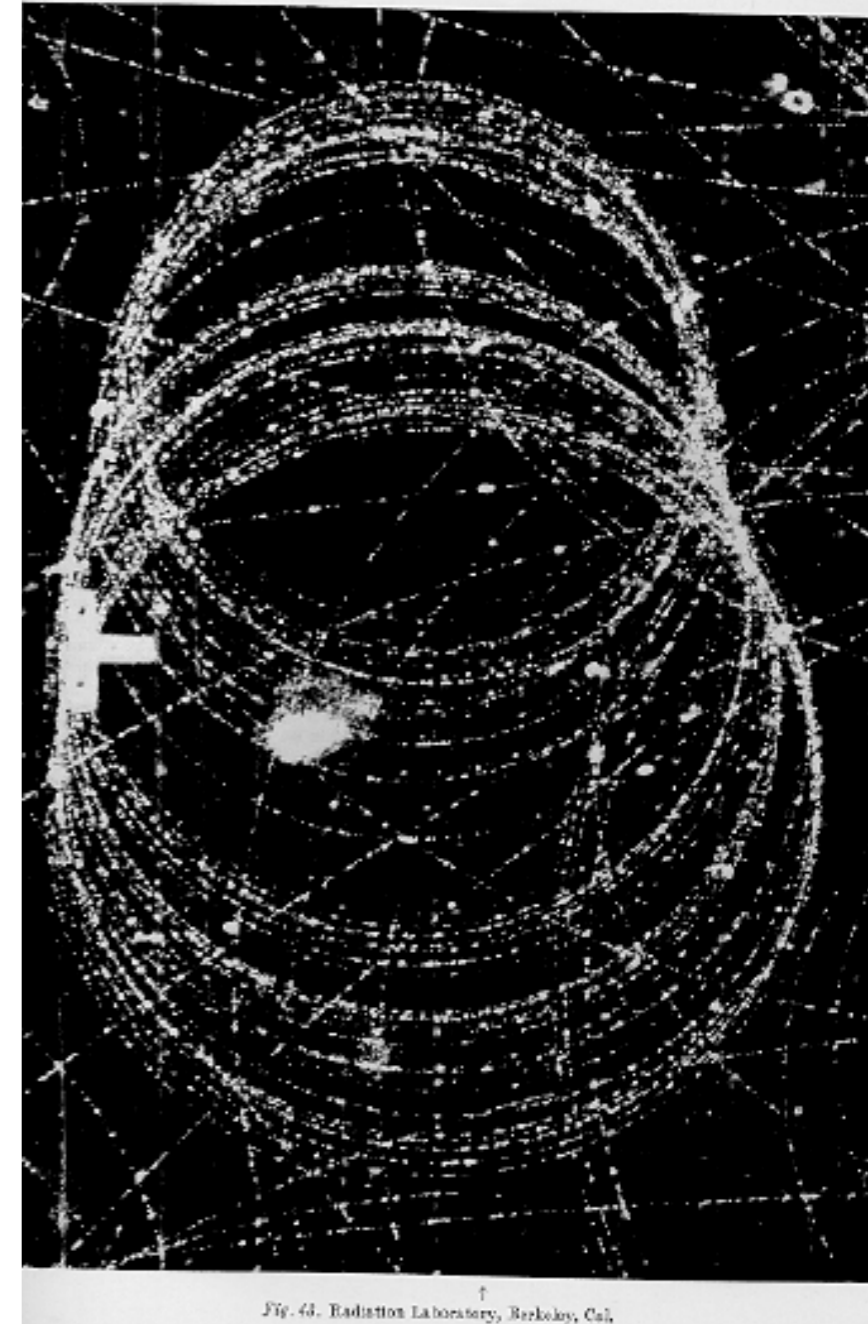
Para colisionadores
circulares, haces de igual
energía pero momento
opuesto:

$$\sqrt{s} = 2E$$



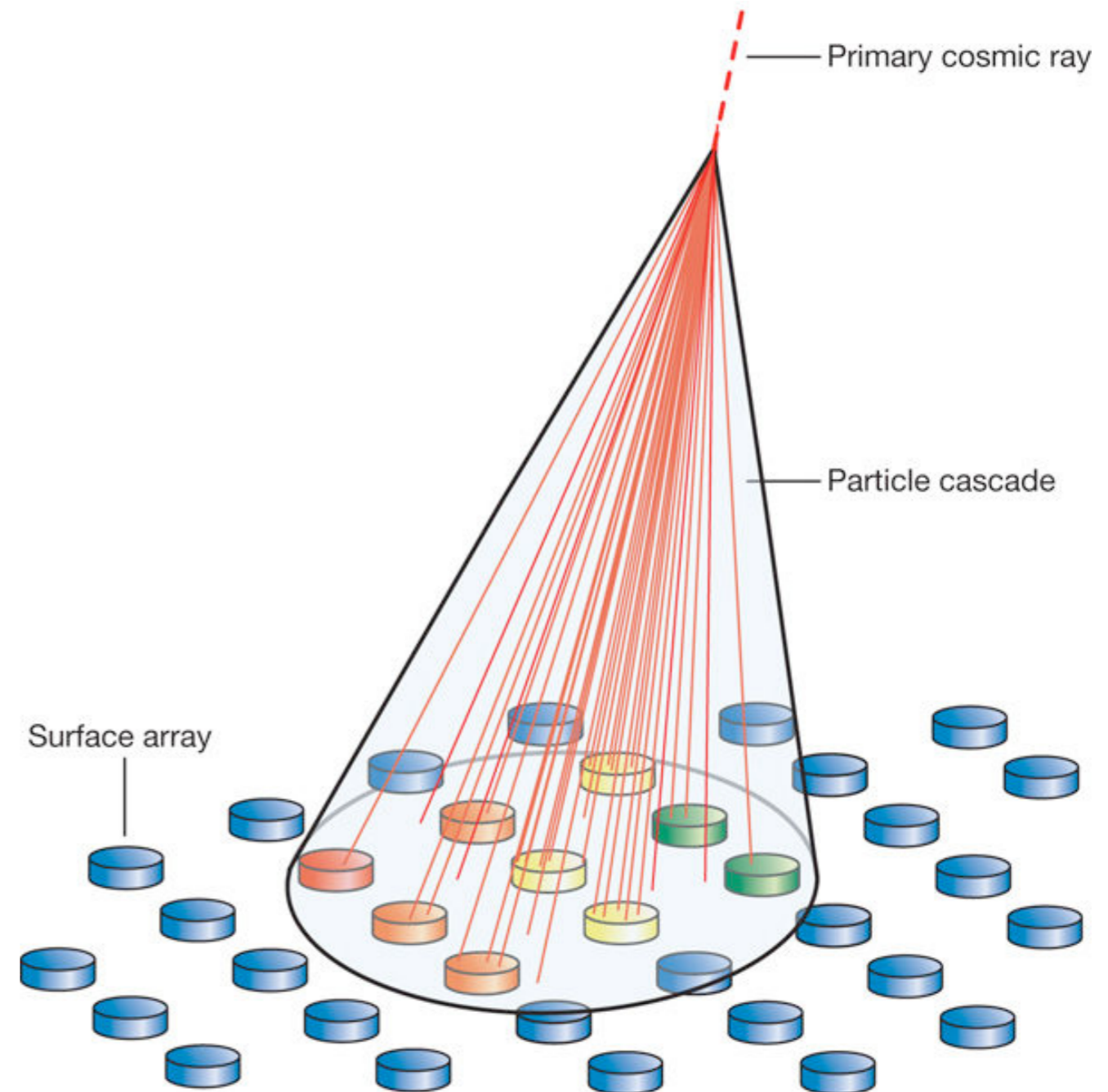
Detección de partículas

- ☑ Los detectores sólo reconstruyen partículas “estables”
- ☑ Para detectar una partícula, ésta debe interactuar y depositar energía
- ☑ Al final, las señales son obtenidas de interacciones de partículas cargadas
- ☑ Las partículas neutras (photons, neutrons) tienen que transferir su energía a partículas cargadas para ser medidas



Lógica de la detección

- ☑ Las partículas no son “vistas”, en su lugar, su naturaleza y existencia se “deducen” por medio de un experimento lógico (coincidencias, disparos, detección de los productos ...)



Física de los detectores

- Un detector de partículas es un instrumento usado para medir una o mas propiedades de las partículas

Propiedades de una partícula:

- posición y dirección
- momento

- energía
- masa
- velocidad

Principio de detección:

- posición y rastreo
- rastreo en un campo magnético
- calorimetría
- identificación de partículas
- Radiación Cherenkov y tiempo de vuelo

“Every effect of particles or radiation can be used as a working principle for a particle detector.”

–Claus Grupen



Interacción de partículas y radiación con la materia

Diferentes tipos de interacciones de partículas neutras y cargadas

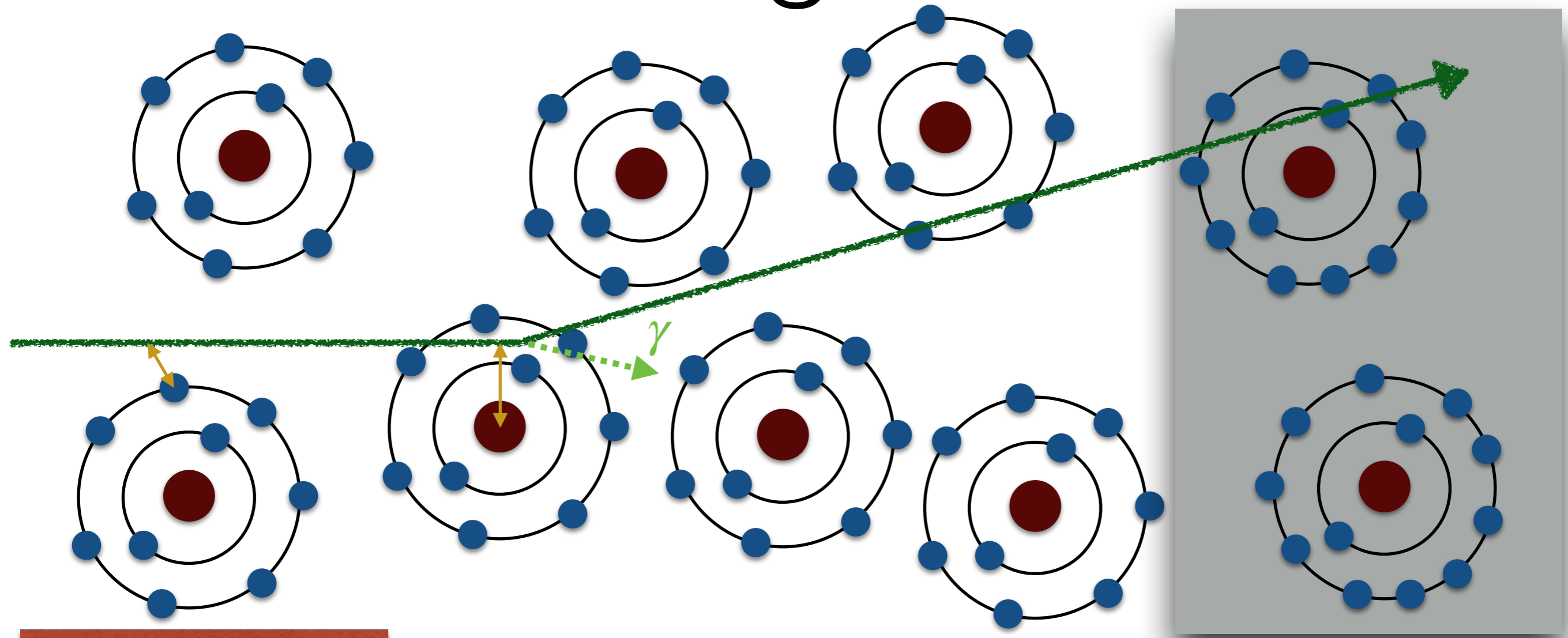
Detección de partículas cargadas (ionización, Bremsstrahlung, Cherenkov)

Detección de rayos γ (Efectos photo eléctrico y Compton, producción de pares)

Detección de neutrones (interacción fuerte)

Detección de neutrinos (interacción débil)

Partículas cargadas



A. Interacción con los electrones atómicos. Las partículas incidentes pierden energía y los átomos se **excitan** o **ionizan**

B. Interacción con los núcleos atómicos. Las partículas se dispersan, se pueden emitir **Bremsstrahlung photons**

C. Cuando la velocidad de las partículas es más grande que la velocidad de la luz en el medio, la onda EM de choque se manifiesta como **radiación Cherenkov**. Cuando la partícula atraviesa la frontera entre dos medios, hay una probabilidad de 1% para producir fotones de rayos X (**transition radiation, TRD**)

Energía perdida por ionización

partículas pesadas

✓ Para partículas pesadas ($m_0 \gg m_e$) la energía perdida promedio dE por longitud dx se describe por la ecuación de Bethe-Bloch (BB) ($0.1 < \beta\gamma < 1000$)

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \overset{=0.1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}}{2\pi N_a r_e^2 m_e c^2} \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I^2} W_{\max} \right) - 2\beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right]$$

$= \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma(m_e/m_0) + (m_e/m_0)^2}$

Medio absorbente

I : mean excitation energy
 (=16 $Z^{0.9}$ eV for $Z > 1$)
 Z : atomic number
 A : atomic weight
 ρ : density
 δ : density correction

Partícula incidente

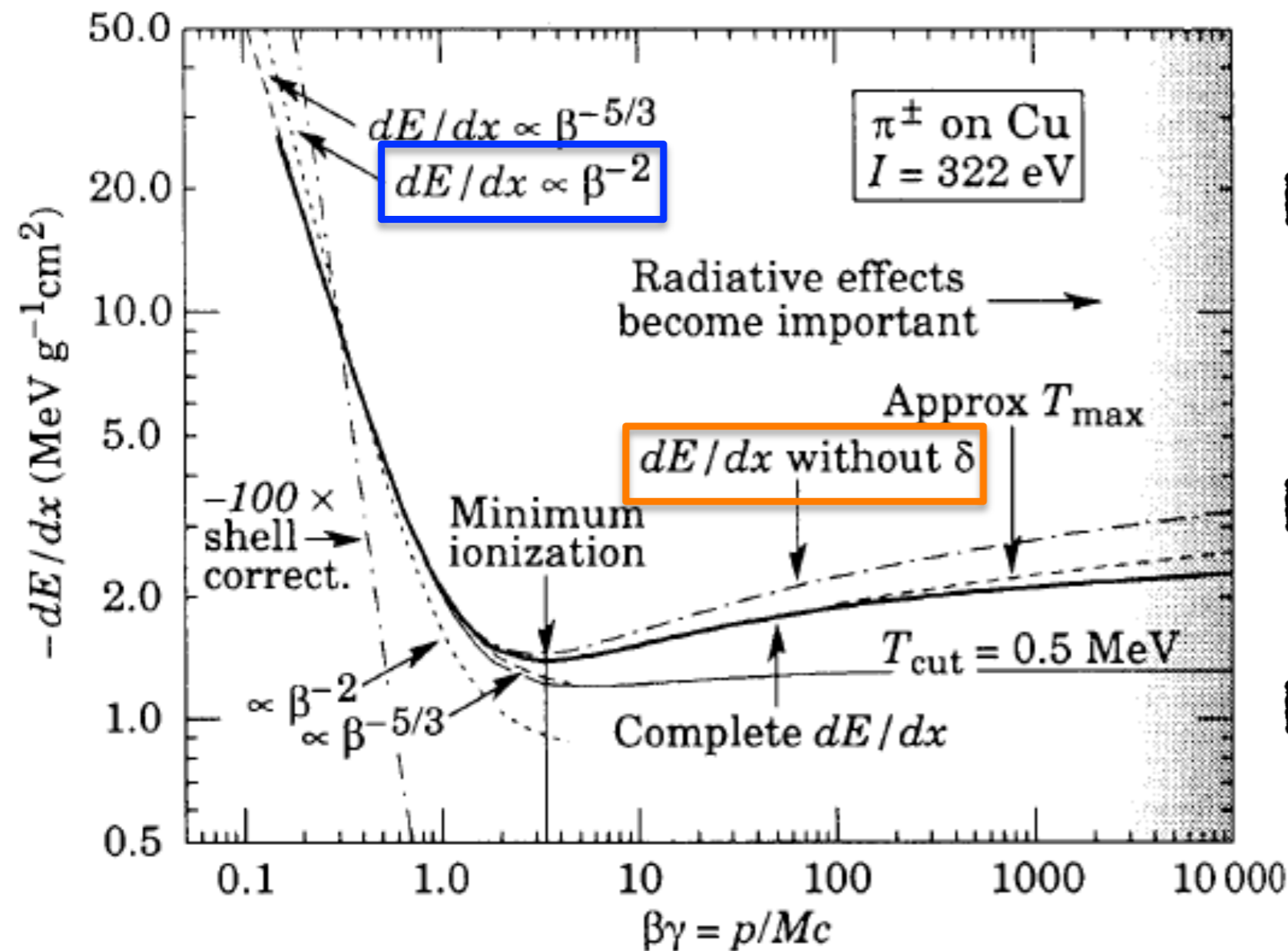
z : charge
 $\beta = v/c$
 $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$
 W_{\max} : max. energy transfer in one collisions

Constantes fundamentales

r_e : classical electron radius
 m_e : mass of electron
 N_a : Avogadro's number
 c : speed of light

