

# Come si misurano le particelle

Molti piu' dettagli nel corso "Apparati sperimentali"

- Introduzione
- Misure in campo magnetico e sistemi di tracciatura
- Calorimetri
- Identificazione delle particelle
- Sistemi di rivelatori: l'apparato sperimentale

## Bibliografia

### ◆ Text books

- C. Grupen, *Particle Detectors*, Cambridge University Press, 1996
- G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 3rd Edition, 2000
- W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 2nd edition, Springer, 1994
- R.S. Gilmore, *Single particle detection and measurement*, Taylor&Francis, 1992
- W. Blum, L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer, 1994
- K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, 3rd edition, Teubner, 1992

### ◆ Articoli di rivista

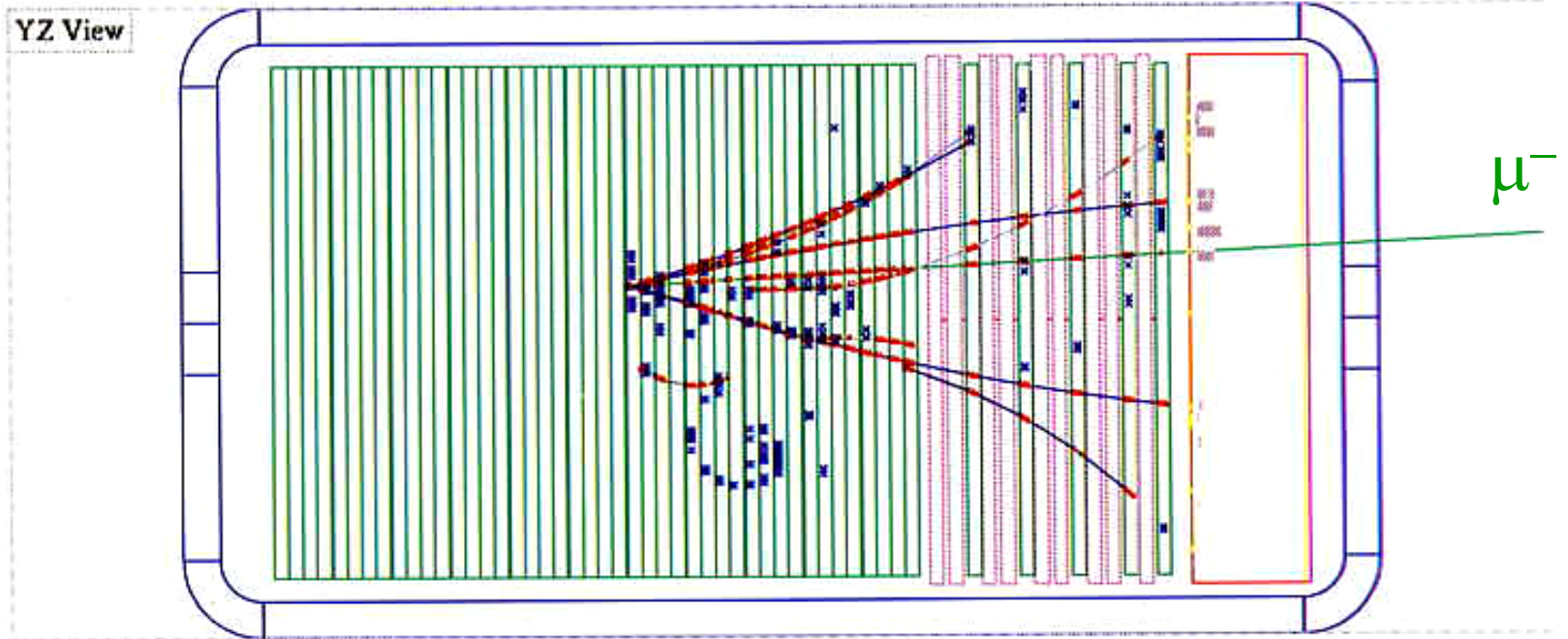
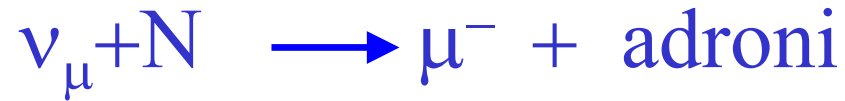
- *Experimental techniques in high energy physics*, T. Ferbel (editor), World Scientific, 1991.
- *Instrumentation in High Energy Physics*, F. Sauli (editor), World Scientific, 1992.
- Many excellent articles ca *Nucl. Part. Sci.*

### ◆ Altro

- Review of particle physics, Phys Lett B592 (2004)
- R. Bock, A. Vasilescu, *Particle Data Briefbook*  
<http://www.cern.ch/Physics/ParticleDetector/BriefBook/>
- Proceedings of detector conferences (Vienna VCI, Elba, IEEE)

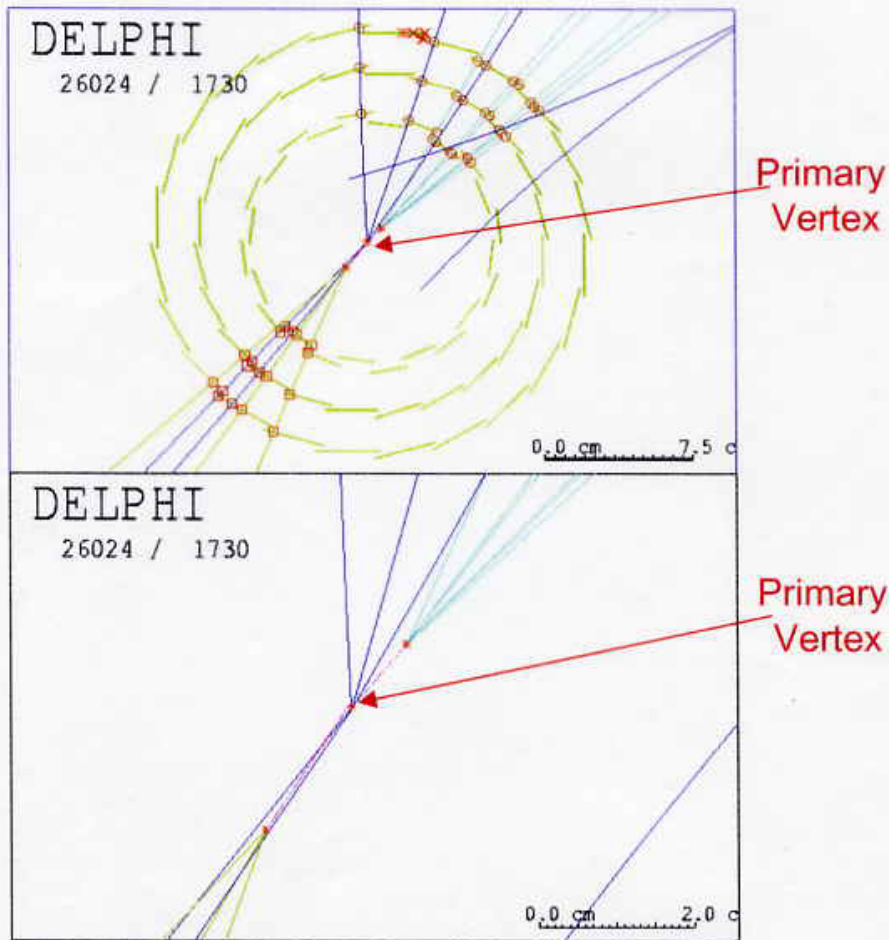
. **D.Green**, *The physics of particle detectors*  
Cambridge University Press, 2000

Un esempio di evento da interazione di particella su bersaglio fermo  
esperimento NOMAD:

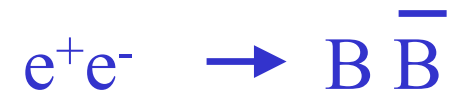


# Reconstructed B-mesons in the DELPHI micro vertex detector

$$\tau_B \approx 1.6 \text{ ps} \quad l = c\tau\gamma \approx 500 \mu\text{m} \cdot \gamma$$



Esempio di interazione



# A simulated event in ATLAS (CMS)

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$$

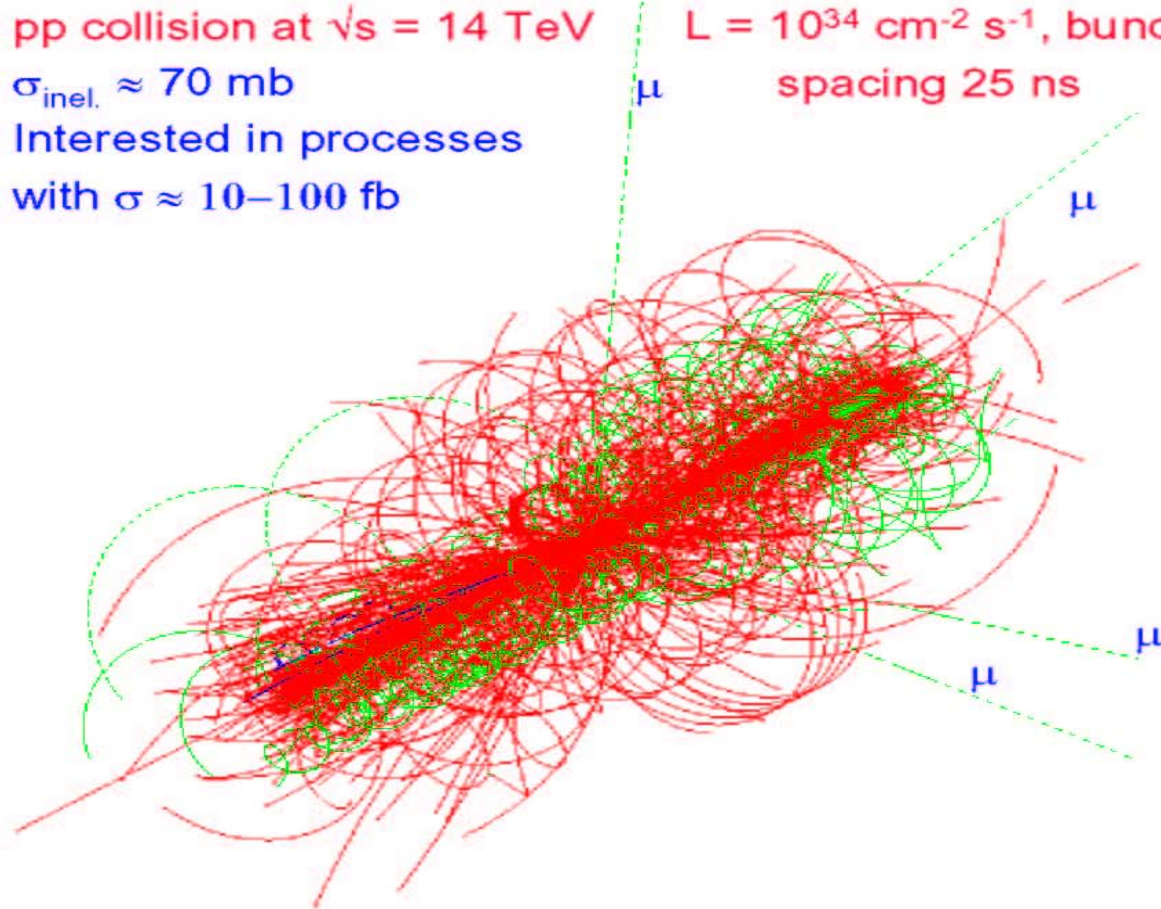
pp collision at  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$

