# Επταχυντές - Ανιχνευτές

Δ. Σαμψωνίδης & Κ.Κορδάς

# Ανιχνευτές : Μάθημα 2

**Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας με την ύλη.**

Κώστας Κορδάς

Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης

# Τι θα συζητήσουμε

- Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας/σωματιδίων με την ύλη
  - Σχετικά βαριά φορτισμένα σωματίδια
  - Ηλεκτρόνια
  - Φωτόνια

- Από κεφάλαιο 13, βιλίου πυρηνικής 5ου εξαμήνου,Cottingham & Greenwood

- Κεφάλαιο 2, βιβλίο του Stefan Tavernier

# Φυσική Στοιχειωδών Σωματιδίων - Πολύπλοκα πειράματα

Συνέργεια πολλών:

- Δέσμες σωματιδίων
- Ανιχνευτές
- Ηλεκτρονικά
- Υπολογιστές

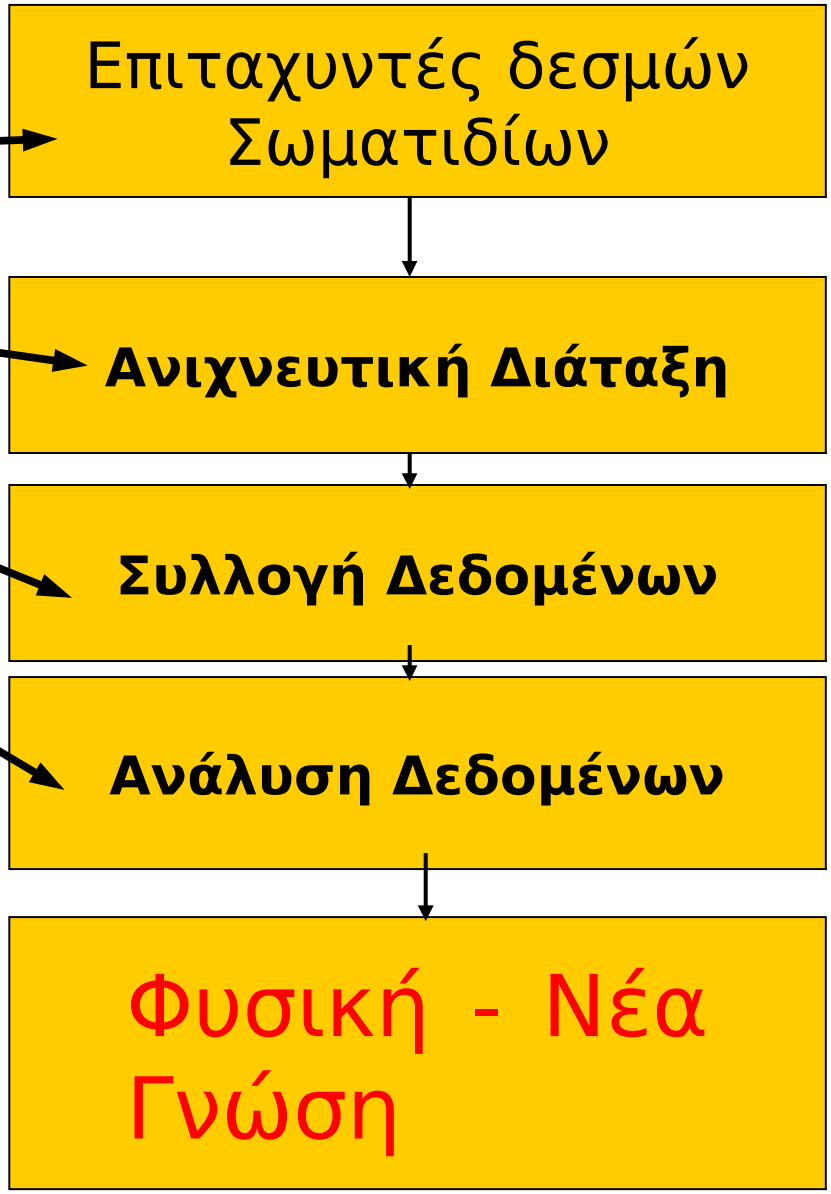
**Πειράματα** στο CERN:

- πειράματα στο LEP:

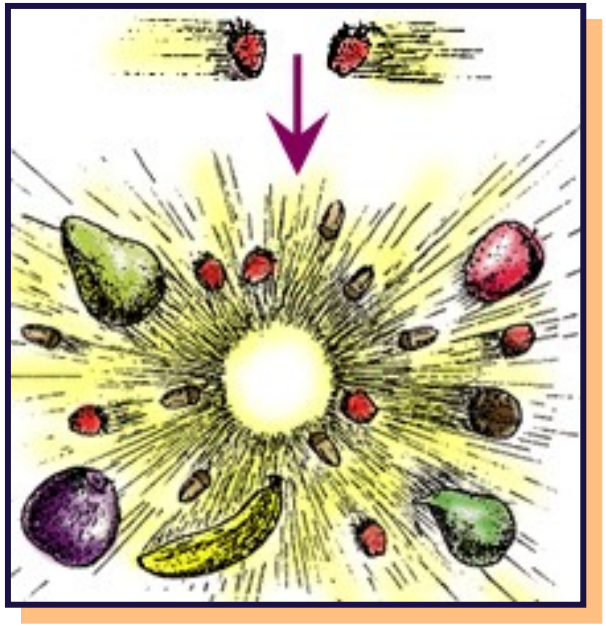
  > 300 άτομα

- πειράματα στο LHC:

  > 2000 άτομα (φυσικοί, μηχανικοί, τεχνικοί)



# Για να μάθουμε κάτι από τις συγκρούσεις που παρέχει ο επιταχυντής, Χρειαζόμαστε Ανιχνευτές



**Σκοπός:**

- Να μετρήσουμε την ενέργεια και την ορμή των σωματιδίων που παράγονται στις συγκρούσεις
- Να ταυτοποιήσουμε το είδος των σωματιδίων

**Αλλα πώς;**

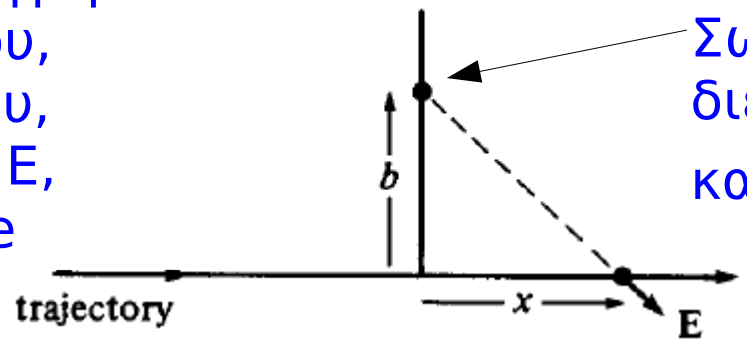
# 1. Αλληλεπίδραση σωματιδίων με την ύλη:

dE/dx από διεγέρσεις και ιονισμούς (Bethe-Bloch)

# Φορτισμένο σωματιδίο χάνει ένεργεια διαπερνώντας την ύλη (1): μεταβολή της ορμής του

b = impact parameter = παράμετρος κρούσης

Τροχιά γρήγορου σωματιδίου, ταχτητας υ, ενέργειας E, φορτίου ze




Σωμάτιο του υλικού διέλευσης, μάζας $m_R$ και φορτίου z' e

x=ut

$$E_x = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{(z'e)x}{(b^2+x^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad E_y = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{(z'e)b}{(b^2+x^2)^{\frac{3}{2}}}$$

Εξίσωση κίνησης: Δύναμη = $\frac{\mathrm{d}\mathbf{p}}{\mathrm{d}t} = ze\mathbf{E}$

**Μεταβολή ορμής:**

$$\Delta p_x = ze\int_{-\infty}^{\infty} E_x\,\mathrm{d}t \approx \left(\frac{zz'e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)\int_{-\infty}^{\infty}\frac{vt\,\mathrm{d}t}{(b^2+v^2t^2)^{\frac{3}{2}}} = 0$$

Δεν έχουμε συνολική μεταβολή ορμής κατά τον άξονα κίνησης

$\Delta p_y = p_T$

$$p_T = ze\int_{-\infty}^{\infty} E_y\,\mathrm{d}t = -\left(\frac{zz'e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)\int_{-\infty}^{\infty}\frac{b\,\mathrm{d}t}{(b^2+v^2t^2)^{\frac{3}{2}}} = -\left(\frac{zz'e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)\frac{2}{bv}$$

$\rightarrow p_T \sim 1/\upsilon$

Μεταβολή ορμής κάθετα στην κίνηση

# Φορτισμένο σωματιδίο χάνει ένεργεια διαπερνώντας την ύλη (2): απώλεια ενέργειας σε ένα άτομο υλικού

Θεωρώντας το "ακίνητο" σωμάτιο: αποκτά ορμή $-p_T$ .

Και κερδίζει κινητική ενέργεια: $(p_T^2/2m_R)$

(θεωρώντας ότι δεν είναι αρκετή για να το κάνει σχετικιστικό)

Η οποία είναι όση ενέργεια έχασε το κινούμενο.

Άρα απώλεια ενέργειας κινούμενου:

$$\Delta E = -\frac{p_T^2}{2m_R} = -2\left(\frac{zz'e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{1}{b^2 v^2 m_R}$$

← Δεν εξαρτάται από τη μάζα του γρήγορου σωματιδίου.
ισχύει και για σχετικιστικό σωματίδιο

Για "ακίνητα" σωμάτια του υλικού =
πυρήνες ατόμων του υλικού, καθώς και τα ατομικά του ηλεκτρόνια
(θυμηθείτε: η ταχύτητα των ατομικών ηλεκτρονίων είναι της τάξης
$\beta = \alpha = 1/137$ )

Μεγάλη μάζα mR → μεγάλη απώλεια ενέργειας. Ποσοτικά:

Απώλεια λόγω αλληλεπίδασης με τα Z ατομικά ηλεκτρόνια (μάζας $Zm_e$ )

---

Απώλεια λόγω αλληλεπίδρασης με τον πηρήνα (μαζας ~ $Am_p$ ~ $2Z*m_p$)

~ $2\ m_p / m_e$ ~ $4 * 10^3$ ~ΟΛΗ η απώλεια ενέργειας στα ατομικά ηλκετρόνια!

# Φορτισμένο σωματιδίο χάνει ένεργεια διαπερνώντας την ύλη(3): απώλεια ενέργειας στην ύλη

Το σωματίδιο κατά την διέλευσή του από κάποιο υλικό,
θα αλληλεπιδράσει με πολλά ηλεκτρόνια σε διάφορες αποστάσεις, b.
Αν τα ηλεκτρόνια του υλικού είναι τυχαία κατανεμημένα στο χώρο γύρω από την τροχιά του σωματιδίου, ο αριθμός ηλεκτρονίων που περιέχονται σε κυλινδρικό όγκο ακτίνας b , πάχους db και μήκους dx θα είναι:
= Z * αριθμός ατόμων στον όγκο αυτό = $Z * (\rho * b * 2\pi * db * dx)/m_a$

Όπου $m_a$ είναι η μάζα του κάθε ατόμου (προσέγγιστικά: $m_a$ = A amu ).
Οπότε:

ΔΕ = διπλό διαφορικό
(ως προς b και ως προς x):

$$d^2E = -4\pi\left(\frac{ze^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{\rho Z}{m_a}\frac{1}{v^2 m_e}\frac{db}{b}dx$$

Ολοκληρώνοντας ώς προς όλα τα πιθανά b, προσέχουμε ότι
το b δεν μπορεί να γίνει μηδέν (τότε απέλεια ενέργειας άπειρη), ούτε άπειρο:
Το b ξεκινάει από κάποιο bmin (~ απόσταση ελάχιστης προσέγγισης), μέχρι κάποιο μέγιστο bmax , πέρα από το οποίο η μεταφορά ενέρειας δεν είναι αρκετή για να κάνει ούτε διέγερση του ατομου, οπότε και δεν γίνεται!
(θυμηθείτε το Frank-Hertz?)

# Φορτισμένο σωματιδίο χάνει ένεργεια διαπερνώντας την ύλη(4): απώλεια ένεργειας

Ολοκλήρωση για όλα τα πιθανά b:

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = 4\pi\left(\frac{ze^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{\rho Z}{m_\mathrm{a} m_\mathrm{e}} \frac{1}{v^2} L,$$

where $L = \ln(b_{\max}/b_{\min})$.

Since $m_\mathrm{a} \approx A$ atomic mass units, where $A$ is the mass number of the atoms, we write this as

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = D\left(\frac{Z}{A}\right)\rho\left(\frac{zc}{v}\right)^2 L,$$

where

$$D = 4\pi\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{1}{m_\mathrm{e}(931.5\ \mathrm{MeV})} = 0.307\ \mathrm{MeV\ cm^2\ g^{-1}}.$$

and the mass density $\rho$ of the material is expressed in $\mathrm{g\ cm^{-3}}$. (Note the units.)