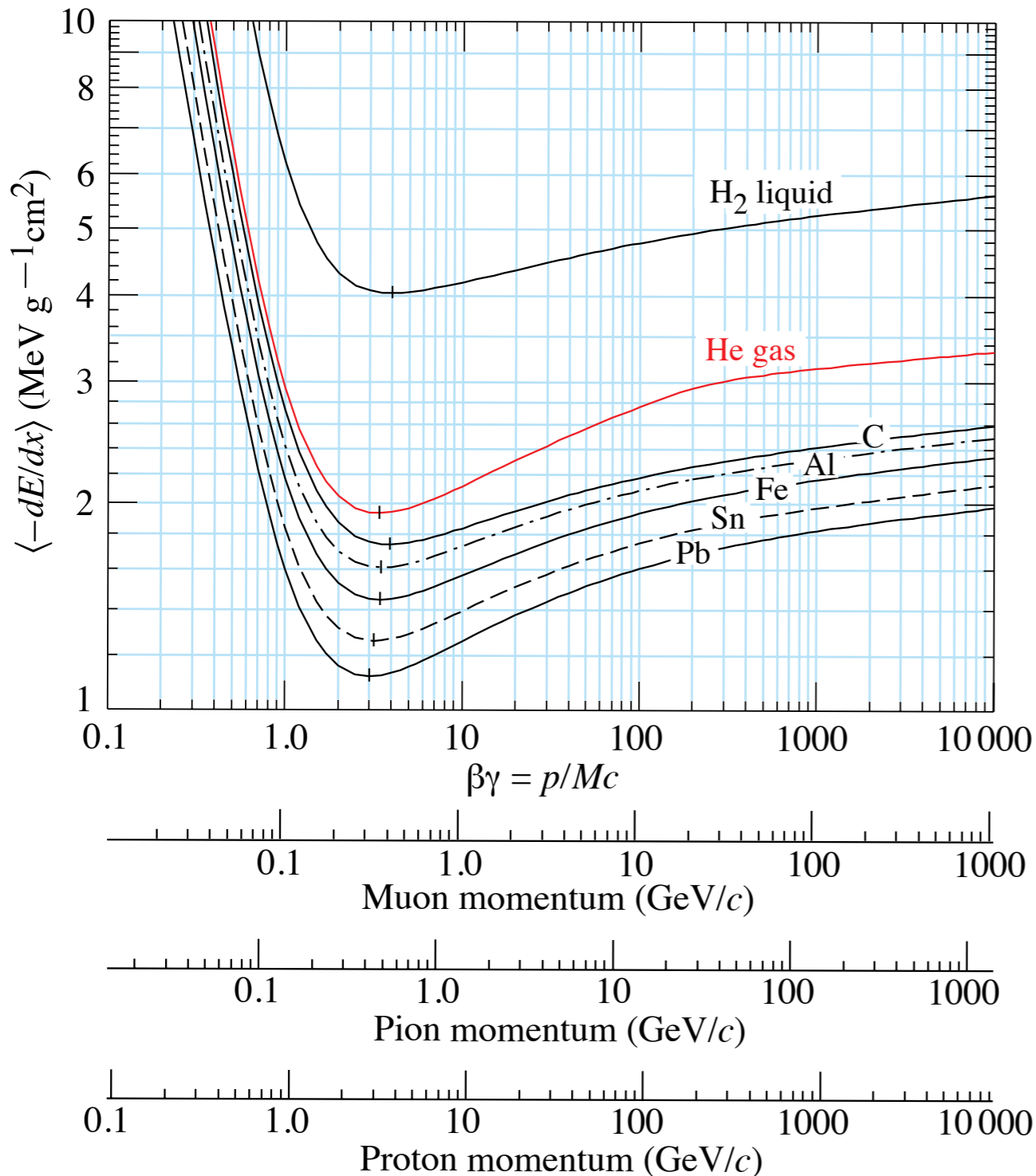
Entendiendo BB

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{\beta^2} \ln(a\beta^2\gamma^2)$$



- ☑ Partículas de ionización mínima (**MIP**)
- ☑ $\beta\gamma = 3-4$
- ☑ dE/dx va como $\sim \beta^{-2}$
- ☑ dependencia precisa: $\sim \beta^{-5/3}$
- ☑ **Subida relativista:**
 $dE/dx \sim \ln(\beta\gamma)^2$
- ☑ Saturación a alta $\beta\gamma$ debida a efectos de densidad (δ)

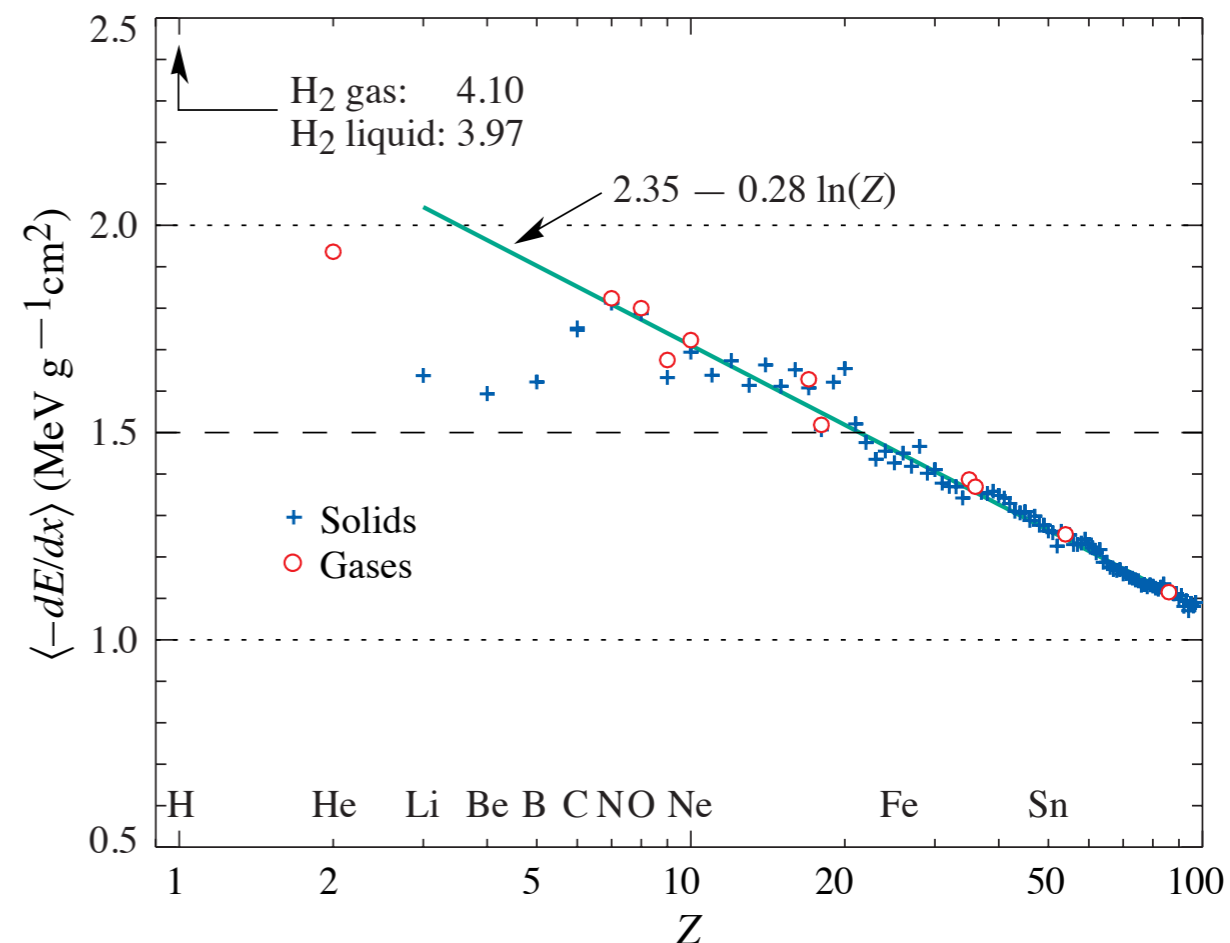
Dependencia en A y Z



$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I^2} W_{\max} \right) - 2\beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right]$$

En materiales absorbentes ligeros, $Z/A \approx 0.5$ la energía perdida en el MIP:

$$-\frac{dE}{\rho dx} \Big|_{\min} \approx 2 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$$



Algunos números

Para materiales ligeros: dE/dx at MIP $\approx 1-2 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$

☑ Para un material con $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$, espesor = 100 cm

$$\Delta E = 100 - 200 \text{ MeV}$$

☑ Hierro, espesor = 100 cm, $\rho = 7.87 \text{ g/cm}^3$

$$\Delta E \approx (1.4 \text{ MeVg}^{-1} \text{cm}^2)(100 \text{ cm})(7.87 \text{ g/cm}^3) = 1102 \text{ MeV}$$

☑ Plomo, espesor = 100 cm, $\rho = 11.35 \text{ g/cm}^3$

$$\Delta E \approx (1.1 \text{ MeVg}^{-1} \text{cm}^2)(100 \text{ cm})(11.35 \text{ g/cm}^3) = 1248 \text{ MeV}$$

Bremsstrahlung

- ✓ Si las partículas cargadas se (des)aceleran en el campo de Coulomb del núcleo, una fracción de su energía cinética se emitirá en forma de fotones

$$-\frac{dE}{\rho dx} \approx 4\alpha N_a \frac{Z^2}{A} z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} \right)^2 E \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right)$$

- ✓ Energía perdida proporcional a $1/m_0^2$: relevante para electrones (o muones ultra-relativistic)

- ✓ Para electrones:
$$-\left\langle \frac{dE}{\rho dx} \right\rangle_{\text{Brems}} = \frac{E}{X_0}$$

donde X_0 es la longitud de radiación

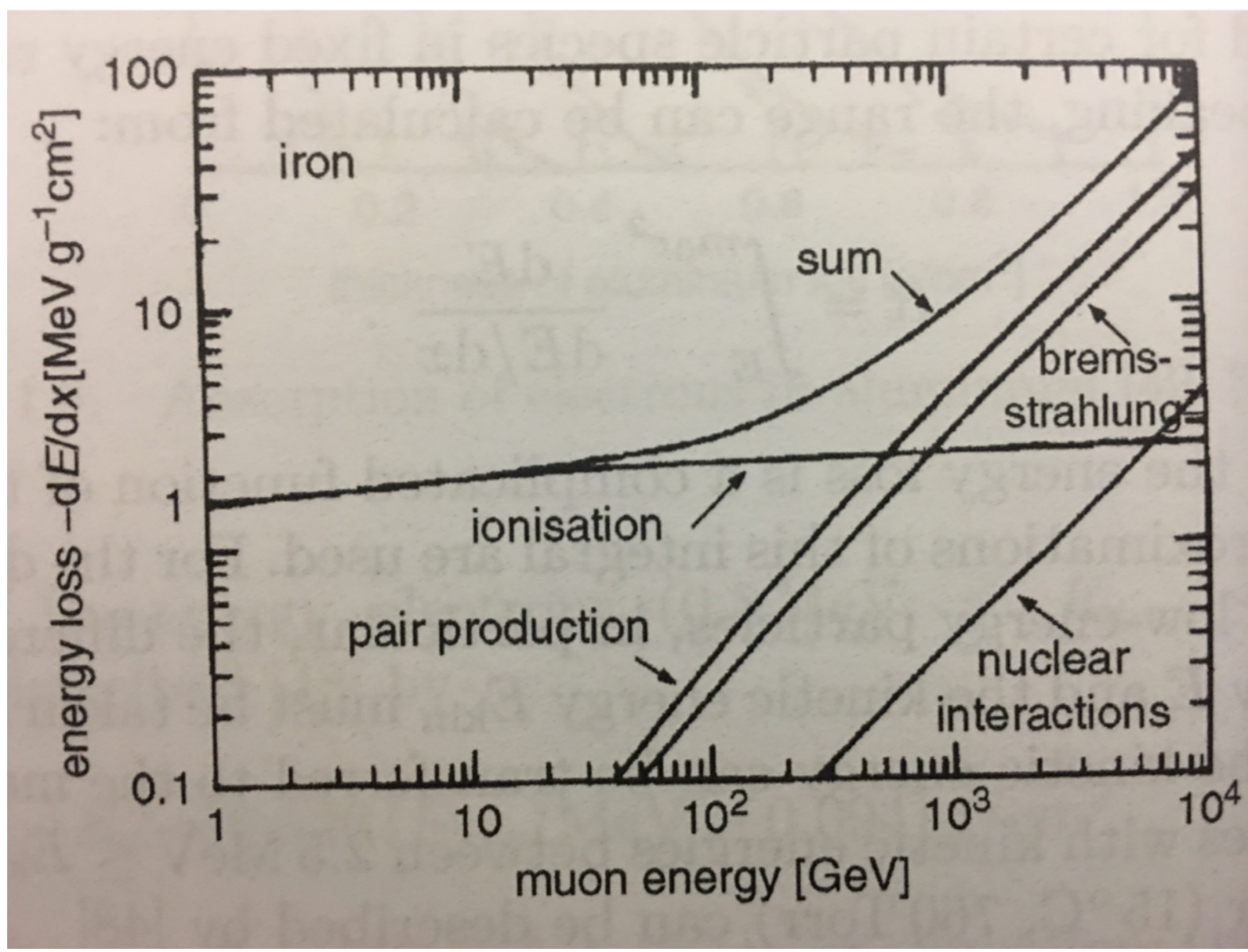
An electron has, on average, a fraction $1/e$ (~ 0.368) left of its original energy after traveling through X_0

Energía perdida total

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{\text{tot.}} = -\frac{dE}{dx}\Big|_{\text{ioni.}} - \frac{dE}{dx}\Big|_{\text{brems.}} - \frac{dE}{dx}\Big|_{\text{pair pr.}} - \frac{dE}{dx}\Big|_{\text{photonucl.}}$$

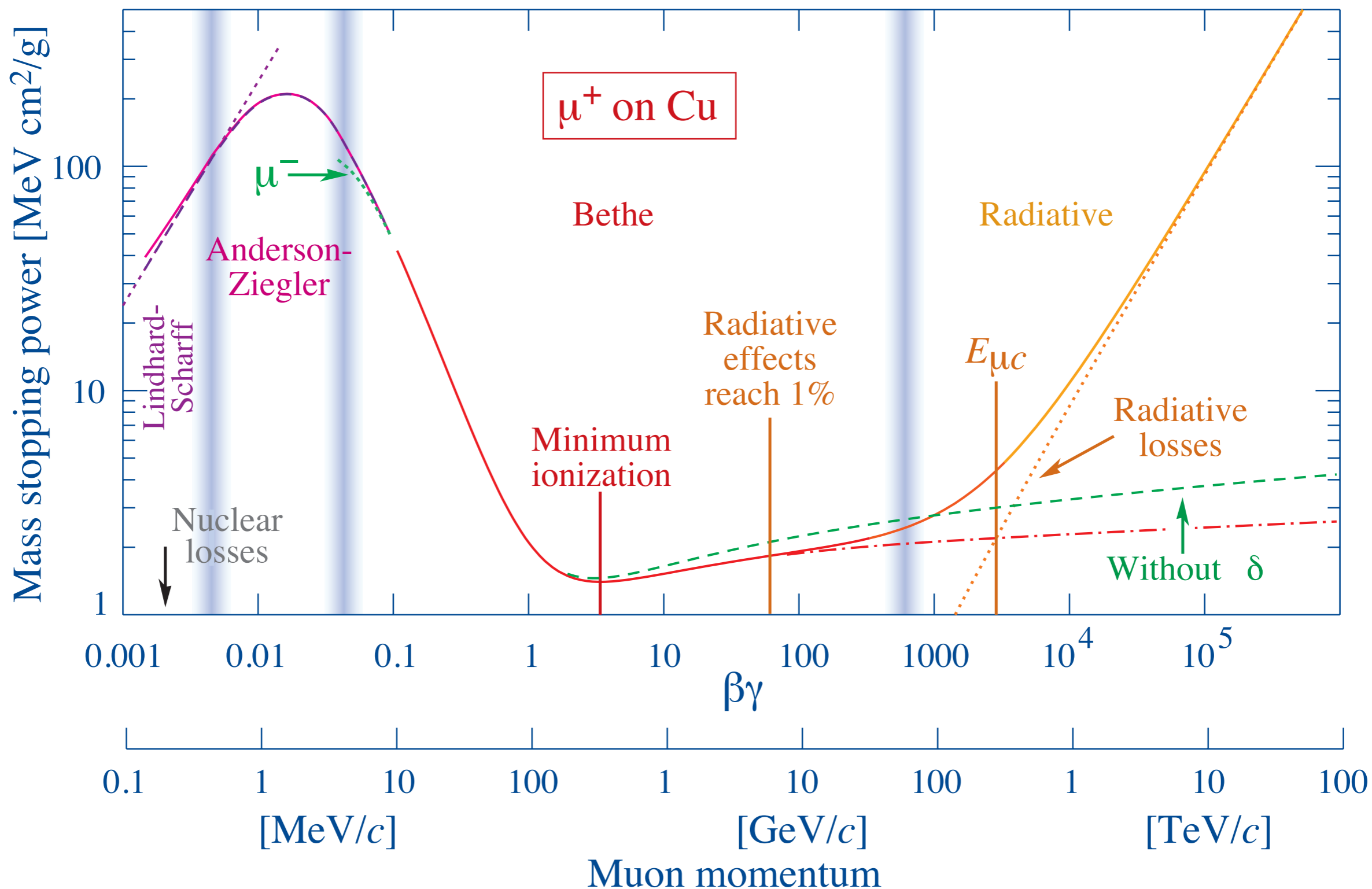
e^+e^- via virtual γ in the Coulomb field of the nuclei $\propto E$

inelastic interactions with nuclei via virtual gauge particles $\propto E$

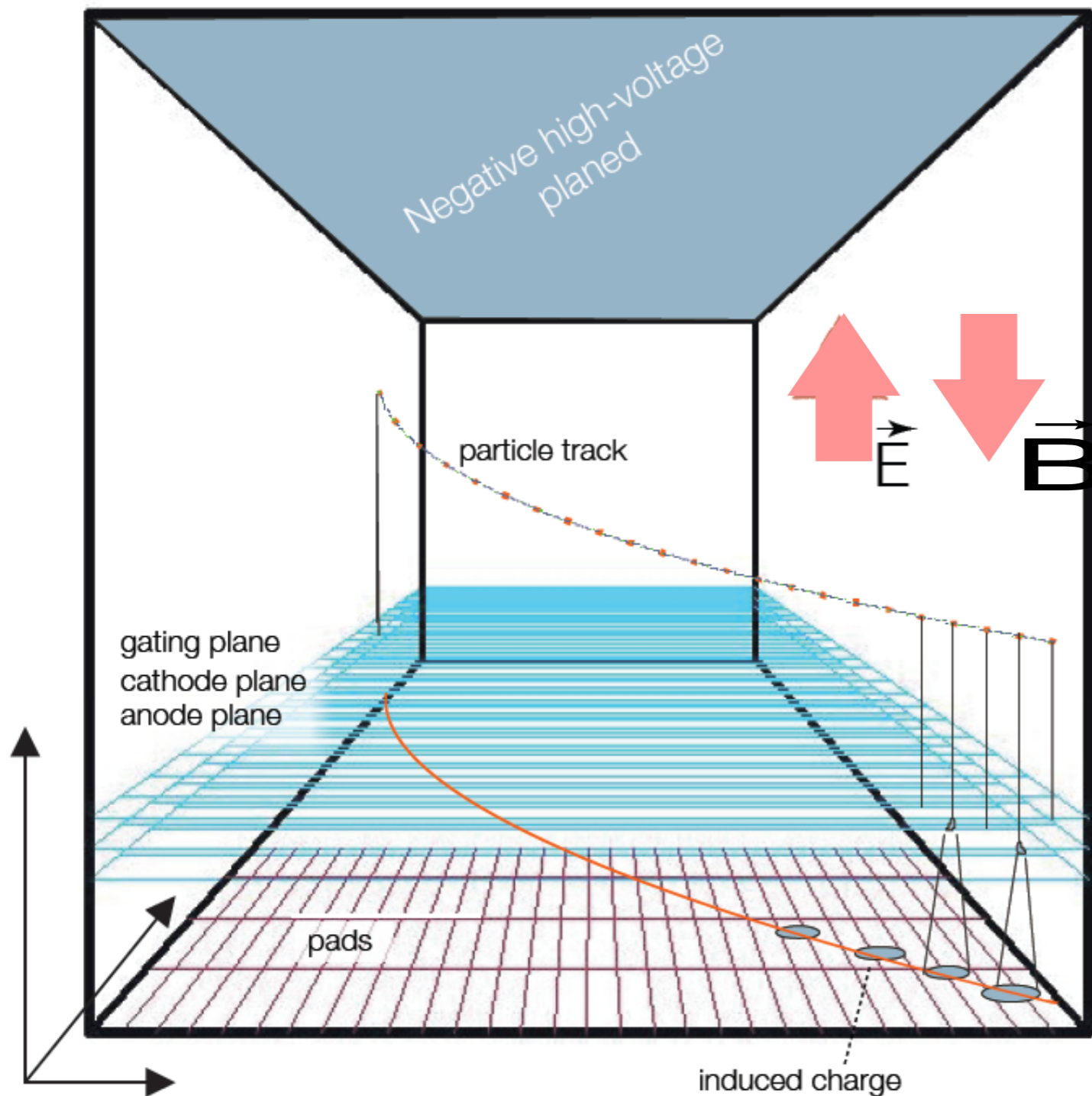


Contribuciones a la pérdida de energía de los muones en el hierro

Podder de frenado



Aplicaciones (I)