$\sigma_{\text{inel.}} \approx 70 \text{ mb}$

Interested in processes

with  $\sigma \approx 10\text{--}100 \text{ fb}$

$L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , bunch  
spacing 25 ns



$\approx 23$  overlapping minimum bias events / BC

$\approx 1900$  charged +  $1600$  neutral particles / BC

## Il rivelatore ideale

interazioni a alta energia ( $e^+e^-$ , ep,  $p\bar{p}$ , pp)

→ produzione di molte particelle cariche,  
neutre, stabili e instabili, fotoni)

Il rivelatore "ideale dovrebbe fornire:

- ◆ piena copertura dell'angolo solido senza buchi  
buona segmentazione
- ◆ rivelazione, tracking e identificazione di "tutte"  
le particelle: carica, massa)
- ◆ misura dell'energia e dell'impulso
- ◆ risposta veloce senza tempi morti (alto rate)
- 👉 ovvie limitazioni da spazio, tecnologia, risorse

le particelle sono misurate in quanto interagiscono  
con la materia che attraversano (i rivelatori)

Queste interazioni dipendono da molti processi  
fisici (soprattutto di carattere elettromagnetico)

**Il risultato finale osservato consiste nella  
ionizzazione e nella eccitazione della materia**

# Sistemi di tracciatura

- \* Ricostruzione delle traiettorie delle particelle cariche che depositano energia per **ionizzazione**.

- \* Ricostruzione dei vertici primari e secondari

- \* In campo magnetico: misura dell'impulso  $p$  delle particelle.

- \* Identificazione dei jet.

- \* Massima efficienza e risoluzione spaziale.

- \* minimo disturbo sulla particella

- Camere a gas

- Rivelatori a semiconduttori (SI, Ge)

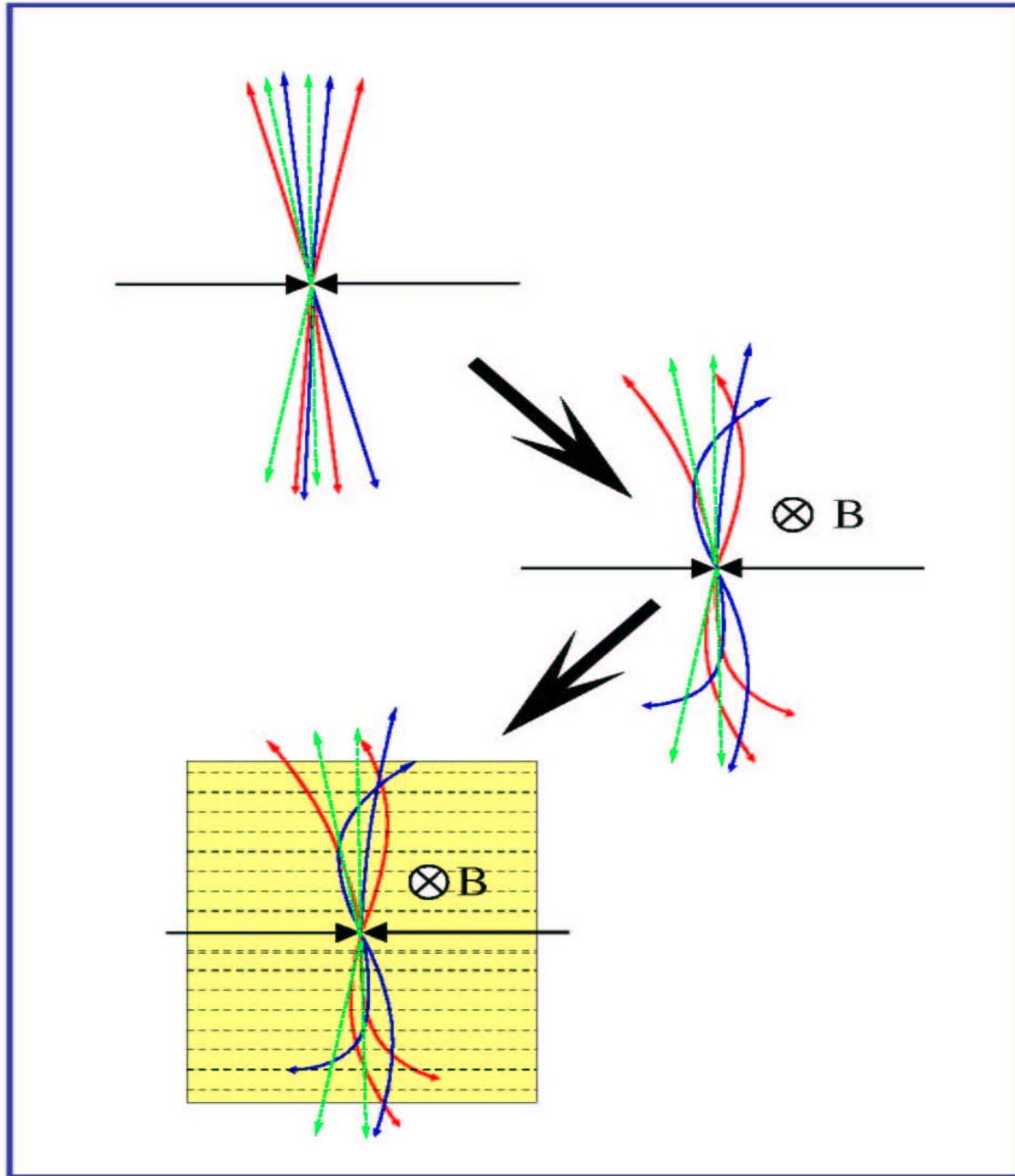
- Rivelatori a scintillazione (fibre)

- Emulsioni fotografiche

**Risoluzioni ottenibili: fino al  $\mu\text{m}$  (emulsioni)**

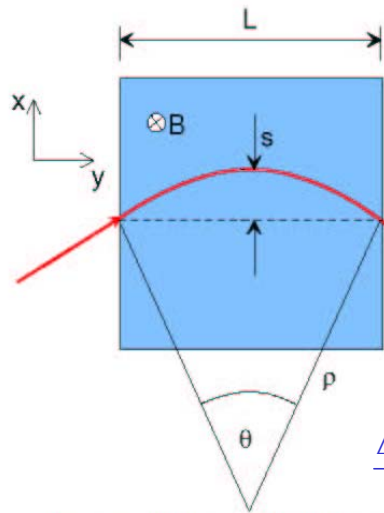
**ordinariamente 50-150  $\mu\text{m}$**

# Misure di impulso





# Misure di impulso



$$p_T = qB\rho$$

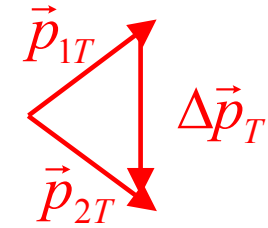
$$p_T \text{ (GeV/c)} = 0.3B\rho \text{ (T}\cdot\text{m)}$$

$$\frac{L}{2\rho} = \sin \theta/2 \approx \theta/2 \rightarrow \theta \approx \frac{0.3L \cdot B}{p_T}$$

$$\Delta p_T = p_T \sin \theta \approx 0.3L \cdot B$$

$$s = \rho(1 - \cos \theta/2) \approx \rho \frac{\theta^2}{8} \approx \frac{0.3 L^2 B}{8 p_T}$$

$$\frac{\Delta s}{s} = d(\ln s) = d\left(\frac{0.3 L^2 B}{8 p_T}\right) = \frac{\Delta p_T}{p_T}$$



la sagitta  $s$  e' determinata con tre misure con un errore

$\sigma(x)$ :

$$s = x_2 - \frac{x_1 + x_3}{2}$$

$$\left. \frac{\sigma(p_T)}{p_T} \right|^{meas.} = \frac{\sigma(s)}{s} = \frac{\sqrt{\frac{3}{2}}\sigma(x)}{s} = \frac{\sqrt{\frac{3}{2}}\sigma(x) \cdot 8p_T}{0.3 \cdot BL^2}$$

per  $N$  misure equidistanti si ottiene

(R.L. Gluckstern, NIM 24 (1963) 381)

$$\left. \frac{\sigma(p_T)}{p_T} \right|^{meas.} = \frac{\sigma(x) \cdot p_T}{0.3 \cdot BL^2} \sqrt{720/(N+4)} \quad (\text{for } N \geq \approx 10)$$

ex:  $p_T=1 \text{ GeV/c}$ ,  $L=1\text{m}$ ,  $B=1\text{T}$ ,  $\sigma(x)=200\mu\text{m}$ ,  $N=10$

$$\left. \frac{\sigma(p_T)}{p_T} \right|^{meas.} \approx 0.5\% \quad (s \approx 3.75 \text{ cm})$$

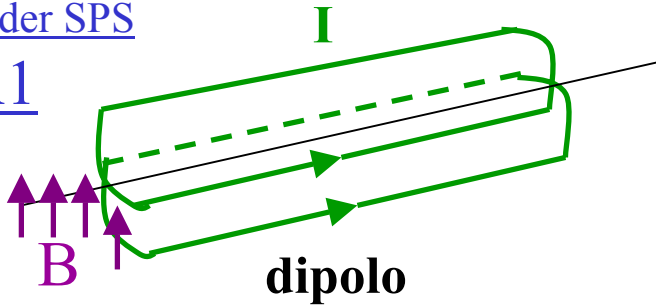
# Esperimenti di collisione, potere analizzante

$$\int \vec{B} \cdot d\vec{l}$$

Collider SPS

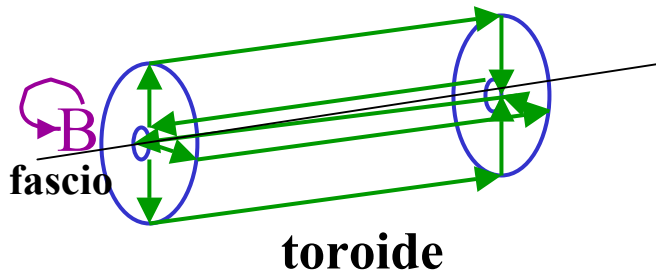
UA1

fascio



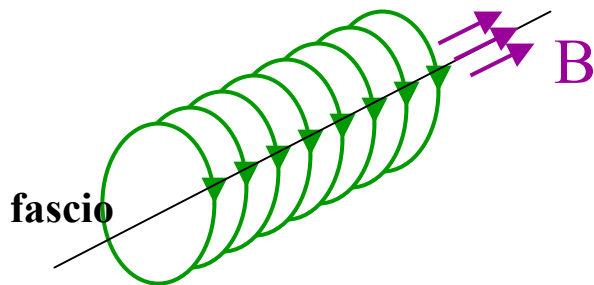
- Campo uniforme
- Buon potere analizzante in avanti/indietro
- Cattivo a grande angolo

