

Come si misurano le particelle

Molti piu' dettagli nel corso "Apparati sperimentali"

- Introduzione
- Misure di impulso. Misure in campo magnetico e sistemi di tracciatura
- Misure di energia: 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.*

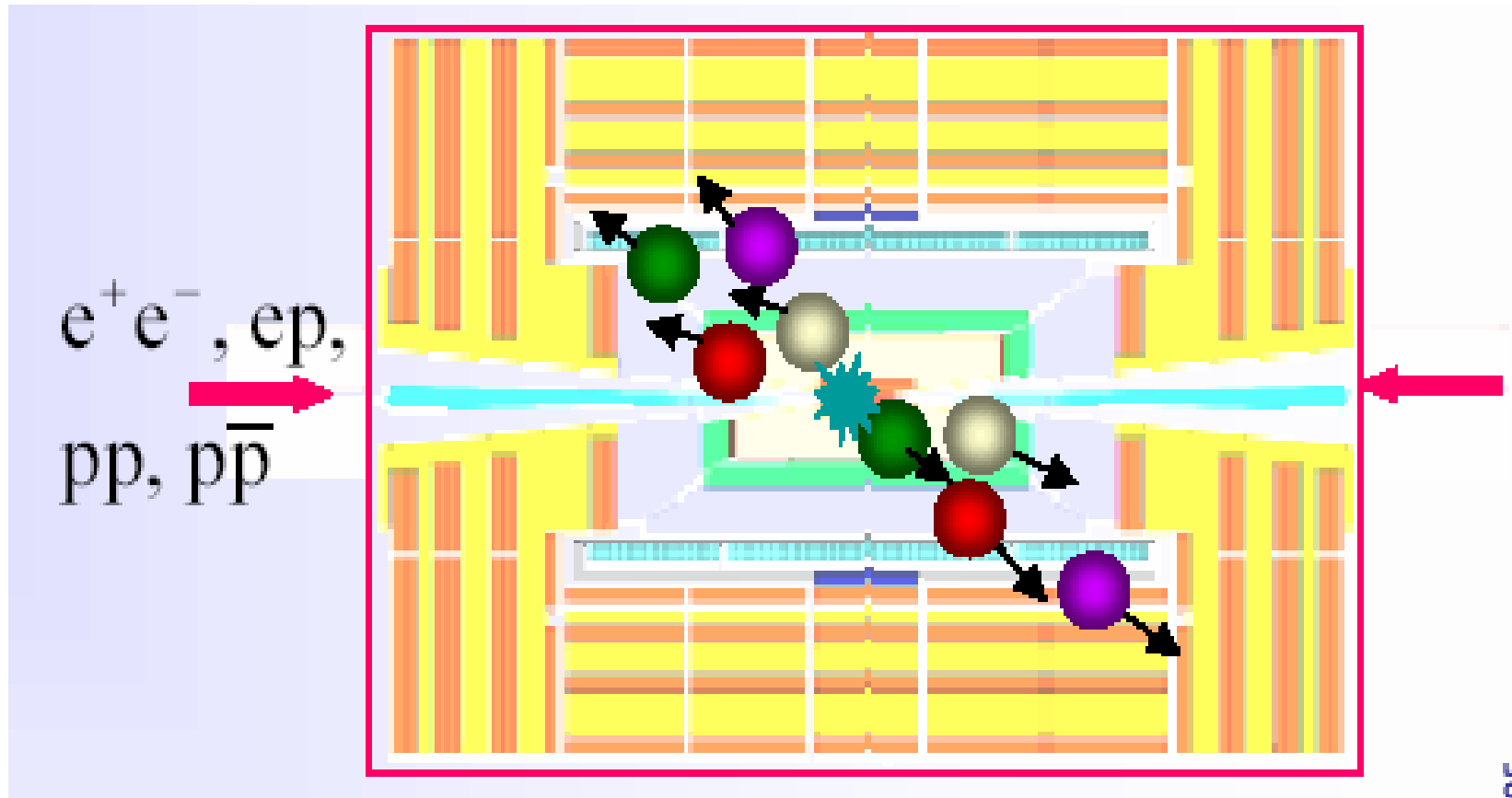
◆ Altro

- Review of particle physics, *Journal of Physics G33* (2006)
- 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

– R. Wigmans, *Calorimetry*,
Oxford Science Publications,
2000

Il rivelatore ideale



Copertura angolare completa (energia mancante).

Misura di particelle cariche e neutre: identificazione, impulso energia

Risposta rapida: senza tempo morto

Le particelle si identificano attraverso la loro interazione con la materia del rivelatore: prevalentemente elettromagnetica.

La misura finale è sempre di ionizzazione (carica elettrica, corrente) o eccitazione (fotoni, fononi).

