

Come si misurano le particelle

- 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

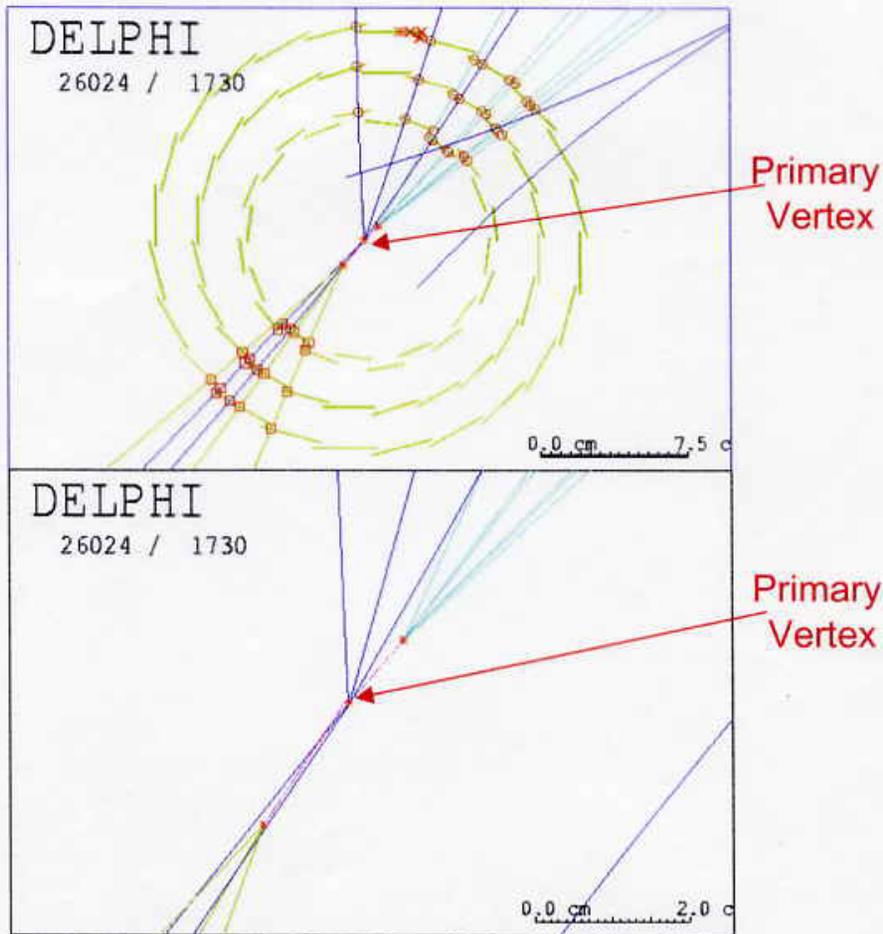
- *Experimental techniques in high energy physics*, T. Ferbel (editor), World Scientific, 1991.
- *Instrumentation in High Energy Physics*, F. Sauli (editor), World Scientific, 1992.
- Many excellent articles can be found in *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*

◆ Altro

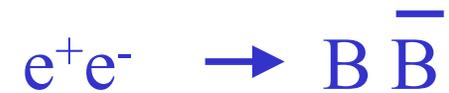
- Particle Data Book (Phys. Rev. D, Vol. 54, 1996)
- R. Bock, A. Vasilescu, Particle Data Briefbook
<http://www.cern.ch/Physics/ParticleDetector/BriefBook/>
- Proceedings of detector conferences (Vienna VCI, Elba, IEEE)

Reconstructed B-mesons in the DELPHI micro vertex detector

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

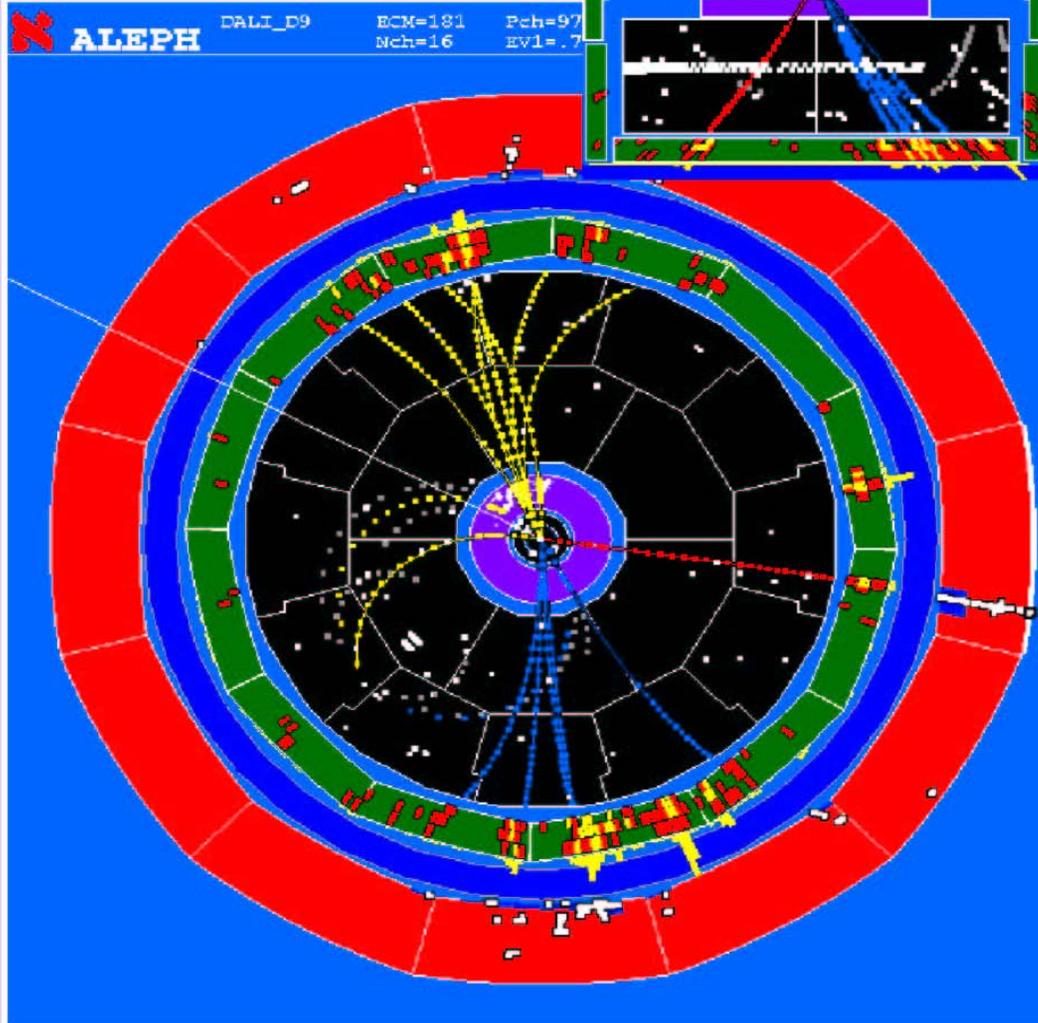


Esempio di interazione



A W^+W^- decay in ALEPH

e^+e^- ($\sqrt{s}=181$ GeV)
 $\rightarrow W^+W^- \rightarrow qq\mu\nu_\mu$
 \rightarrow 2 hadronic jets
 $+ \mu +$ missing momentum



A simulated event in ATLAS (CMS)

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

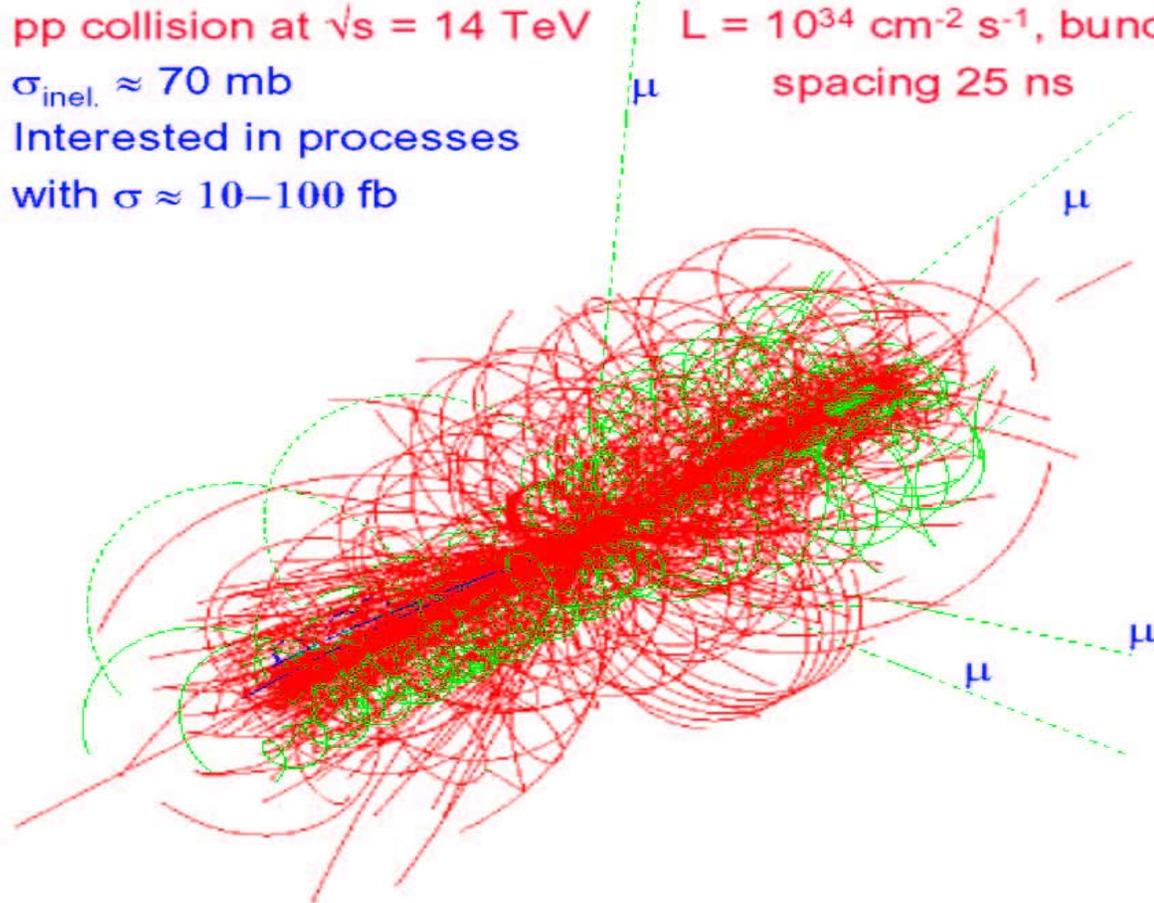
pp collision at $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$