LHC  
Spettr.  
 $\mu$



- Campo tutto contenuto ma **disuniforme**  $\sim 1/r$
- Attraversamento materiale

LEP  
LHC  
Rivel.  
centrale



- Campo uniforme
- Buona analisi a grande angolo
- problema ritorno del campo

Campi utilizzati tipicamente dell' ordine del T

# Scattering coulombiano



una particella incidente con carica  $z$  interagisce con un nucleo di carica  $Z$ . La sezione d'urto differenziale e'

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4zZr_e^2 \left( \frac{m_e c}{\beta p} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2} \quad \text{Rutherford formula}$$

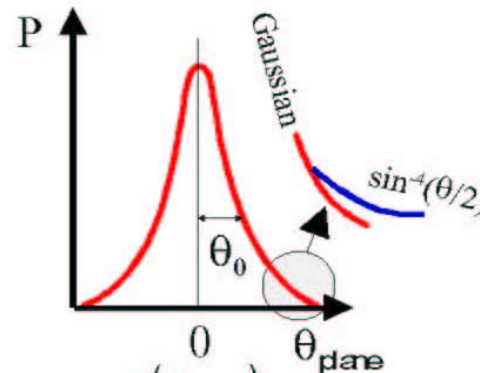
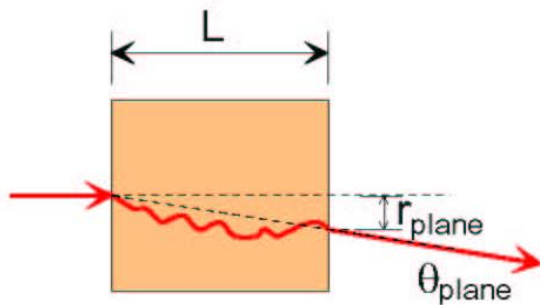
- ◆ Angolo medio di scattering  $\langle \theta \rangle = 0$
- ◆ sezione d'urto per  $\theta \rightarrow 0$  infinito !



# Scattering multiplo

Per materiali abbastanza spessi

→ scattering multiplo trattabile con metodi statistici (Moliere)



$$\theta_0 = \theta_{plane}^{RMS} = \sqrt{\langle \theta_{plane}^2 \rangle} = \frac{1}{\sqrt{2}} \theta_{space}^{RMS}$$

$$P(\theta_{plane}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} \exp\left\{-\frac{\theta_{plane}^2}{2\theta_0^2}\right\}$$

Approssimazione  $\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{L}{X_0}} \left\{ 1 + 0.038 \ln \left( \frac{L}{X_0} \right) \right\}$

$X_0$  e' la lunghezza di radiazione del mezzo (vedi dopo)

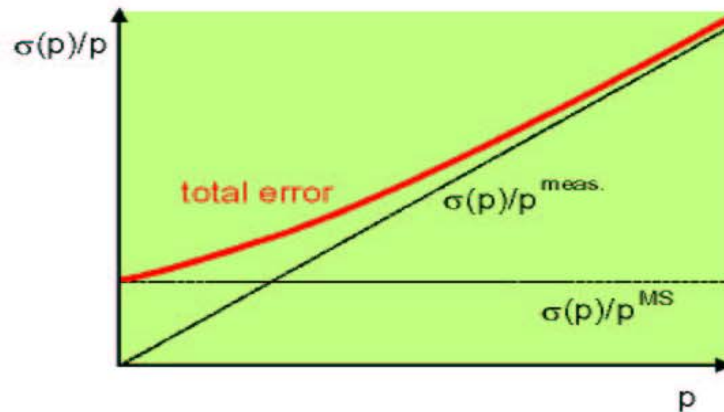
(accurat.  $\leq 11\%$  per  $10^{-3} < L/X_0 < 100$ )

Piu' e' denso il materiale (Z) piu'  $X_0$  e' piccolo e  $\theta_0$  grande  
 Ex.:  $X_0(\text{C})=18 \text{ cm}$ ;  $X_0(\text{Fe})=1.76 \text{ cm}$ ;  $X_0(\text{Pb})=0.56 \text{ cm}$ .

Alla precisione della misura dell'impulso contribuisce lo scattering multiplo

$$\Delta p^{MS} = p \sin \theta_0 \approx p \cdot 0.0136 \frac{1}{p} \sqrt{\frac{L}{X_0}}$$

$$\frac{\sigma(p)}{p_T} \Big|^{MS} = \frac{\Delta p^{MS}}{\Delta p_T} = \frac{0.0136 \sqrt{\frac{L}{X_0}}}{0.3BL} = 0.045 \frac{1}{B\sqrt{LX_0}} \text{ indipendente da } p!$$



migliora solo come  $1/\sqrt{L}$

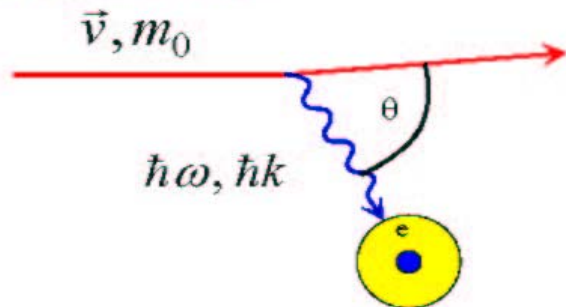
ex: Ar ( $X_0=110\text{m}$ ),  $L=1\text{m}$ ,  $B=1\text{T}$   $\frac{\sigma(p)}{p_T} \Big|^{MS} \approx 0.5\%$

Ex. pione di 20 GeV in 1  $X_0$ ,  $\theta_0 \sim 1 \text{ mrad}$

# Rivelazione di particelle cariche

## Perdita di energia nella materia

- ◆ collisioni con gli elettroni degli atomi del materiale assorbente.



Perdita di energia espressa per unita' di spessore:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle$$

Le collisioni con i nuclei trascurabili ( $m_e \ll m_N$ ).

se  $\hbar\omega, \hbar k$  grandi abbastanza  $\Rightarrow$  ionizzazione

In opportune circostanze il fotone invece di ionizzare l'atomo puo' sfuggire libero nel mezzo.

$\Rightarrow$  Emissione di radiazione **Cherenkov** e di radiazione di **Transizione** (vedi poi).

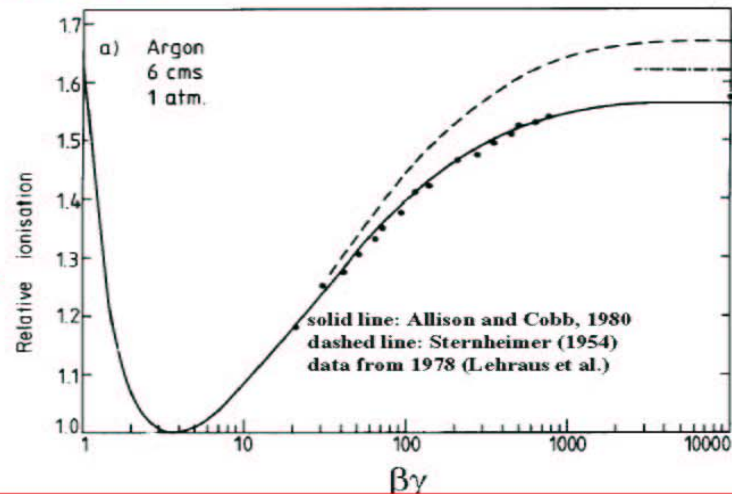
## Perdita di energia per ionizzazione

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I^2} T^{\max} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

$x = \rho \cdot l = \text{g/cm}^2, dE \text{ in MeV}$

- ◆ **dE/dx prima decresce**  $\propto 1/\beta^2$  (piu' precisamente  $\beta^{-5/3}$ ), **fattore cinematico**
- ◆ **poi ha un minimo at**  $\beta\gamma \approx 4$  (minimum ionizing particles, MIP) ( $dE/dx \approx 1 - 2 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ )
- ◆ **quindi risale a causa del termine**  $\ln \gamma^2$ , risalita relativistica, attribuita all'espansione relativistica del campo E trasverso  $\rightarrow$  contributi da collisioni piu' distanti, utile a distinguere particelle.
- ◆ **la risalita relativistica e' cancellata a alti**  $\gamma$  da "effetti di densita", la polarizzazione del mezzo schermo da atomi piu' distanti. Parametrizzata da  $\delta$  (dipende dal materiale)  $\rightarrow$  **Fermi plateau**
- ◆ **altre piccole correzioni**

dE/dx misurata e calcolata



N.B. La Bethe-Block e' valida per particelle molto piu' pesanti dell'elettrone

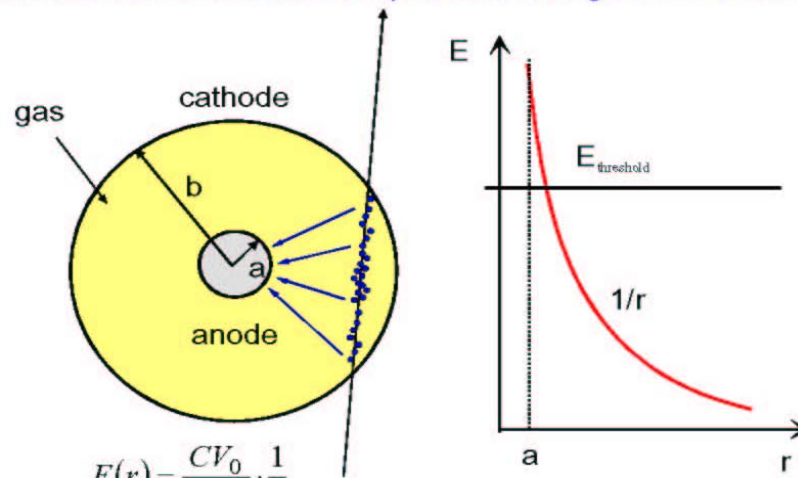
## Contatori proporzionali

In 1cm di argon 1"mip" crea ~120 coppie e/ione

Il rumore dell'amplificatore e' ~ 1000 e !  $V = \frac{ne}{C} = 2\mu V$ ;  $C \sim 10 pF$   
E' necessario moltiplicare il numero delle coppie e/ione.