Cámara de Proyección Temporal (TPC)

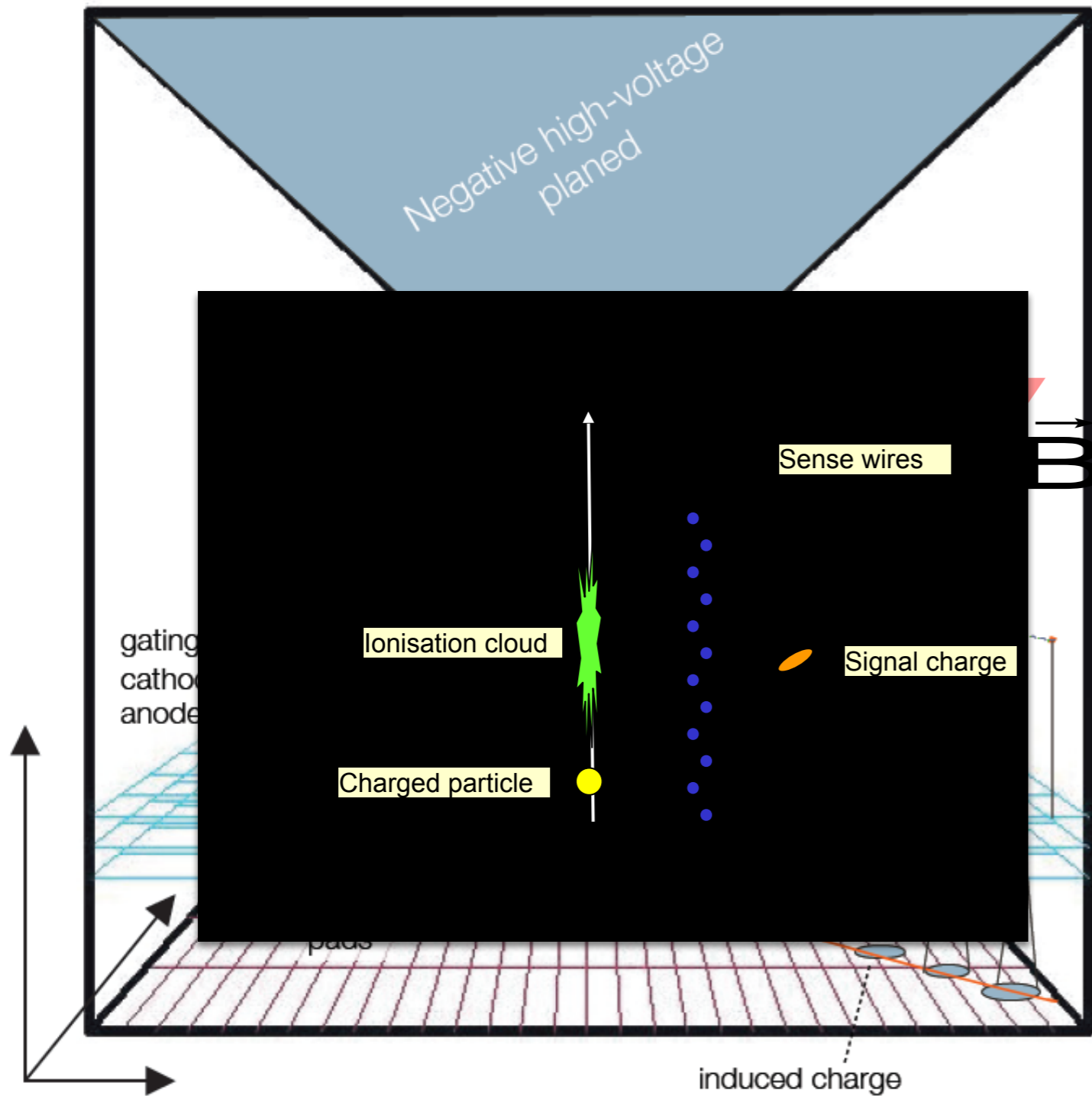
Principales ventajas

- ☑ Rastreo completo sólo con un detector (buena resolución en momento)
- ☑ Identificación de partículas dE/dx (resolución $\sim 5-10\%$)
- ☑ Arrastre paralelo a B para suprimir difusión transversal

Retos

- ☑ Tiempo de arrastre largo (bajo rate)
- ☑ Altos voltajes (descargas)
- ☑ Gran volumen de datos

Aplicaciones (I)



Cámara de Proyección Temporal (TPC)

Principales ventajas

- Rastreo completo sólo con un detector (buena resolución en momento)
- Identificación de partículas dE/dx (resolución $\sim 5-10\%$)
- Arrastre paralelo a B para suprimir difusión transversal

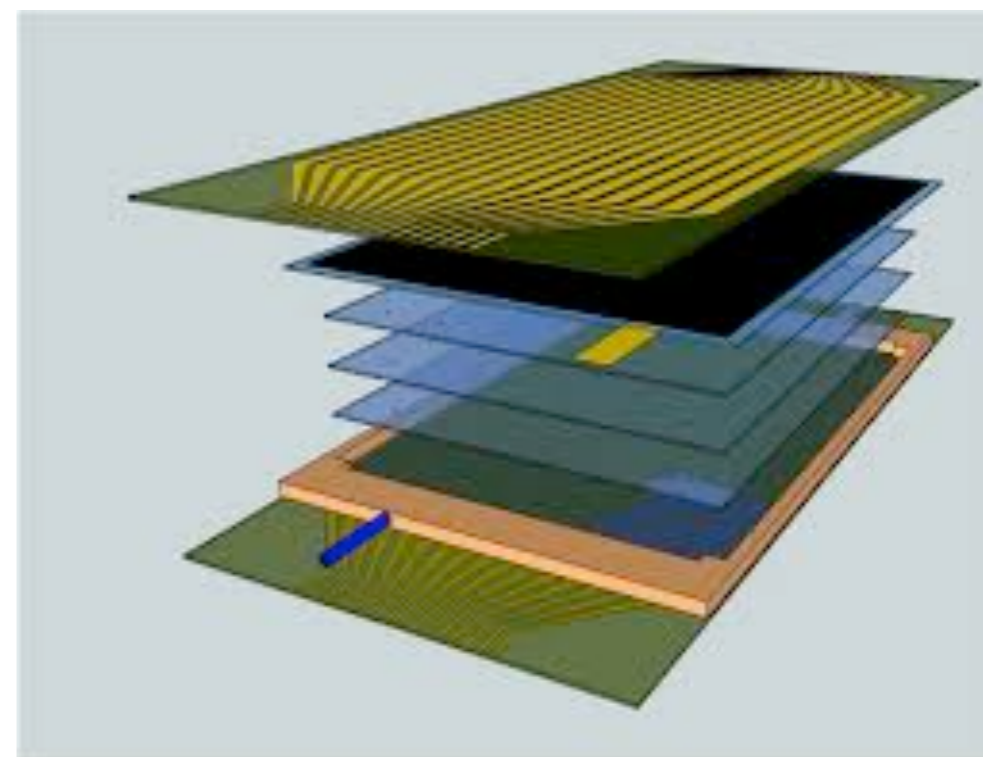
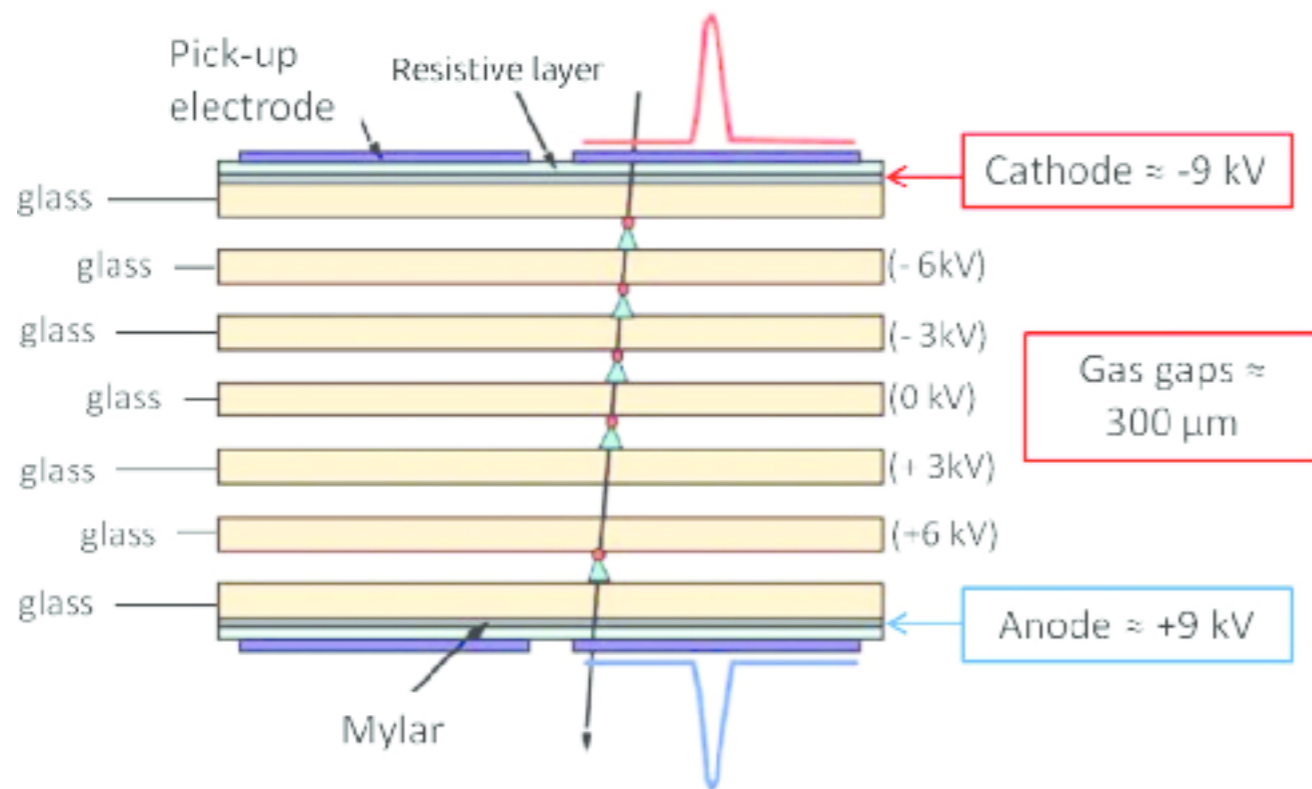
Retos

- Tiempo de arrastre largo (bajo rate)
- Altos voltajes (descargas)
- Gran volumen de datos

Aplicaciones (II)

Cámara de Placas Resistivas Multiespaciadas (MRPC)

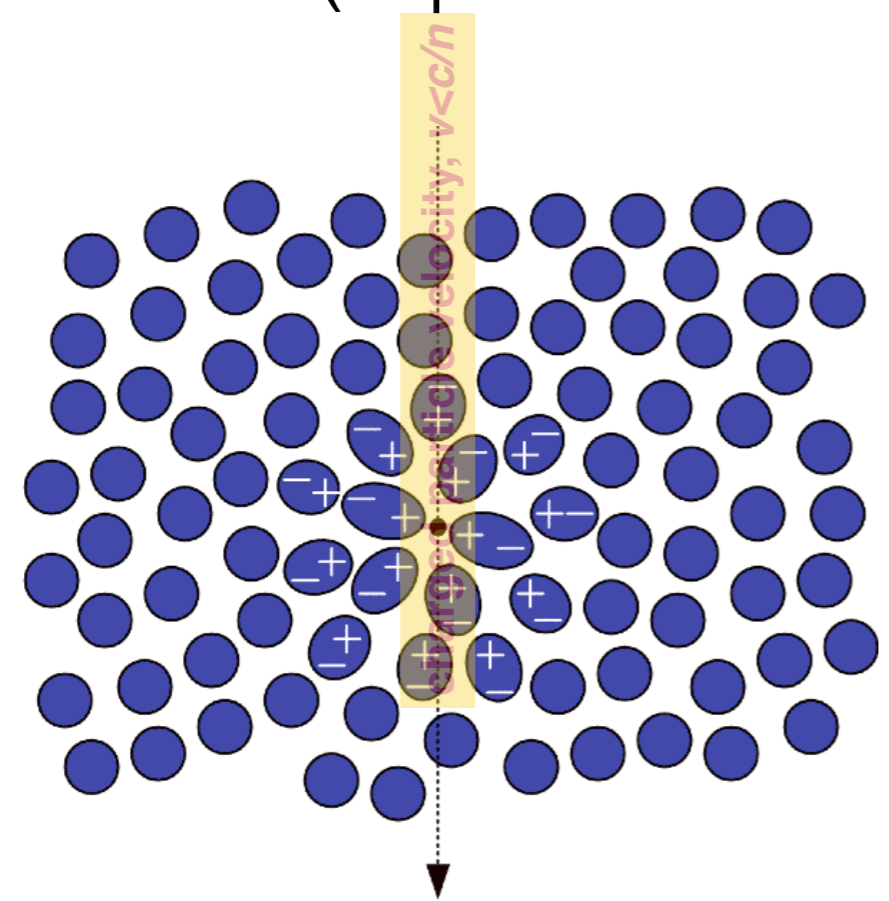
- ☑ Placas de vidrio resistivo apiladas
- ☑ Se aplica un alto voltaje a las placas externas
- ☑ La ionización se amplifica gracias al campo eléctrico intenso entre las placas
- ☑ La resolución temporal es de algunos pico-segundos. Útil para mediciones de tiempo de vuelo (PID)



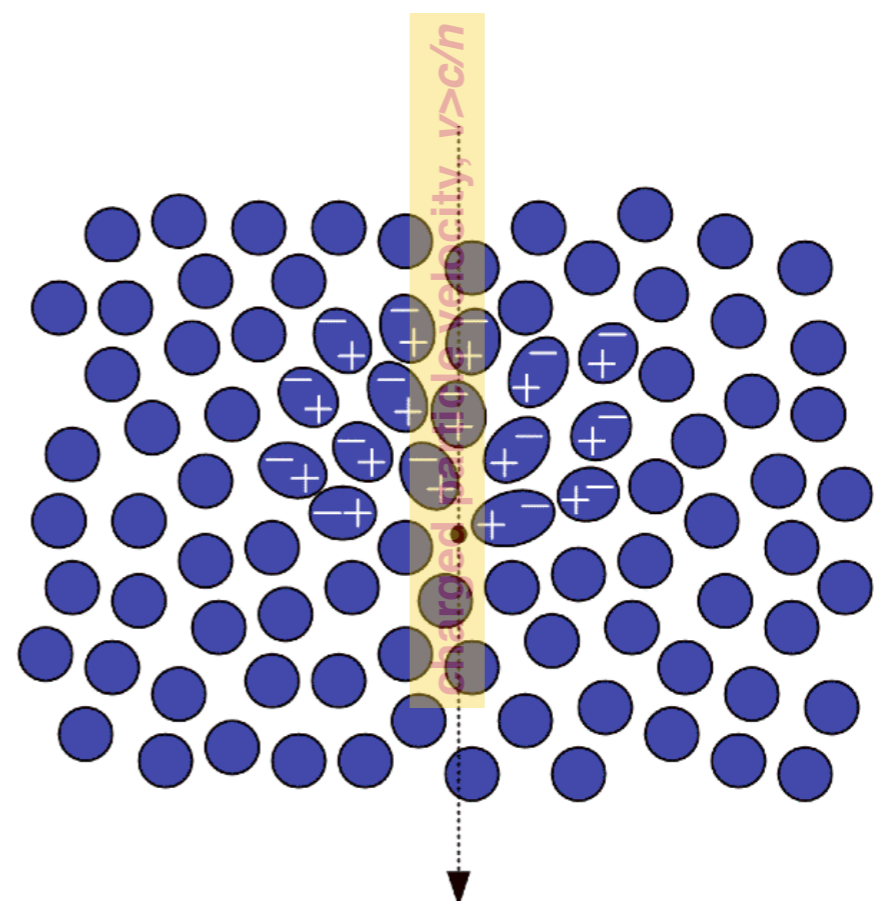
Interacción de partículas y radiación γ con la materia

Radiación Cherenkov

☑ Una partícula cargada (velocidad, v) atravesando un medio con índice de refracción n polariza átomos a lo largo de su trayectoria (dipolos eléctricos)