# Φορτισμένο σωματιδίο χάνει ένεργεια διαπερνώντας την ύλη: απώλεια ένεργειας και όρια ολοκλήρωσης (1)

Ολοκλήρωση για όλα τα πιθανά b: $$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = 4\pi\left(\frac{ze^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{\rho Z}{m_\mathrm{a} m_\mathrm{e}} \frac{1}{v^2} L,$$

where $L = \ln(b_{\max}/b_{\min})$.

**1. Πόσο είναι το bmin;**

$$\Delta E = -\frac{p_\mathrm{T}^2}{2m_\mathrm{R}} = -2\left(\frac{zz'e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{1}{b^2 v^2 m_\mathrm{R}}$$

Θυμηθείτε τη μεταφορά ενέργειας σε ένα άτομο:
Για bmin=0 το ΔΕ απειρίζεται!
Αφύσικο, αφού δεν μπορεί ποτέ το σωματίδιο να χάσει ενέργεια πιό πολύ από αυτή με την οποία μπήκε στο υλικό από το οποίο διέρχεται.

Άρα:
.... bmin = όσο το μήκος του κυματοπακέτου που χαρακτηρίζει το σωμάτιο = το μηκος Compton του σωματιδίου = hbar / p = hbar / (γmυ)

Δεν έχει νόημα να πούμε οτι το σωματίδιο πλησίασε πιό κοντά, γιατί η απροσδιοριστία μας λέει ότι δεν ξέρουμε τη θέση του σωματιδίου με καλύτερη ακρίβεια. Οπότε πάλι θα μπορούσαμε να το πούμε ως εξής:
Δp * Δx > hbar → Δx > hbar / Δπ = habr / <p> = hbar / (γmυ)
→ **bmin = hbar / (γmυ)**

# Φορτισμένο σωματιδίο χάνει ένεργεια διαπερνώντας την ύλη: απώλεια ένεργειας και όρια ολοκλήρωσης (2)

Ολοκλήρωση για όλα τα πιθανά b:

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = 4\pi\left(\frac{ze^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{\rho Z}{m_\mathrm{a} m_\mathrm{e}} \frac{1}{v^2} L,$$

where $L = \ln(b_{\max}/b_{\min})$.

**2. Πόσο είναι το bmax;**

$$\Delta E = -\frac{p_\mathrm{T}^2}{2m_\mathrm{R}} = -2\left(\frac{zz'e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{1}{b^2 v^2 m_\mathrm{R}}$$

Θυμηθείτε τη μεταφορά ενέργειας σε ένα άτομο:
Για bmax=άπειρο το ΔΕ μηδενίζετα!
Αφύσικο, αφού δεν μπορεί ποτέ το άτομο (που είναι κβαντισμένο σύστημα) να πάρει ενέργεια λιγότερη από την ενέργεια διέγερσης από μία στάθμη σε μιά άλλη (θυμηθείτε το πείραμα Frank-Hertz)
~ τάξη μεγέθους όσο η ενέργεια ιονισμού, I.

Άρα:
.... bmax = περατωμένο.
ΔΕ*Δt = hbar → Δt = hbar / ΔΕ , αλλά ΔΕ > I → Δt < hbar/I
Αλλά το Δt είναι ο χρόνος αλληλεπίδρασης: Δt ~ b/(γυ)
Οπότε: b/(γυ) < hbar/I → b < hbar/(Iγυ) → **bmax = hbar / (Iγυ)**

**Οπότε:** $L = \ln\left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}}\right) \approx \ln\left(\frac{\gamma^2 m_\mathrm{e} v^2}{\langle I \rangle}\right)$

# Απώλεια ενέργειας με ιονισμό και διέγερση του υλικού (Bethe-Bloch) : specific Energy Loss (1/ρ dE/dx)

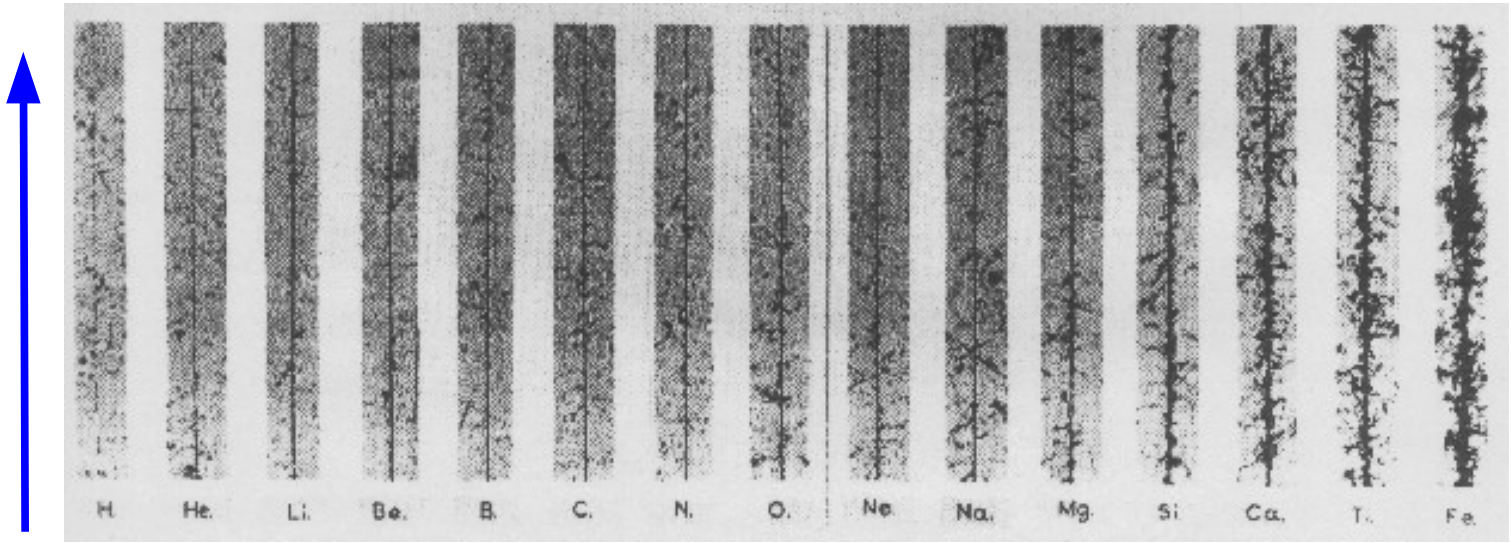
$$\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx} = -4\pi r_e^2 m_e c^2 \frac{Z_1^2}{\beta^2} N_A \frac{Z}{A}\left[\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2 F}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2}\right]$$

**Bethe Bloch Formula**

$Z_1e$ = φορτίο προσπίπτοντος σωματιδίου

β=η ταχύτητά του

ρ,Z,A = πυκνότητα κλπ του ανιχνευτή




Π.χ., Φορτισμένα σωματίδια (από κοσμική ακτινοβολία) διαπερνούν υλικό πυκνότητας ρ.

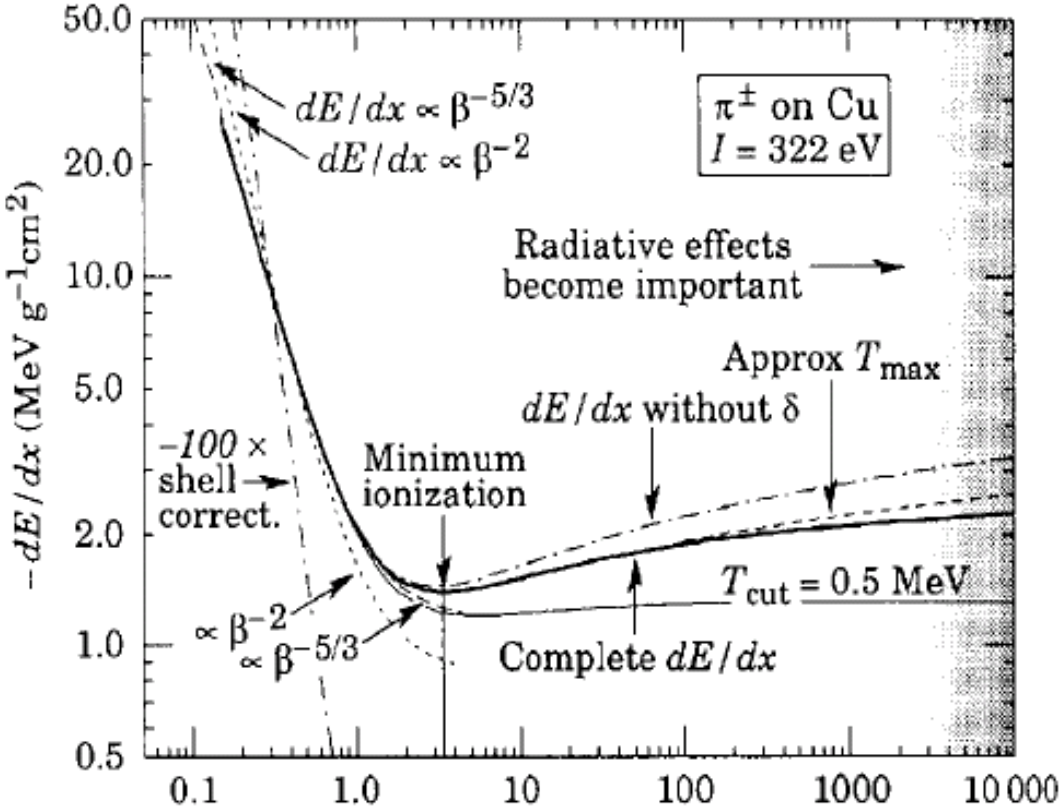
→ Η απώλεια ενέργειάς του είναι μεγαλύτερη, όσο περισσότερο φορτίο έχει το σωματίδιο: **$dE/dx \sim Z_1^2$**

# Φορτισμένο σωματιδίο χάνει ένεργεια διαπερνώντας την ύλη: specific Energy Loss (1/ρ dE/dx)

Για να υπολογίσουμε την απώλεια ενέργειας ανά μονάδα απόστασης (dE/dx, σε MeV/cm),

πρέπει να πολλαπλασιάσουμε το 1/ρ dE/dx (σε MeV cm$^2$/g) με την πυκνότητα ρ του υλικού.

1/ρ dE/dx




βγ = p / Mc

Ένα σωματίδιο διασχίζει ένα υλικό με πυκνότητα ρ. Ανάλογα με την ορμή του, το σωματίδιο χάνει ενέργεια και με διαφορετικό μηχανισμό. Π.χ., στην περιοχή βγ=[0.1 – 1000] (περιοχή Bethe-Bloch) έχουμε απώλειες με ιονισμό του υλικού. Από εκεί και πάνω, η απώλεια ενέργειας είναι κυρίως λόγω εκπομπής φωτονίων (δηλ., με radiation = Bremsstahlung)

# Απώλεια ενέργειας με ιονισμό και διέγερση του υλικού (Bethe-Bloch) : specific Energy Loss (1/ρ dE/dx)

$$\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx} = -4\pi r_e^2 m_e c^2 \frac{Z_1^2}{\beta^2} N_A \frac{Z}{A}\left[\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2 F}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2}\right]$$

**Bethe Bloch Formula**

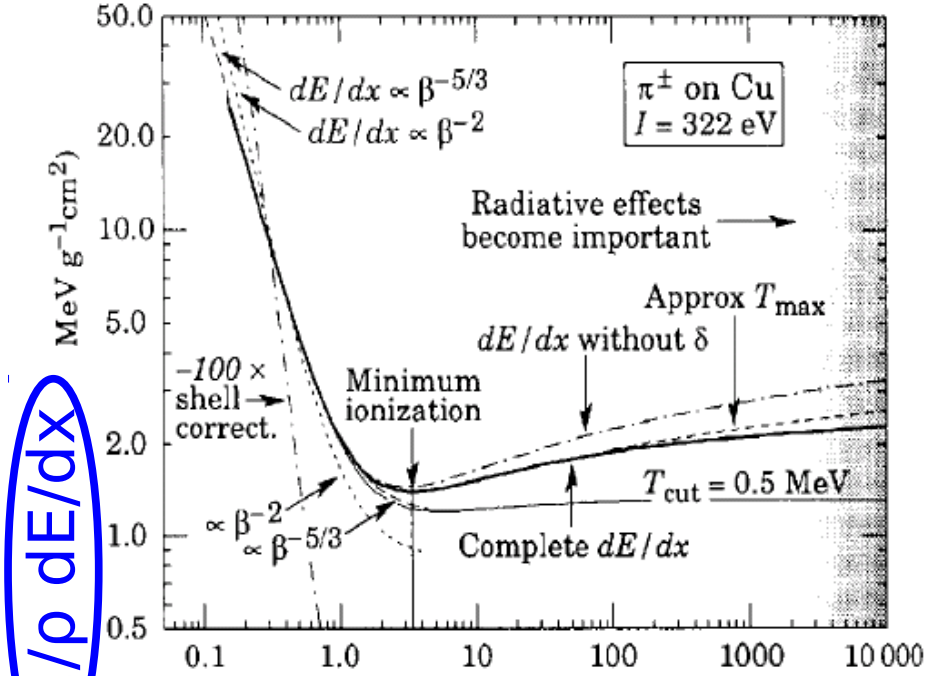
$Z_1e$ = φορτίο προσπίπτοντος σωματιδίου