### Amplificazione in gas

Consideriamo il caso semplice di una geometria cilindrica:



$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r}$$

$$V(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \cdot \ln \frac{r}{a}$$

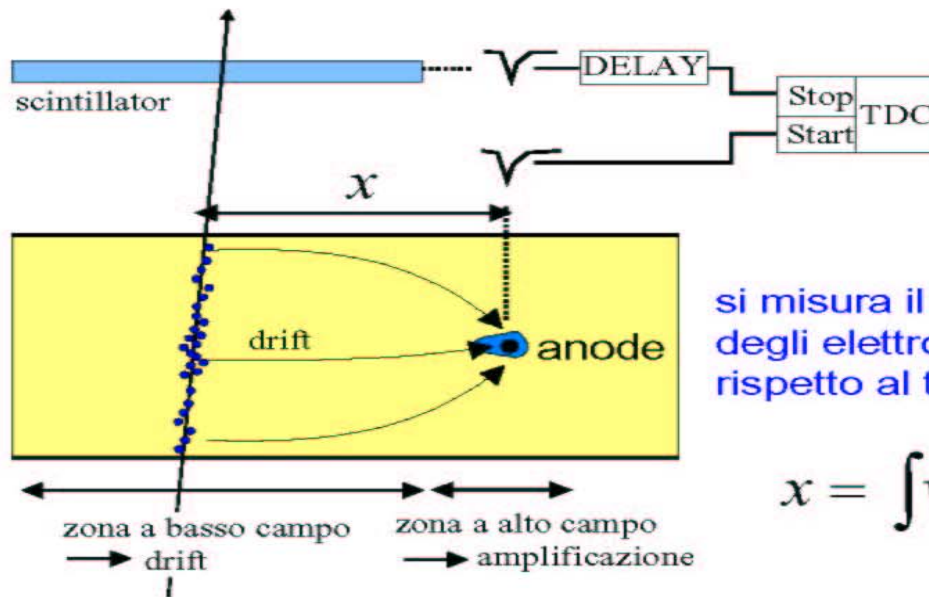
$C$  = capacitance / unit length

Gli elettroni si muovono verso l'anodo

Vicino il filo anodico il campo e' sufficiente mente **alto** (qualche **kV/cm**), in modo che e- guadagnano abbastanza energia per ulteriore ionizzazione: il numero delle coppie e/ione aumenta esponenzialmente.

# Camere a deriva

(primi studi: T. Bressani, G. Charpak, D. Rahm, C. Zupancic, 1969  
prime applicazioni: A.H. Walenta, J. Heintze, B. Schürlein, NIM 92 (1971) 373)



si misura il tempo di arrivo degli elettroni sul filo rispetto al tempo  $t_0$ .

$$x = \int v_D(t) dt$$

## Problemi durante lo spazio di drift

☞ effetti di diffusione ?



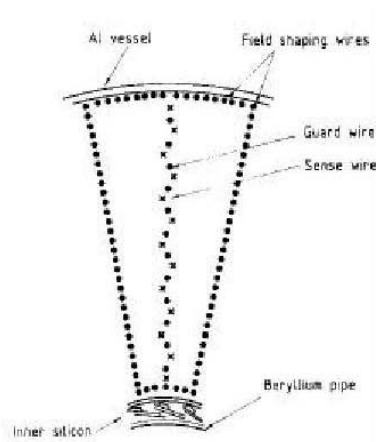
La velocità di deriva è costante? In particolari condizioni  $v_D$  è saturata e per gli elettroni vale  $v_D \sim 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$

La risoluzione è limitata da effetti di diffusione:  
tipicamente  $\sigma(x) \lesssim 1 \text{ mm}$



# CAMERA CENTRALE (JET) DI UA2

(F. Bosi et al. NIM A283 (1989) 532)

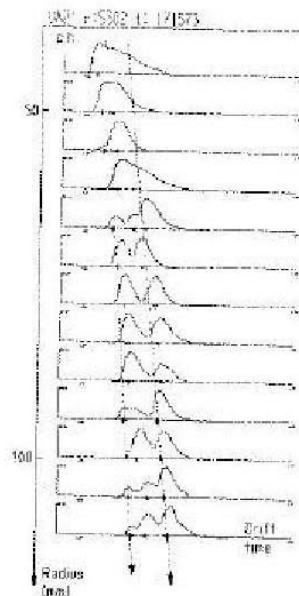


Lunghezza : 1m

16 Settori angolari

13 piani di fili "staggerati di 200 micron  
per risolvere l'ambiguita' destra-sinistra

**Molteplicita' media di tracce ~ 30**



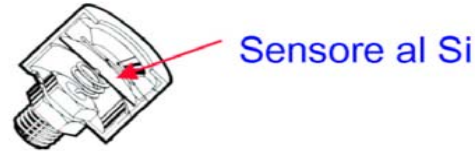
Lettura con flash ADC a 100 MHz

Risoluzione trasversa : 0.2 mm

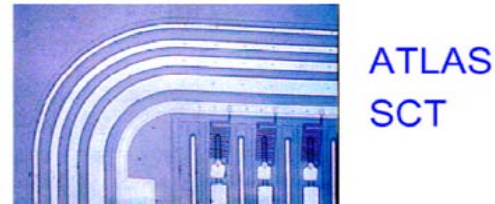
Coordinata longitudinale attraverso  
divisione di carica; Risoluzione: 2 cm

# Rivelatori a stato solido

Lunga tradizione come misuratori di energia  
(Si, Ge, Ge(Li)).



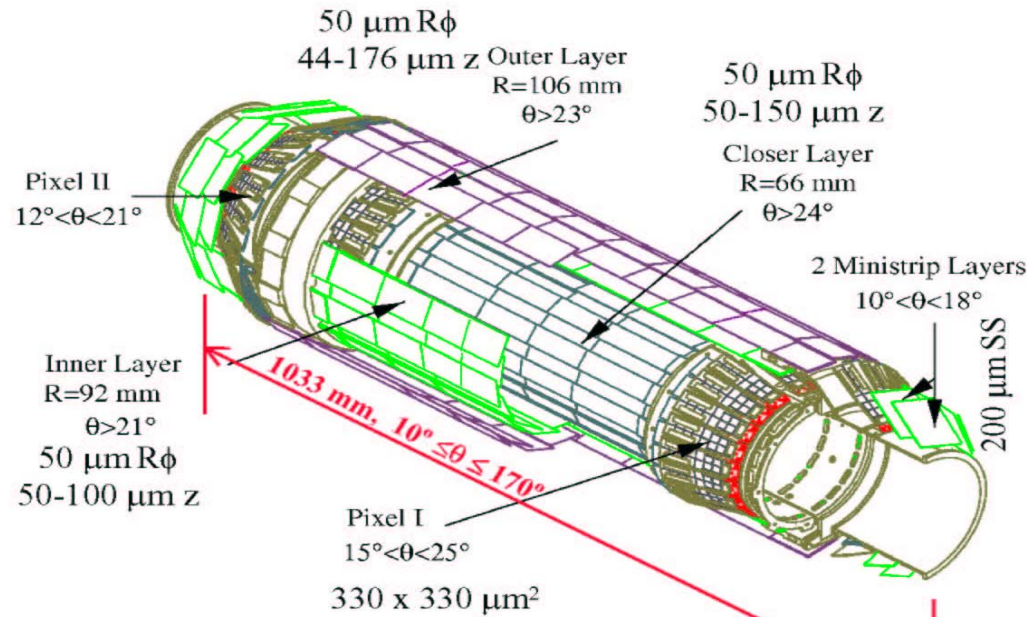
Oggi sono usati largamente come  
tracciatori di precisione



## Alcuni numeri caratteristici per il silicio

- 4 elettroni di valenza separati di 1.12 eV dalla conduzione
- $E(e^- \text{-hole pair}) = 3.6 \text{ eV}$ , ( $\approx 30 \text{ eV}$  per i rivelatori a gas).
- Densita' alta ( $2.33 \text{ g/cm}^3$ )  $\rightarrow \Delta E/\text{track length for}$   
M.I.P.'s.:  $390 \text{ eV}/\mu\text{m} \approx 108 \text{ e-h}/\mu\text{m}$  (in media)
- Alta mobilita':  $\mu_e = 1450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ,  $\mu_h = 450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$   $\mu = \frac{v}{E}$
- Miniaturizzazione dei rivelatori e edll'elettronica  $\rightarrow$  piccole  
dimensioni  $\rightarrow$  raccolta di carica veloce ( $< 10 \text{ ns}$ ).
- La rigidita' del silicio permette strutture che si autosostengono.  
Spessore tipico  $300 \mu\text{m} \rightarrow \approx 3.2 \cdot 10^4 \text{ e-h}$  (in media)
- Ma non c'e' moltiplicazione di carica.

◆ Esempio di rivelatore microvertice

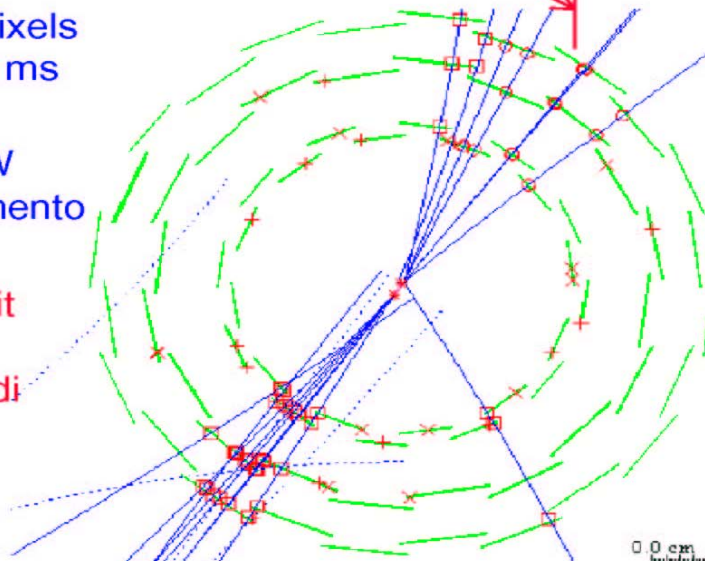


canali di lettura:  
ca. 174 k strips, 1.2 M pixels  
tempo totale lettura: 1.6 ms

Potenza dissipata 400 W  
→ sistema di raffreddamento

risoluzione sul singolo hit  
parte centrale  $\approx 10 \mu\text{m}$   
Risoluzione parametro di  
impatto ( $r\phi$ )

$$28 \mu\text{m} \oplus 71 / \left( p \sin^2 \theta \right)$$

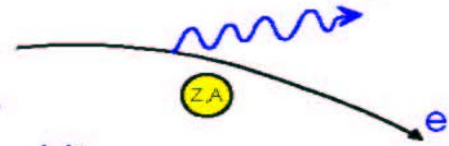


## Calorimetri

- ◆ Principi base
  - interazioni di particelle cariche e di fotoni
  - cascate elettromagnetiche
  - interazioni nucleari
  - cascate adroniche
- ◆ calorimetri omogenei
- ◆ calorimetri a sampling