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

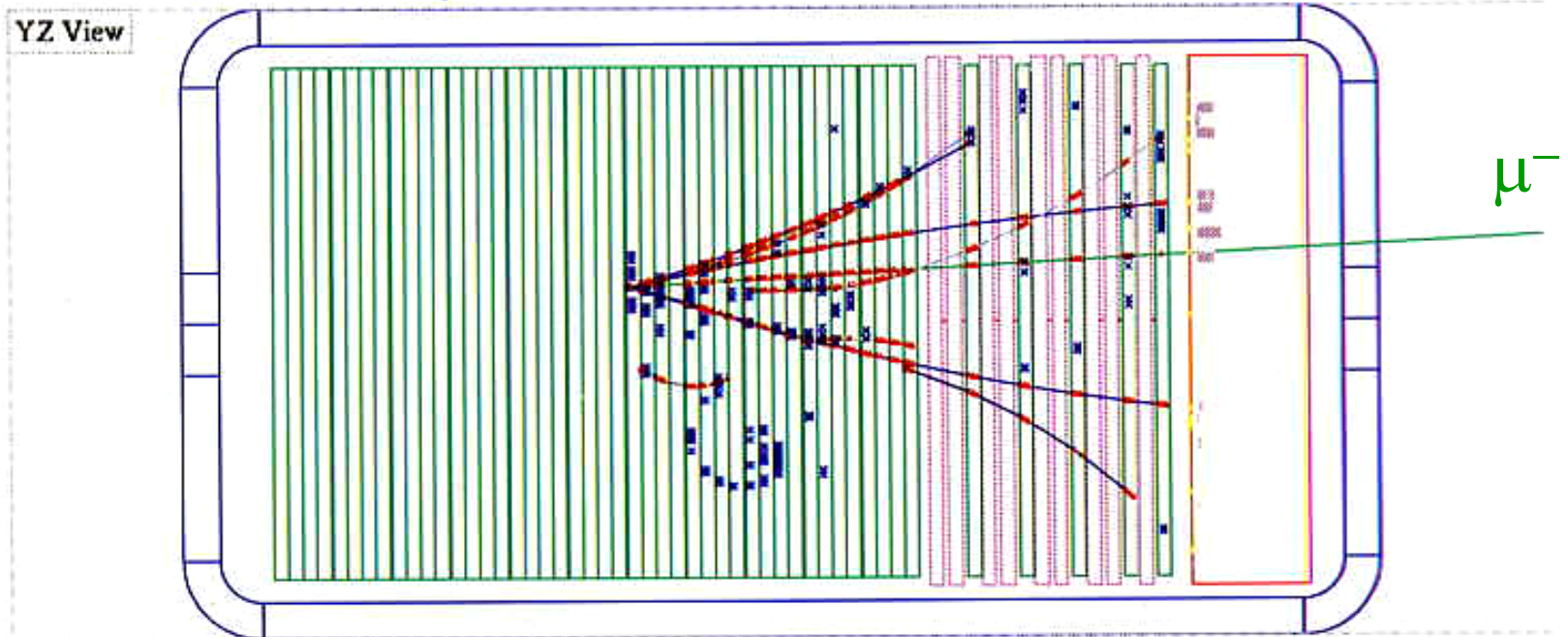


Necessita' di:

misurare vertici primari e secondari

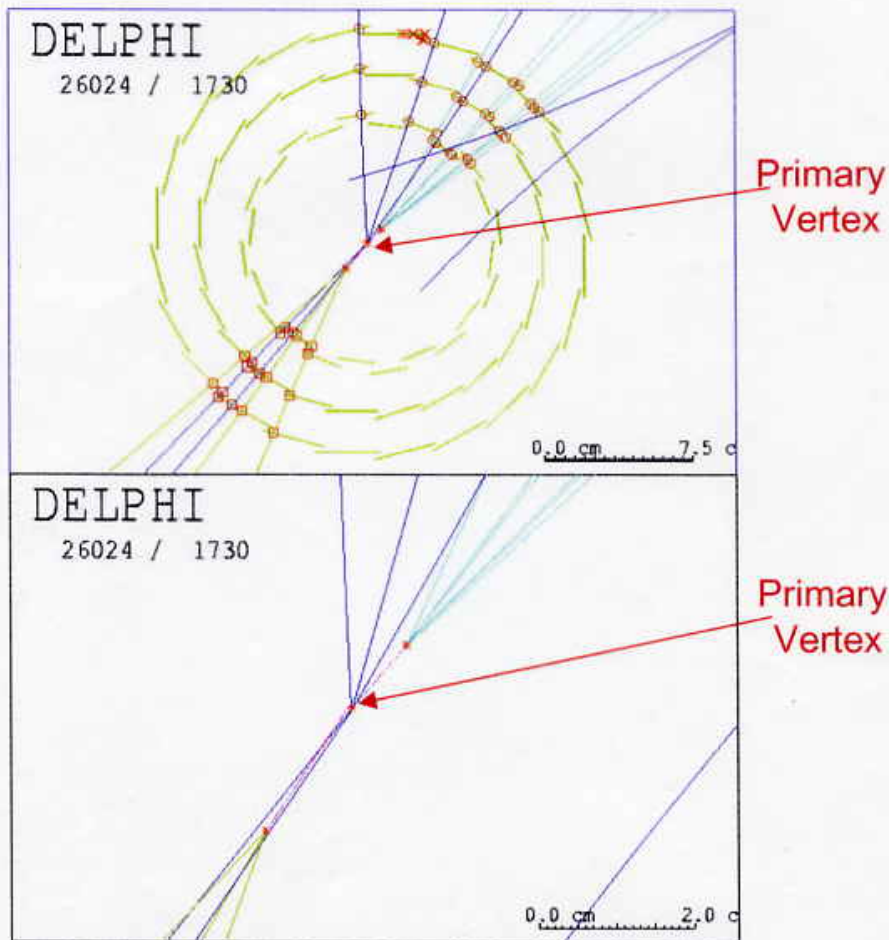
identificare le particelle: muoni, elettroni, fotoni, pioni protoni,