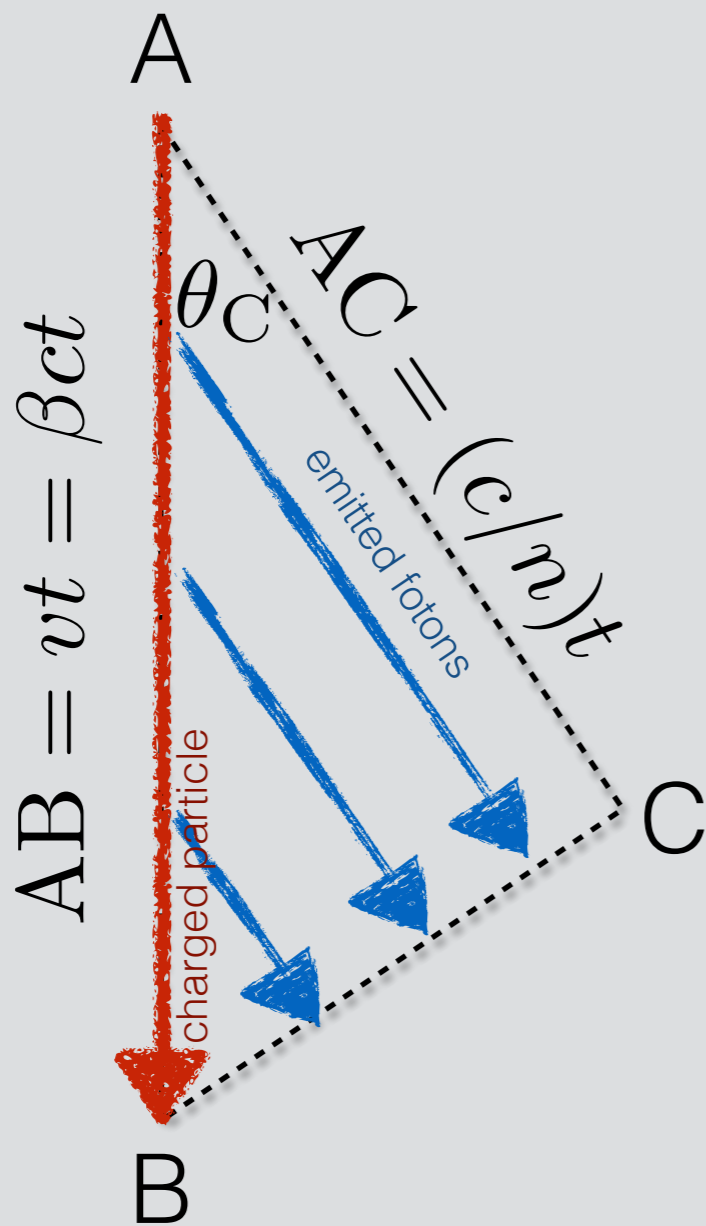


Dipolos dispuestos simétricamente alrededor de la trayectoria de las partículas



La simetría se rompe
 Momento dipolar diferente de cero.
 Variación temporal del campo dipolo
 ⇒ radiación ($\lambda=300-600 \text{ nm}$)

Ángulo Cherenkov



☑ **Efecto de threshold:** La radiación se emite si

$$\beta > \beta_c = \frac{1}{n}$$

☑ En el threshold, la radiación se emite en la dirección “hacia delante”

$$\beta = \beta_c \rightarrow \theta_C = 0$$

☑ El máximo ángulo se logra para

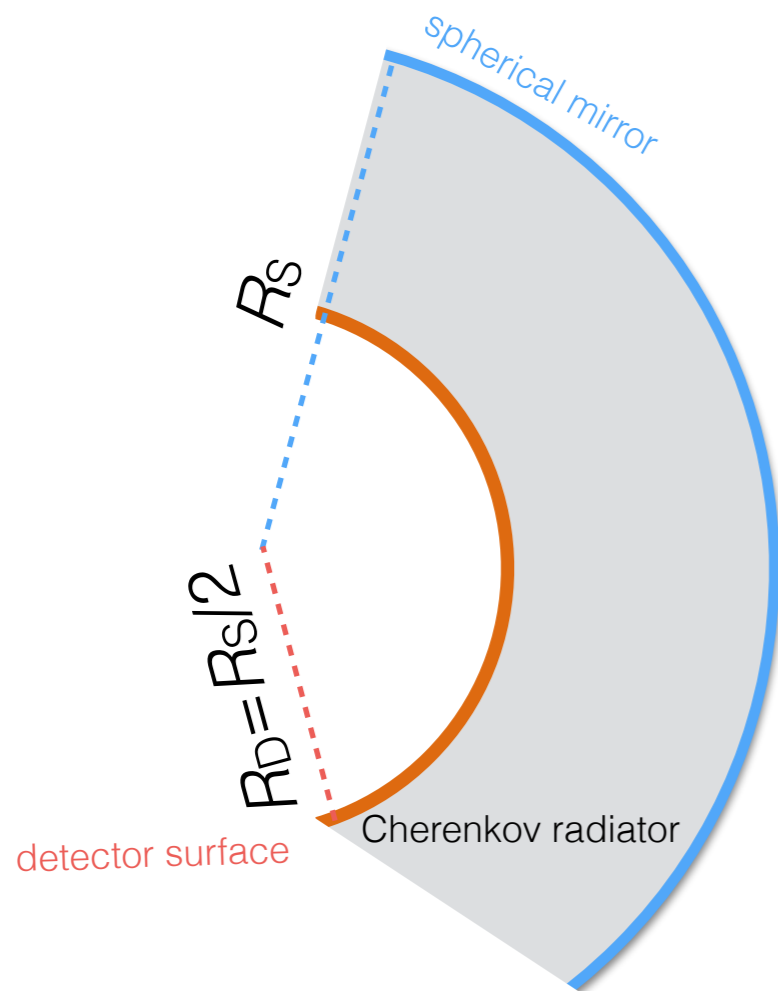
$$\beta = 1 \rightarrow \theta_C^{\max} = \arccos\left(\frac{1}{n}\right)$$

$$\cos\theta_C = \frac{AC}{AB} = \frac{1}{n\beta}$$

Aplicaciones

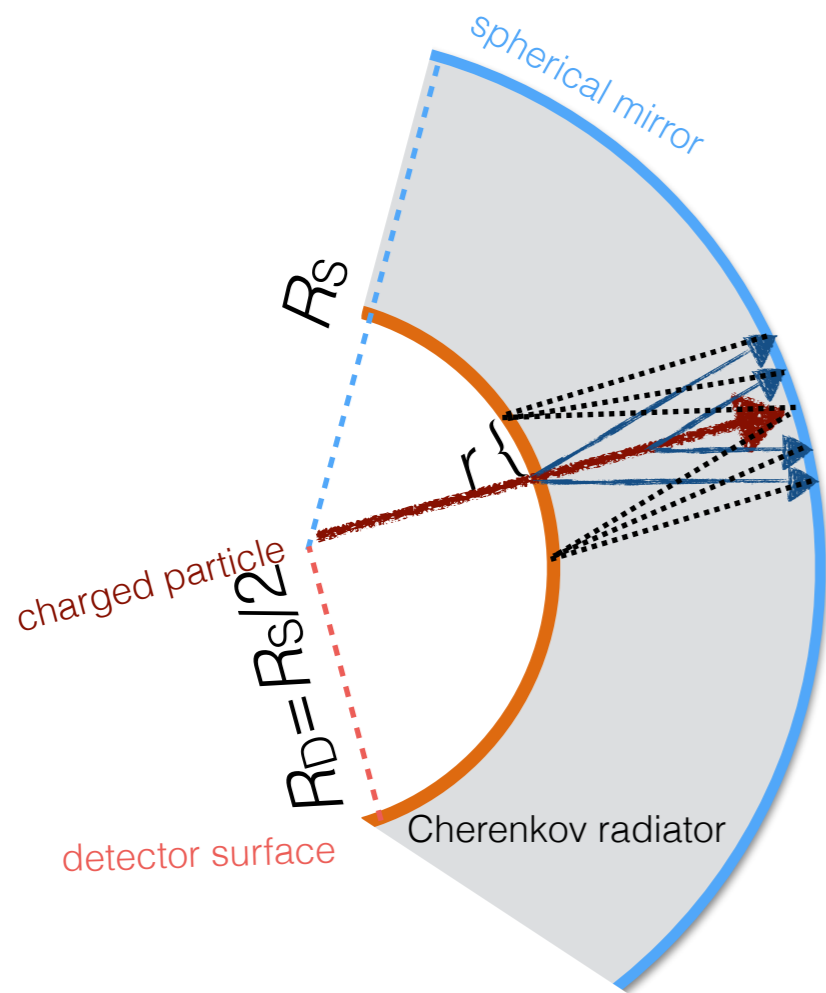
Ring Imaging Cherenkov counters, RICH

- ☑ Arreglo conveniente, longitud focal: $f = R_s/2$



Aplicaciones

Ring Imaging Cherenkov counters, RICH



- ☑ Arreglo conveniente, longitud focal: $f = R_S/2$
- ☑ Emisión al mismo ángulo (θ_C) w.r.t. la trayectoria de la partícula

$$r = f\theta_C = \frac{R_S}{2}\theta_C$$

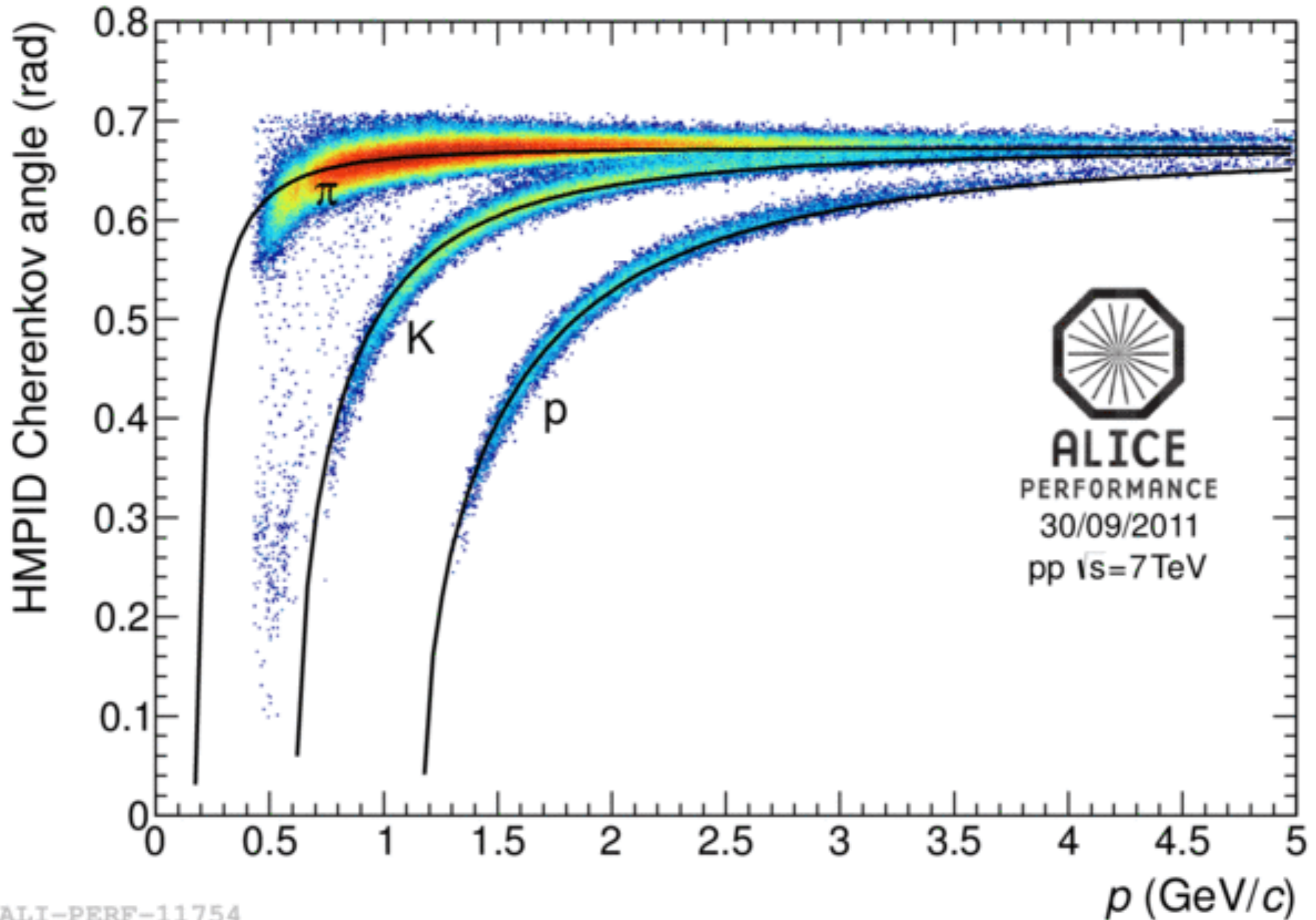
donde r es el radio del anillo. Si medimos r , entonces conoceremos la velocidad de la partícula

$$\beta = 1/n\cos(2r/R_S)$$

Si con otro detector medimos p , entonces podemos determinar la masa de la partícula!

$$p = (m_0c\beta) / \sqrt{1 - \beta^2}$$

Implementación

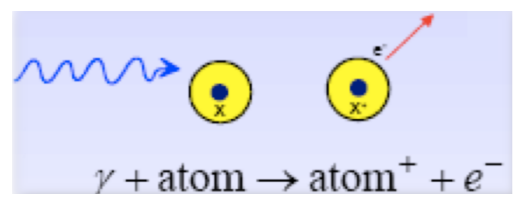


ALI-PERF-11754

Interacción de fotones

- ☑ Detección indirecta a través de interacciones en el medio, partículas cargadas producidas (ionización)
- ☑ Los fotones se pueden absorber completamente

- ☑ *efecto fotoeléctrico*

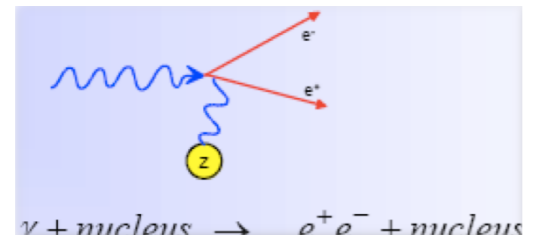


$$\sigma_{p.e} = \left(\frac{32}{\epsilon^7}\right)^{1/2} \alpha^4 Z^5 \sigma_{Th}^e \text{ [cm}^2/\text{atom]}$$

$\epsilon = E_\gamma / m_e c^2$

$\sigma_{Th} = 6.6 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$

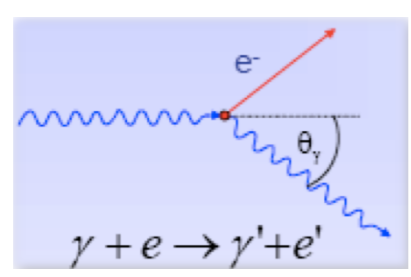
- ☑ *Producción de pares*



$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{\text{nucleus or e}}} c^2$$

- ☑ Dispersión de fotones a partir de electrones atómicos cuasi libres

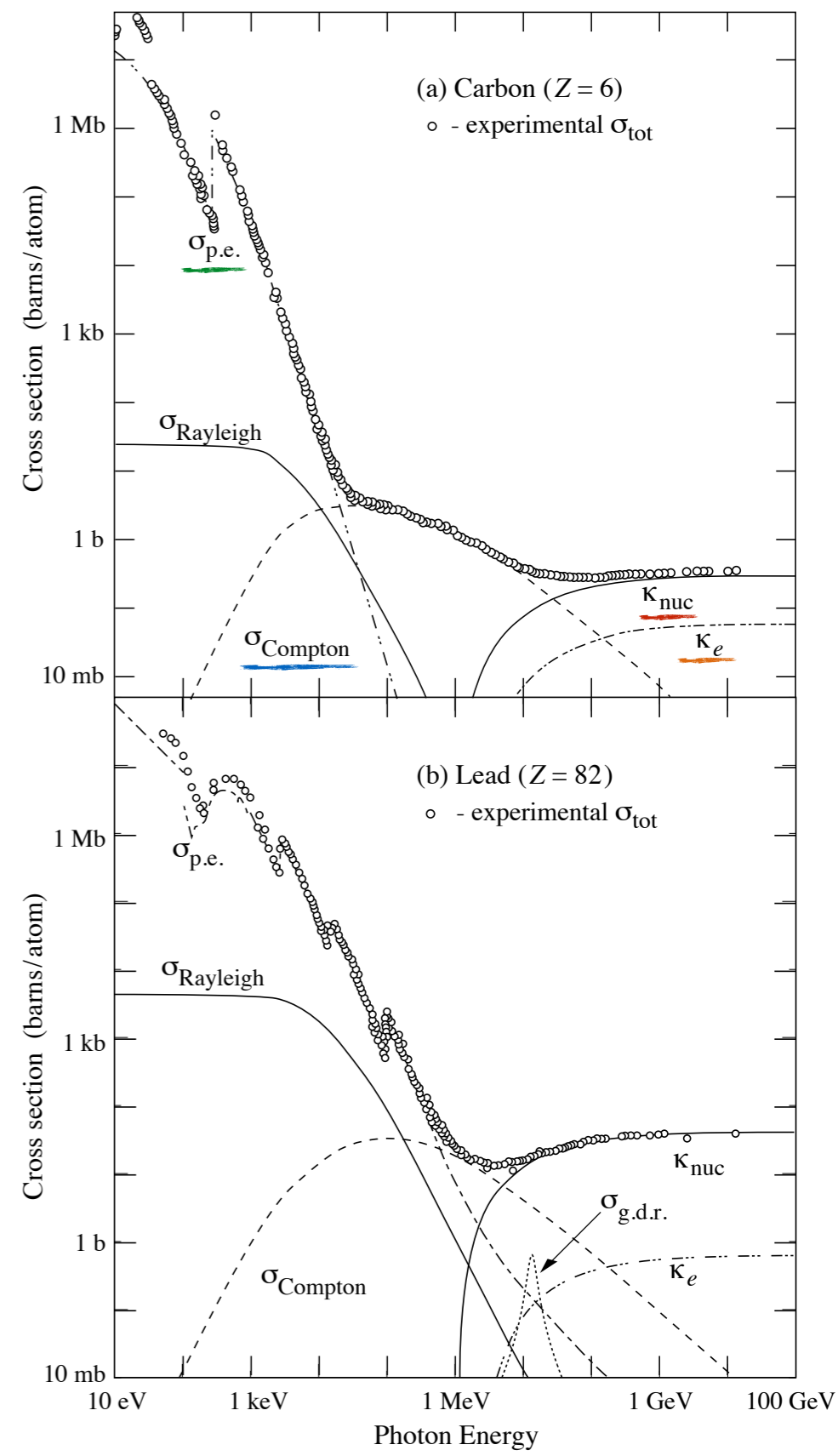
- ☑ *Compton scattering*



$$\sigma_{\text{Compton}} \propto \frac{\ln \epsilon}{\epsilon} \text{ (at high energies)}$$