# Perdita di energia per Bremsstrahlung

Sono irradiati fotoni nel campo coulombiano dei nuclei dell'assorbitore



$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} z^2 \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \propto \frac{E}{m^2}$$

Per gli elettroni e' 40000 piu' alta che per i muoni (per i muoni diventa importante a E > 1000 GeV)

Cresce come Z<sup>2</sup> ed E (la ionizzazione come Z)

Per gli elettroni:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}}$$

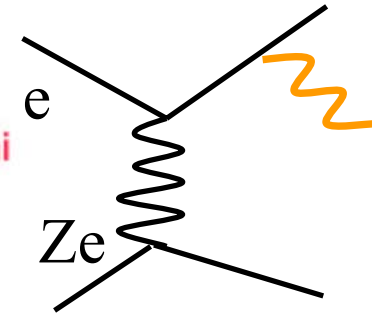
$$\boxed{-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}}$$

N<sub>A</sub>/A numero bersagli per grammo

$$\sigma \propto \frac{Z^2 \alpha^3}{m_e^2}$$

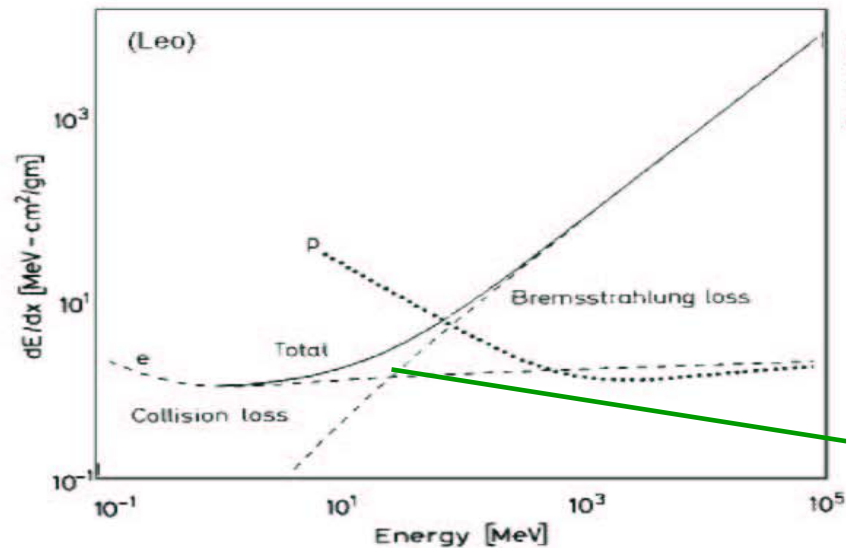
radiation length [g/cm<sup>2</sup>]

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}}}$$



I fotoni sono emessi a  $\theta \cong m_e/E'$  (E': energia del fotone dopo l'interazione)

ex.	X <sub>0</sub>	cm
aria	36.2	30050
Pb	6.37	0.56
Fe	13.84	1.76
Scintillatore	43.8	42.4



perdita di energia (radiativa + ionizzazione) di elettroni e protoni in rame

→ Energia critica

### Energia critica $E_c$

$$\left. \frac{dE}{dx}(E_c) \right|_{Brems} = \left. \frac{dE}{dx}(E_c) \right|_{ion}$$

Per gli elettroni vale approssimativamente:

$$E_c^{solid+liq} = \frac{610MeV}{Z+1.24} \quad E_c^{gas} = \frac{710MeV}{Z+1.24} \quad \text{effetti di densita' per } dE/dx(\text{ionizzazione}) !$$

$$E_c(e^-) \text{ in Fe}(Z=26) = 22.4 \text{ MeV}$$

Per i muoni

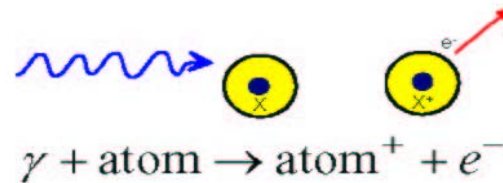
$$E_c \approx E_c^{elec} \left( \frac{m_\mu}{m_e} \right)^2$$

$$E_c(\mu) \text{ in Fe}(Z=26) \approx 1 \text{ TeV}$$

## Interazioni di fotoni

Il fotone e' rivelato se crea particelle cariche  
e/o se cede energia a particelle cariche

◆ Effetto fotoelettrico:



Produce elettroni prevalentemente dal K-shell.

$$\sigma_{photo}^K = \left(\frac{32}{\epsilon^7}\right)^{\frac{1}{2}} \alpha^4 Z^5 \sigma_{Th}^e \quad \epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad \sigma_{Th}^e = \frac{8}{3} \pi r_e^2 \quad (\text{Thomson})$$

La sezione d'urto ha una forte modulazione se  $E_\gamma \approx E_{\text{shell}}$

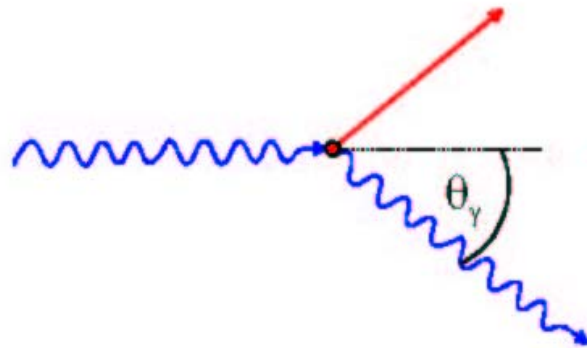
A alte energie ( $\epsilon \gg 1$ )

$$\sigma_{photo}^K = 4\pi r_e^2 \alpha^4 Z^5 \frac{1}{\epsilon}$$

$$\sigma_{photo} \propto Z^5$$

◆ Scattering Compton:

$$\gamma + e \rightarrow \gamma' + e'$$



$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos\theta_\gamma)}$$

Assumiamo l'elettrone quasi libero.

Sezione d'urto: formula di Klein-Nishina

a alte

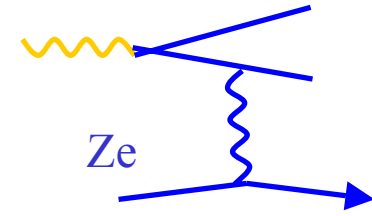
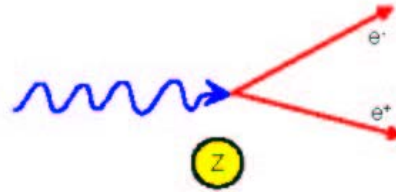
energie l'andamento:

$$\sigma_c^e \propto \frac{\ln \varepsilon}{\varepsilon}$$

Sezione d'urto Compton atomica:  $\sigma_c^{atomic} = Z \cdot \sigma_c^e$



◆ Produzione di coppie



$$\sigma \approx \frac{Z^2 \alpha^3}{m_e^2}$$

E' possibile nel campo coulombiano di un nucleo o di un elettrone se  $E_\gamma \geq 2m_e c^2$

Sezione d'urto (approssimazione a alta energia)

$$\sigma_{pair} \approx 4\alpha r_e^2 Z^2 \left( \frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \right)$$

Indipendente dall'energia

$$\approx \frac{7}{9} \frac{A}{N_A} \frac{1}{X_0}$$

$$\approx \frac{A}{N_A} \frac{1}{\lambda_{pair}}$$

$$\lambda_{pair} = \frac{9}{7} X_0$$

$1/\lambda'_{pair} = N\sigma_{pp}$ ,  $N = \rho N_A / A$  e  $\lambda'$  è in cm  
 $\lambda_{pair} = \lambda'_{pair} \rho$  è in gr/cm<sup>2</sup>

In totale:

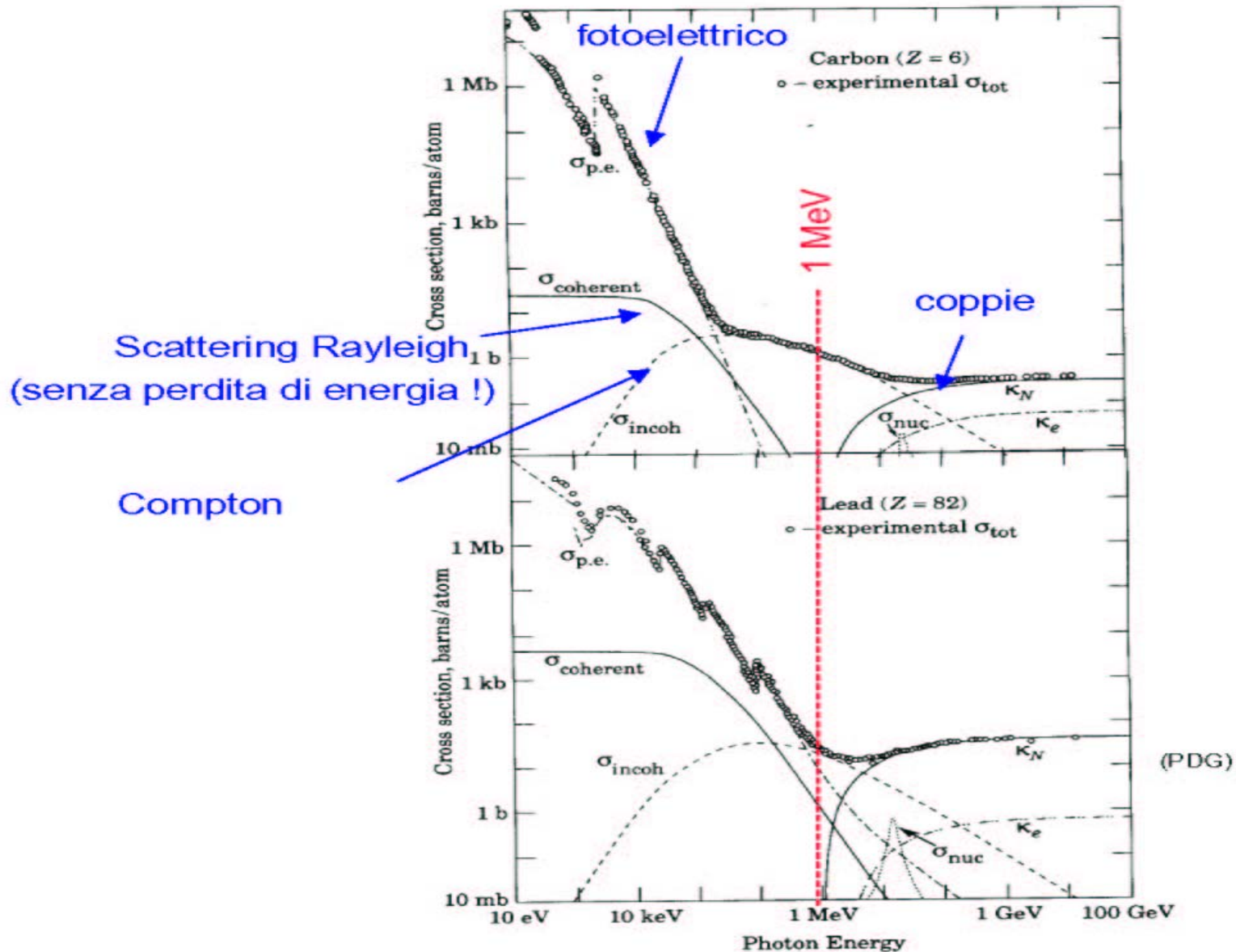
$$I_\gamma = I_0 e^{-\mu x}$$

$\mu$ : coefficiente di attenuazione

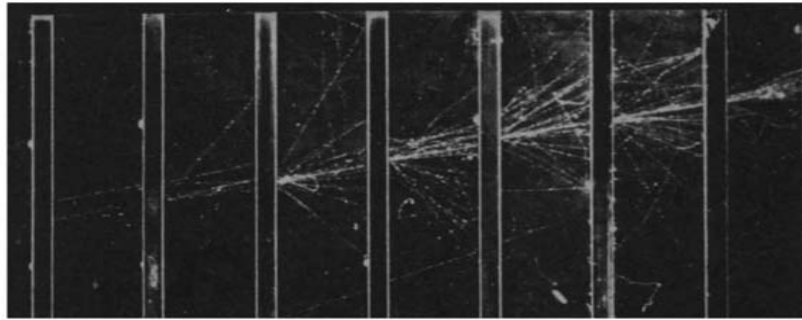
$$\mu = \mu_{photo} + \mu_{Compton} + \mu_{pair} + \dots$$

$$\mu_i = \frac{N_A}{A} \sigma_i \quad [cm^2 / g]$$

$x$ =lunghezza ridotta:  $x' \rho = g/cm^2$



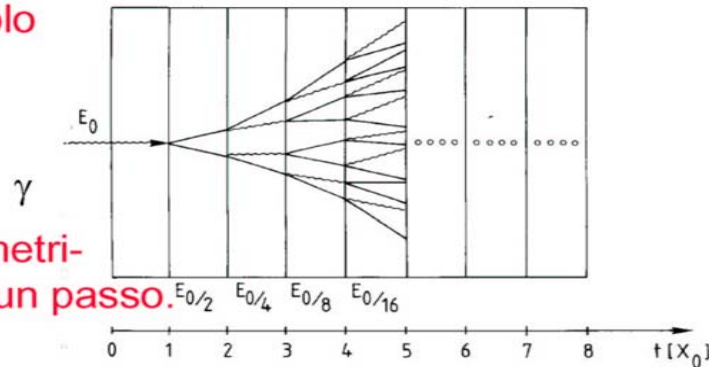
# Cascata elettromagnetica



Sciame di un elettrone in una camera a nebbia con piombo come assorbitore

## ◆ Modello semplificato

Consideriamo solo Bremsstrahlung e produzione di coppie. L'energia si distribuisce simmetricamente a ciascun passo.



$$N(t) = 2^t \quad E(t) / \text{particle} = E_0 \cdot 2^{-t}$$

Il processo prosegue fino a  $E(t) < E_c$  Quindi  $E(t_{\max}) = E_0 / 2^{t_{\max}} = E_c$

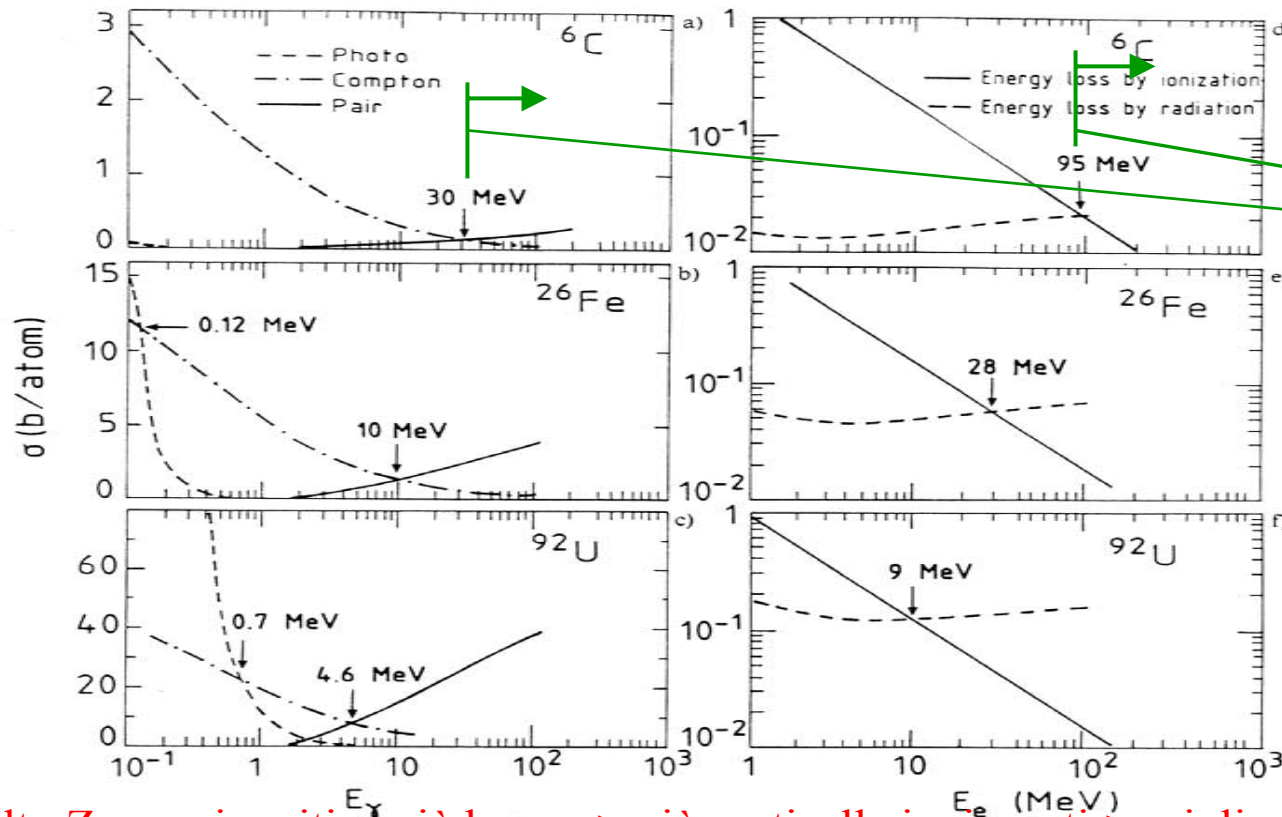
$$t_{\max} = \frac{\ln E_0 / E_c}{\ln 2} \quad N^{\text{total}} = \sum_{t=0}^{t_{\max}} 2^t = 2^{(t_{\max}+1)} - 1 \approx 2 \cdot 2^{t_{\max}} = 2 \frac{E_0}{E_c}$$

Dopo  $t = t_{\max}$  i processi dominanti sono ionizzazione, Compton e fotoelettrico → assorbimento.

Ex.  $U^{92}$   $E_c = 9 \text{ MeV}$  se  $E = 1 \text{ GeV}$

$t_{\max} = 5, N^{\text{total}} = 200$  (con grandi fluttuazioni)

# Energia critica: al di sotto si ferma la moltiplicazione



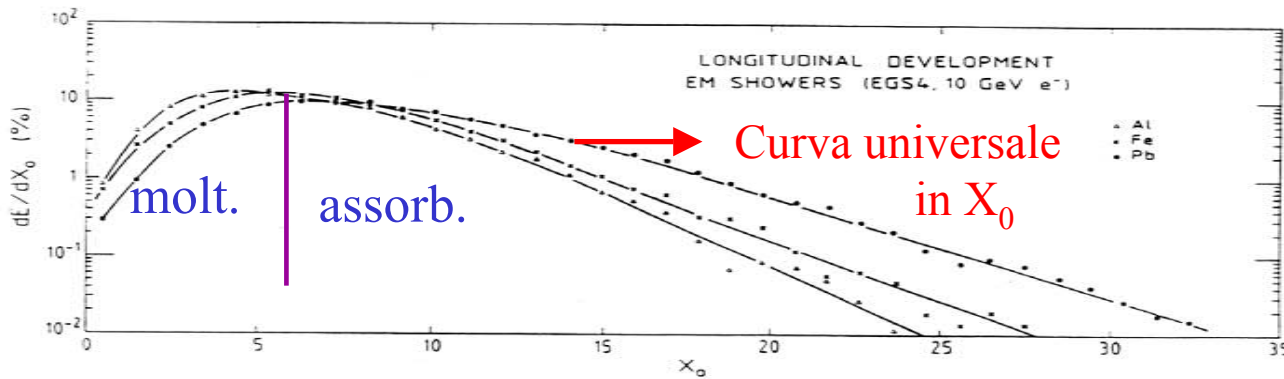
Zone di moltiplicazione

Ad alto Z energia critica più bassa -> più particelle ionizzanti-> migliore risoluzione

•Semplificazione:  $X_0 \sim 180 A/Z^2$ ,  $E_c \sim 1100 m_e c^2/Z$  (Bethe, Heitler)

$$X_0 = x_0 \rho$$

(gr/cm<sup>2</sup>)



25  $X_0$  per il 95% di contenimento

25  $X_0 =$

- 14 cm Pb
- 44 cm Fe
- 220 cm Al

Lo sviluppo longitudinale dello sciame e quindi esponenziale

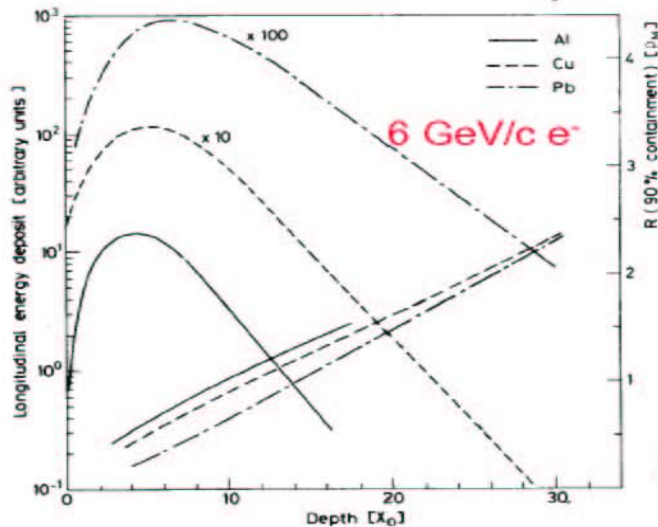
$$\frac{dE}{dt} \propto t^\alpha e^{-t}$$