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

Interested in processes

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

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



≈ 23 overlapping minimum bias events / BC

≈ 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)

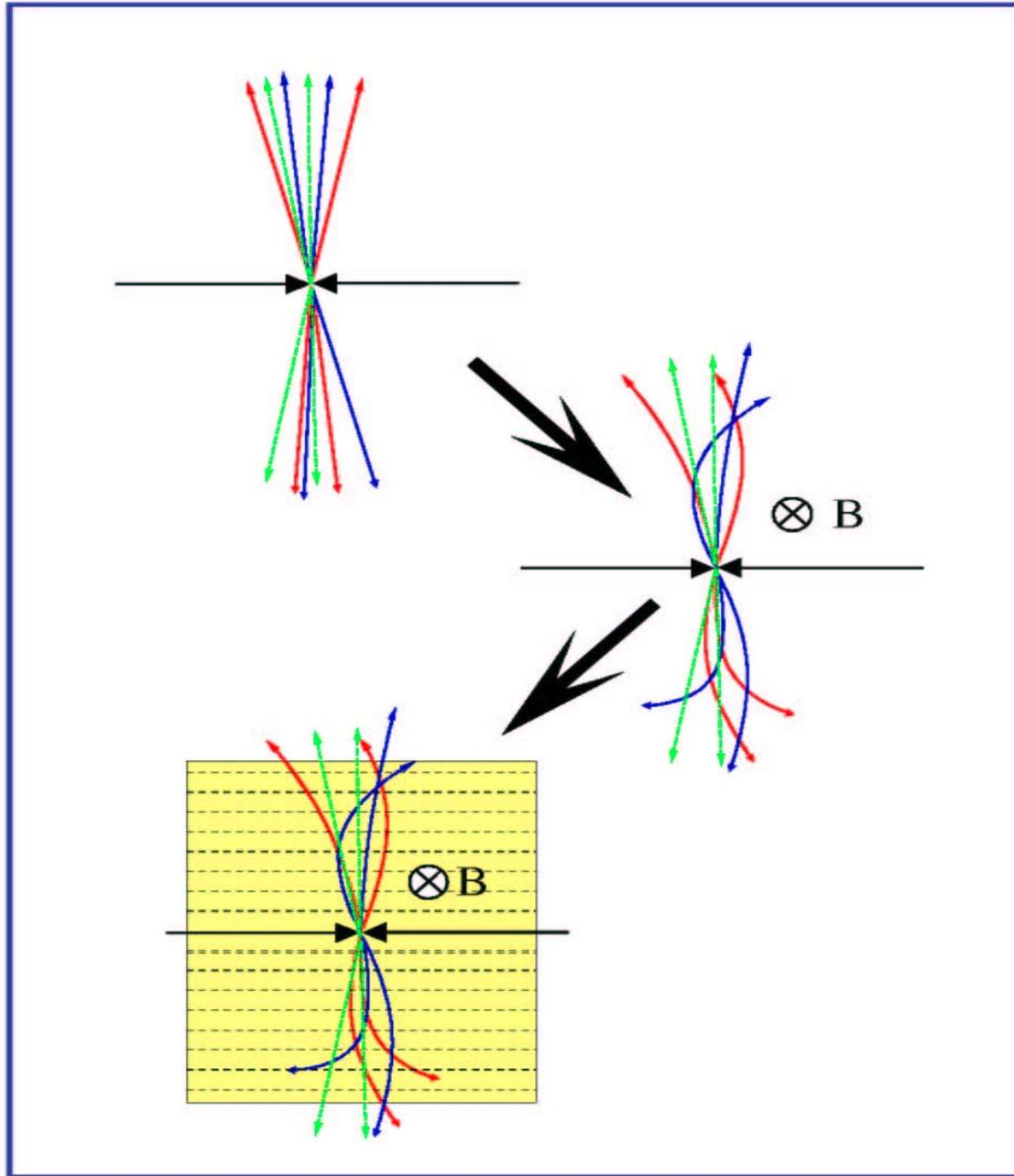
- Rivelatori a scintillazione (fibre)

- Emulsioni fotografiche

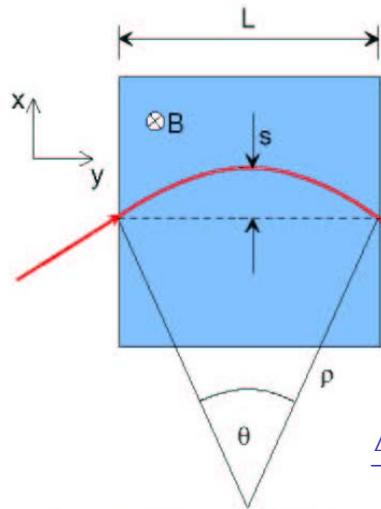
Risoluzioni ottenibili: fino al μm (emulsioni)

ordinariamente 50-150 μm

Misure di impulso



Misure di impulso



$$p_T = qB\rho$$

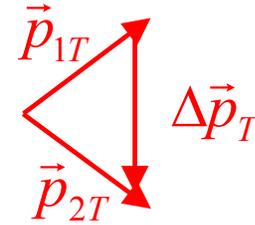
$$p_T \text{ (GeV/c)} = 0.3B\rho \text{ (T}\cdot\text{m)}$$

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

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

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

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



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)

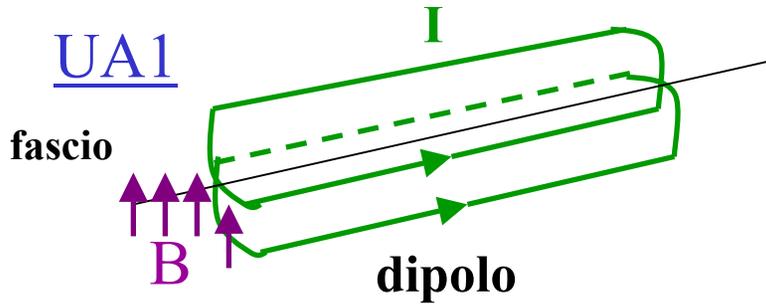
$$\left. \frac{\sigma(p_T)}{p_T} \right|^{meas.} = \frac{\sigma(x) \cdot p_T}{0.3 \cdot BL^2} \sqrt{720/(N+4)} \quad (\text{for } N \geq \approx 10)$$

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

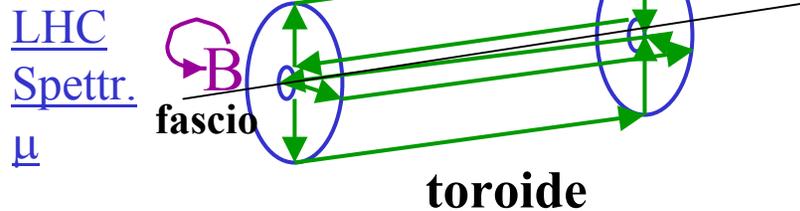
$$\left. \frac{\sigma(p_T)}{p_T} \right|^{meas.} \approx 0.5\% \quad (s \approx 3.75 \text{ cm})$$

Esperimenti di collisione, potere analizzante

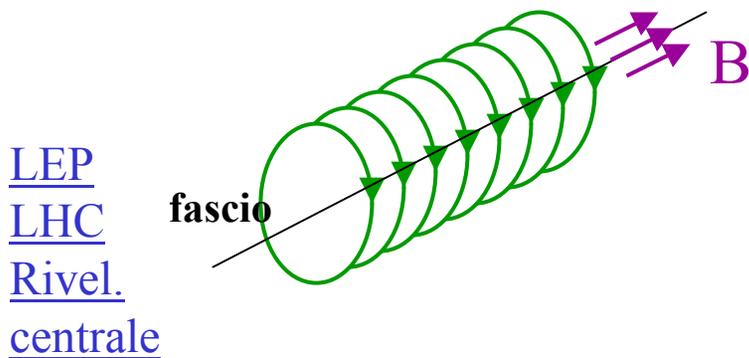
$$\int \vec{B} \cdot d\vec{l}$$



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



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



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

Campi utilizzati tipicamente dell' ordine del T

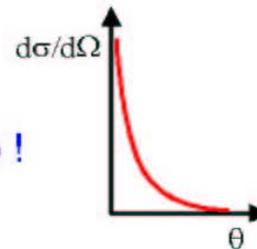
Scattering coulombiano



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

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

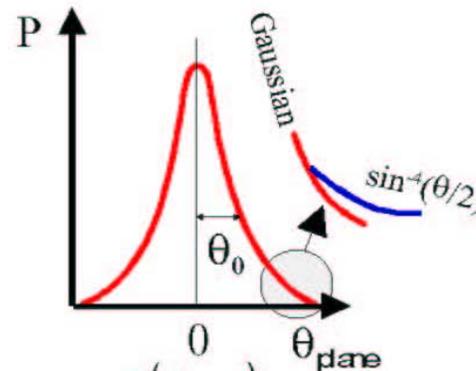
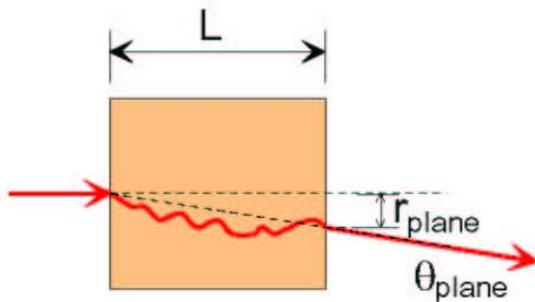
- ◆ Angolo medio di scattering $\langle \theta \rangle = 0$
- ◆ sezione d'urto per $\theta \rightarrow 0$ infinito !