β=η ταχύτητά του

ρ,Z,A = πυκνότητα κλπ. του ανιχνευτή

**The specific Energy Loss 1/ρ dE/dx**

- first decreases as $1/\beta^2$
- increases with ln γ for β =1
- is ≈ independent of M ($M >> m_e$)
- is proportional to $Z_1^2$ of the incoming particle.
- is ≈ independent of the material (Z/A ≈ const)
- shows a plateau at large βγ (>>100)
- dE/dx ≈ 1-2 * ρ [g/cm³] MeV/cm




βγ=p/Mc

Προσεγγιστικά:

$$\frac{dE}{dx} \approx \rho\,(2\,\mathrm{MeVcm^2/g})\frac{Z^2}{\beta^2}$$

# π.χ. Μιόνιο διαπερνά σίδερο - απώλεια ενέργειας (Energy Loss)

**Bethe Bloch Formula, a few Numbers:**

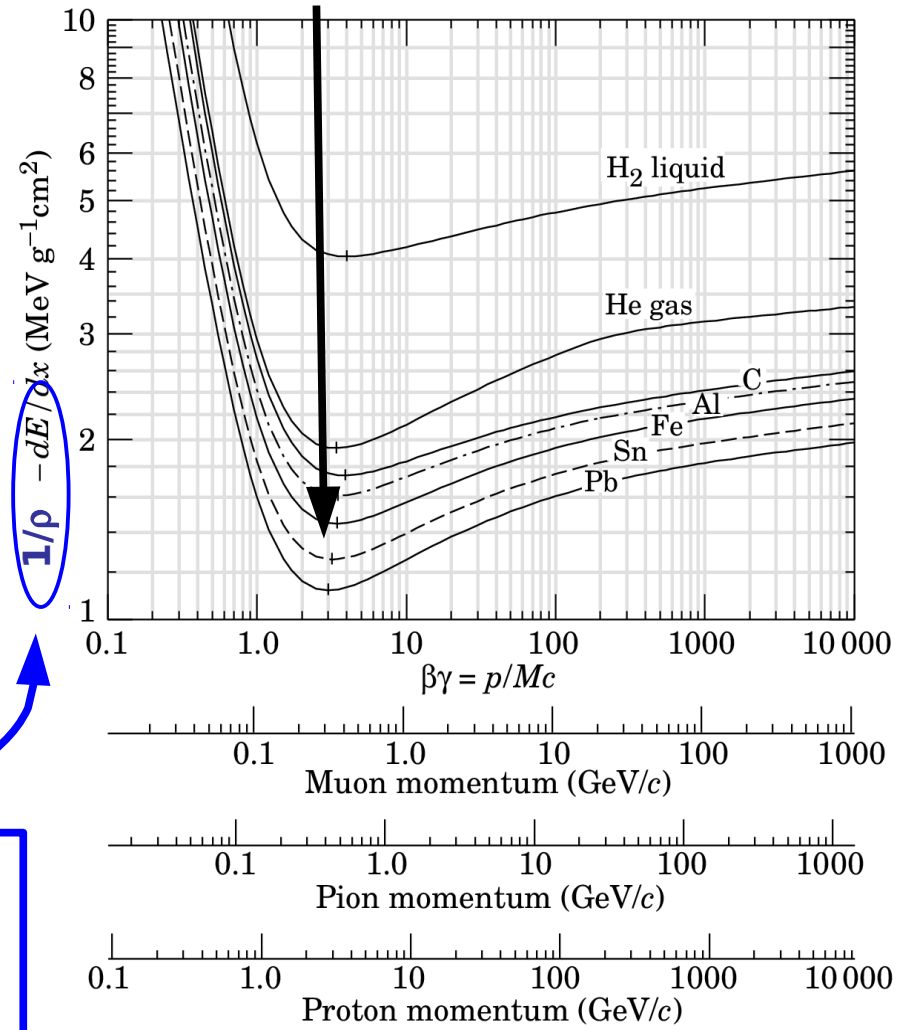
Σημειώστε ότι για $Z \approx 0.5\ A$:
$1/\rho\ dE/dx \approx 1.4$ MeV cm$^2$/g ,
όταν $\beta\gamma \approx 3$ (minimum ionizing)

Παράδειγμα :
Σίδερο: πάχος = 100 cm;
$\rho = 7.87$ g/cm$^3$
$dE \approx 1.4 * 100 * 7.87$
$= 1102$ MeV

**→ A 1.15 GeV Muon can traverse 1m of Iron!**

Για να υπολογίσουμε την απώλεια ενέργειας ανά μονάδα απόστασης (dE/dx, σε MeV/cm),
πρέπει να πολλαπλασιάσουμε το 1/ρ dE/dx (σε MeV cm$^2$/g) με την πυκνότητα ρ του υλικού.

**"a minimum ionizing particle (MIP)"**



# Προσέγγιση dE/dx

- Προσέγγιση:

$$\frac{dE}{dx} \approx \rho\,(2\,\mathrm{MeV cm^2/g})\frac{Z^2}{\beta^2}$$

- Για Z=1, β=1, dE/dx ~ ρ[g/cm$^3$] * 2 MeV / cm

# 2. dE/dx και μέγιστο βάθος εναπόθεσης ενέργειας

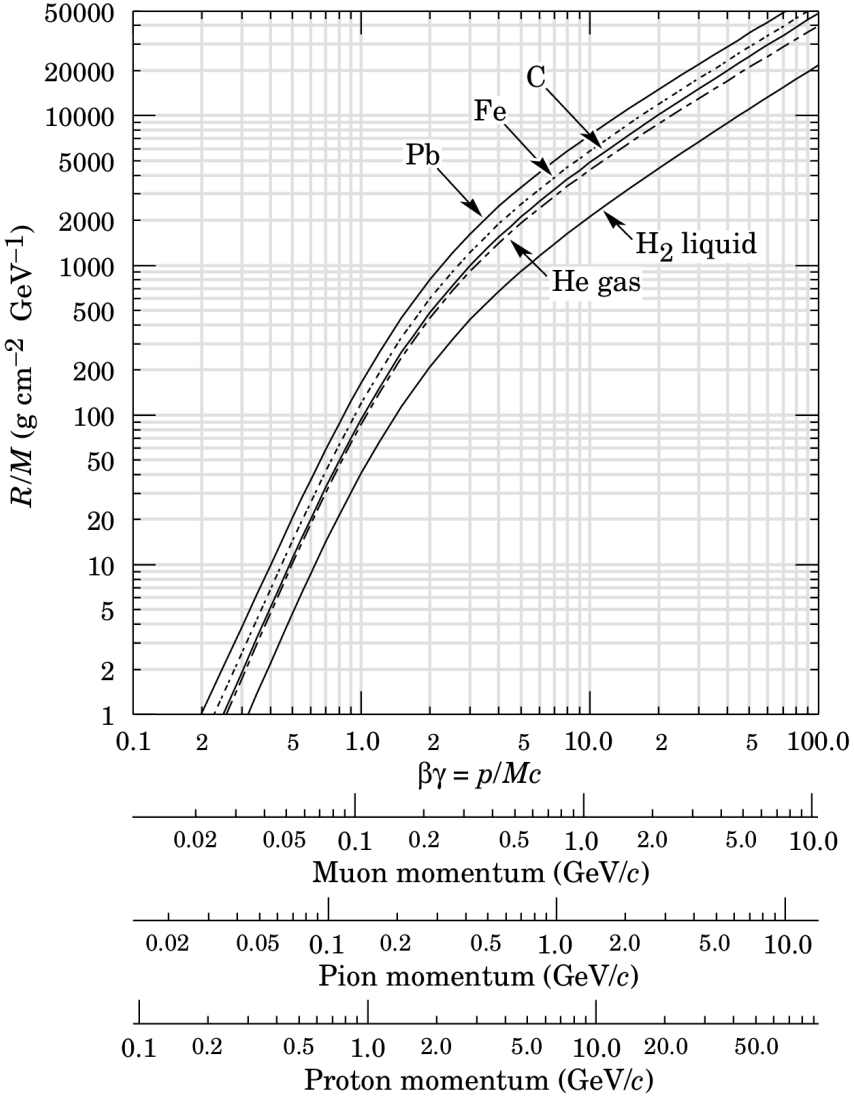
# Σωμάτια σταματούν – απόσταση(range)

Ένα σωματίδιο μάζας M και κινητικής ενέργειας $E_0$ εισέρχεται στην ύλη και χάνει ενέργεια με dE/dx έως ότου σταμαστήσει σε μια απόσταση R (=range of particle).

$$R(E_0) = \int_{E_0}^{0} \frac{-1}{dE/dx} dE$$

$$R(\beta_0\gamma_0) = \frac{Mc^2}{\rho} \frac{1}{Z_1^2} \frac{A}{Z} f(\beta_0\gamma_0)$$

$$\frac{\rho}{Mc^2} R(\beta_0\gamma_0) = \frac{1}{Z_1^2} \frac{A}{Z} f(\beta_0\gamma_0)$$



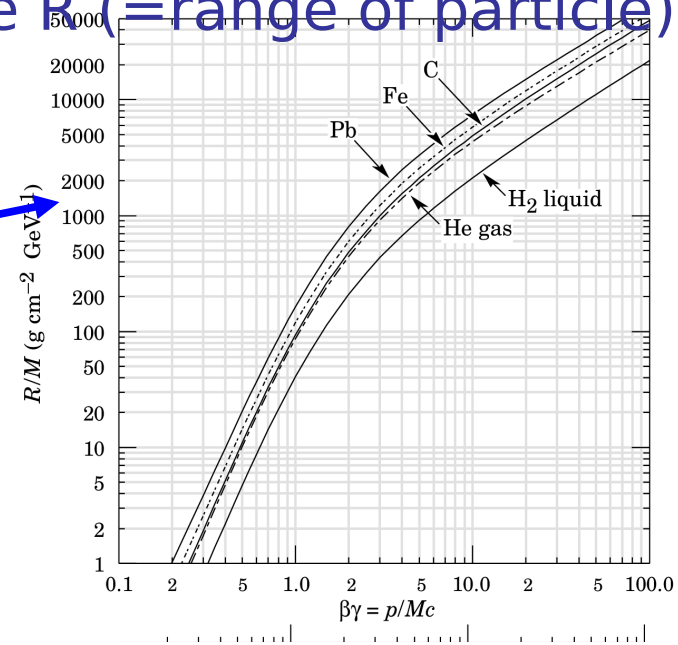
# Σωμάτια σταματούν – απόσταση(range)

Particle of mass M and kinetic Energy $E_0$ enters matter and looses energy until it comes to rest at distance R (=range of particle).

$$R(E_0) = \int_{E_0}^{0} \frac{-1}{dE/dx} dE$$

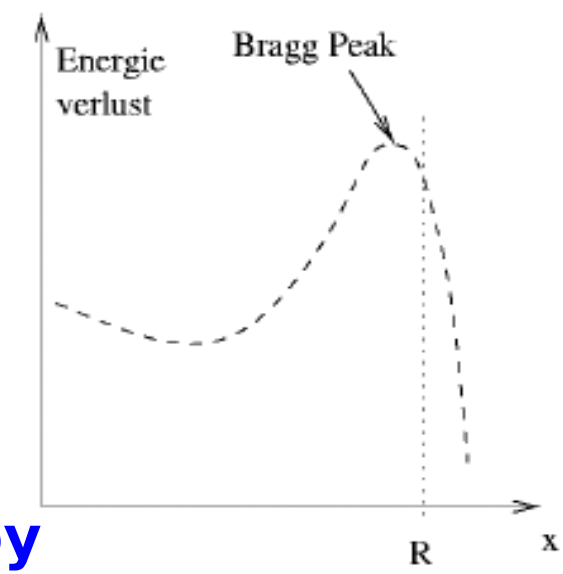
$$R(\beta_0\gamma_0) = \frac{Mc^2}{\rho} \frac{1}{Z_1^2} \frac{A}{Z} f(\beta_0\gamma_0)$$

$$\frac{\rho}{Mc^2} R(\beta_0\gamma_0) = \frac{1}{Z_1^2} \frac{A}{Z} f(\beta_0\gamma_0)$$




## Bragg Peak:

- For βγ>3 the energy loss is ≈ constant (Fermi Plateau)
- As the energy of the particle falls, below βγ=3, the energy loss rises as $1/\beta^2$
- **Towards the end of the track the energy loss is largest → Cancer Therapy**