Sección eficaz total

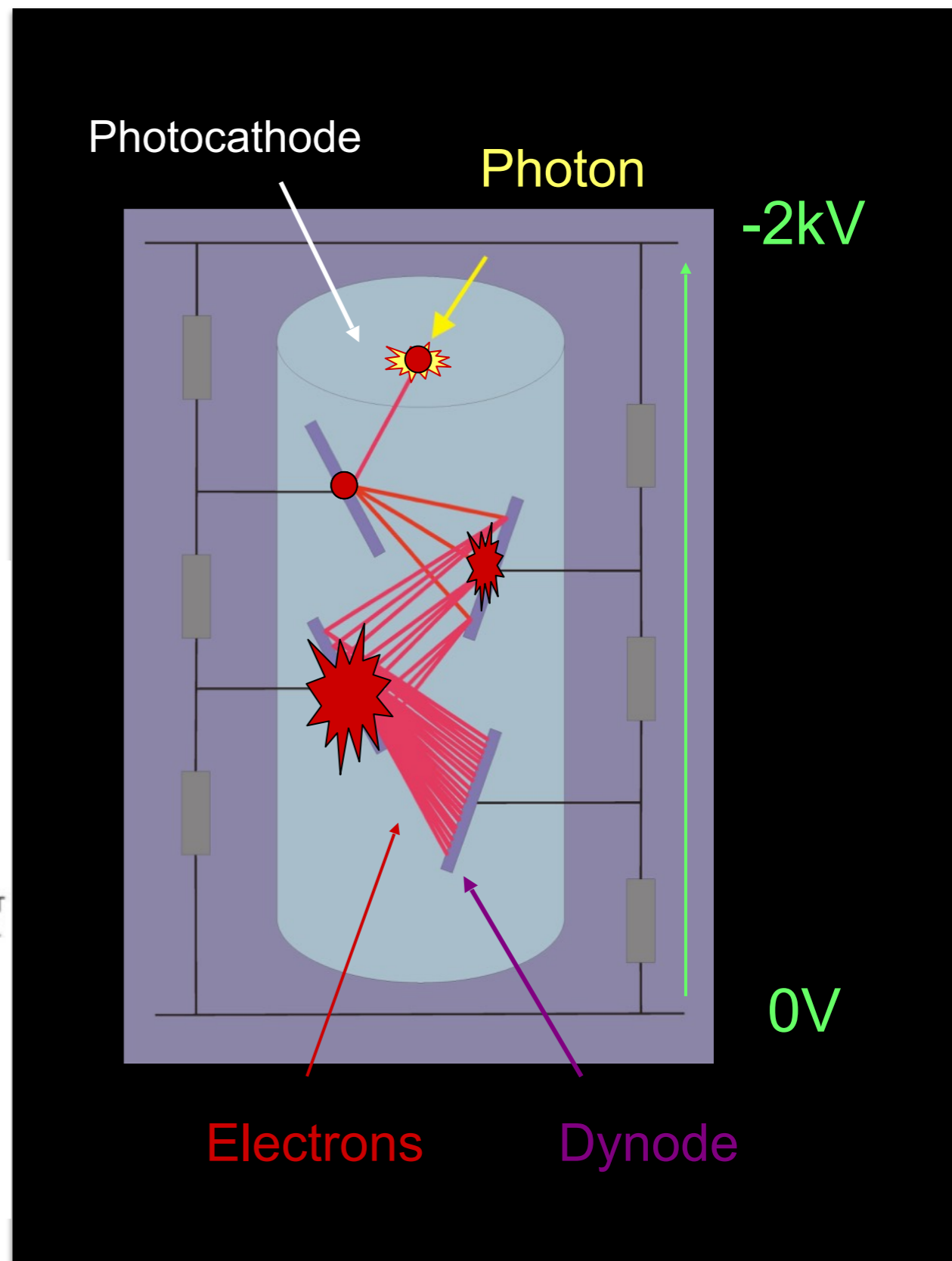
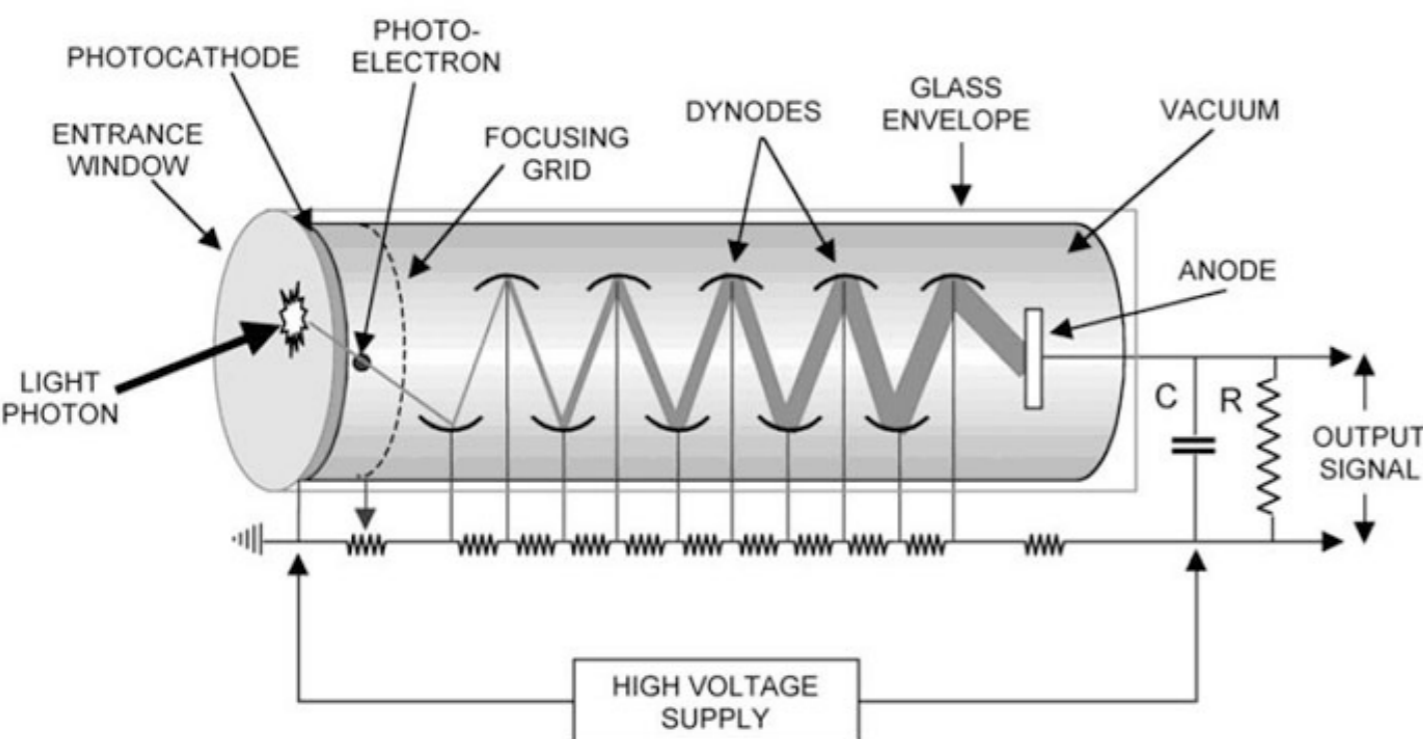
- ☑ Atomic photoelectric effect
- ☑ Rayleigh (coherent) scattering-atom neither ionised nor excited
- ☑ Incoherent scattering (Compton scattering off an electron)
- ☑ Pair production, nuclear field
- ☑ Pair production, electron field
- ☑ Photonuclear interactions. In this interactions the target nucleus is broken up



Aplicaciones

For the measurement of fast light signals we use the photomultiplier (PMT)

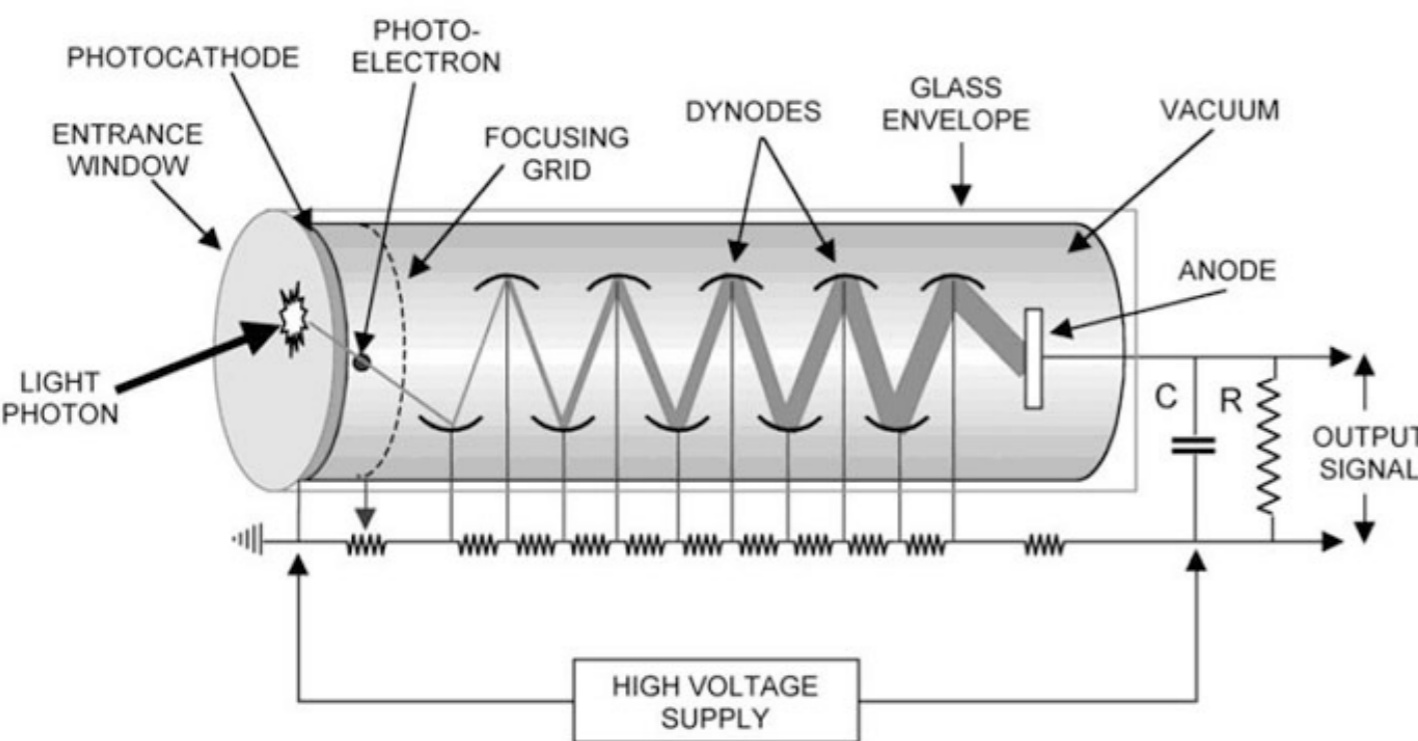
*Light in the visible or ultraviolet range, e.g. from a scintillation counter - liberates electrons from a photocathode via the **photoelectric effect**



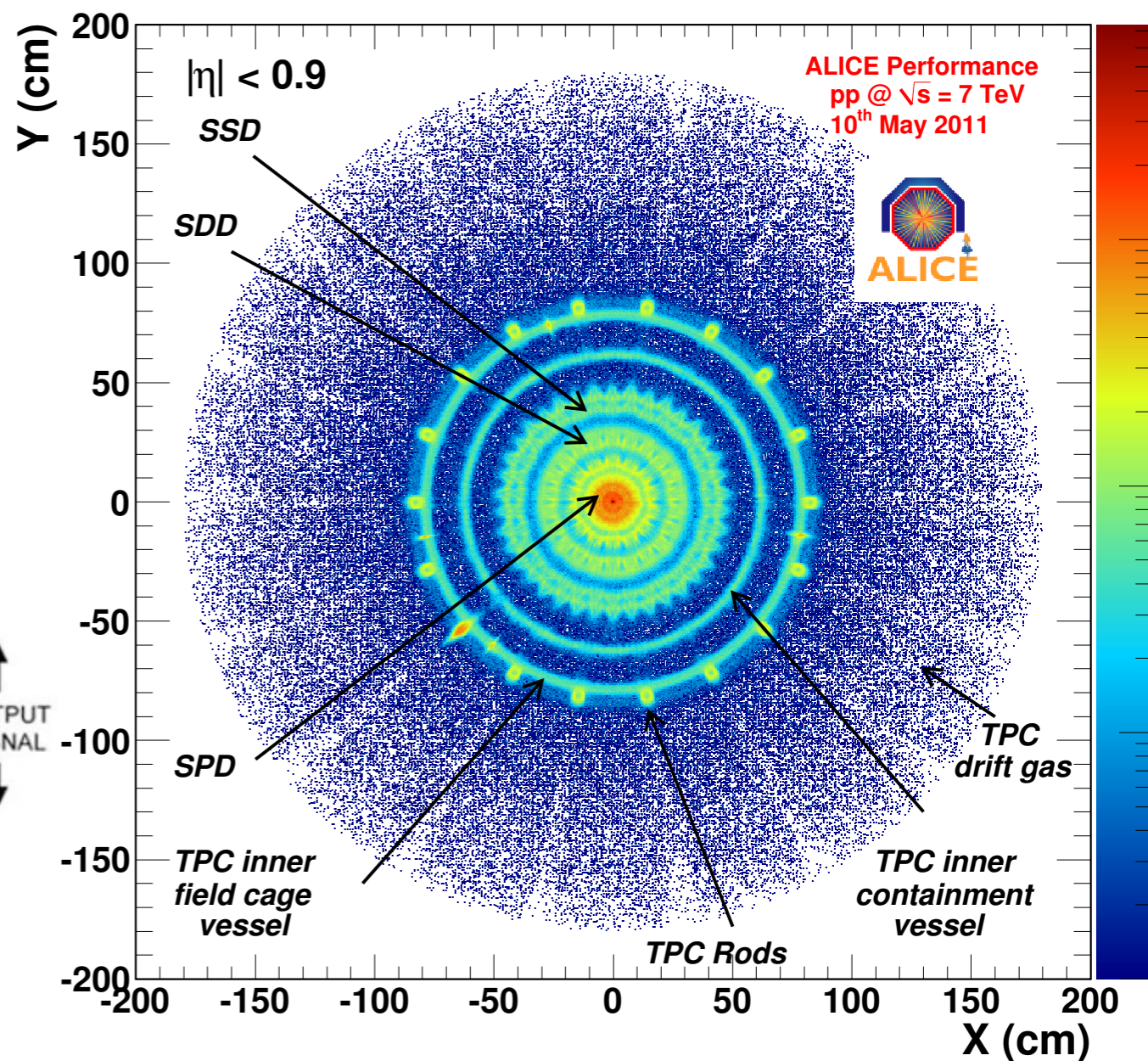
Aplicaciones

For the measurement of fast light signals we use the photomultiplier (PMT)

*Light in the visible or ultraviolet range, e.g. from a scintillation counter - liberates electrons from a photocathode via the **photoelectric effect**



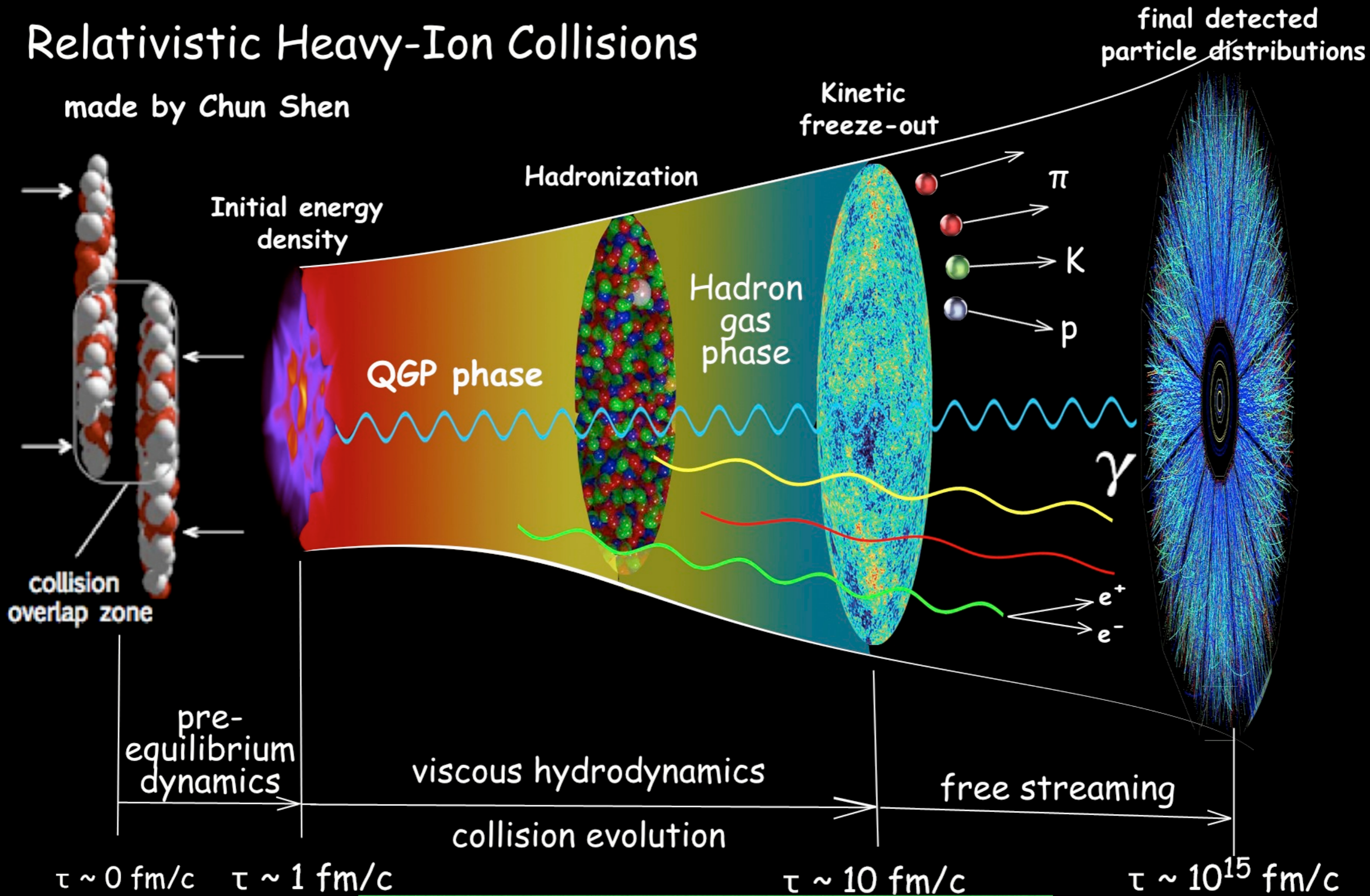
Detector tomography using **gamma conversions**