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)

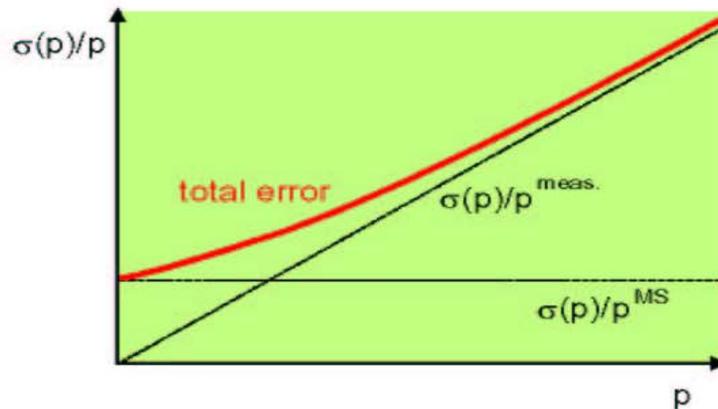
(accurat. $\leq 11\%$ per $10^{-3} < L/X_0 < 100$)

Piu' e' denso il materiale (Z) piu' X_0 e' piccolo e θ_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

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

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

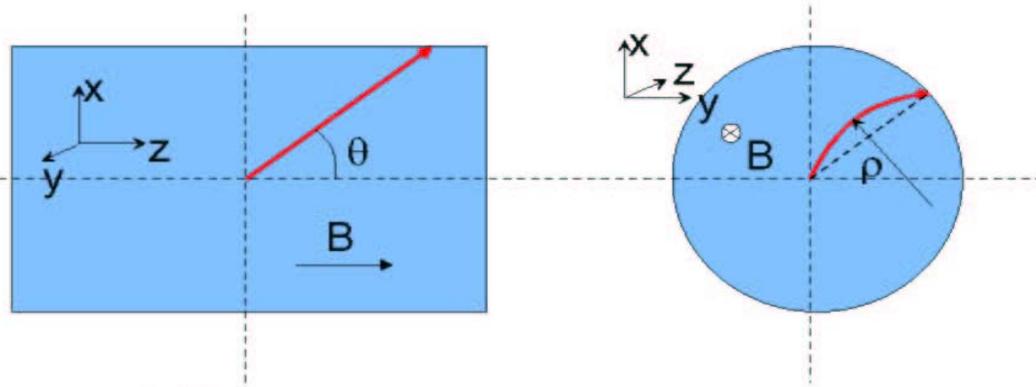


migliora solo come $1/\sqrt{L}$

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 , $\theta_0 \sim 1 \text{ mrad}$

Misure di impulso in campo solenoidale



$$p_T = p \sin \theta$$

l'angolo polare si determina con un fit con una retta:
 $x=x(z)$.

N punti equidistanti con errore $\sigma(z)$

$$\left. \begin{aligned} \sigma(\theta)|^{meas.} &= \frac{\sigma(z)}{L} \sqrt{12(N-1)/(N(N+1))} \\ + \text{contributo scattering multiplo...} \end{aligned} \right\} \text{normalmente piccolo}$$

in pratica:

$$\frac{\sigma(p)}{p} \approx \frac{\sigma(p_T)}{p_T}$$

in breve:

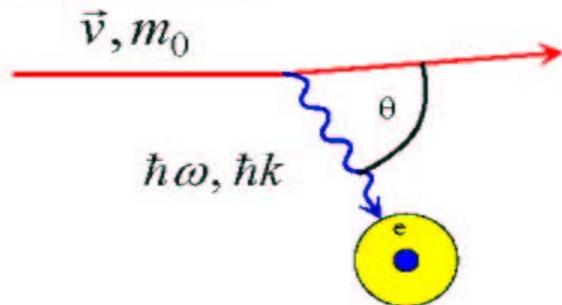
$$\frac{\sigma(p)}{p} \Big|^{meas.} \propto \frac{\sigma(x) \cdot p}{BL^2} \frac{1}{\sqrt{N}}$$

Tipicamente: $L=1\text{m}$, $B=1\text{T}$, $\sigma(x)=0.1\text{mm}$, $N \sim 10$

Rivelazione di particelle cariche

Perdita di energia nella materia

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



$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = - \int_0^\infty NE \frac{d\sigma}{dE} \hbar d\omega$$

N : densita' elettronica

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).

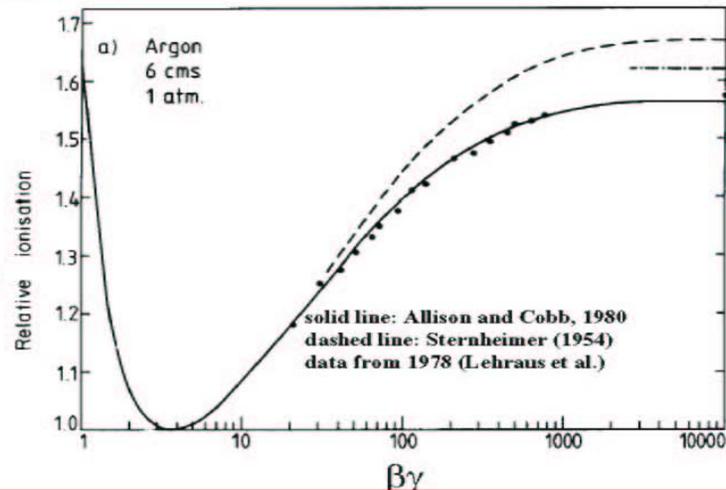
formula Bethe e Block

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

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

- ◆ 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 γ da "effetti di densita'", la polarizzazione del mezzo schermo da atomi piu' distanti. Parametrizzata da δ (dipende dal materiale) \rightarrow Fermi plateau
- ◆ altre piccole correzioni

dE/dx misurata e calcolata



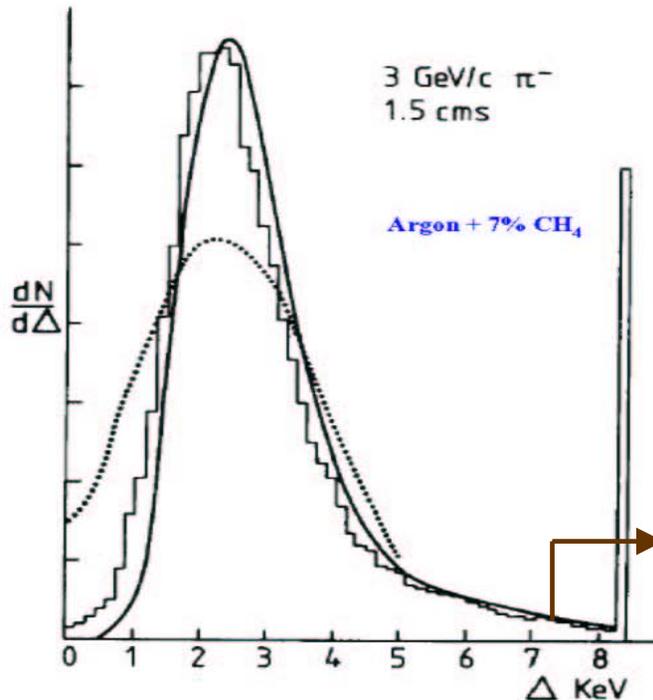
N.B. La Bethe-Block e' valida per particelle molto piu' pesanti dell'elettrone

Landau tails

I rivelatori reali con granularita' finita non misurano la $\langle dE/dx \rangle$, ma l'energia ΔE depositata in uno spessore finito δx che puo' fluttuare molto rispetto alla media.

Per spessori sottili (e materiali di bassa densita):

- Poche collisioni, qualcuna con grange energia trasferita.
- Le distribuzioni di perdita di energia mostrano grandi fluttuazioni verso valori alto : "Landau tails"



$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})}$$

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{MP}}{\xi},$$

ξ = perdita media(BB)

data: Harris et al. (1977)
dotted curve: Landau(1944)
solid curve: Allison and Cobb (1980)

Coda dovuta a produzione di elettroni energetici (δ -rays)

Per grandi spessori e materiali a alta densita':

- Molte collisioni.
- Teorema limite centrale → distribuzioni gaussiane.

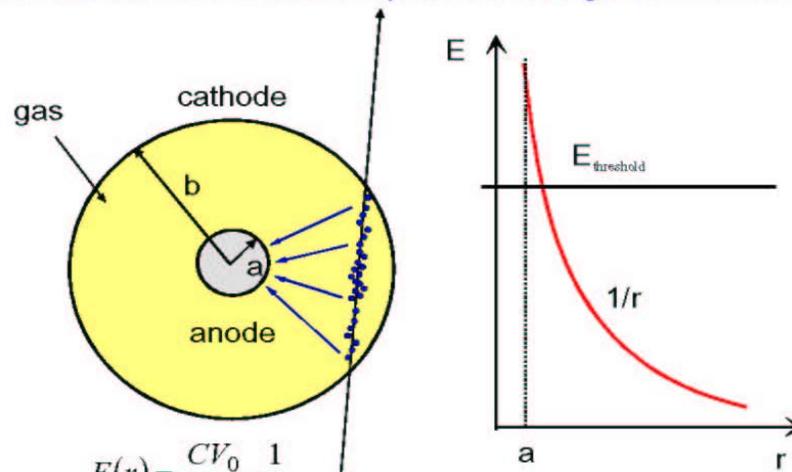
Contatori proporzionali

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:



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

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

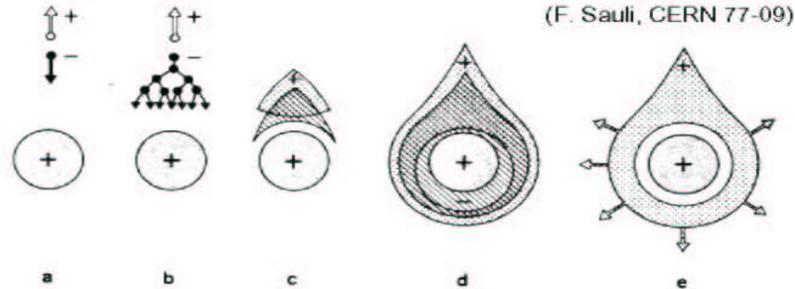
C = capacitance / unit length

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.

Contatori Proporzionali

Formazione
del segnale

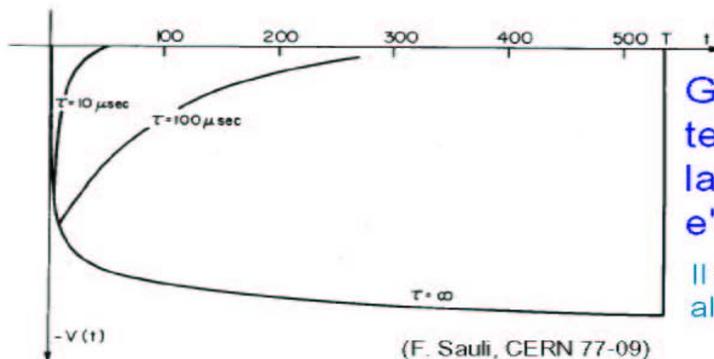


La valanga si sviluppa entro qualche raggio del filo e in un tempo $t < 1$ ns!

Il segnale indotto da una carica Q che si muove di dr in un sistema di capacita' totale IC vale:

$$dv = \frac{Q}{ICV_0} \frac{dV}{dr} dr$$

Ma gli elettroni sono prodotti vicino all'anodo, i.e. dr e' piccolo (pochi μm) quindi contribuiscono poco al segnale.



Gli ioni hanno lunghi tempi di drift al catodo, la durata del segnale e' grande.

Il segnale cresce rapidamente all'inizio

Il segnale viene differenziato (τ) per ridurre i tempi morti.