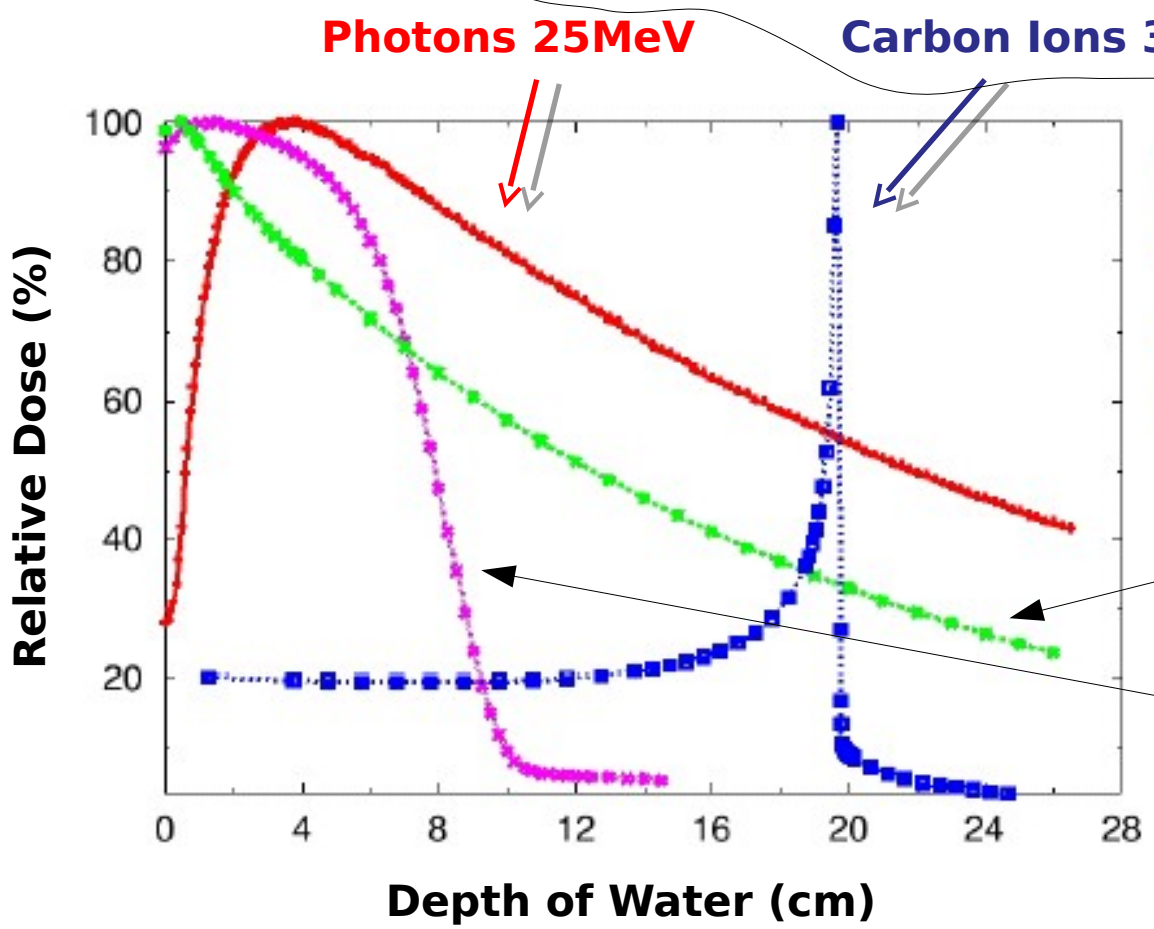


# Χωρική κατανομή εναπόθεσης της ενέργειας

Average Range:

Towards the end of the track the energy loss is largest

→ Bragg Peak → **Cancer Therapy**




Εναπόθεση της ενέργειας της ακτινοβολίας/σωματιδίων με ακρίβεια στην παθογενή περιοχή !

**Cobalt 60 → γ γ (~1 MeV each)**

**Electrons 21 MeV**

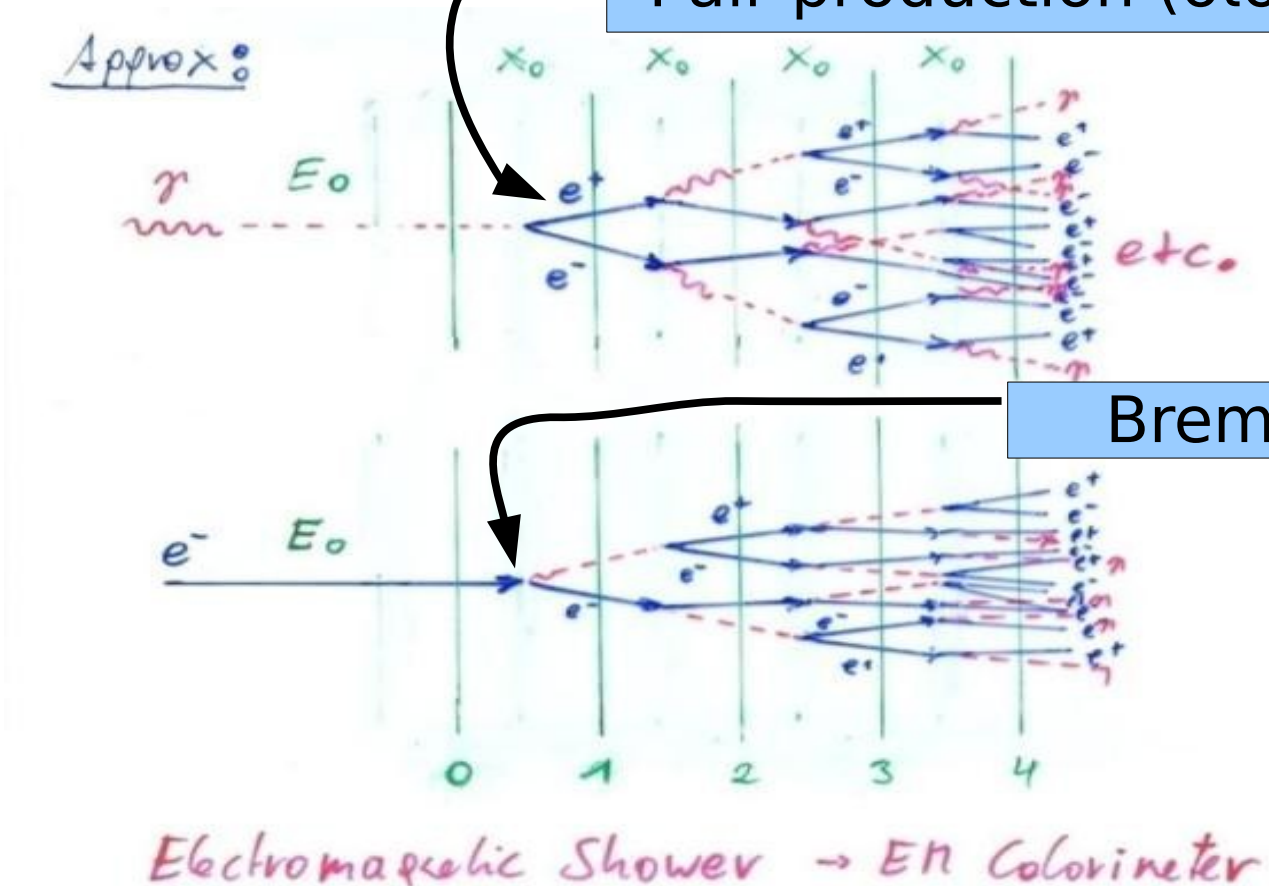
## 3. Ακτινοβολία πέδησης (Bremsstrahlung):

Απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβόλησής της από επιβραδυνόμενο φορτισμένο σωμάτιο

# Ηλεκτρόνια και φωτόνια σε “πυκνή ύλη” - EM shower

Pair production (δίδυμη γένεση)

Bremsstahlung



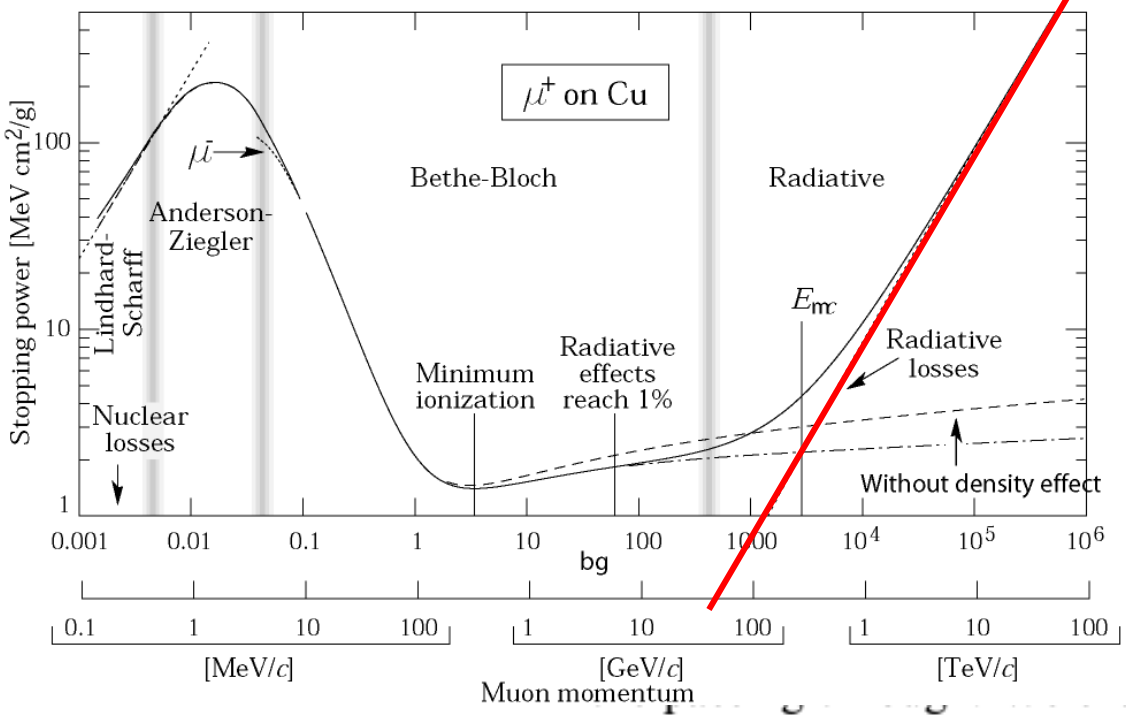

**$X_0$ = radiation length** = average distance a high energy electron has to travel before reducing it’s energy from $E_0$ to $E_0/e$ by photon radiation (Bremsstrahlung)

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0}$$

$$E(x) = E_0\, e^{-\frac{x}{X_0}}$$

# Ηλεκτρόνια/φωτόνια – μπορείς έυκολα να τα σταματήσεις

such as copper to about 1% accuracy for energies between about 6 MeV and 6 GeV




Ο συνετελστής 700-800 είναι για ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια.
Για άλλης μάζας σωματίδια η τιμή του παρονομαστή είναι άλλη

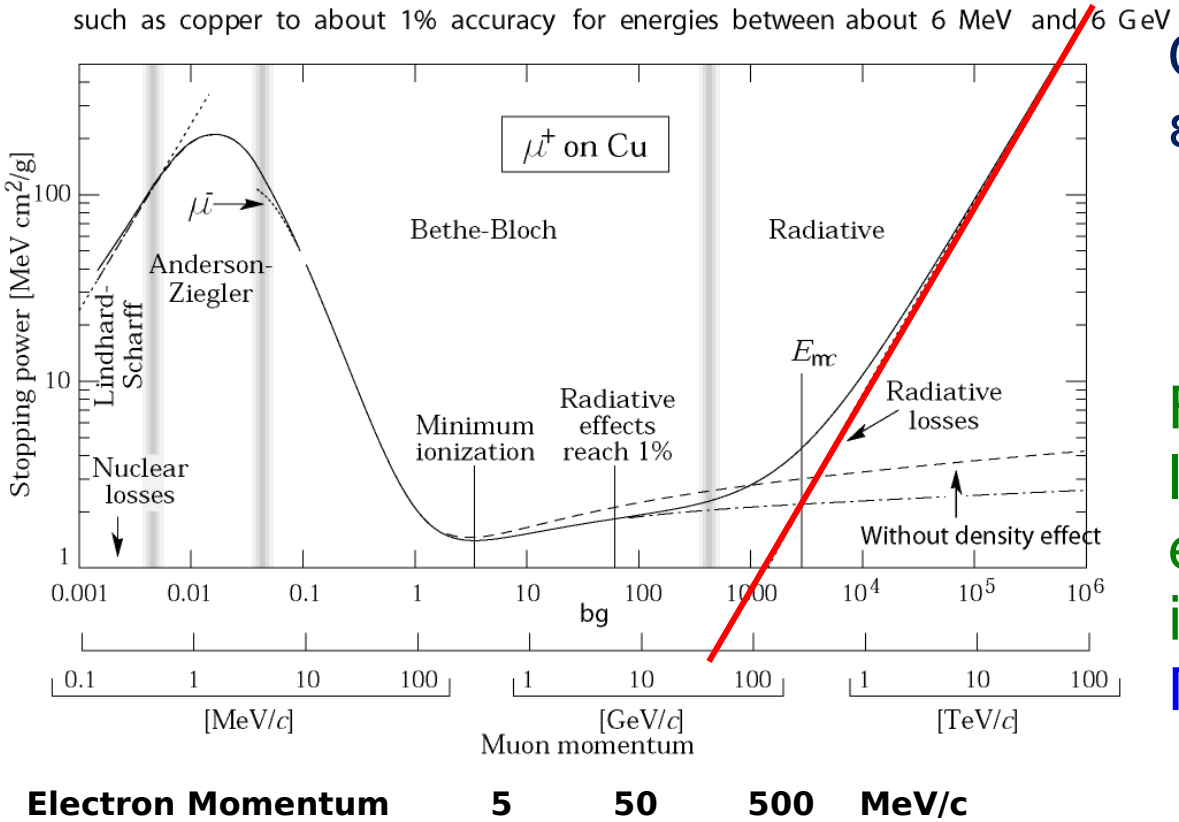
Bremsstrahlung is... most significant in heavy elements, in which the Coulomb fields of the nuclei are strongest. For electrons and positrons, the ratio of energy loss rates is given approximately by

Ακτινοβολία πέδησης σε σχέση με την ακτινοβολία λόγω ιονισμών

$$\frac{\text{Bremsstrahlung energy loss}}{\text{ionisation energy loss}} \approx \frac{T(Z+1.2)}{700}$$

where $T$ is the kinetic energy in MeV, and $Z$ the atomic number of the material.