Complex detector for specific physics goals
Example: study of the Quark-Gluon-Plasma via heavy-ion collisions at relativistic energies

Relativistic Heavy-Ion Collisions

made by Chun Shen

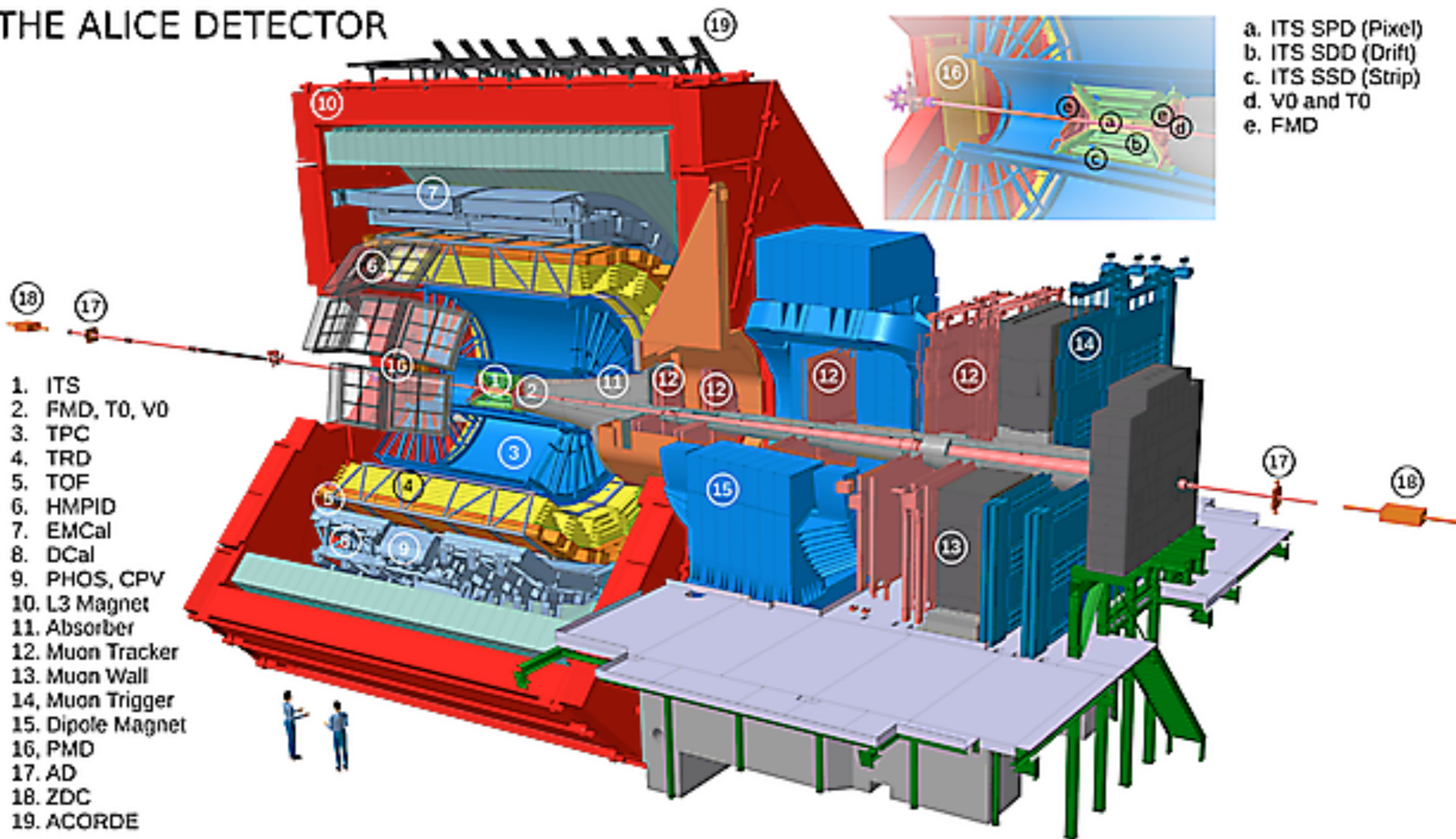


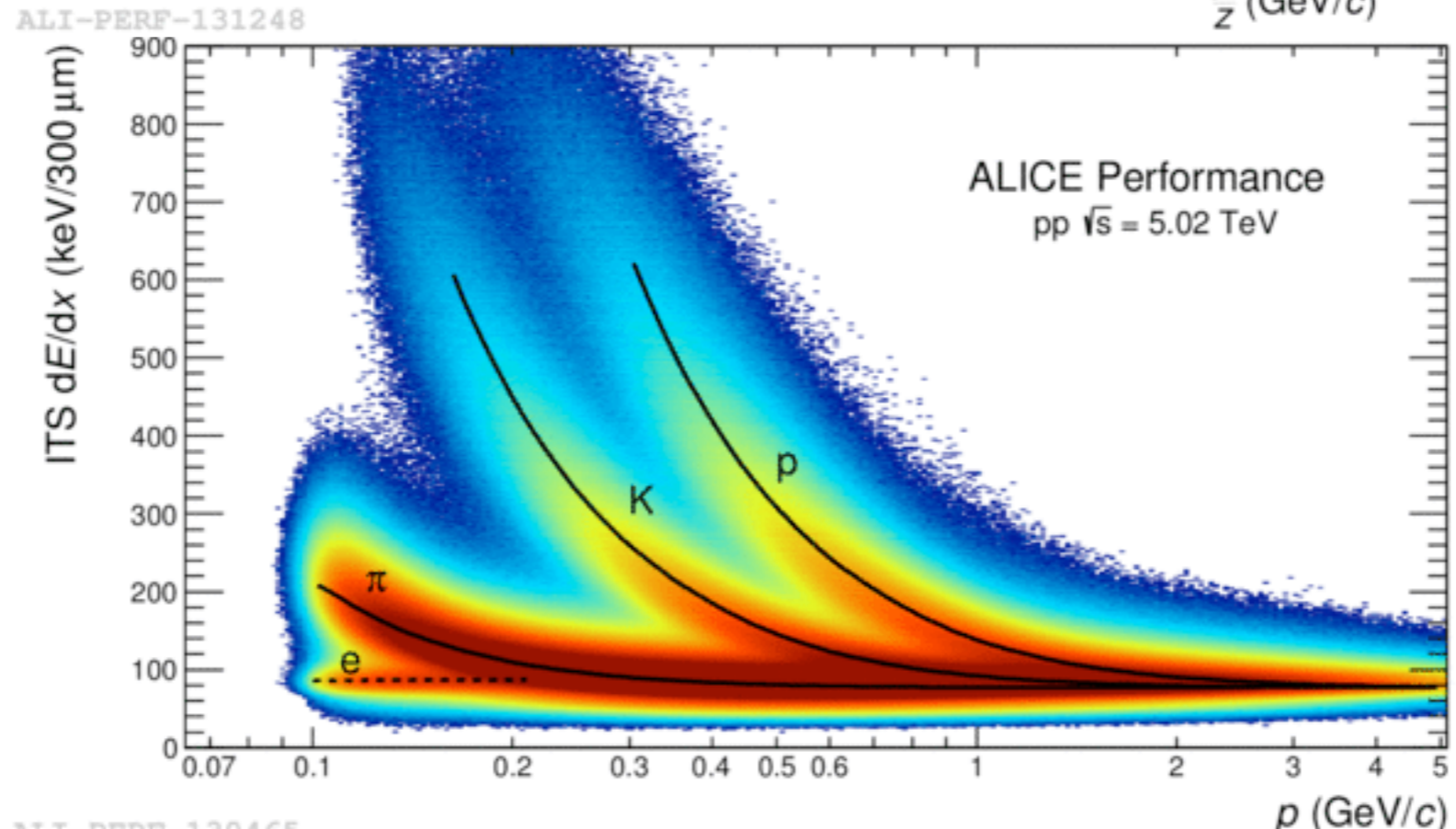
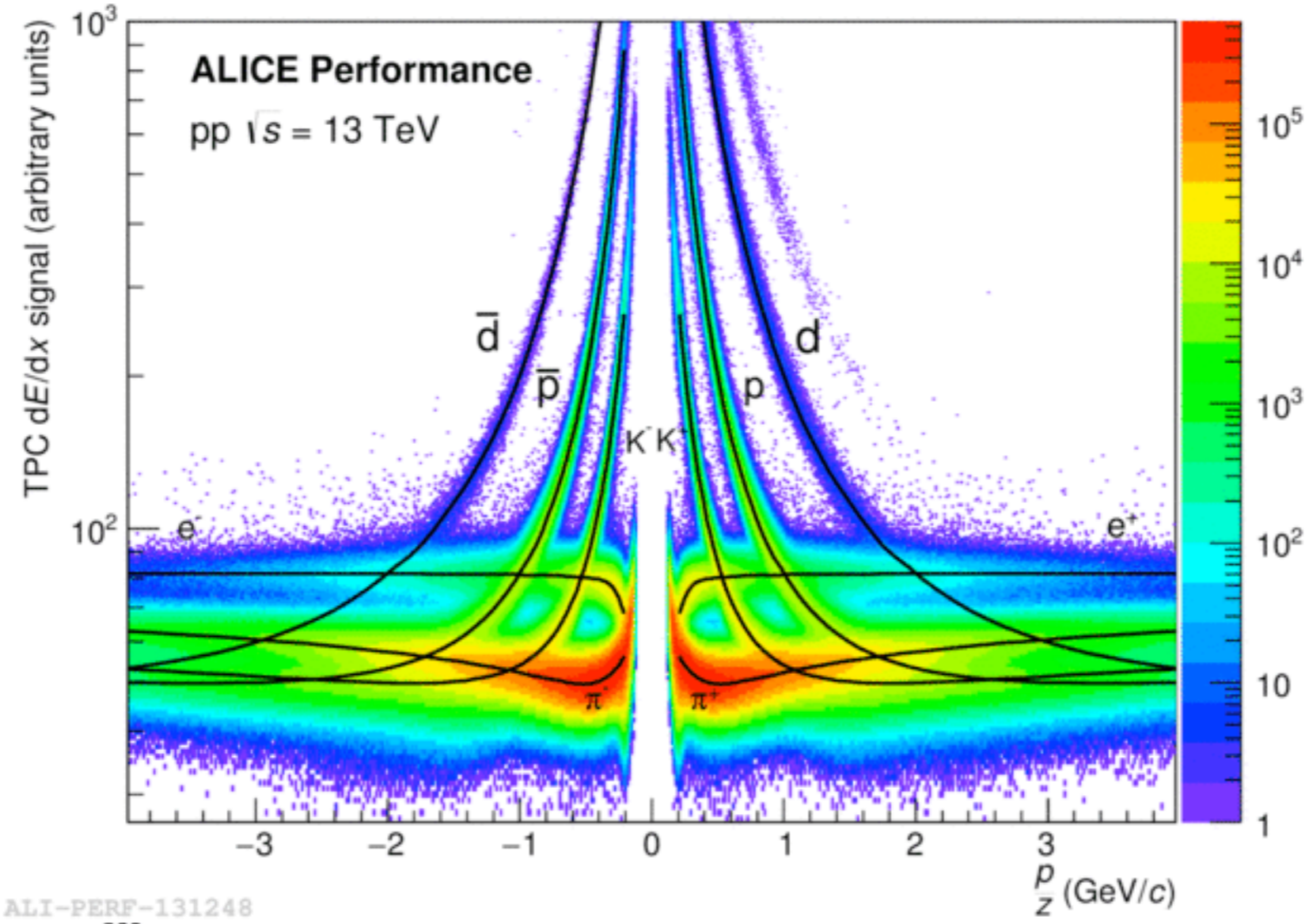
Physics case: early Universe

Different technologies in a single detector



THE ALICE DETECTOR





References

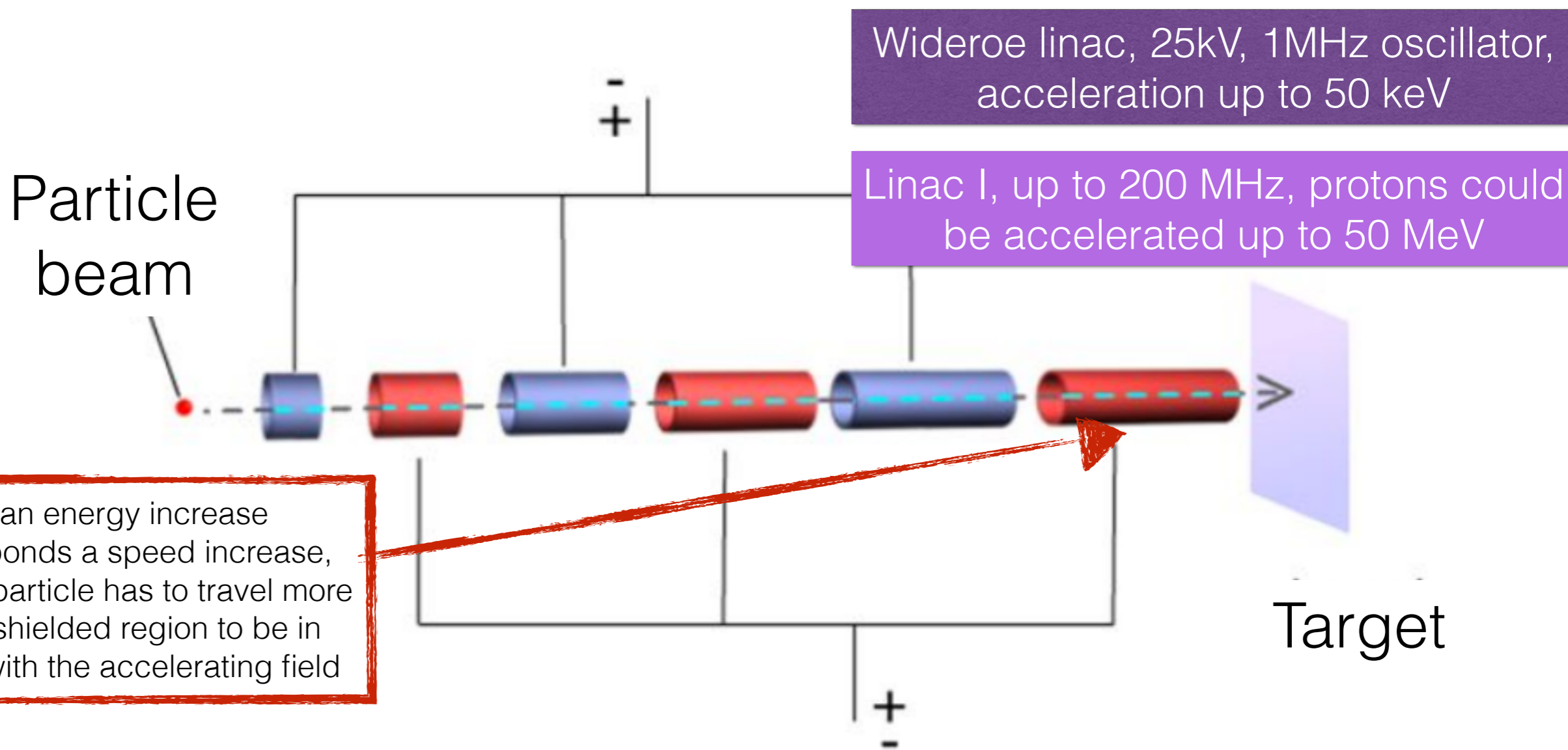
- Claus Grupen and Boris Shwartz, “Particle Detectors”, 2nd Edition, Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics and cosmology
- C. Patrignani et al., “Review of Particle Physics”, Chin. Phys. C40, no. 10, 2016
- Y. Nagashima, “Elementary Particle Physics”, Vol. 1, WILEY-VCH
- E. Garutti (DESY), “The Physics of Particle Detectors”, Lectures and Journal Club (22201)