Si usano gas nobili (Ar,Kr,Xe) perche' quasi tutta l'energia dissipata va in ionizzazione

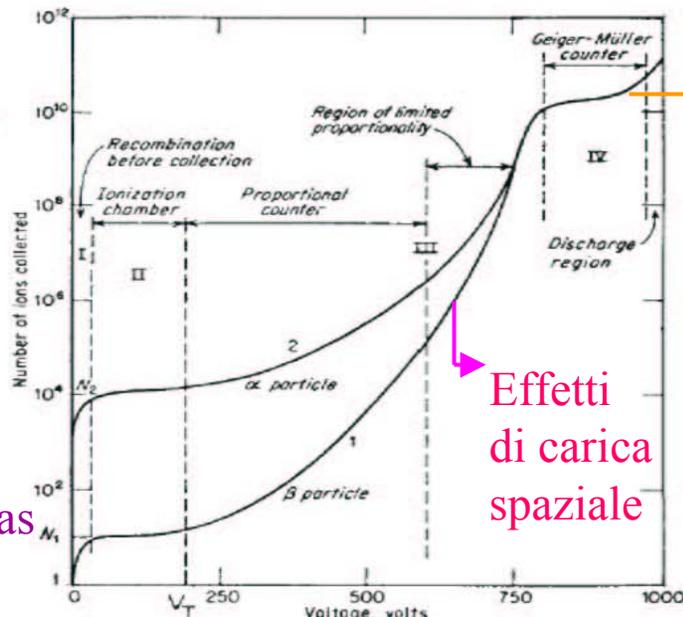
Modi di operazione delle camere:

- **modo ionizzazione** tutta la carica viene raccolta ma senza moltiplicazione.
- **Modo proporzionale:** sopra un certo valore di soglia del voltaggio si innesca la moltiplicazione e il segnale rivelato e' proporzionale alla ionizzazione → si misura l'energia persa (dE/dx). E' necessario il quenching Guadagno $10^4 - 10^5$.
- **Limited Proportional → Saturated → Streamer mode:** Forte fotoemissione. Valanghe secondarie e primarie. Necessita' di un forte quenching o HV pulsata.

guadagno (10^{10}),
grandi segnali →
semplice elettronico;

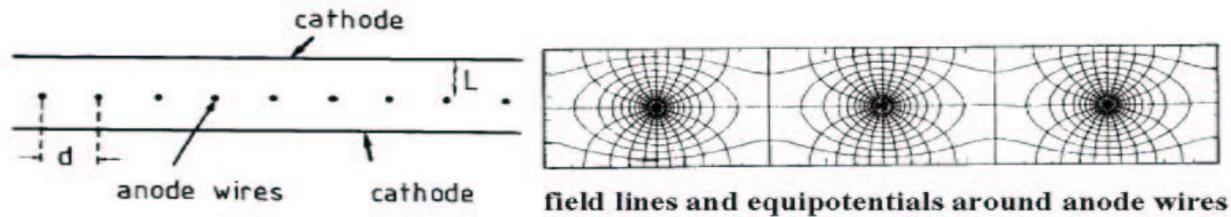
- **Geiger mode:** Massiccia foto emissione. Tutto il filo viene interessato.

Quenching: assorbimento fotoni emessi dalla diseccitazione del gas

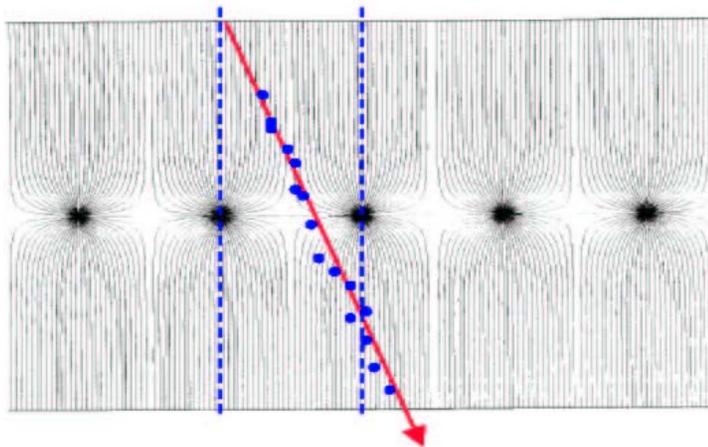


Multi wire proportional chamber (MWPC)

(G. Charpak et al. 1968, Nobel prize 1992)



C'e' anche un accoppiamento capacitivo tra i fili anodici che genera segnali negativi compensati dal segnale positivo indotto dalla valanga di ioni.



Parametri tipici:
 $L=5\text{mm}$, $d=1\text{mm}$,
 $a_{\text{wire}}=20\mu\text{m}$.

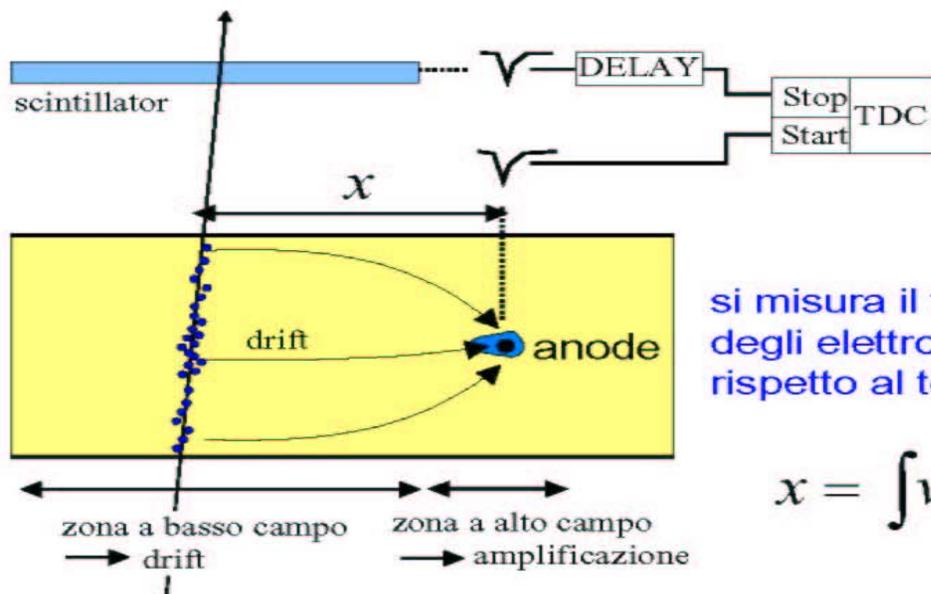
Lettura digitale:
risoluzione spaziale

$$\sigma_x \approx \frac{d}{\sqrt{12}} \quad (d=1\text{mm}, \sigma_x=300\mu\text{m})$$

Informazione unidimensionale...

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 ?

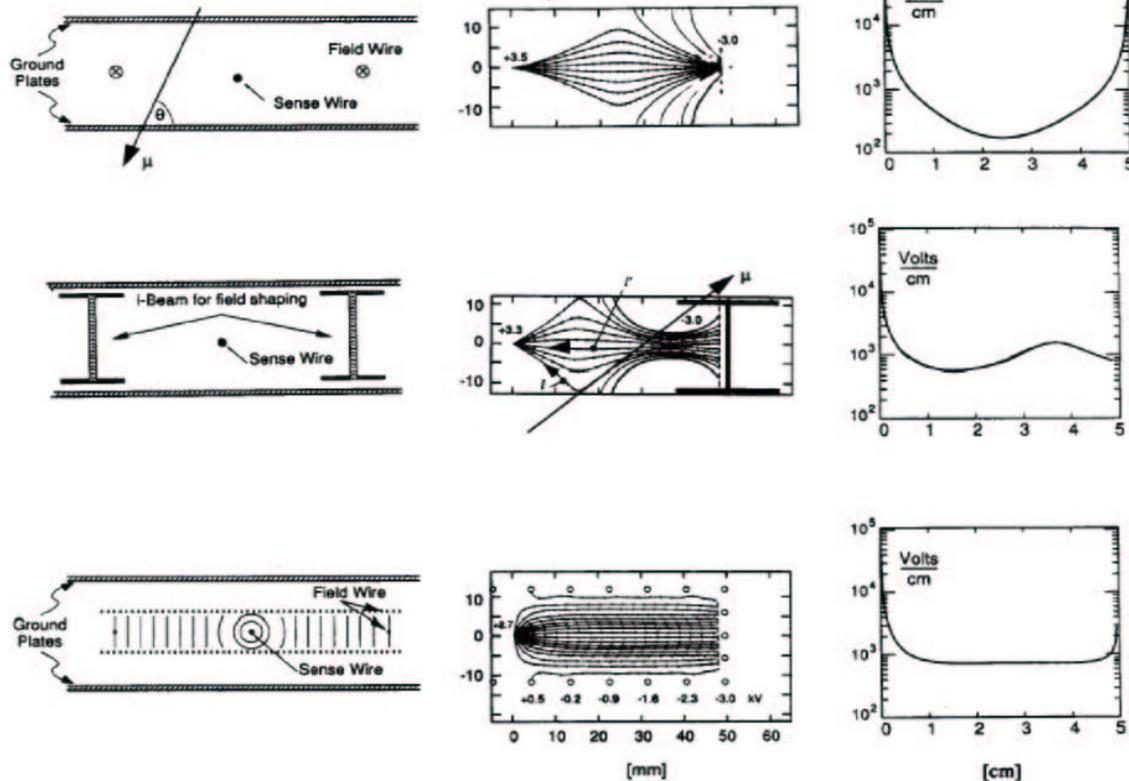


La velocità di deriva è costante? In particolari condizioni v_D è saturata e per gli elettroni vale $v_D \sim 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$

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

Esempi di camere a deriva planari

La geometria viene ottimizzata per ottenere un campo E uniforme e il gas viene scelto in modo che la velocità $v_D(E)$ dipenda poco da E
→ linear space - time relation $r(t)$

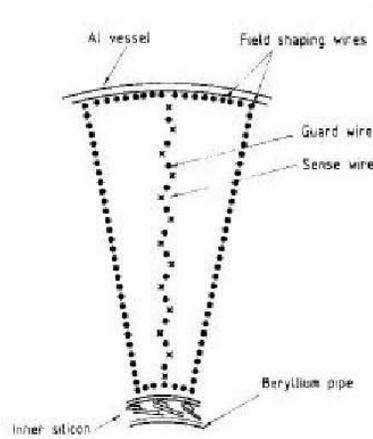


(U. Becker, in: Instrumentation in High Energy Physics, World Scientific)

La risoluzione spaziale non dipende molto dalle dimensioni della cella
→ meno fili, meno elettronica, meno strutture di supporto rispetto alle MWPC