# Critical Energy: από εκεί και πάνω η ακτινοβολία πέδησης είναι σημαντικότερη από την απώλεια λόγω ιονισμών




**Electron Momentum 5 50 500 MeV/c**

Critical Energy (κριτική ενέργεια): όταν
dE/dx (Ionization) =
dE/dx (Bremsstrahlung)

For the **muon** (the second lightest particle after the electron) the critical energy is at 400GeV.

Για ηλεκτρόνια:

$$E_c = [800\ \mathrm{MeV}]/(Z + 1.2)$$

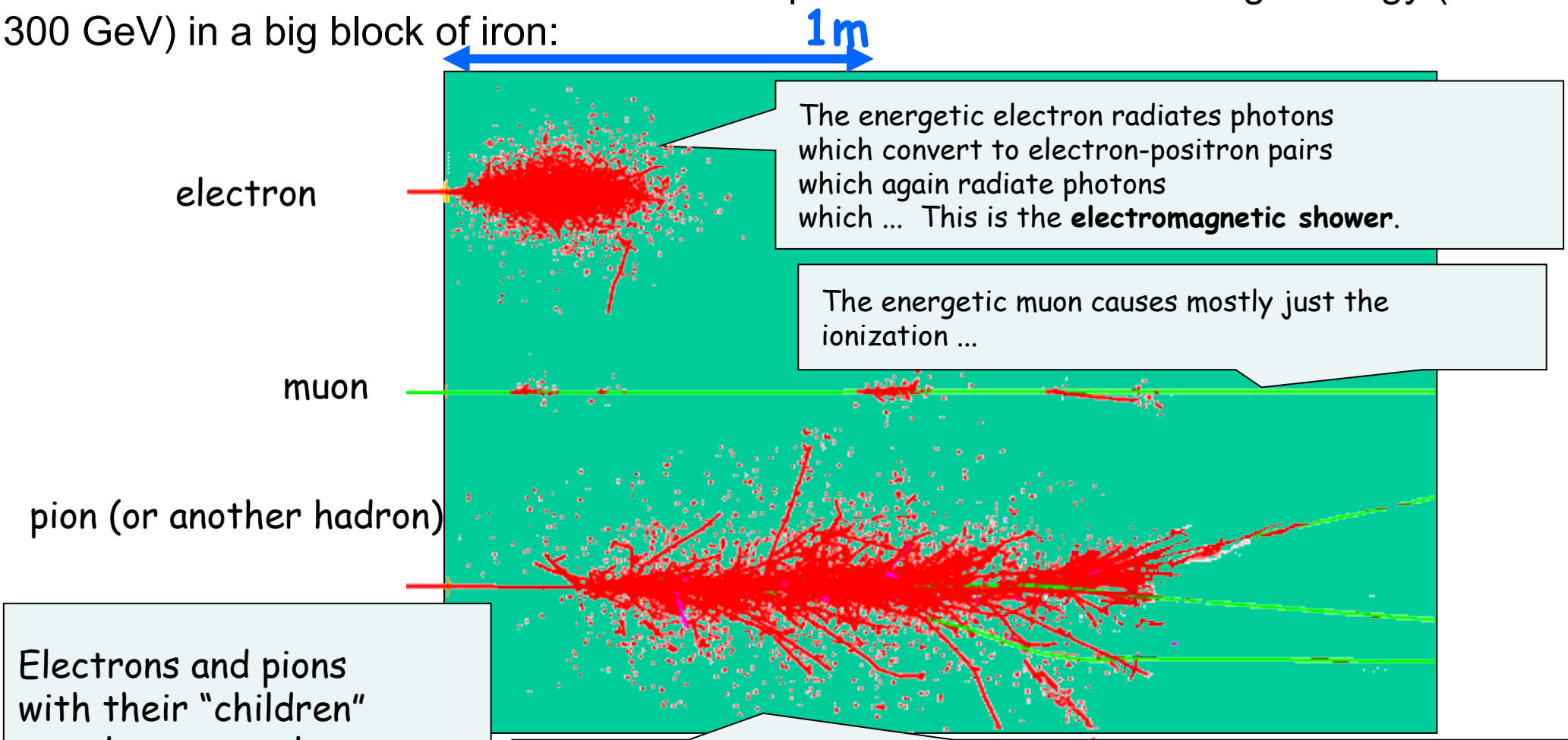
- Muon in Copper: σε p ≈ 400GeV φτάνει κριτική ενέργεια
- Electron in Copper: σε p ≈ 20MeV φτάνει κριτική ενέργεια

**→ Η ΗΜ ακτινοβολία Bremsstrahlung είναι σημαντική σχεδόν μόνο για ηλκετρόνια (στις ενέργειες στους ανιχνευτές μας μέχρι τώρα)**

**→ μόνο τα ηλεκτρόνια κάνουν EM shower**

# Καλοριμετρία – Stopping particles

Let us have a look at interaction of different particles with the same high energy (here 300 GeV) in a big block of iron:




The energetic electron radiates photons which convert to electron-positron pairs which again radiate photons which ... This is the **electromagnetic shower**.

The energetic muon causes mostly just the ionization ...

Electrons and pions with their "children" are almost comple-tely absorbed in the sufficiently large iron block.

The strongly interacting pion collides with an iron nucleus, creates several new particles which interact again with iron nuclei, create some new particles ...
**This is the hadronic shower.**
You can also see some muons from hadronic decays.

# 4. Ακτινοβολία Cerenkov

(μικρή απώλεια ενέργειας, οπότε ένα σωματίδιο δεν περιμένει απο την ακτινοβολία Cerenkov να χάσει ενέργεια: η απώλεια ενέργειας γεται κυρίως μέσω Bremstrahlung και ιονισμών)

# Ακτινοβολία Cerenkov

- Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο ταχύτητας υ διαπερνά ένα υλικό με ατομικό αριθμό Z, το ηλεκτρικό πεδίο του σωματιδίου αυτού πολώνει το υλικό. Μετά τη διέλευση, το υλικό επιστρέφει την πρώτερη, μη πολωμένη, κατάσταση.
- Αυτή η επιτροφή δημιουργεί μια ηλεκτρομαγνητική διαταραχή που διαδίδεται στο χώρο, μεταφέροντας ενέργεια με την ταχύτητα του φωτός στο υλικό: c/n, όπου n ο δείκτης διάθλασης του υλικού.
- Οι φάσεις μεταξύ όλων των επιμέρους διαταραχών δεν είναι τυχαίες, αλλά προκαλούν μια πεπερασμένη διαταραχή που αναπαριστά ένα κύμα που ταξιδεύει σε καθορισμένη διεύθυνση που ορίζεται από την ταχύτητα του σωματιδίου και την ταχύτητα του φωτός στο υλικό.
- Η ενέργεια που μεταφέρεται από τη διαταραχή δεν είναι ίδια για όλες τις συχνότητες ω. Ανά μονάδα μήκους διέλευσης του φορτισμένου σωματιδίου και ανά μονάδα της συχνότητας ω, έχουμε:
- $$\frac{d^2E}{d\hbar\omega.dx} = \hbar\omega\frac{Z^2\alpha}{\hbar c}\left[1-\frac{c^2}{n^2v^2}\right] \quad v > \frac{c}{n}$$
$$\frac{d^2E}{d\hbar\omega.dx} = 0 \quad v < \frac{c}{n}$$

Άρα, εκπέμπεται ακτινοβολία μόνο όταν η ταχύτητα του σωματιδίου είναι μεγαλύτερη από του φωτός στο υλικό αυτό.

Number of Cherenkov photons produced per-photon-energy interval (hbar ω) and per-unit-length: a high-energy electron produces about 220 photons/cm in water (n = 1.33) and about 30/m in air, in the visible part of the spectrum.

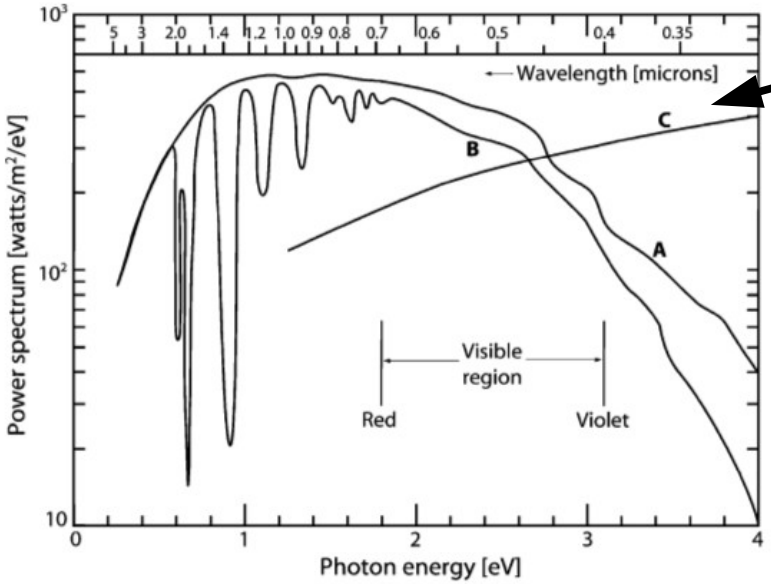



**Fig. 2.11** (**A**) Energy spectrum of sunlight above the atmosphere, (**B**) Energy spectrum of sunlight at sea level with the Sun at its zenith. (**C**) Energy spectrum of Cherenkov emission. Figure reproduced from [1], with permission

Cerenkov σημαντικό στο μπλέ

Γι αυτό οι πουρηνικοί αντιδραστήρες νερού έχουν το χαρακτηριστικό μπλέ χρώμα: από τα ηλεκτρόνια (γ → e+ e-
→ Cerenkov γιατί τα e+ , e- είναι ελαφρά)

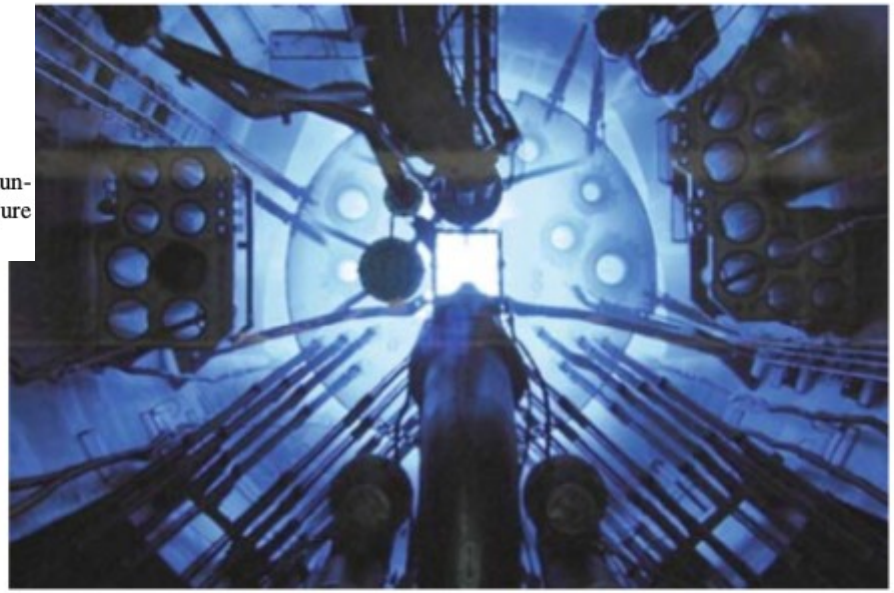


**Fig. 2.12** The Cherenkov effect is causing the blue glow in the water surrounding the core of a water pool reactor (here the OPAL reactor, Australian Nuclear Science and Technology Organisation). Gamma rays originating from the reactor core convert to electron–positron pairs in the water. Many of these electrons or positrons travel at speeds exceeding the speed of light in water and thus produce Cherenkov radiation. Photograph courtesy of the Australian Nuclear Science and Technology Organisation

# Cerenkov: εκπομπή όταν ταχύτητα β > 1/n

## Ακτινοβολία Cerenkov

- Ακτινοβολία Cerenkov εκπέμπεται όταν φορτισμένο σωματίδιο διέλθει μέσα από διηλεκτρικό μέσο με ταχύτητα μεγαλύτερη από την ταχύτητα του φωτός στο μέσον.
- Ο κώνος της ακτινοβολίας δημιουργείται από την εποικοδομητική συμβολή των επιμέρους φωτεινών κυμάτων και αποτελεί ισοφασική επιφάνεια.