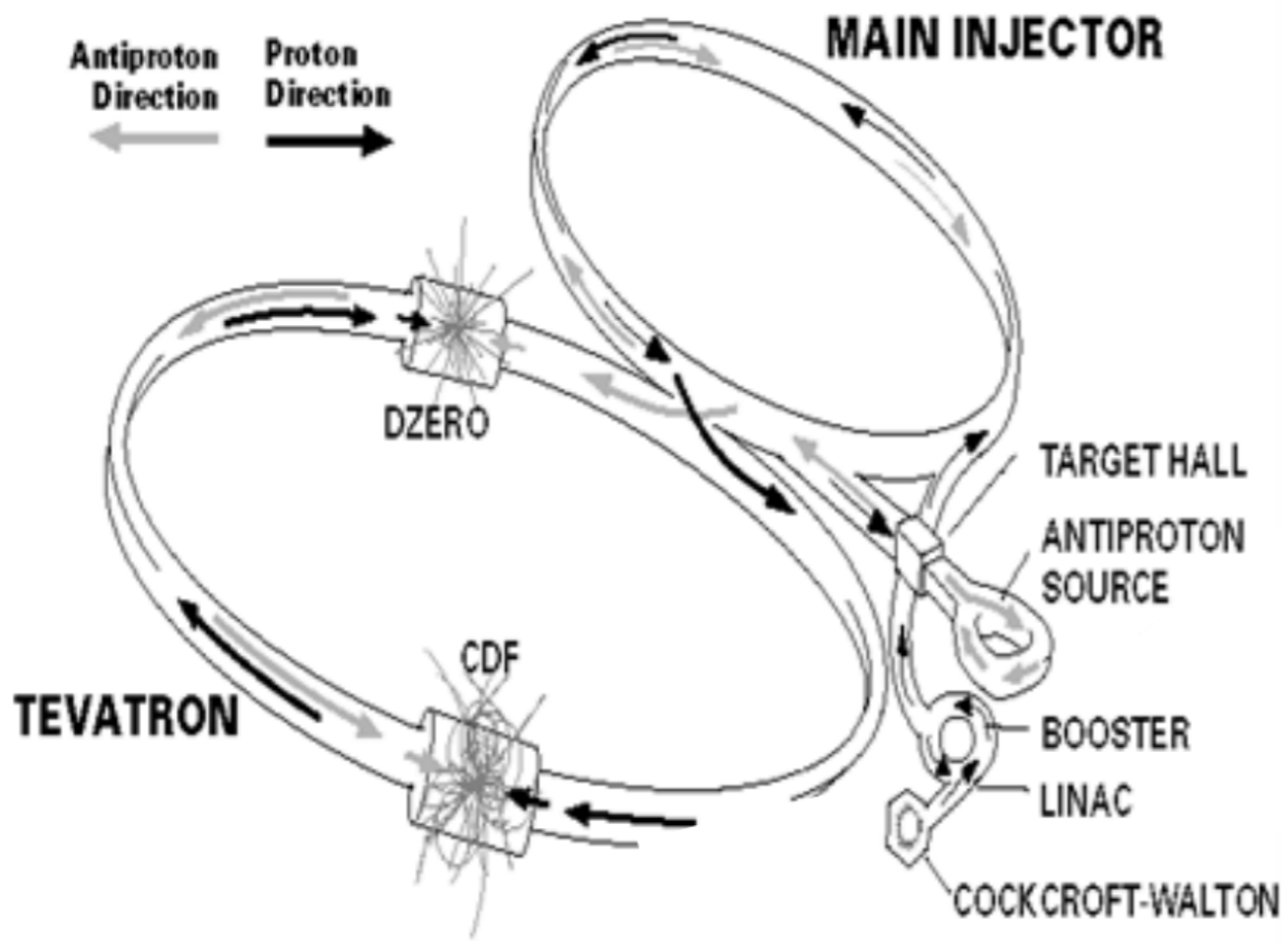
Backup

Linear accelerators

Bases for the linear accelerators

Replace static fields by time-varying fields by only exposing the bunch to the wave at certain selected points. The gaps increase length with distance





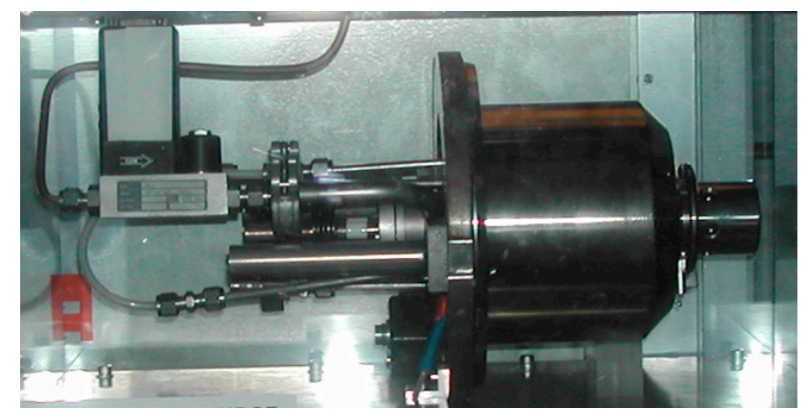
Proton-proton or electron-electron colliders should have two vacuum beam pipes. This is not the case of proton-antiproton or electron-positron colliders because the colliding beams propagate in opposite directions in the same beam pipe

Table 2.1 Radiation length X_0 for some common materials

Material	Radiation length X_0
Air	304 m
Water	36 cm
Shielding concrete	10.7 cm
Nylon	36.7 cm
Aluminium (Al)	8.9 cm
Silicon (Si)	9.36 cm
Iron (Fe)	1.76 cm
Lead (Pb)	0.56 cm
Uranium (U)	0.32 cm

How to get protons: duoplasmatron source

Protons are produced by the ionization of H₂ plasma enhanced by an electron beam

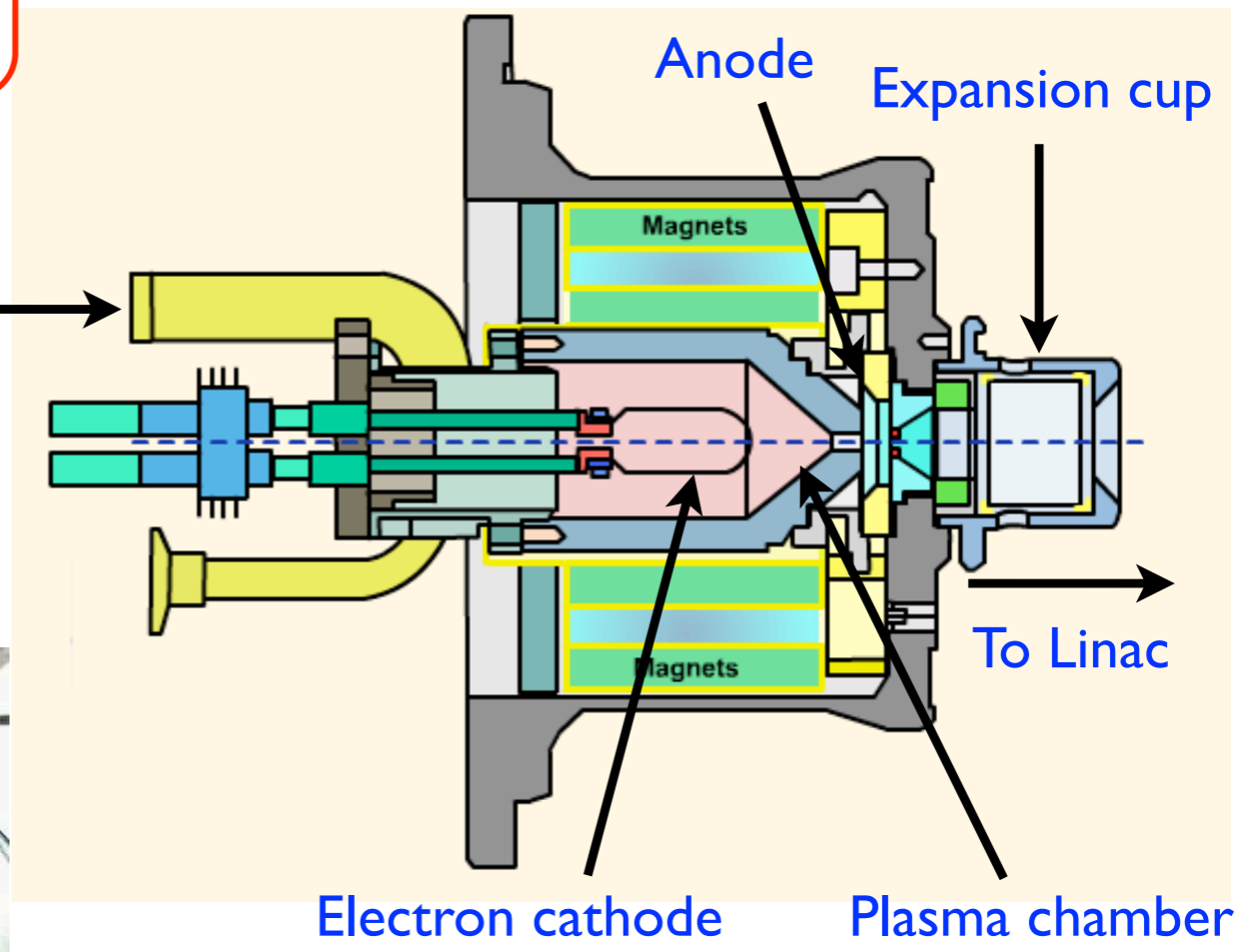


H₂ inlet

Hydrogen supply (one lasts for 6 months)



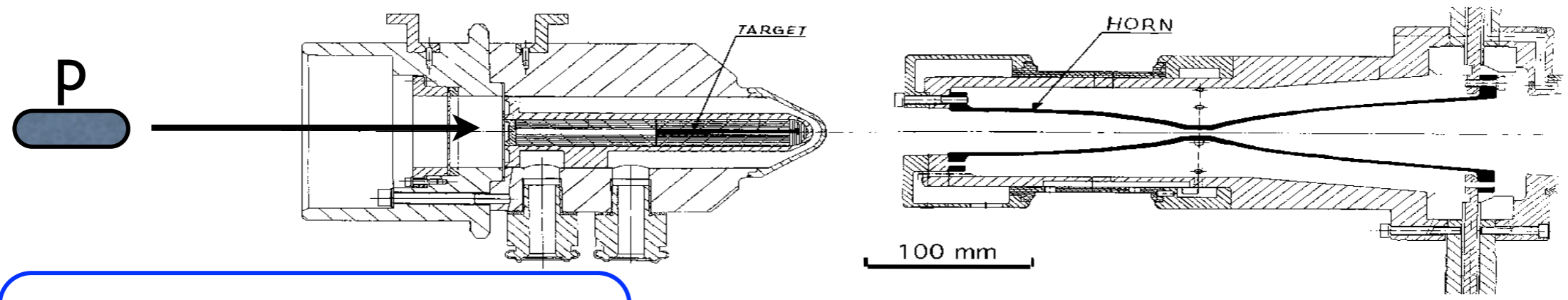
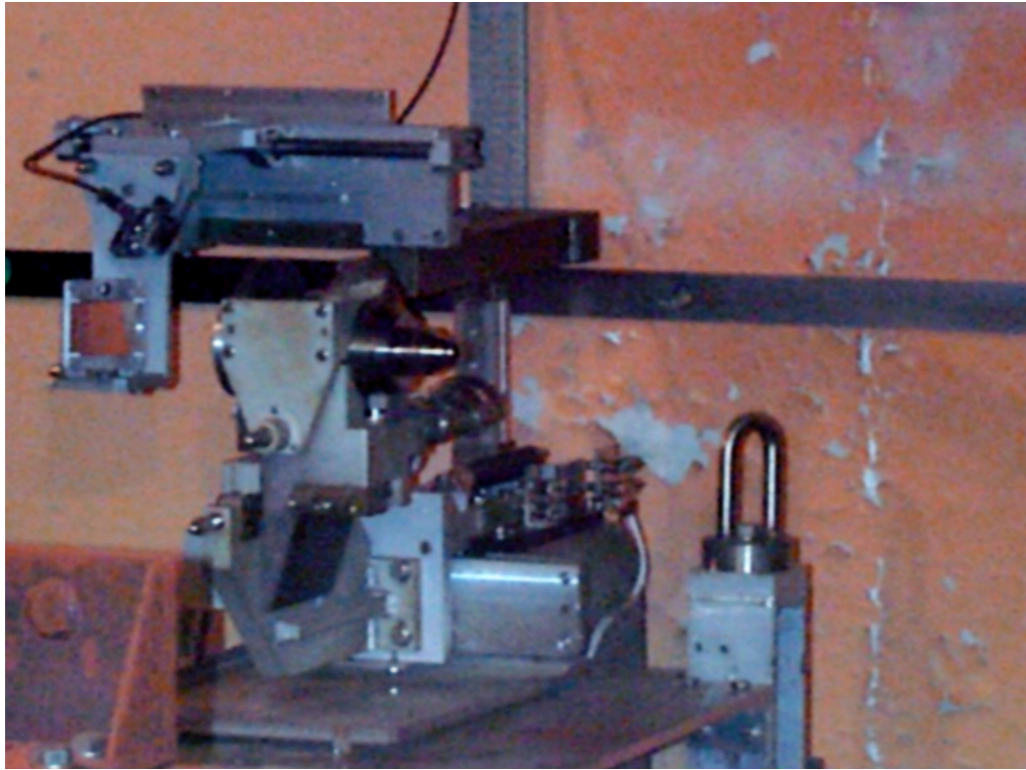
Back of the source



Proton exiting from the about 1 mm² hole have a speed of 1.4 % c, $v \approx 4000$ km/s

The SPACE SHUTTLE goes only up to 8 km/s

How to get antiprotons

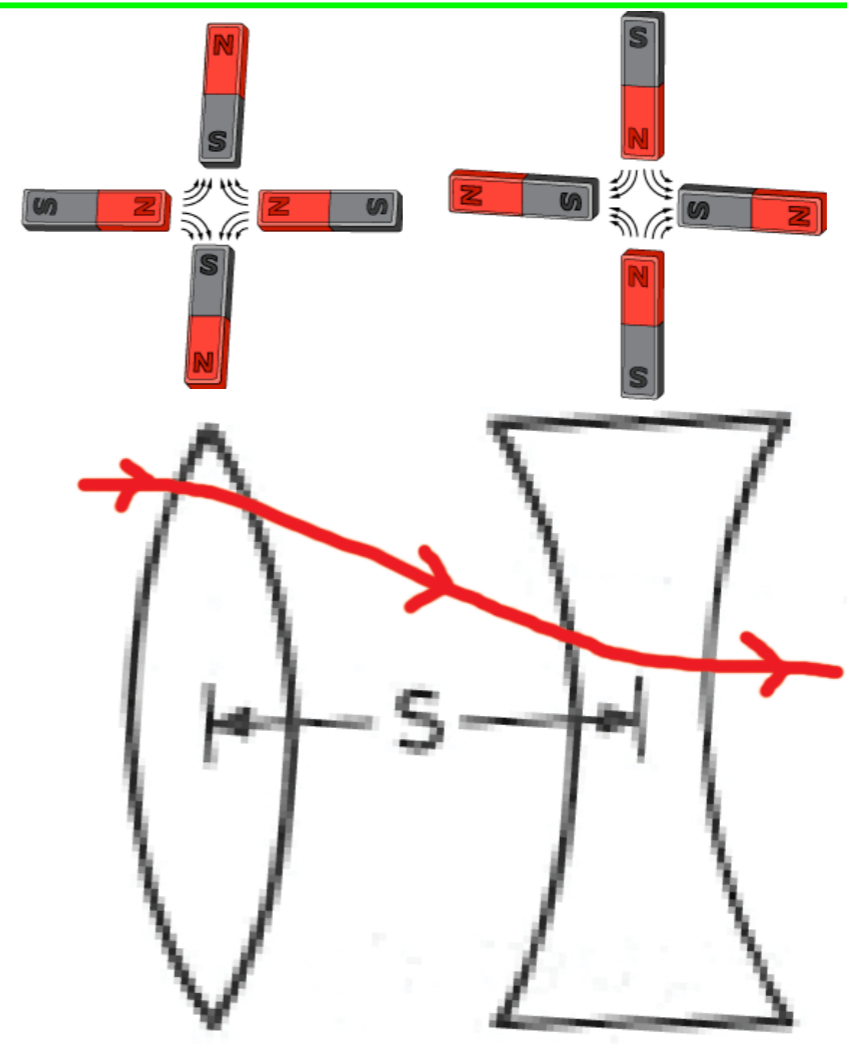
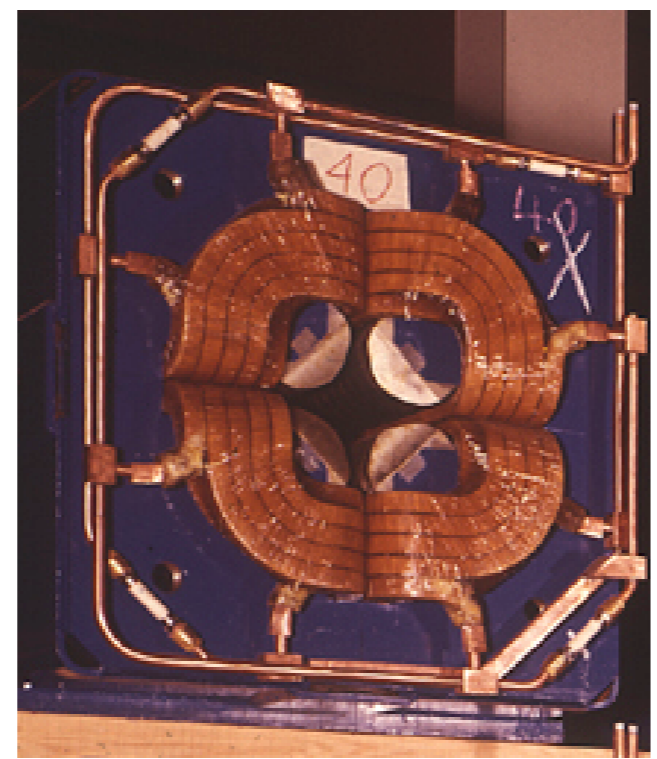
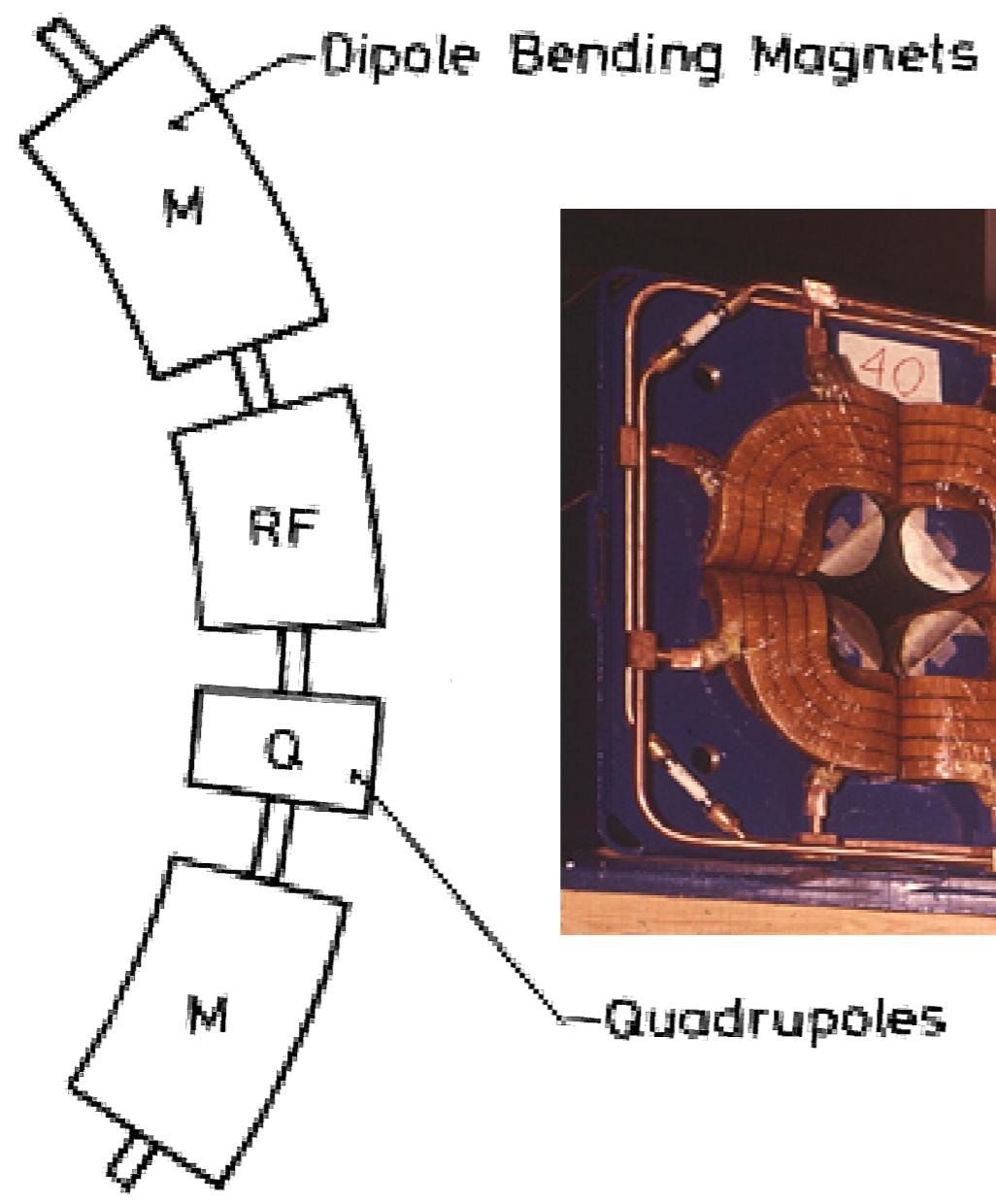


Starting from high energy p and with a very low efficiency



The last generation of synchrotrons: strong focusing machine

Dipoles are interleaved with quadrupoles to focus the beam. Quadrupoles act on charged particles as lens for light. By alternating focusing and defocusing lens (Alternating Gradient quadrupoles) the beam dimension is kept small (even few μm^2).