CAMERA CENTRALE (JET) DI UA2

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

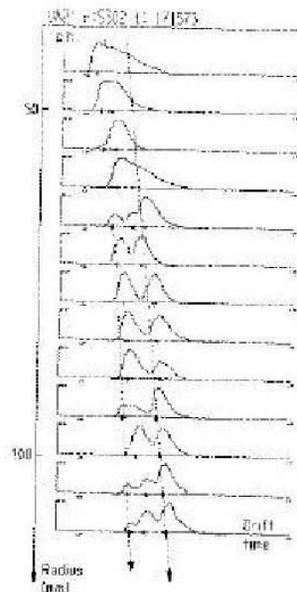


Lunghezza : 1m

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

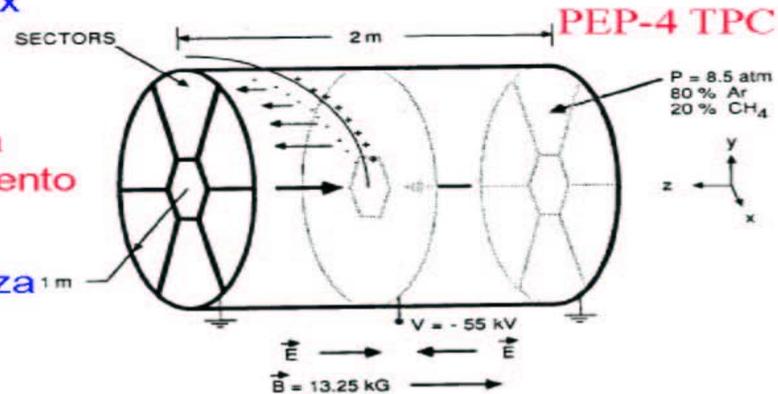
Risoluzione trasversa : 0.2 mm

Coordinata longitudinale attraverso
divisione di carica; Risoluzione: 2 cm

Time Projection Chamber → ricostruzione tridimensionale

- ◆ x-y dai fili sul endcap e dalle pad
- ◆ z dal tempo di drift
- ◆ informazione dE/dx

la diffusione e' ridotta dal campo B: movimento ad elica
 richiede la conoscenza precisa della v_D → Calibrazione Laser



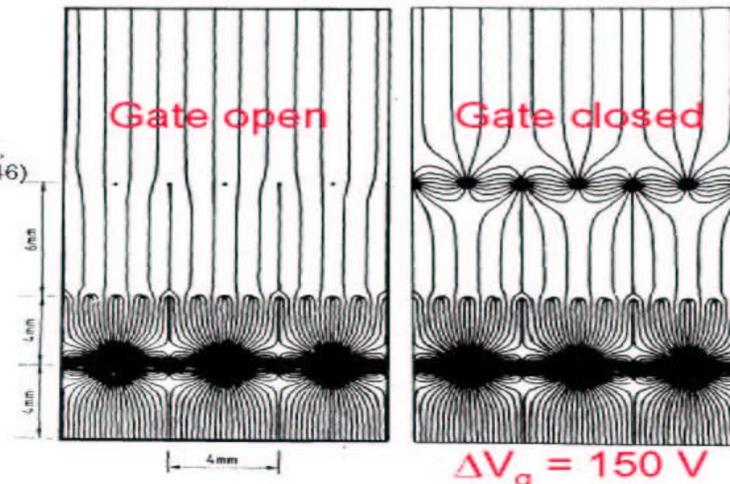
Drift su lunghe distanze → richiesta ottima purezza del gas

Space charge causata dai drift all'indietro degli positivi
 → gating

ALEPH TPC
 (ALEPH coll., NIM A 294 (1990) 121,
 W. Atwood et. Al, NIM A 306 (1991) 446)

Ø 3.6M, L=4.4 m

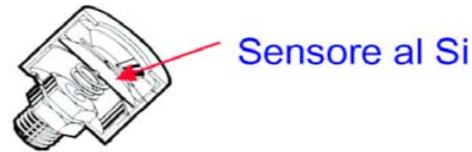
$\sigma_{R\phi} = 173 \mu\text{m}$
 $\sigma_z = 740 \mu\text{m}$
 (leptoni isolati)



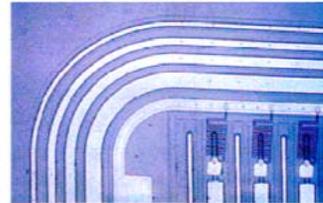
Lunghi tempi di deriva: $\sim 40 \mu\text{s}$; non utilizzabile ad alto rate.

Rivelatori a stato solido

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



Oggi sono usati largamente come
tracciatori di precisione

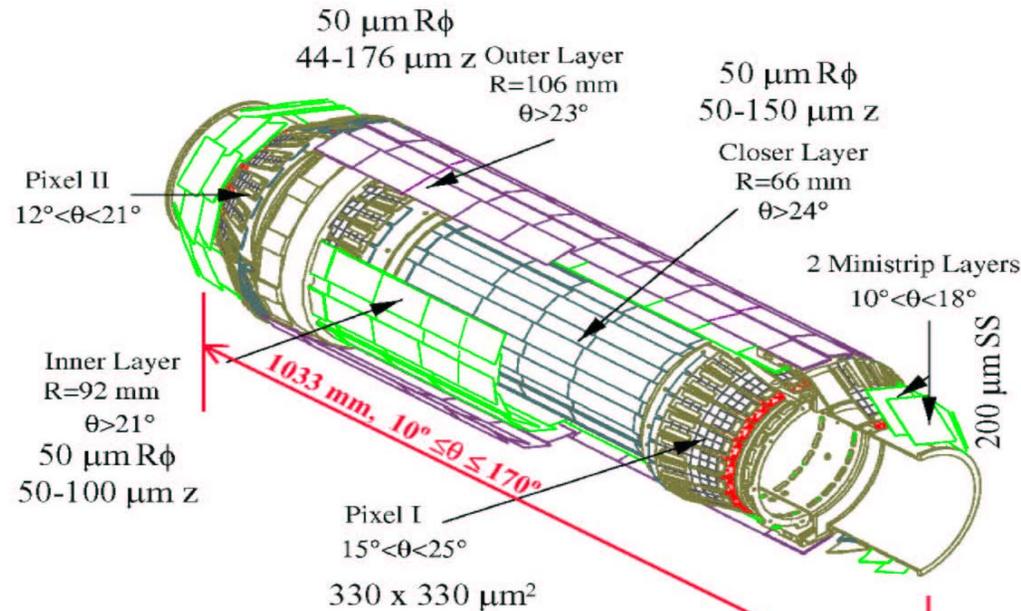


ATLAS
SCT

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 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': $\mu_e = 1450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\mu_h = 450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
- 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

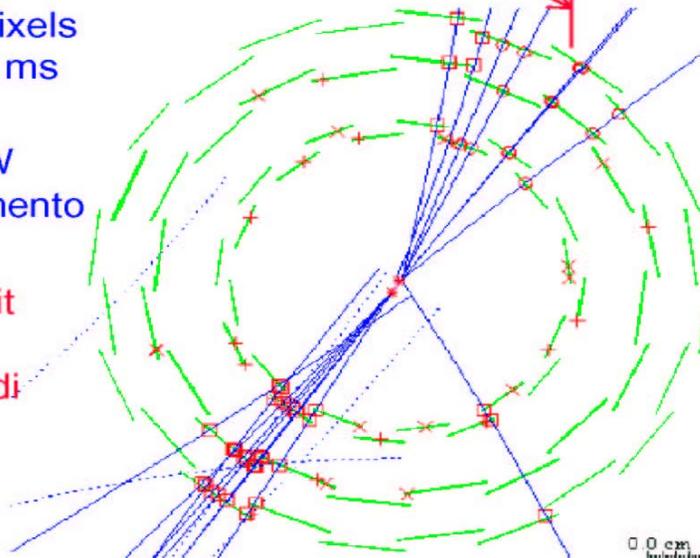


canali di lettura:
ca. 174 k strips, 1.2 M pixels
tempo totale lettura: 1.6 ms

Potenza dissipata 400 W
→ sistema di raffreddamento

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

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

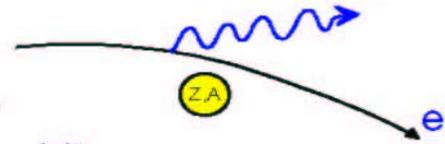


Calorimetri

- ◆ **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^2 ed E (la ionizzazione come Z)

Per gli elettroni:

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

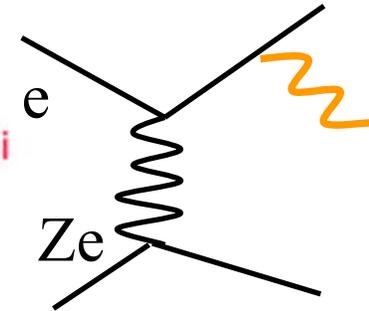
$$\boxed{-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}}$$

N_A/A numero bersagli per grammo

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

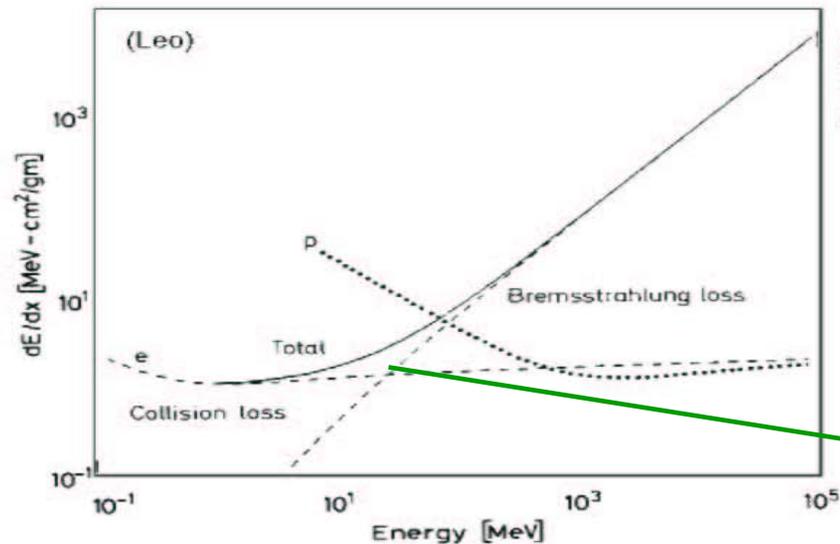
radiation length [g/cm²]

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



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

ex.	X_0	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

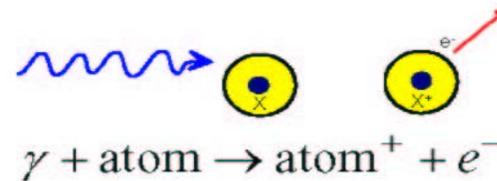
$$E_c \approx E_c^{elec} \left(\frac{m_\mu}{m_e} \right)^2$$