Il massimo e' a:  $t_{\max} = \ln \frac{E_0}{E_c} \frac{1}{\ln 2}$

il contenimento 95%  $t_{95\%} \approx t_{\max} + 0.08Z + 9.6$

Esempio: 100 GeV in vetropiombo ( $E_c=11.8$  MeV)  $\rightarrow t_{\max} \approx 13, t_{95\%} \approx 23$

Le dimensioni di un calorimetro scalano come  $\ln(E)$



(Le dimensioni di uno spettrometro scalano come  $\sqrt{E}, \frac{\sigma(p)}{p} \propto \frac{p}{L^2}$  )

lo sviluppo longitudinale  
scala  
con  $X_0$

(C. Fabjan, T. Ludlam, CERN-EP/82-37)

Sviluppo trasverso dello sciame:

95% del cono dello sciame si trova in un cilindro di

raggio  $2 R_M$   $R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \quad [g/cm^2]$

Esempio: vetropiombo  $R_M = 1.8 X_0 \approx 3.6$  cm

## Risoluzione in energia

### ◆ Risoluzione in energia di un calorimetro (limite intrinseco)

$$N^{total} \propto \frac{E_0}{E_c} \quad \text{numero di segmenti di traccia}$$

$$T \propto \frac{E_0}{E_c} X_0 \quad \text{lunghezza totale della traccia}$$

ma solo una frazione della traccia è misurabile

$$T_{det} = F(\xi)T \quad \zeta \propto \frac{E_{cut}}{E_c} \quad \text{lunghezza della traccia misurabile}$$

(al di sopra di  $E_{cut}$ )

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{\sigma(T_{det})}{T_{det}} \propto \frac{1}{\sqrt{T_{det}}} \propto \frac{1}{\sqrt{E_0}} \quad \text{valida anche per calorimetri adronici}$$

anche la risoluzione spaziale  
e angolare va come  $1/\sqrt{E}$

Ci sono anche altri contributi:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E}$$

termine  
stocastico

termine costante

termine da rumore

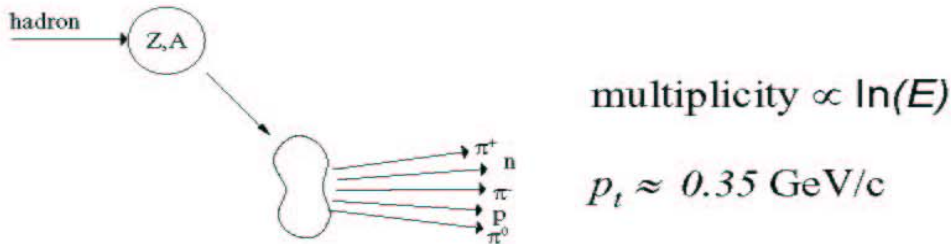
inomogeneita'  
non contenimento  
miscalibrazioni  
non linearita'

Rumore elettronico  
radioattivita' nel materiale  
sovrapposizione di sciami

↓  
Fattore di qualita'!

# Interazioni Nucleari

Le interazioni di adroni energetici (carichi e neutri) e' determinata da **processi nucleari inelastici**.



**Eccitazione** e rottura dei nuclei  $\rightarrow$  frammenti nucleari + produzione di particelle secondarie.

Ad alta energia ( $>1 \text{ GeV}$ ) la sezione d'urto dipende poco dall'energia e dal tipo di particella incidente (p,  $\pi$ , K...).

$$\sigma_{inel} \approx \sigma_0 A^{0.7} \quad \sigma_0 \approx 35 \text{ mb} \quad \sim 3/4$$

In analogia a  $X_0$  si puo' definire una lunghezza di assorbimento adronica

$$\lambda_a = \frac{A}{N_A \sigma_{inel}} \propto A^{1/4} \quad \text{con} \quad \sigma_{inel} \approx \sigma_0 A^{0.7}$$

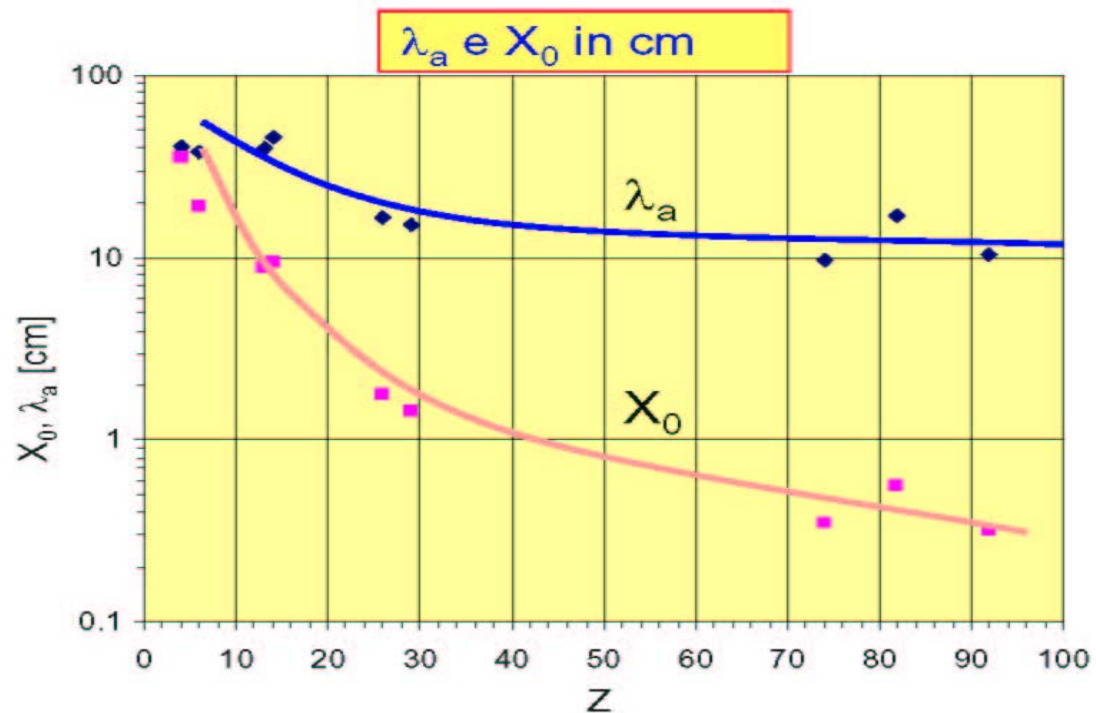
o, analogamente una lunghezza di interazione adronica:

$$\lambda_I = \frac{A}{N_A \sigma_{total}} \propto A^{1/3} \quad \lambda_I < \lambda_a$$

$$\lambda = \frac{1}{\sigma N} = \text{libero cammino medio tra 2 interazioni adroniche, } \lambda \rightarrow \rho \lambda$$

Materiale	Z	A	$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$X_0$ [g/cm <sup>2</sup> ]	$\lambda_a$ [g/cm <sup>2</sup> ]
Hydrogen (gas)	1	1.01	0.0899 (g/l)	63	50.8
Helium (gas)	2	4.00	0.1786 (g/l)	94	65.1
Beryllium	4	9.01	1.848	65.19	75.2
Carbon	6	12.01	2.265	43	86.3
Nitrogen (gas)	7	14.01	1.25 (g/l)	38	87.8
Oxygen (gas)	8	16.00	1.428 (g/l)	34	91.0
Aluminium	13	26.98	2.7	24	106.4
Silicon	14	28.09	2.33	22	106.0
Iron	26	55.85	7.87	13.9	131.9
Copper	29	63.55	8.96	12.9	134.9
Tungsten	74	183.85	19.3	6.8	185.0
Lead	82	207.19	11.35	6.4	194.0
Uranium	92	238.03	18.95	6.0	199.0

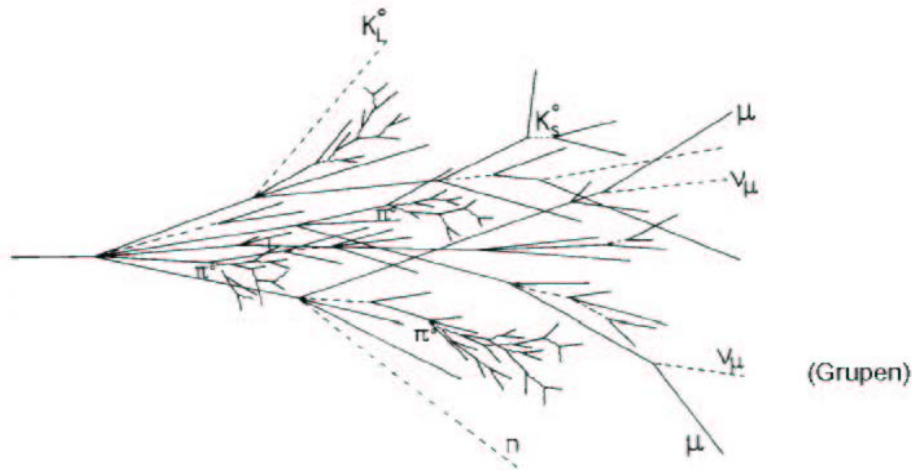
Per  $Z > 6$ :  $\lambda_a > X_0$





# Cascata adronica

Sono coinvolti molti processi. Più complicata che la cascata elettromagnetica.