Εκπομπή ακτινοβολίας Cerenkov εξαρτάται από την ταχύτητα του σωματιδίου και το δείκτη διάθλασης του υλικού.

- Συνθήκη εκπομπής ακτινοβολίας Cerenkov:

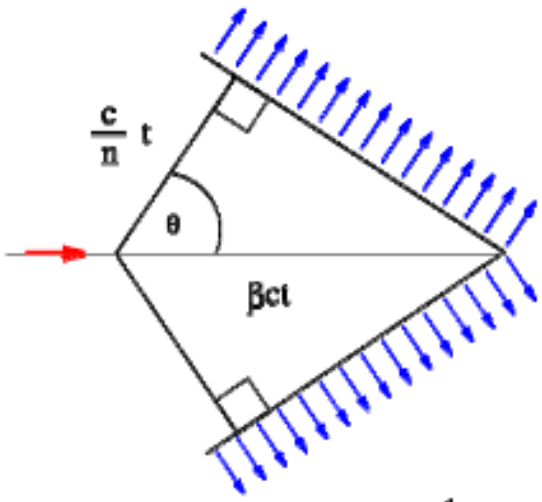
$$\upsilon \geq \upsilon_{\varphi} \quad \Rightarrow \quad \frac{\upsilon}{c} \geq \frac{\upsilon_{\varphi}}{c} \quad \Rightarrow \quad \beta \geq \frac{1}{n}$$

π.χ.

| | | | |
|---|---|---|---|
| για το νερό: | n = 1,33 | άρα: | βmin = 0,7519 |
| για τον αέρα: | n = 1,000283 | άρα: | βmin = 0,9997 |

# Cerenkov: γωνία εκπομπής → μέτρηση ταχύτητας

**!** Εκμπομπή όταν β>1/n, σε γωνία cosθ= 1/βn




- Η γωνία εκπομπής θ της ακτινοβολίας Cerenkov, σε δεδομένο μέσο, εξαρτάται μόνο από την ταχύτητα υ του σωματιδίου:

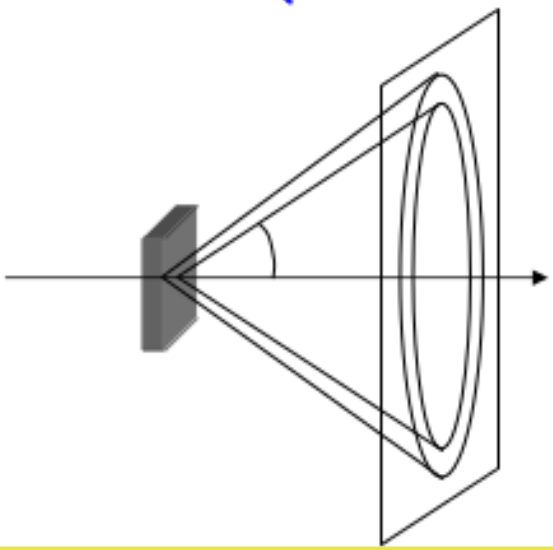
$$\cos\theta = \frac{\upsilon_\varphi t}{\upsilon t} = \frac{\upsilon_\varphi}{\upsilon} = \frac{c/n}{\upsilon} = \frac{c}{\upsilon n} = \frac{1}{\beta n}$$

π.χ. για το νερό:

β(min) = 0,7519 άρα θ(max) = 41,25$^0$

για τον αέρα:

β(min) = 0,9997 άρα θ(max) = 1,36$^0$

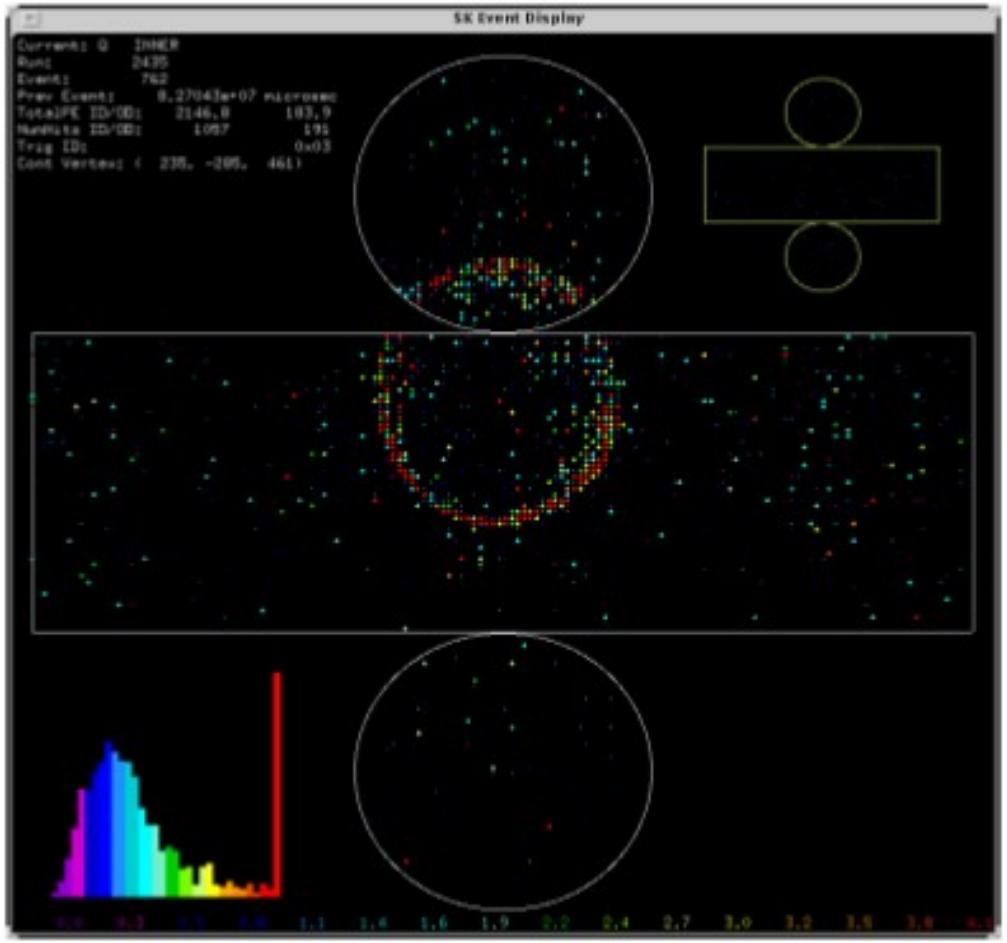


- Όταν η ακτινοβολία Cerenkov προσπίπτει σε πέτασμα κάθετο στην τροχιά του σωματιδίου, δημιουργεί κυκλικό δακτύλιο, το μέγεθος του οποίου εξαρτάται από την ταχύτητα υ του σωματιδίου και την απόσταση του πετάσματος.

Γωνία εκπομπής ακτινοβολίας Cerenkov → ταχύτητα του σωματιδίου.
Αν γνωρίζουμε και την ορμή του, ξέρουμε **τη μάζα του**

# Cerenkov rings

## Cerenkov rings



# Cerenkov – κατωφλίου

Table 2: Parameters for some selected Cherenkov radiators.

| Medium | n-1 | $\theta_{max}$ | $\pi_{thr}$(p) GeV/c | $N_\gamma$ ($eV^{-1}cm^{-1}$) |
|---|---|---|---|---|
| Air | 1.000283 | 1.36° | 5.9 | 0.21 |
| Isobutane | 1.00217 | 3.77° | 2.12 | 0.94 |
| Aerogel | 1.0065 | 6,51° | 1.23 | 4.7 |
| Aerogel | 1.055 | 18.6° | 0.42 | 37.1 |
| Water | 1.33 | 41.2° | 0.16 | 160.8 |
| Quartz | 1.46 | 46.7° | 0.13 | 196.4 |

$$\sin^2\theta_C = 1-\frac{1}{\beta^2 n^2} = 1-\frac{1}{n^2}\left(1+\frac{m^2}{p^2}\right)$$

An example of the use of threshold Cherenkov counters comes from BaBar experiment at SLAC [21]. Two aerogel radiators are used: A1 with n=1.055 and A2 with n=1.0065 leading to the following conditions (Fig. 26) :

p > 0.4 GeV/c, π in A1 give light,

p > 1.2 GeV/c, π in A1 and A2 give light,

p > 1.4 GeV/c, K in A1 give light,

p > 4.2 GeV/c, K in A1and A2 give light.

Hence π/k separation can be obtained in the range below 4.2 GeV/c which is adequate for the study of CP violation in BaBar.

# 5. Ακτινοβολία Μετάβασης “Transition Radiation”

(μικρή απώλεια ενέργειας, οπότε ένα σωματίδιο δεν περιμένει απο την ακτινοβολία Cerenkov να χάσει ενέργεια: η απώλεια ενέργειας γεται κυρίως μέσω Bremstrahlung και ιονισμών)

# Transition radiation

- Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο περνάει από το κενό σε κάποιο υλικό, εκπέμπεται ένα μικρό ποσό ενέργειας ανάλογο με το σχετικιστικό γ του σωματιδίου:

$$E = \alpha\, Z^2\, \gamma\, \hbar\omega_{\mathrm{p}}/3$$

- Κάθε φωτόνιο που εκπέμεται έχει τυπική ενέργεια:

$$E_{\mathrm{typical}} = \gamma\, \hbar\omega_{\mathrm{p}}/4$$

- Και εκπεμπεται ένας αριθμός φωτονίων ίσος με:

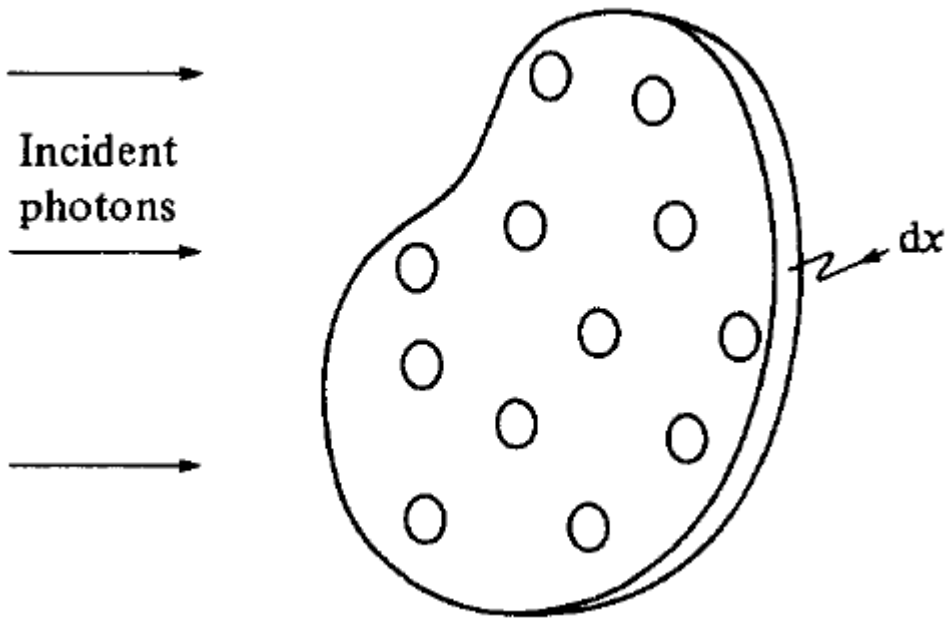
$$N_\gamma \approx 0.8\, \alpha\, Z^2 \approx 0.59\% Z^2$$

- Η transition radiation γίνεται σημαντική για πολύ μεγάλα γ, δηλ. μόνο για ηλεκτρόνια

→ χρήση στην ταυτοποίηση ηλεκτρονίων διαχωρίζοντάς τα από τα βαρύτερα σψμάτια, πχ., μιόνια, πιόνια, πρωτόνια που δεν κάνουν transition radiation

# 6. Αλληλεπίδραση φωτονίων με την ύλη

# Φωτόνια περνώντας μέσα από υλικό




Τι μπορεί να πάθουν:
- Compton
- Φωτοηλεκτρικό
- Δίδυμη γέννεση
- απλά περνάν ή κάνουν ελεστική σκέδαση

$$\frac{dn}{n} = -\frac{\text{area covered by cross-sections}}{\text{total area}}$$

$$= -\frac{(\rho/m_a)S\,dx\,\sigma_{tot}}{S} = -\underbrace{(\rho/m_a)\sigma_{tot}}\,dx$$