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

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 $E_\gamma \approx E_{\text{shell}}$

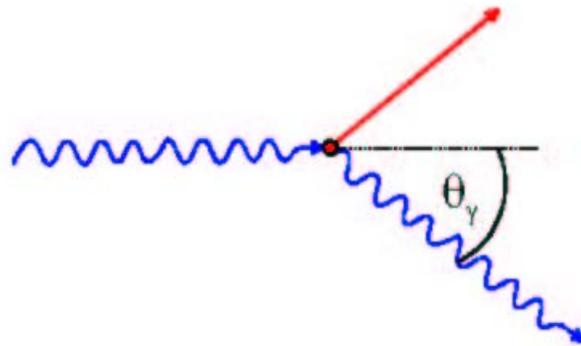
A alte energie ($\epsilon \gg 1$)

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

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

◆ 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

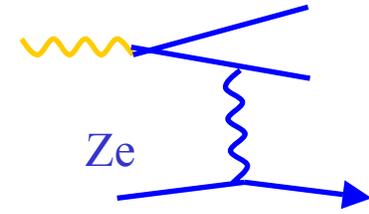
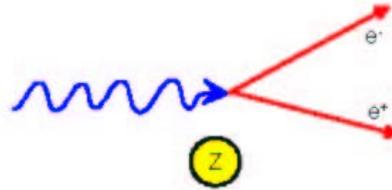
a alte

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 λ' è in cm

$\lambda_{pair} = \lambda'_{pair} \rho$ è in gr/cm²

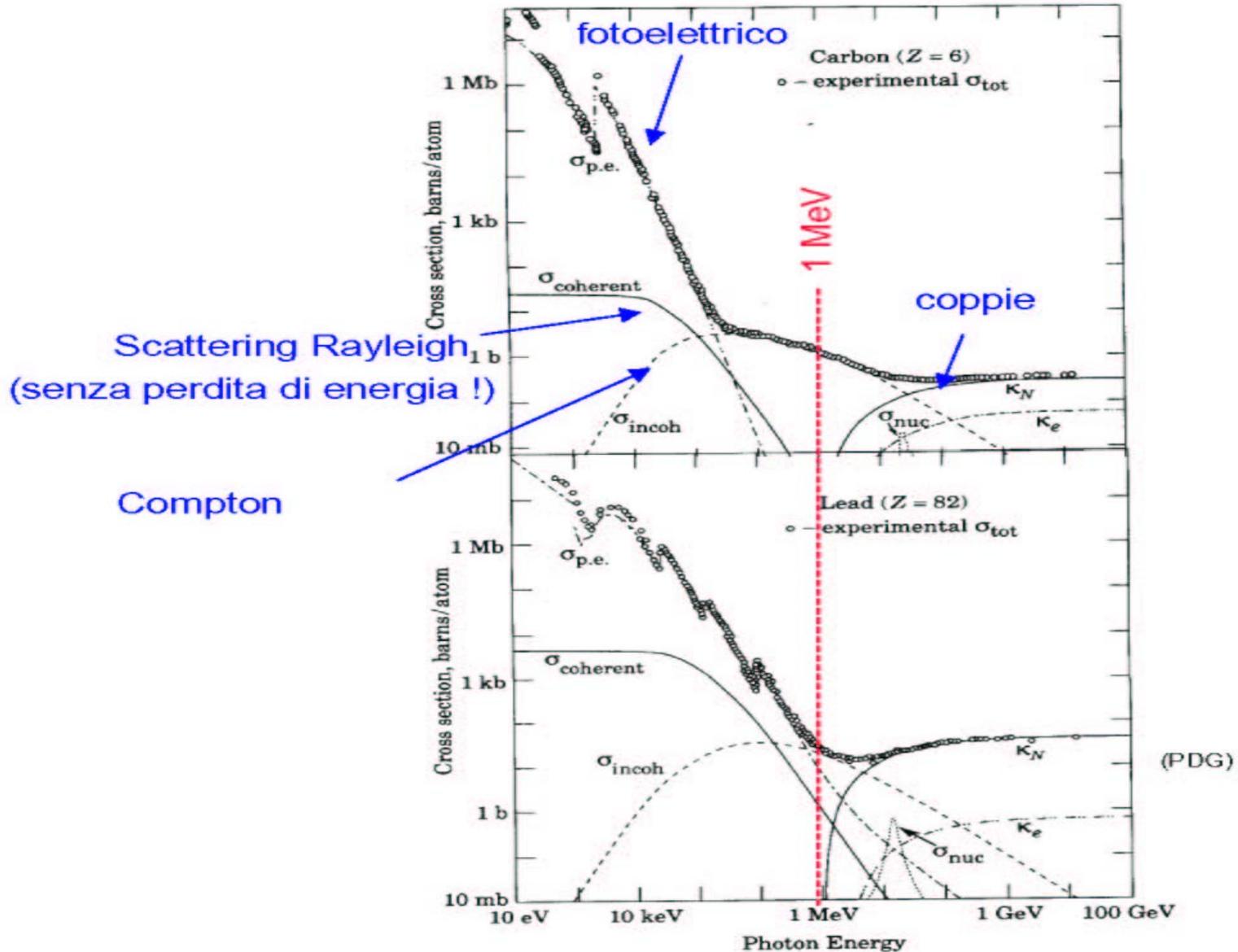
In totale:

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

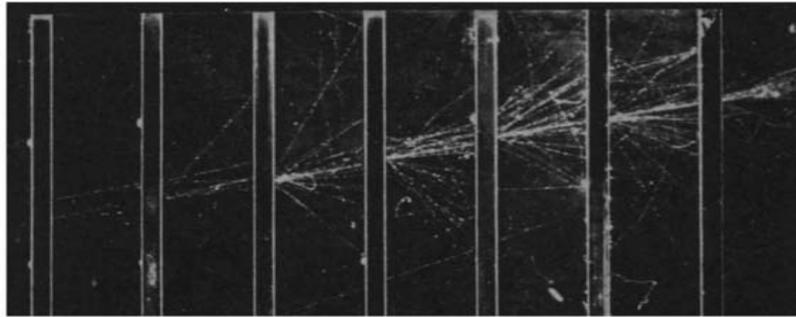
μ : coefficiente di attenuazione

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

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



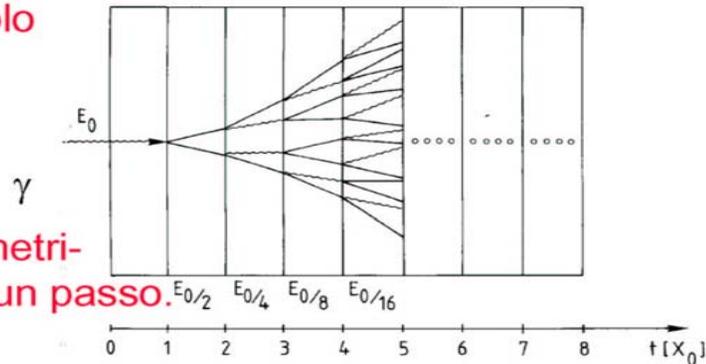
Cascata elettromagnetica



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 $E(t_{\max}) = E_0 / 2^{t_{\max}} = E_c$

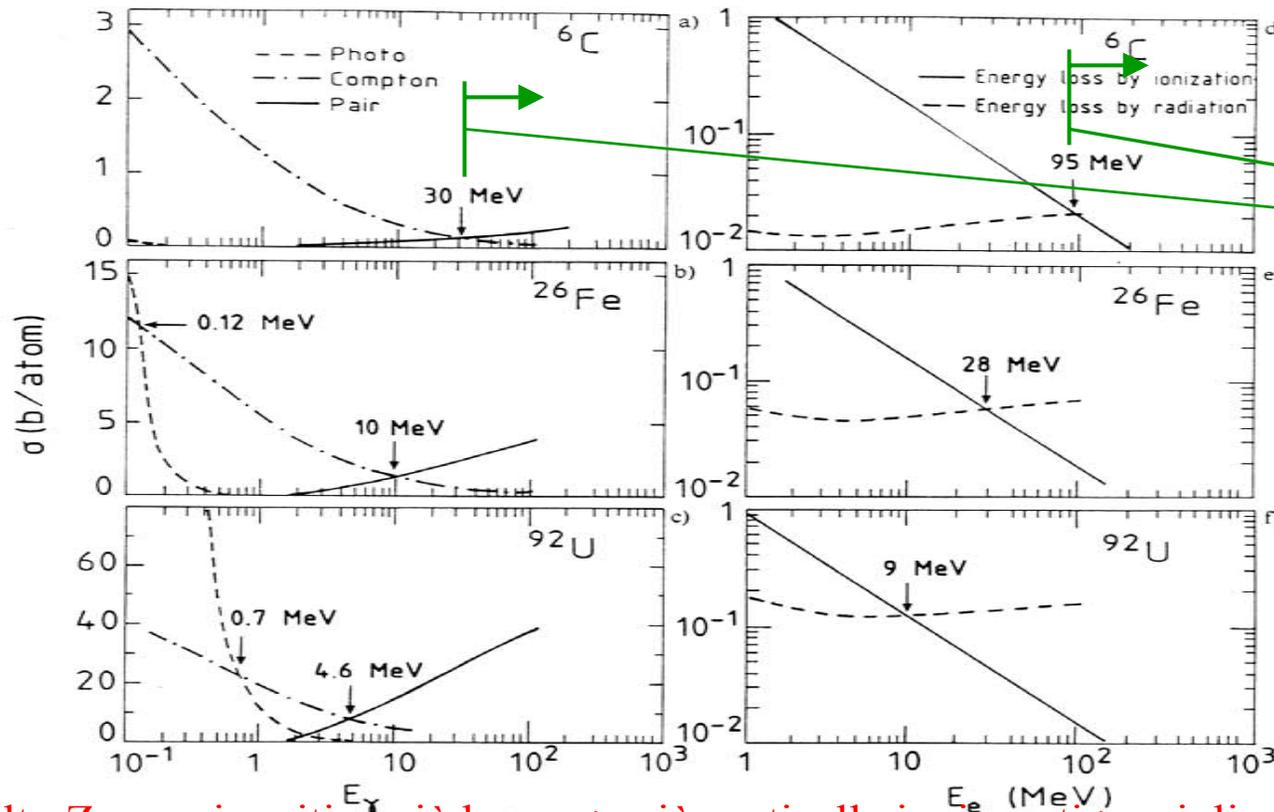
$$t_{\max} = \frac{\ln E_0 / E_c}{\ln 2} \quad N^{\text{total}} = \sum_{t=0}^{t_{\max}} 2^t = 2^{(t_{\max}+1)} - 1 \approx 2 \cdot 2^{t_{\max}} = 2 \frac{E_0}{E_c}$$