Componente  
adronica

+

Componente  
elettromagnetica

↓  
pioni carichi, protoni, kaoni....  
rottura dei nuclei  
(energia di legame),  
neutroni, neutrini, soft  $\gamma$ 's  
muoni.... → energia invisibile

↓  
pioni neutri →  $2\gamma$  →  
cascata elettromagnetica  
 $n(\pi^0) \approx \ln E(\text{GeV}) - 4.6$   
esempio 100 GeV:  $n(\pi^0) \approx 18$

Grandi fluttuazioni nell'energia visibile → cattiva risoluzione

## Sviluppo longitudinale dello sciame

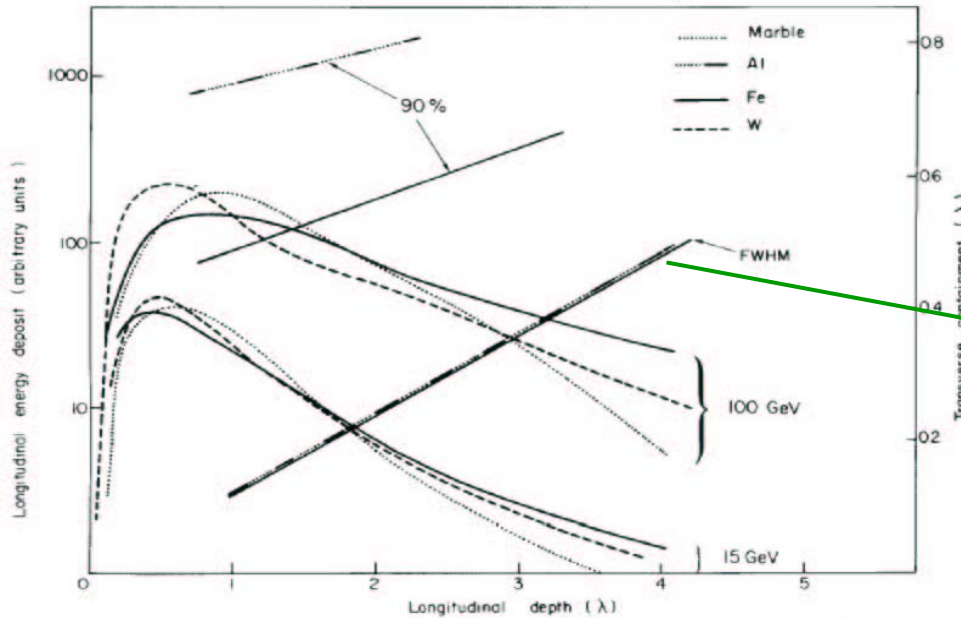
$$t_{\max}(\lambda_I) \approx 0.2 \ln E[\text{GeV}] + 0.7$$

$$t_{95\%} \approx a \ln E + b$$

per il ferro:  $a = 9.4$ ,  $b = 39$

$E = 100 \text{ GeV}$

$\rightarrow t_{95\%} \approx 80 \text{ cm}$



(C. Fabjan, T. Ludlari, CERN-EP/82-37)

Scaling solo  
in un cono  
stretto

## Lo sciame laterale

consiste di

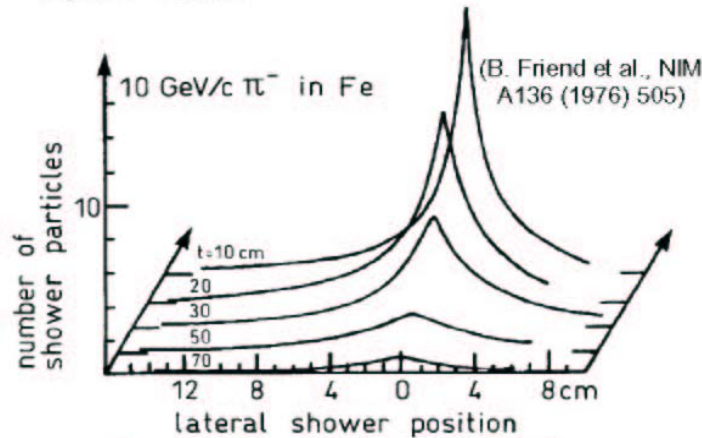
core + halo.

contenimento al 95%

in un cilindro di

raggio  $\lambda_I$ .

Fe :  $\lambda_I = 16.7 \text{ cm}$



**Gli sciame adronici sono molto piu' lunghi e larghi di quelli elettromagnetici!**

Caso elettromagnetico contenimento 95% in ~ 6 cm

# Tipi di calorimetri

## ◆ Calorimetri omogenei :

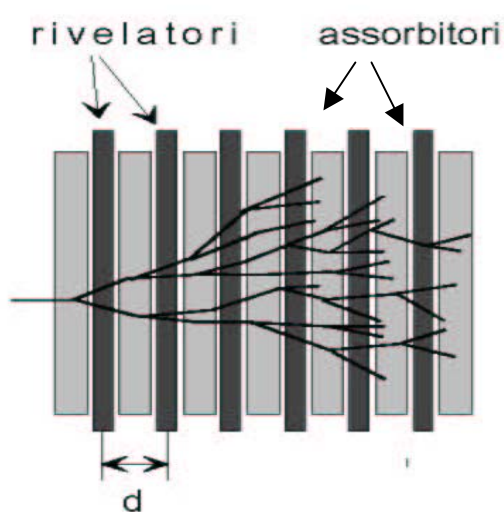
- ⇒ Rivelatore=assorbitore
- ⇒ buona risoluzione in energia
- ⇒ risoluzione spaziale limitata (specie nella direzione longitudinale)
- ⇒ usati solo per i calorimetri elettromagnetici

## ◆ Calorimetri sampling :

- ⇒ Il rivelatore e l'assorbitore sono separato → solo parte dell'energia e' misurata.
- ⇒ Risoluzione in energia peggiore
- ⇒ buona risoluzione spaziale
- ⇒ usati sia per gli elettromagnetici che per gli adronici

# Calorimetri sampling

L'assorbitore e il rivelatore sono separati → alla fluttuazione di lunghezza della traccia si aggiunge quella di samplig



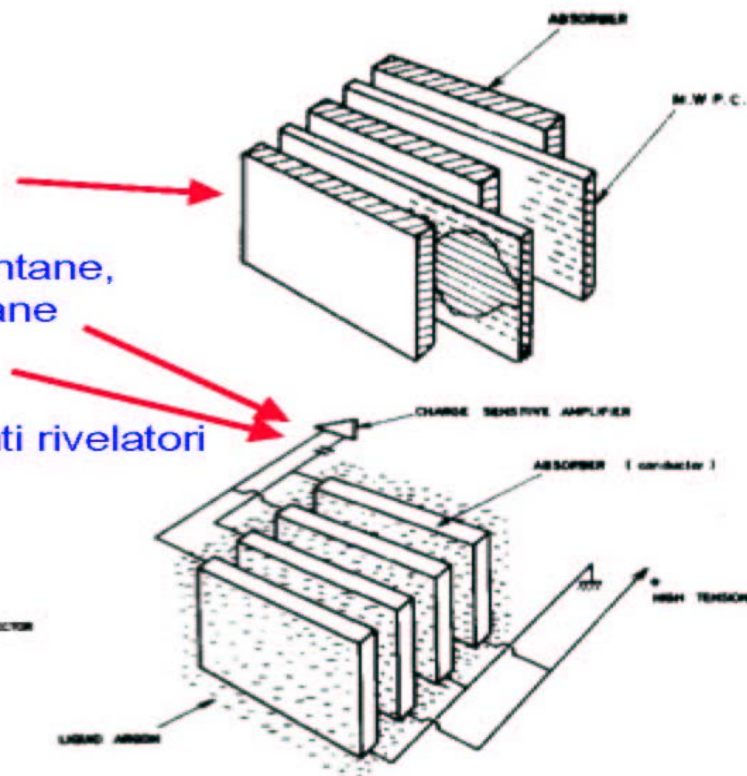
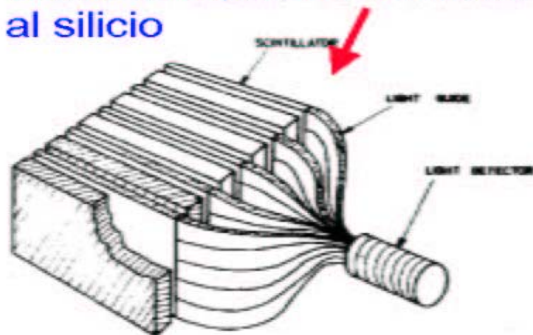
$$N = \frac{T_{\text{det}}}{d} \quad \text{Segmenti di traccia rivelabili}$$

$$= F(\xi) \frac{E}{E_c} X_0 \frac{1}{d}$$

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{\sqrt{N}}{N} \propto \sqrt{\frac{1}{E}} \cdot \sqrt{\frac{d}{X_0}}$$

Peggiora che nel caso omogeneo  $d > X_0$

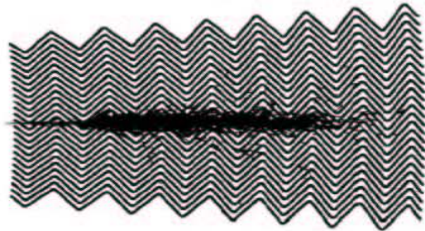
- MWPC, tubi streamer
- liquidi caldi  
TMP = tetramethylpentane,  
TMS = tetramethylsilane
- gas nobili criogenici:  
LAr (LXe, LKr)
- scintillatori, fibre scintillanti rivelatori al silicio



## Calorimetri sampling

### ◆ ATLAS: Calorimetro elettromagnetico (accordion)

Assorbitori a geometria a fisarmonica (accordion) immersi in LAr



(RD3 / ATLAS)

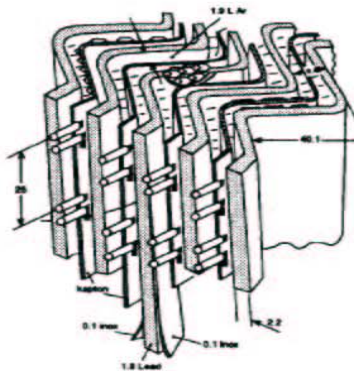
LAr (90K)

+ Assorbitori di acciaio-piombo (1-2 mm)

+ strati di rame-polyimide  
come carte di lettura

→ E' una camera a ionizzazione.

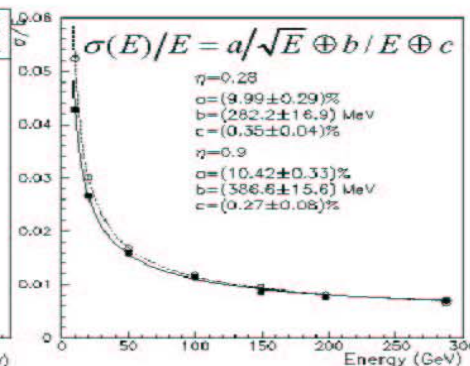
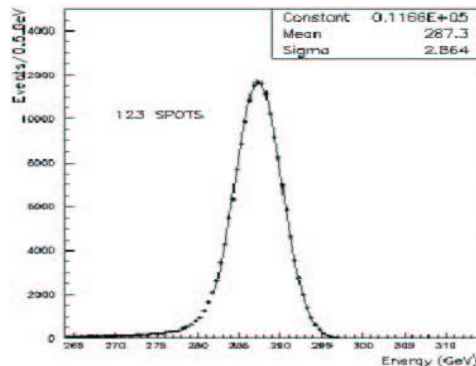
1 GeV E-deposito →  $5 \times 10^6$  e<sup>-</sup>



- La geometria a fisarmonica minimizza le zone morte.
- L'argon liquido e' intrinsecamente resistente a rad..
- Le carte di lettura permettono una segmentazione fine in azimuth, pseudo-rapidita' e longitudinale come richiesto dalla fisica

Ex:  $H \rightarrow \gamma\gamma$

Calibrazione al test beam: e<sup>-</sup> 300 GeV (ATLAS TDR)



Uniformita' spaziale  
e angolare ≈ 0.5%

risoluzione spaziale  
≈ 5mm / E<sup>1/2</sup>