πιθανότητα αλληλεπίδρασης ανά μονάδα μήκους
= μ = "γραμμικός συντελεστής απορρόφησης"

S: Επιφάνεια
dx: Πάχος
ρ: Πυκνότητα μάζας
$m_a$: Μάζα ατόμων υλικού
$\sigma_{tot}$ : ενεργός διατομή αλληλεπίδρασης

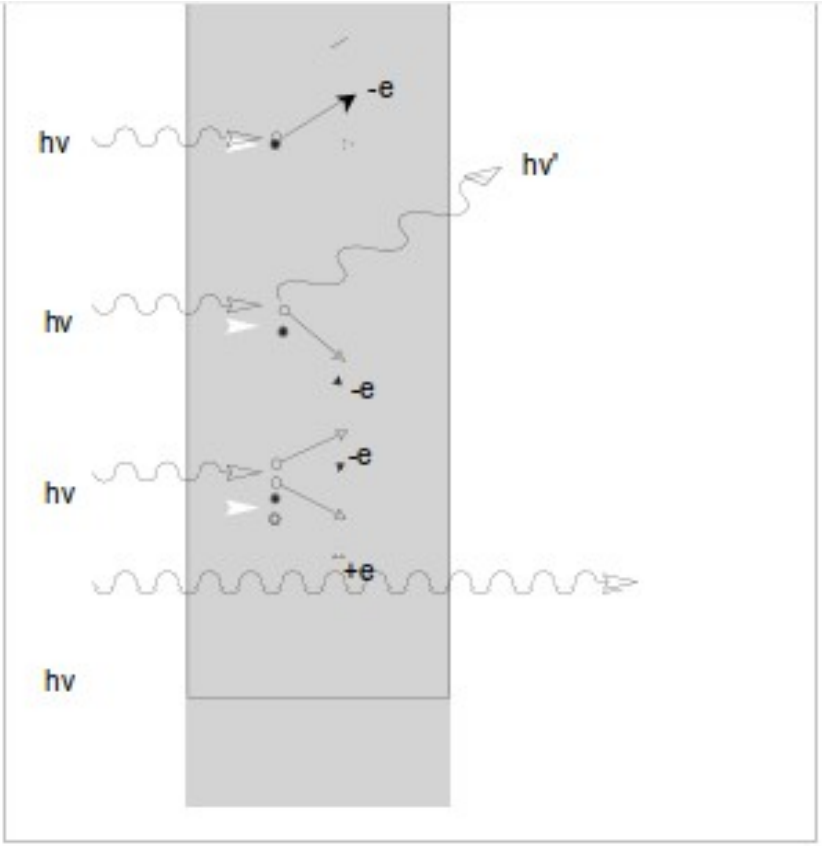
$n(x) = n(0)e^{-\mu x}$ Εκθετική μείωση του αριθμού φωτονίουν που περνούν

$\mu = \rho\sigma_{tot}/m_a$ Γραμμικός συντελεστής εξασθένησης (ή απορρόφησης)

$\mu/\rho = \sigma_{tot}/m_a$ Μαζικός συντελεστής εξασθένησης (ή απορρόφησης)

# Αλληλεπίδραση φωτονίων με την ύλη

- Από το βιβλίο Εργαστηρίου Πυρηνικής Ι




**Σχήμα 2.3.5** Οι 4 πιθανότερες περιπτώσεις έκβασης της πρόσπτωσης φωτονίων γ σε κάποιο υλικό, σχηματικά. Από πάνω προς τα κάτω:

- Το φωτόνιο αλληλεπιδρά με ΦΦ.
- Το φωτόνιο αλληλεπιδρά με ΦC.
- Το φωτόνιο αλληλεπιδρά με ΔΓ (αυτό μόνο αν $h\nu \geq 2m_0c^2$ ).
- Το φωτόνιο δεν αλληλεπιδρά καθόλου με το υλικό.

# Αλληλεπίδραση φωτονίων με την ύλη

- Ποσοστό φωτονίων που διέρχονται χωρίς να αλληλεπιδράσουν = $I/I_0$

$$I = I_0 e^{-\mu x} \qquad [8.1]$$

όπου $I$ η ένταση της διερχόμενης δέσμης, $I_0$ η αρχική ένταση, $\mu$ ο συντελεστής απορρόφησης και $\chi$ το πάχος του απορροφητή. Ο συντελεστής απορρόφησης εκφράζεται με δύο τρόπους:

1) **γραμμικός συντελεστής απορρόφησης**, σε μονάδες αντιστρόφου μήκους, πχ. $cm^{-1}$

2) **μαζικός συντελεστής απορρόφησης**, σε μονάδες επιφάνειας δια μάζα, πχ. $cm^2/gr$. Ο συντελεστής αυτός προκύπτει από διαίρεση του γραμμικού συντελεστού απορρόφησης με την πυκνότητα του απορροφητή.

Έτσι, ο συντελεστής απορρόφησης είναι ένα μέτρο της αλληλεπίδρασης των φωτονίων με την ύλη:

Μεγάλος συντελεστής απορρόφησης μ → μεγάλη πιθανότητα αλληλεπίδρασης

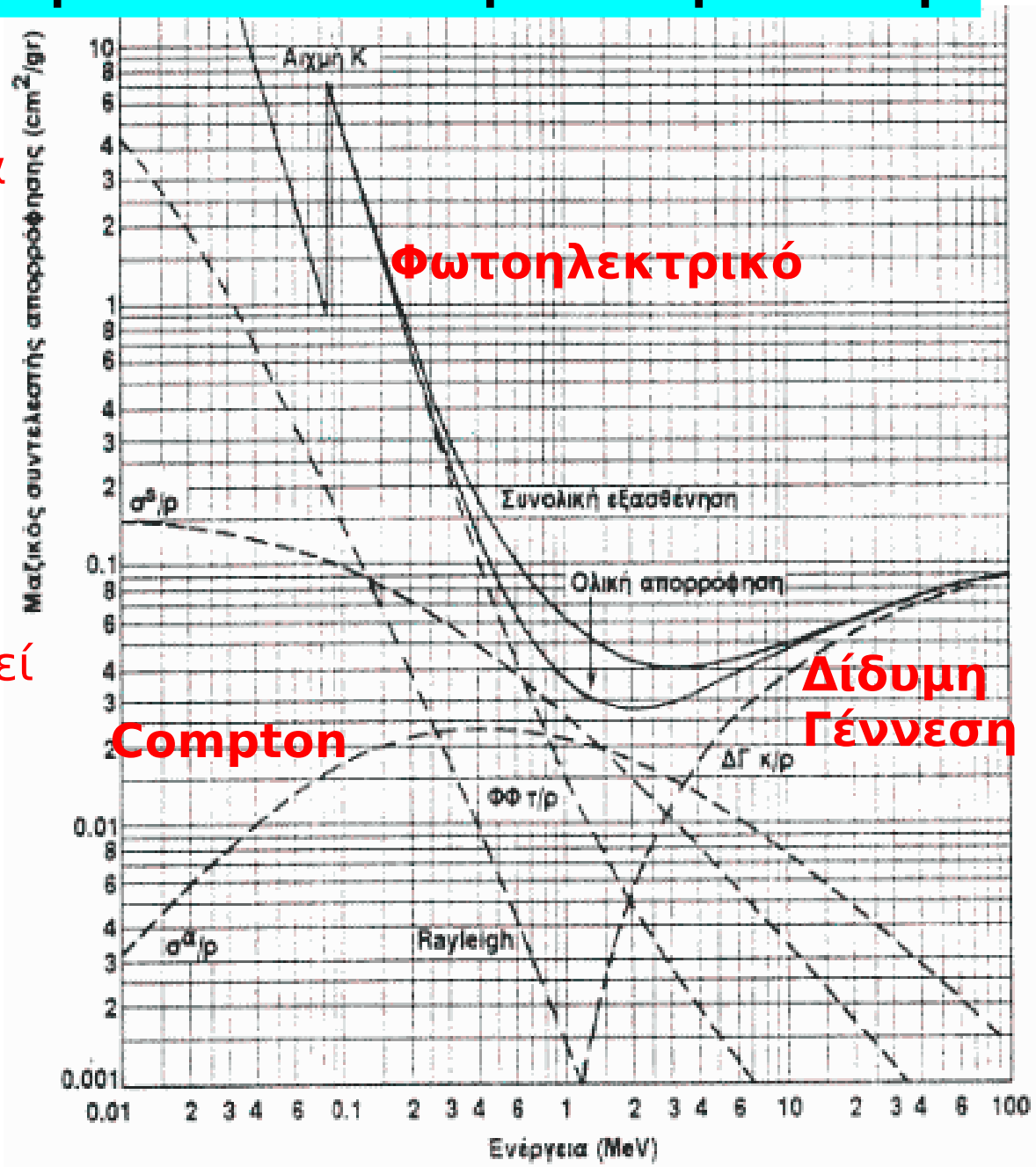
# Αλληλεπίδραση φωτονίων με την ύλη

Συντελεστής απορρόφησης μ:
Μεγάλο μ → μεγάλη πιθανότητα αλληλεπίδρασης

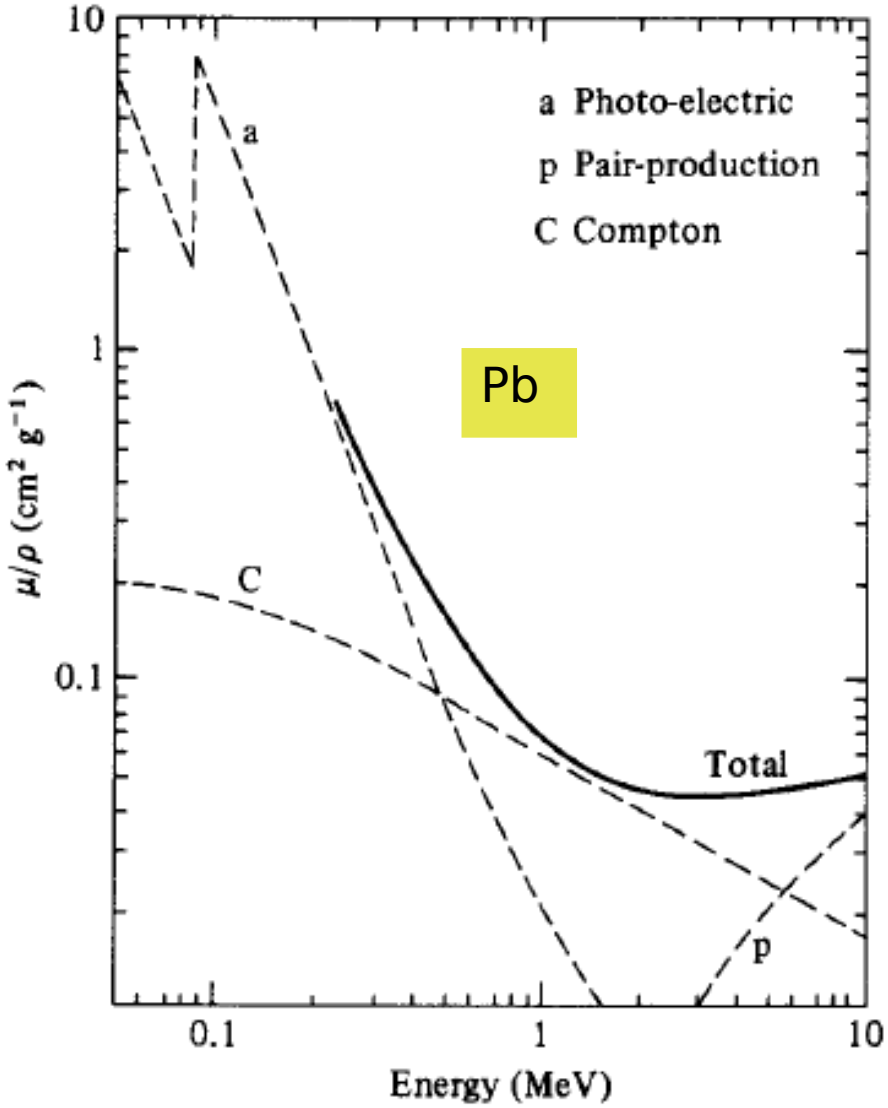
Το κάθε είδος αλληλεπίδρασης έχει διαφορετική πιθανότητα να συμβεί, ανάλογα με την ενέργεια του προσπίπτοντως φωτονίου.