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

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

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

Energia critica: al di sotto si ferma la moltiplicazione

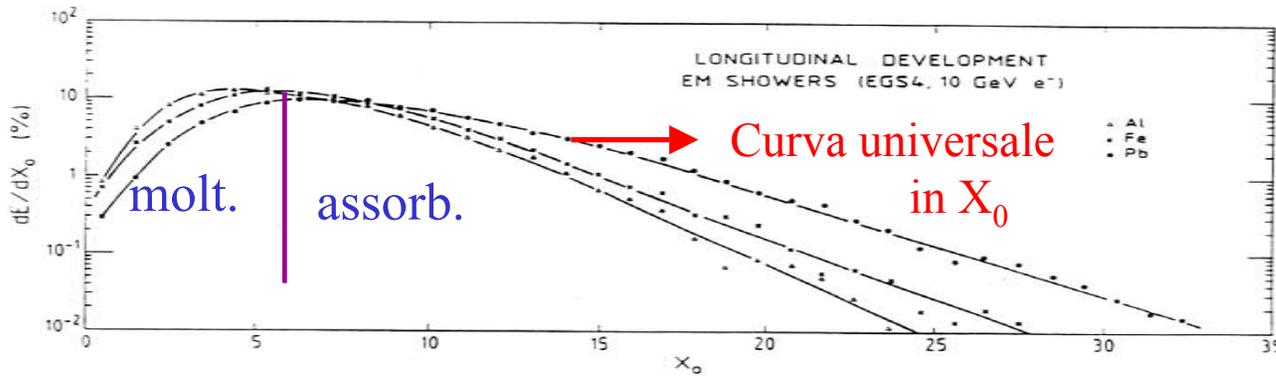


Zone di moltiplicazione

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/cm²)



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

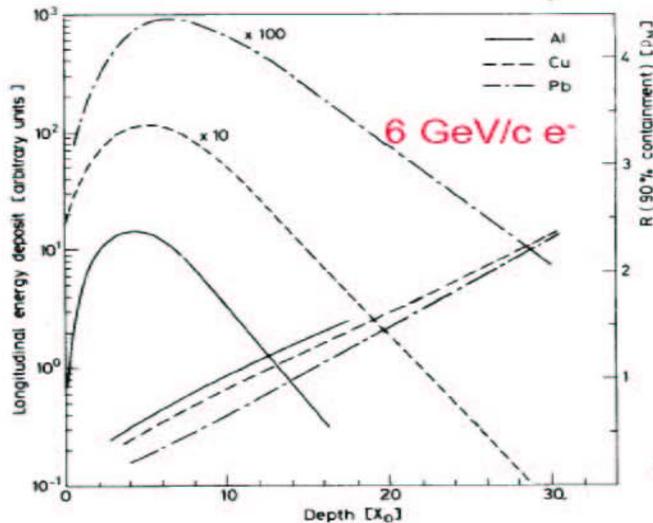
$$\frac{dE}{dt} \propto t^\alpha e^{-t}$$

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})

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 $R_M = 1.8 X_0 \approx 3.6 \text{ cm}$

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

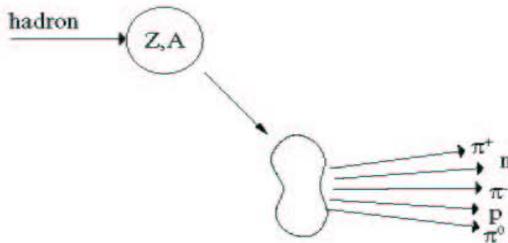
inomogeneita'
non contenimento
miscalibrazioni
non linearita'

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**.



multiplicity $\propto \ln(E)$

$p_t \approx 0.35 \text{ GeV}/c$

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, π , 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

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

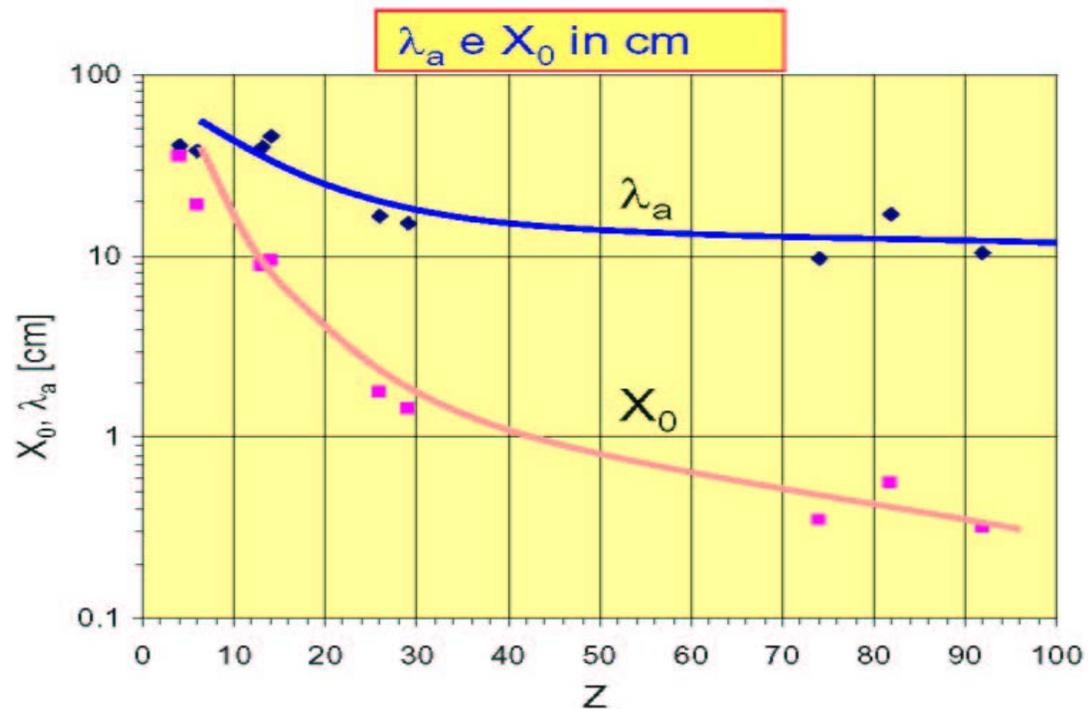
o, analogamente una lunghezza di interazione adronica:

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

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

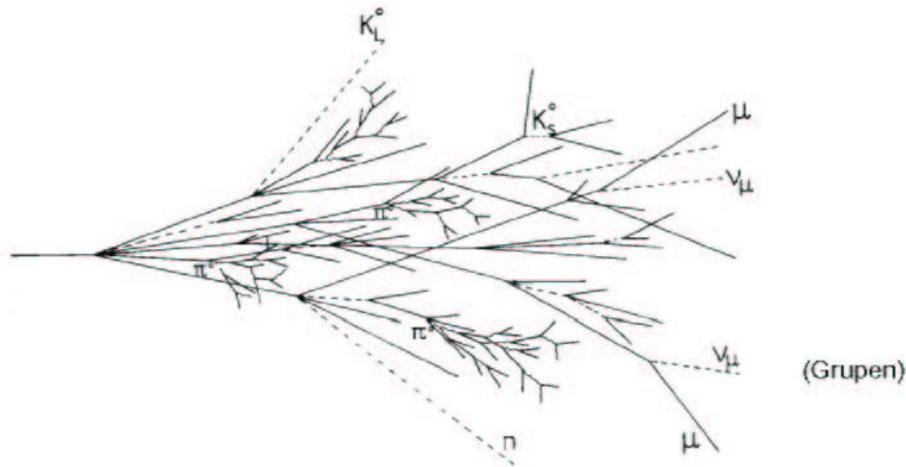
Materiale	Z	A	ρ [g/cm ³]	X_0 [g/cm ²]	λ_a [g/cm ²]
Hydrogen (gas)	1	1.01	0.0899 (g/l)	63	50.8
Helium (gas)	2	4.00	0.1786 (g/l)	94	65.1
Beryllium	4	9.01	1.848	65.19	75.2
Carbon	6	12.01	2.265	43	86.3
Nitrogen (gas)	7	14.01	1.25 (g/l)	38	87.8
Oxygen (gas)	8	16.00	1.428 (g/l)	34	91.0
Aluminium	13	26.98	2.7	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



pioni carichi, protoni, kaoni....
rottura dei nuclei
(energia di legame),
neutroni, neutrini, soft γ 's
muoni.... \rightarrow energia invisibile

+

Componente elettromagnetica



pioni neutri $\rightarrow 2\gamma \rightarrow$
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 \rightarrow cattiva risoluzione

Sviluppo longitudinale dello sciame

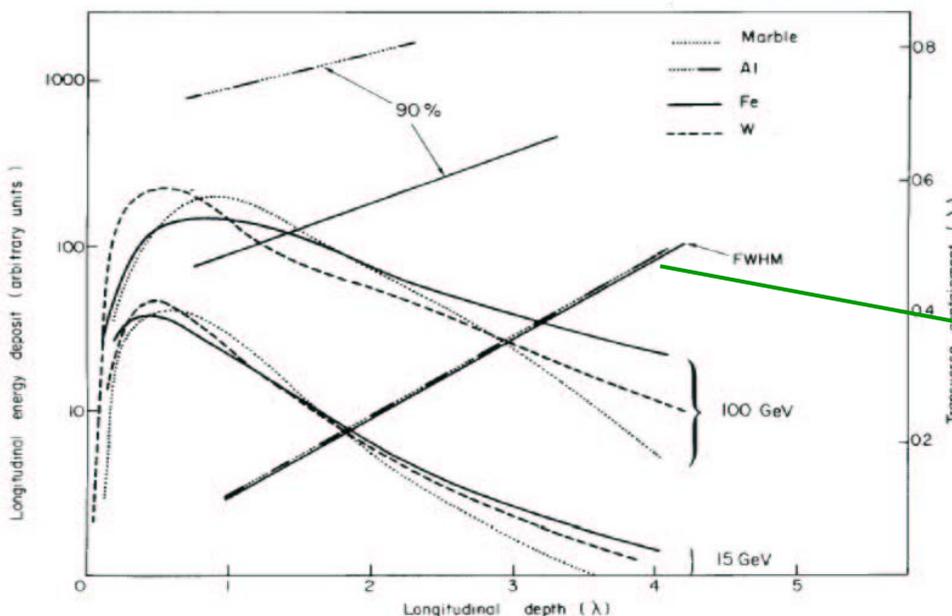
$$t_{\max}(\lambda_I) \approx 0.2 \ln E[\text{GeV}] + 0.7$$