Modern particles accelerators for high energy up to LHC energy (7 TeV) work in this way.

Energy loss at small p

- ☑ BB cannot be used for slow particles, i.e., for particles which move with velocities which are comparable to those of atomic electrons or slower
- ☑ Effects of atomic binding have to be considered
- ☑ For these velocities

$$\alpha z \gg \beta \gg 10^{-3}, \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$$

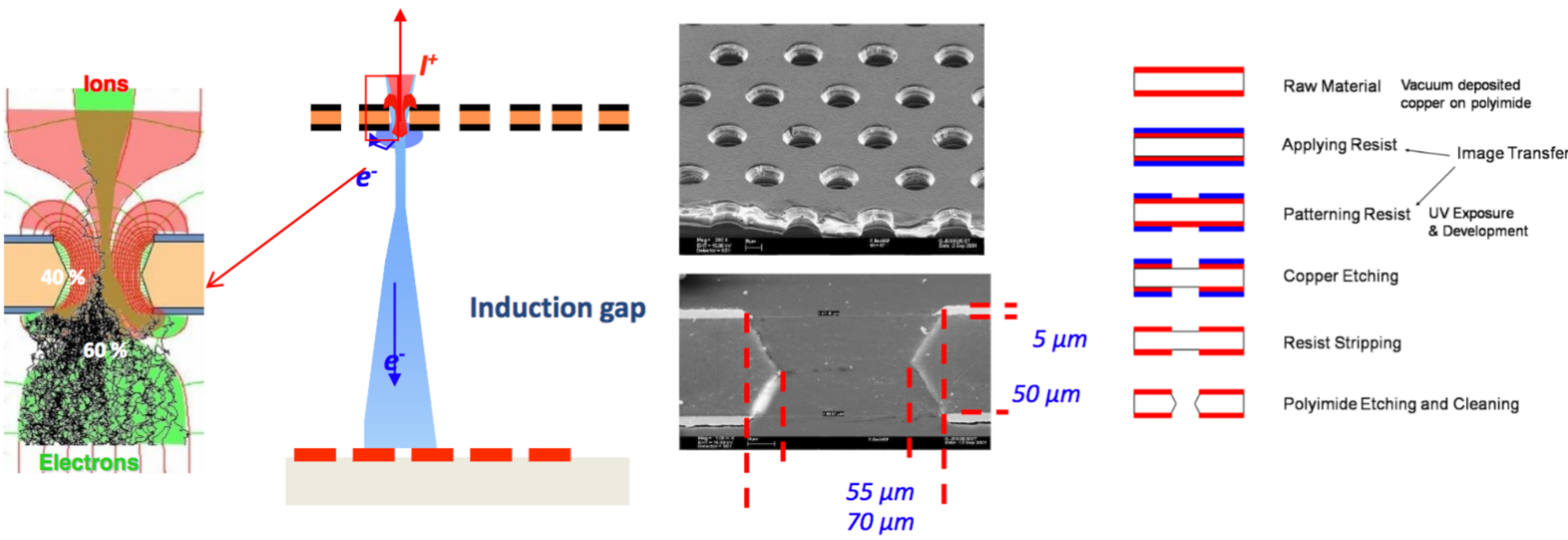
the energy loss is proportional to particle's velocity. For example, the energy loss of slow protons in silicon can be described by:

$$-\frac{dE}{dx} = 61.2\beta \frac{\text{GeV}}{\text{g/cm}^2}, \quad \beta < 5 \times 10^{-3}$$

Applications (III)

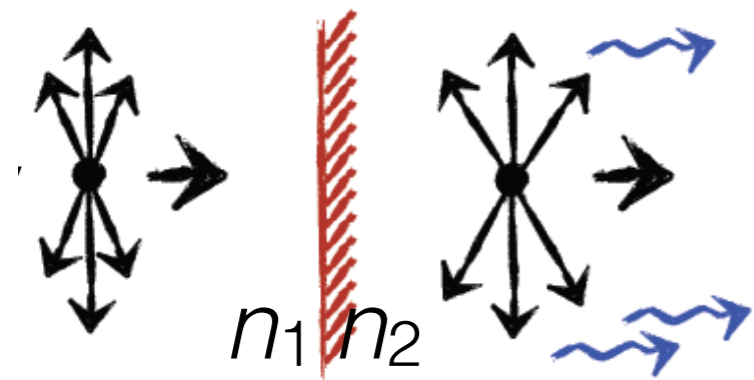
Gas Electron Multiplier (GEM)

- ☑ Thin polymer foil, metal-coated on both sides perforated with high density holes
- ☑ Electrons are collected on patterned readout board
- ☑ A fast signal can be detected on the lower GEM electrode for triggering or energy discrimination



Transition radiation

- Transition radiation occurs if a relativistic particle (large γ) passes the boundary between two media with different refraction indices ($n_1 \neq n_2$)



Re-arrangement of electric field:

- A charged particle approaching a boundary creates a magnetic dipole with its mirror charge
- The time-dependent dipole field causes the emission of electromagnetic radiation

- Energy radiated (S) from a single boundary:

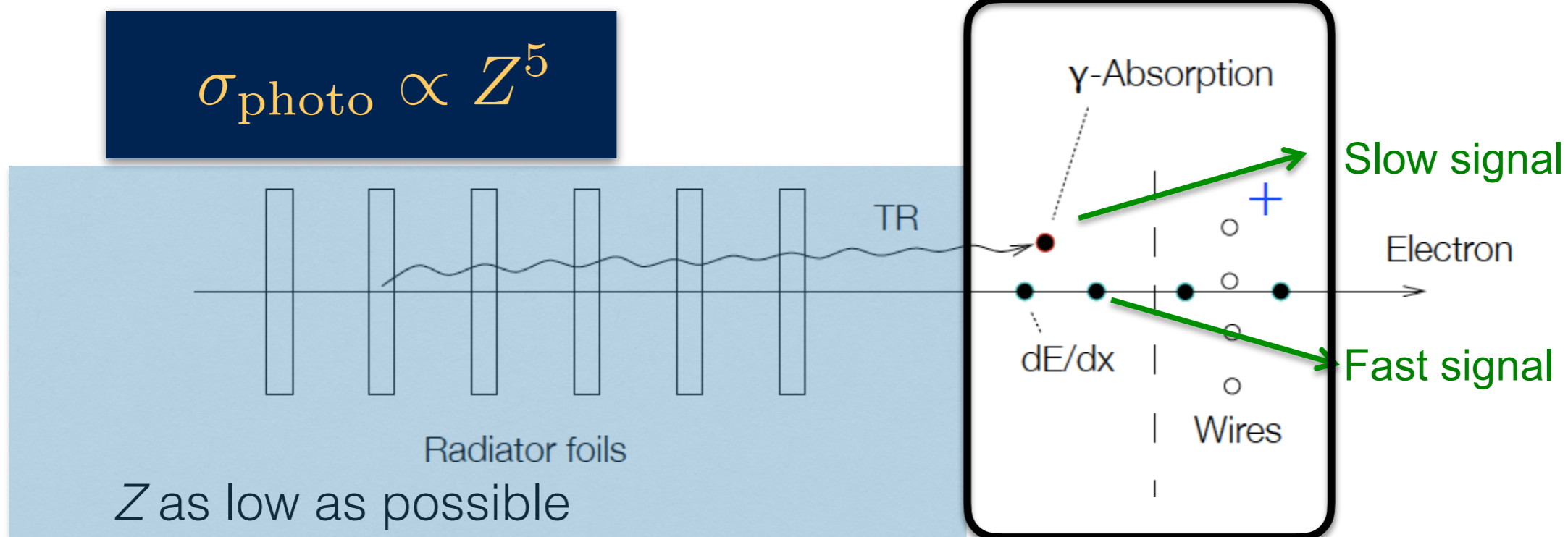
$$S = \frac{1}{3} \alpha z^2 \hbar \omega_p \gamma \quad (\hbar \omega_p \approx 20 \text{ eV, for commonly used plastic radiators})$$

- Angle of emission of transition-radiation photons: $\theta = \frac{1}{\gamma}$

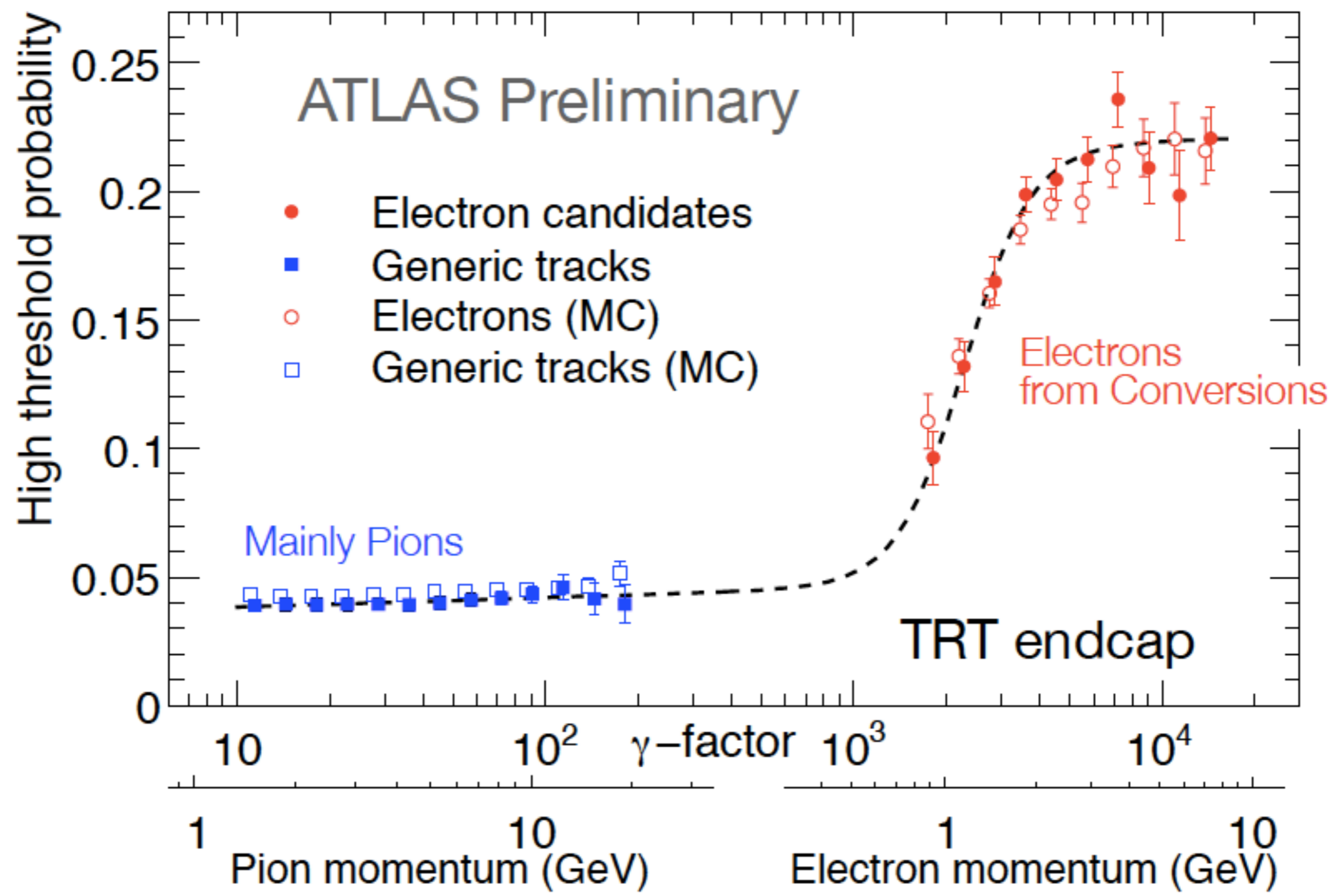
TRD

- ☑ **Effective threshold:** for particles with $\gamma < 1000$ almost no transition-radiation photons are emitted
- ☑ Photon multiplicity can be increased if large number of boundaries are traversed by the particle
- ☑ Only X-ray photons ($E > 20$ keV) can traverse many radiators (low Z) w/o being absorbed

Detector with high efficiency for X-ray photons (high Z , like krypton or xenon)

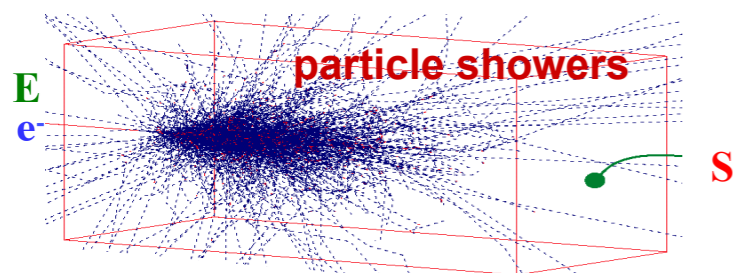


Implementation



Few words about calorimetry

- ☑ Calorimetric methods imply total absorption of the particle energy in a bulk of matter followed by the measurement of the deposited energy



Convert energy E of incident particles
to detector response S :

$$S \propto E$$

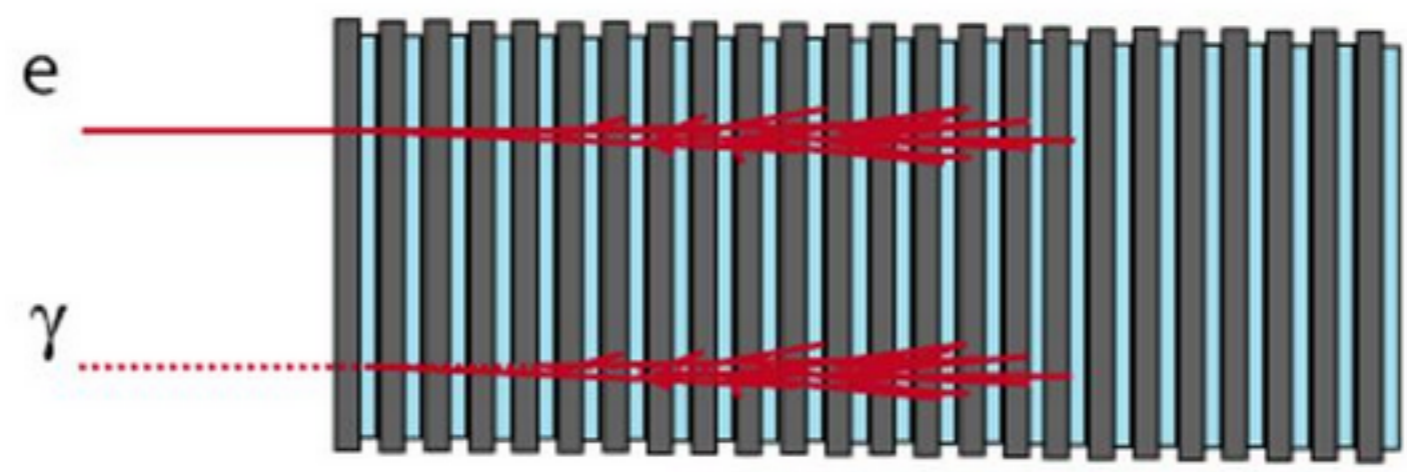
- ☑ Resolution improves with energy and \sim constant over 4π

$$\frac{\sigma_E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$$

- ☑ ~ 10 GeV muons: energy loss mainly by ionization. To absorb all its energy one would need 9 m of iron or 8 m of lead (quite big bulk of material!)
- ☑ For very high energies (> 1 TeV), calorimetry is possible, since energy loss is proportional to E
- ☑ No issues for photons, electrons and hadrons

Calorimeter types

Sampling calorimeters: Layers of passive absorber (Pb or Cu) alternate with active detector layers such as scintillator or liquid argon



Homogeneous calorimeters: A single medium serves as both absorber and detector, e.g. liquified Xe or Kr, deeds crystal scintillators, ...