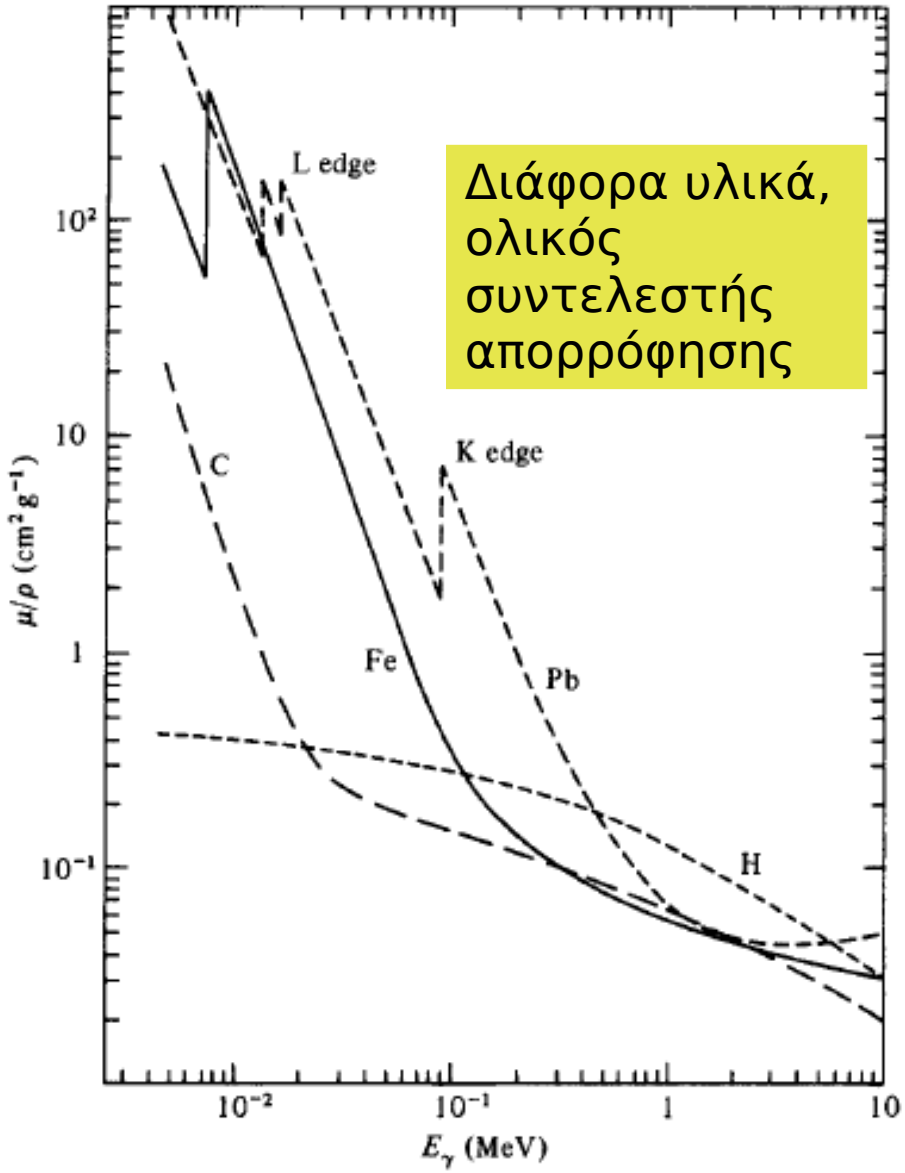
Ανάλογα την ενέργεια, κυριαρχεί ο ένας ή ο άλλος τρόπος:

- E < 0.8 MeV : κυριαρχεί το φωτοηλεκτρικό
- E: 0.8 – 3.5 MeV:
  - το Compton
- E > 3.5 MeV : η δίδυμη γέννεση



# Φωτόνια περνώντας μέσα από υλικό

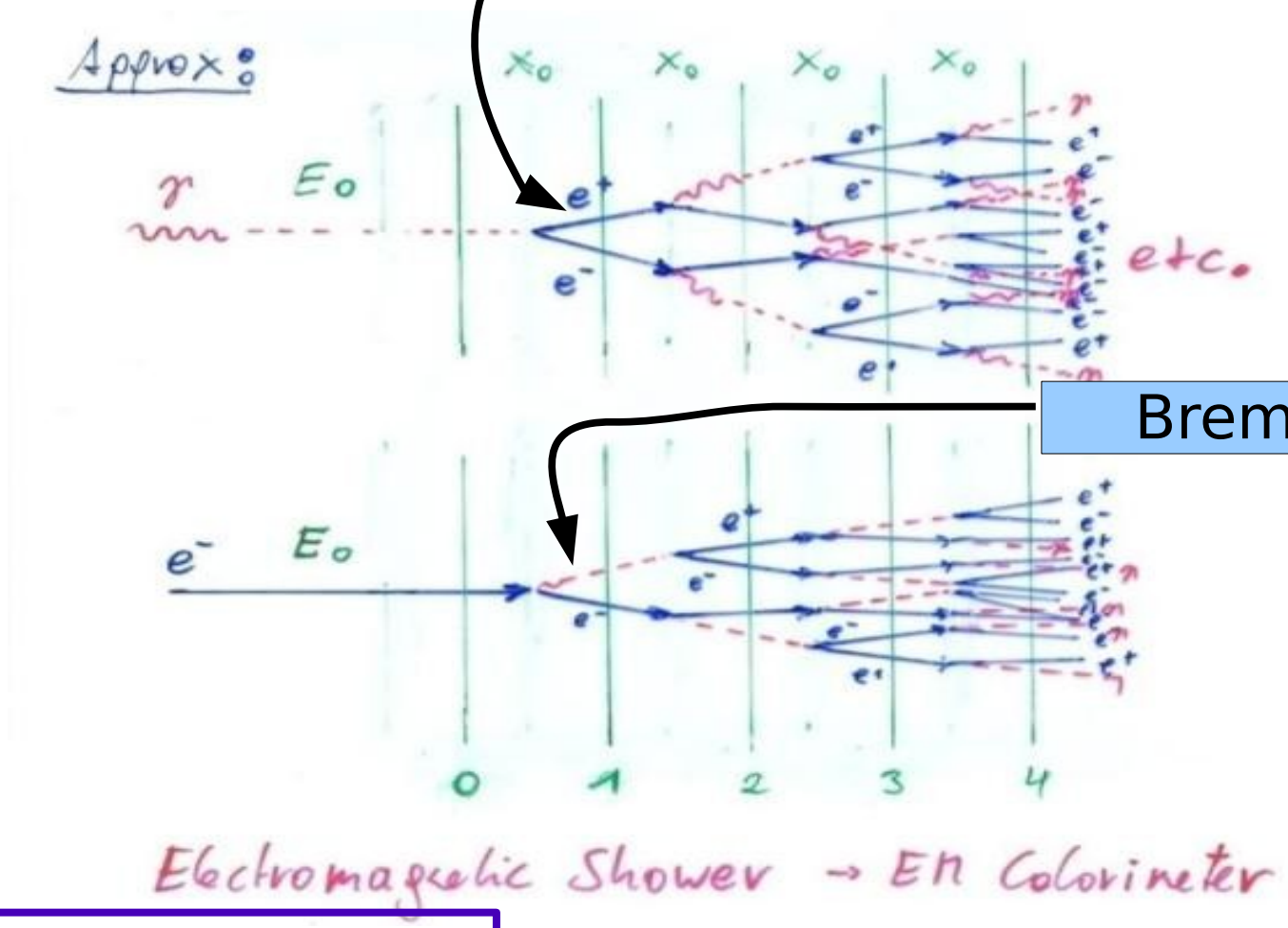


# Υψηλής ενέργειας φωτόνια σε “πυκνή ύλη” - ένας καταιγισμός ΗλεκτροΜαγνητικής ακτινοβολίας (EM shower)

Pair production (δίδυμη γένεση)

Bremsstahlung




$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0} \qquad E(x) = E_0\, e^{-\frac{x}{X_0}}$$

$$X_0(\gamma) = \frac{9}{7} X_0(e), \text{ όπου } X_0 \equiv X_0(e)$$

# Παράδειγμα της διεισδυτικότητας των φωτονίων

Table 14.1. *Ionising path lengths for 1 MeV electrons and 1 MeV α-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.)

Μέση ελεύθερη διαδρομή για ιονισμό από ηλεκτρόνια και άλφα σωματίδια ενέργειας 1 MeV,
καθώς και το “μήκος απόσβεσης” για φωτόνια ενέργειας 1 MeV επίσης,
Στον αέρα και στα μη οστεϊκό μέρη του ανθρωπίνου σώματος

# 6. Αλληλεπίδραση πρωτονίων και νετρονίων με υλικό μέσω της ισχυρής δύναμης

# Ισχυρή αλληλεπίδραση πρωτονίων & νετρονίων

- Τυπική ενεργός διατομή αλληλεπίδρασης πρωτονίων και νετρονίων με την ισχυτή δύναμη = η αληθινή τους επιφάνεια: $\sigma(pp) \sim \pi R_p^2 \sim 4$ fm
- Η αλληλεπίδραση ενός πρωτονίου με υλικό με μαζικό αριθμό A, όπου κάθε πυρήνας έχει ακτίνα $R = R_p * A^{1/3}$
- Γίνεται με ενεργό διατομή: $\sigma \approx 4 \times 10^{-26} (A)^{2/3}\ \mathrm{cm}^2$
- Και άρα η μέση ελεύθερη διαδρομή του στο υλικό είναι:

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma} \approx \frac{A^{1/3}}{\rho} \frac{1}{N_A\, 4 \times 10^{-26}} \approx \boxed{\frac{A^{1/3}}{\rho}\, 35\ \mathrm{g/cm^2}}$$

Χρησιμοποιώντας τον αριθμό Avogadro και για μάζα του κάθε πυρηνα ~ A amu

- Η τιμή αυτή είναι κατά σύμβαση ο ορισμός της μέσης απόστασης αλληλεπίδρασης αδρονίων (hadronic interaction length, λ)
- Το απλό αποτέλεσμα εδώ είναι εντάξει για ενέργειες πρωτονίου > 1 GeV γιατί τότε το μήκος κύματος του πρωτονίου είναι αρκετά μικρότερο από τις διαστάσεις του πυρήνα.

# Ισχυρή αλληλεπίδραση πρωτονίων & νετρονίων

- Ένα ενεργητικό πρωτόνιο που πέφτει πάνω σε έναν βαρύ πυρήνα, οι οποίοι πάντα έχουν πολλά νετρόνια σε σχέση με τα πρωτόνια (π.χ., Pb με Z=82 και N~125).
  - Έτσι, ένα πρωτόνιο με ενέργεια 1 GeV που πέφτει πάνω σε βαρύ πυρήνα προκαλεί την παραγωγή ~25 νετρονίων: αυτή η διαδικασία λέγεται "spallation" και είναι ένας αποδοτικός τρόπος να παραχθούν νετρόνια.
- Επίσης, μια σύγξρουση μεγάλης ενέργειας μπορεί να παράγει πολλά δευτερογενή αδρόνια, σε αριθμό που αυξάνει αργά με την ενέργεια
  - ~90% των παραγομένων είναι πιόνια ($\pi^+$ $\pi^-$, $\pi^0$)
  - Αν η ενέργεια του προσπίπτοντος πρωτονίου είναι αρκετά μεγάλη, τα πιόνια, και γενικά τα παραγόμενα αδρόνια, θα έχουν αρκετή ενέργεια ώστε να παράγουν δευτερογενή αδρόνια και έτσι να δημιουργηθεί ένας καταιγισμός αδρονίων, αντίστοιχος με τον ηλεκτρομαγνητικό καταιγισμό όταν ηλεκτρόνια και φωτόνια μεγάλης ενέργειας πέφτουν πάνω σε ένα υλικό.

# 7. Αλληλεπίδραση νετρίνων με υλικό

# Ασθενής αλληλεπίδραση

- Στους αντιδραστήρες παράγονται αντι-νετρίνα όταν οι πλούσιοι σε νετρόνια θυγατρικοί, κατεβαίνουν προς την κοιλαδα σταθερότητας με β- διασπάσεις: n → p + anti-neutrino + electron
- Τα αντι-νετρίνα αυτά μπορούμε να τα ανιχνεύσουμε με την αντίστροφη αντίδραση, όταν πέσουν πάνω σε πρωτόνια:

  anti-neutrino + p → neutron + positron

- με ενεργό διατομή αλληλεπίδρασης: $\sigma = 6.7 \times 10^{-42} \times E_\upsilon[\mathrm{MeV}]\,\mathrm{cm}^2$
- Οπότε για τα αντινετρίνα ενέργειας ~MeV από τους αντιδραστήρες, έχουμε $\sigma \approx 10^{-43}$ cm$^2$ →
- Σε νερό: μέση ελεύθερη διαδρομή λ ~ τάξη μεγέθους 1 έτος φωτός!!!!
- Παρ' ολ' αυτά, σε μια απόσταση ≈25 m από την καρδιά ενός πυρηνικού αντιδραστήρα ~3 GW θα αλληλεπιδρούν περίπου 500 τέτοια anti-neutrino την ώρα σε 1 m$^3$ νερού. Δεν είναι λοιπόν απίθανο! έτσι ανίσχνευσαν πρώτοι νετρίνο οι Reines και Cowan το 1959 στον αντιδραστήρα Savannah river.
- Όταν όμως θέλεις να παρατηρήσεις κάποιο συγκεκτριμνο νετρίνο, τότε είναι τόσο απίθανο να αλληλεπιδράσει που συνάγεις την παρουσία του και τα χαρακτηριστικά του, δια της... απουσίας του! (ελλείπουσα ενέργεια και ορμή)