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

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

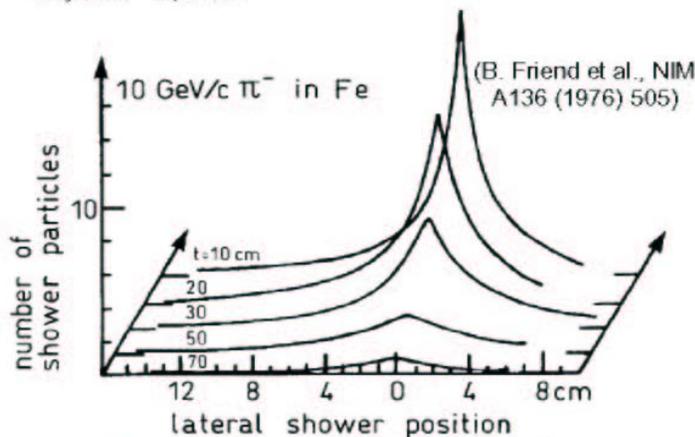
core + halo.

contenimento al 95%

in un cilindro di

raggio λ_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 :

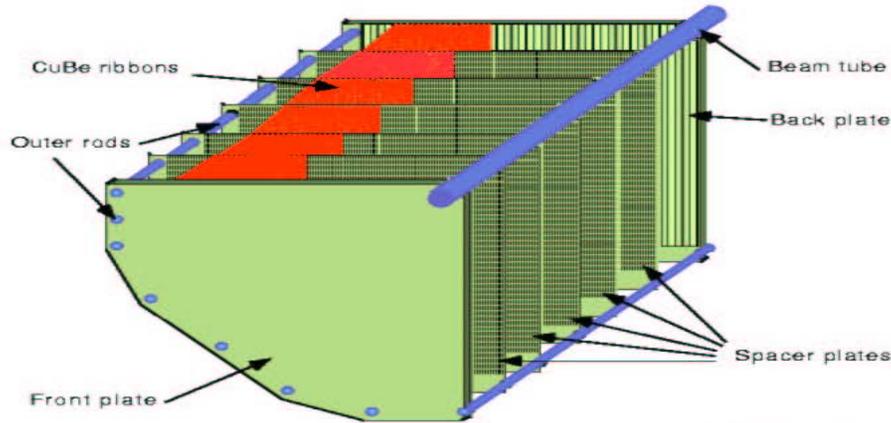
- ⇒ Rivelatore=assorbitore
- ⇒ buona risoluzione in energia
- ⇒ risoluzione spaziale limitata (specia nella direzione longitudinale)
- ⇒ usati solo per i calorimetri elettromagnetici

◆ 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

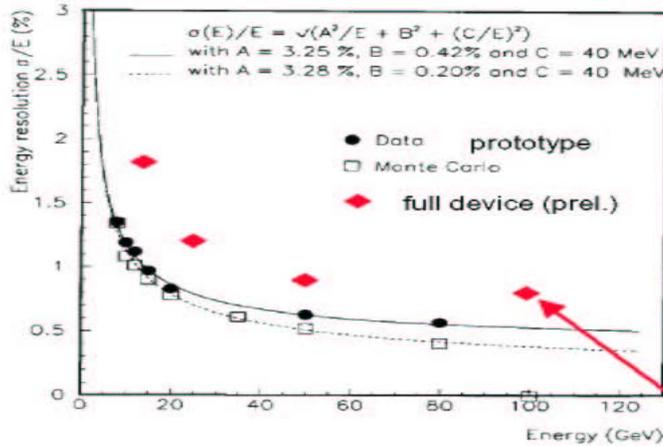
Calorimetri omogenei

NA48: camera a ionizzazione LKr ($T = 120 \text{ K}$) $X_0 = 5 \text{ cm}$
 non ci sono assorbitori metallici \rightarrow quasi omogeneo !

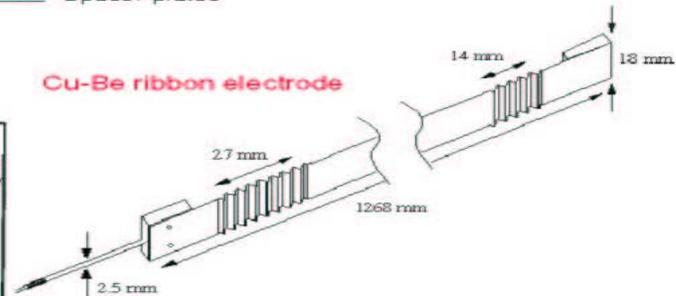


$$K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$$



Cu-Be ribbon electrode

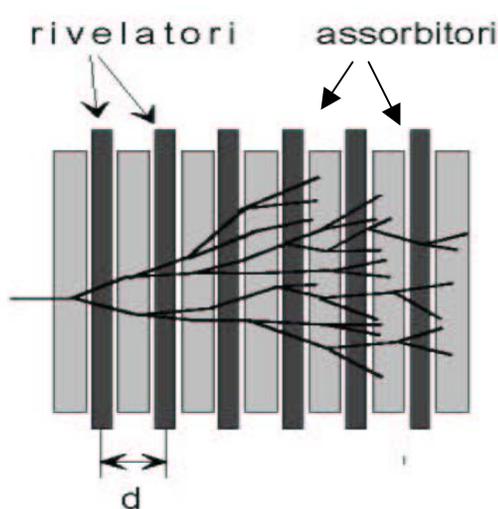


$\sigma_{x,y} \leq 1 \text{ mm}$
 $\sigma_t \approx 230 \text{ ps}$

97 run:

Calorimetri sampling

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



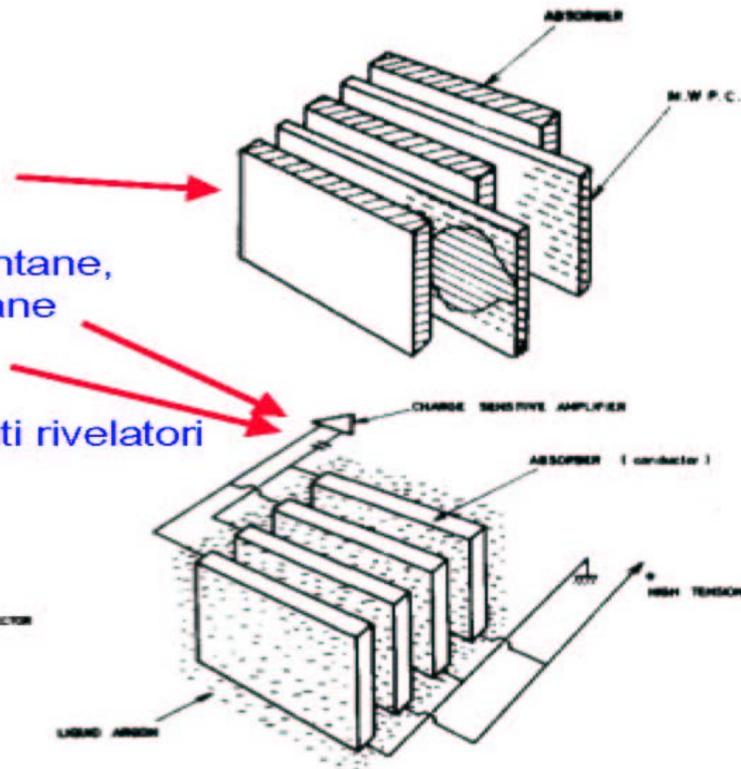
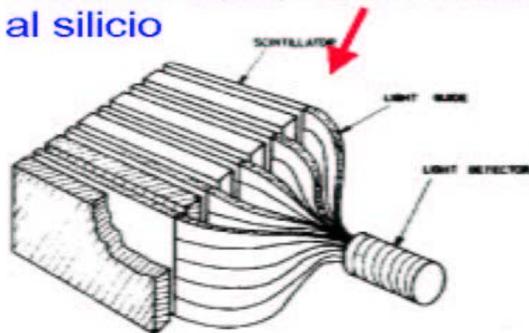
$$N = \frac{T_{det}}{d} \quad \text{Segmenti di traccia rivelabili}$$

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

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

Peggiora che nel caso elettromagnetico

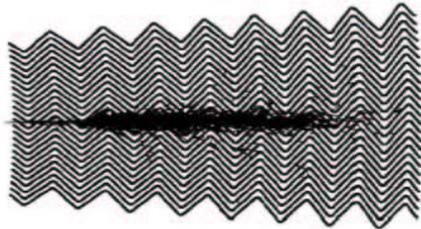
- MWPC, tubi streamer
- liquidi caldi
TMP = tetramethylpentane,
TMS = tetramethylsilane
- gas nobili criogenici:
LAr (LXe, LKr)
- scintillatori, fibre scintillanti rivelatori al silicio



Calorimetri sampling

◆ ATLAS: Calorimetro elettromagnetico (accordion)

Assorbitori a geometria a fisarmonica (accordion) immersi in LAr



(RD3 / ATLAS)

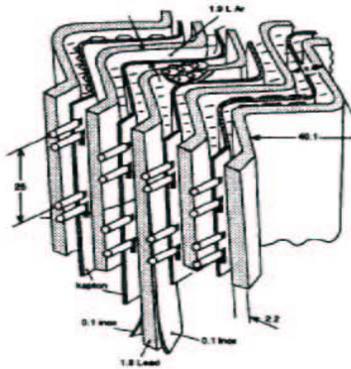
LAr (90K)

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

+ strati di rame-polyimide
come carte di lettura

→ E' una camera a ionizzazione.

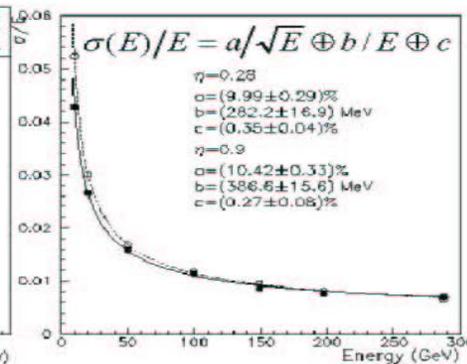
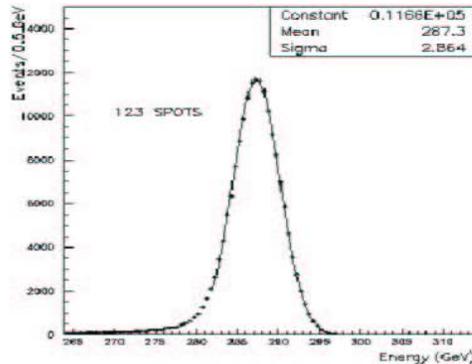
1 GeV E-deposito → 5×10^6 e⁻



- 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⁻ 300 GeV (ATLAS TDR)



Uniformita' spaziale
e angolare $\approx 0.5\%$

risoluzione spaziale
 $\approx 5\text{mm} / E^{1/2}$