misurare energia e impulso di ciascuna particella



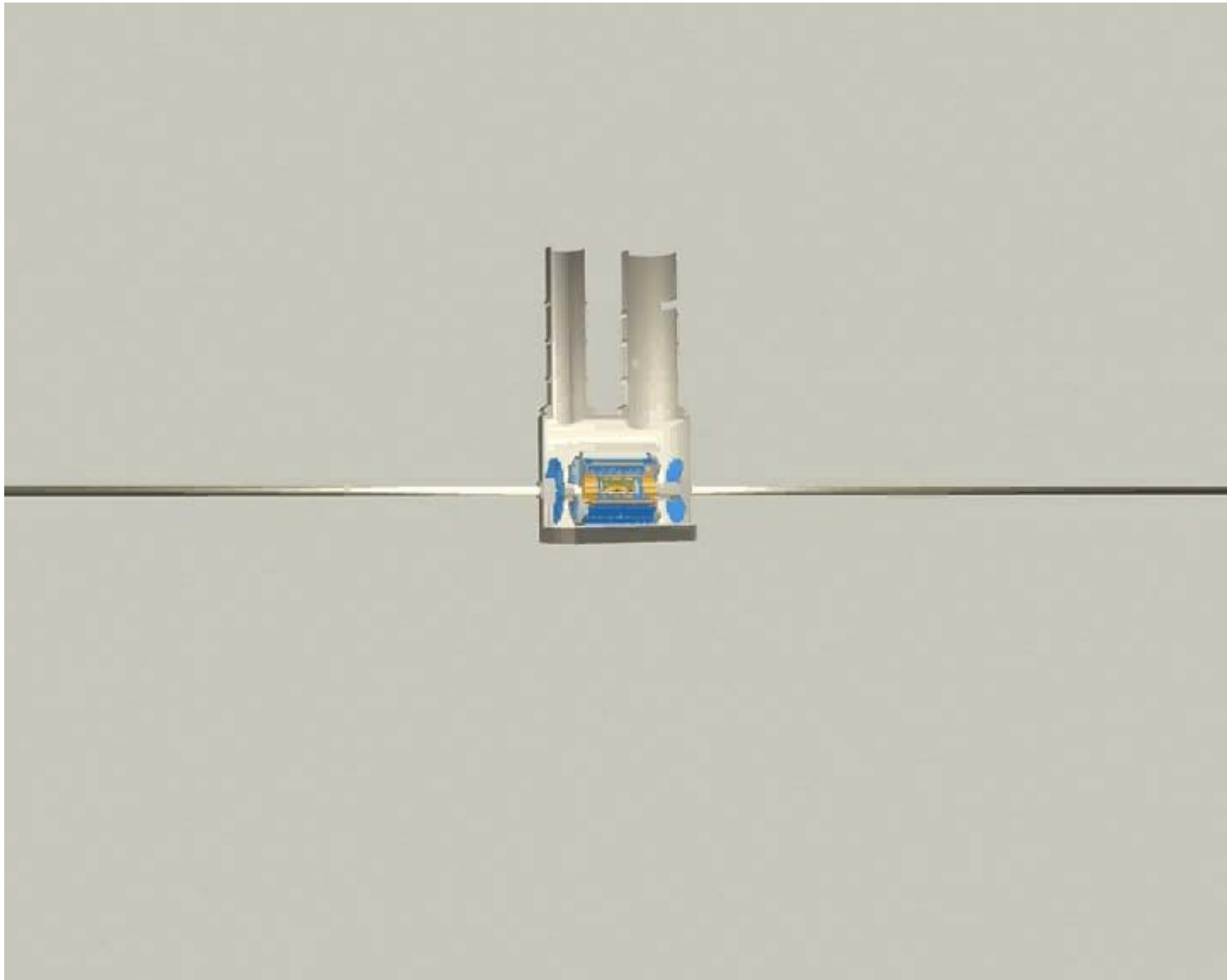
Reconstructed B-mesons in the DELPHI micro vertex detector

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



Esempio di interazione





A simulated event in ATLAS (CMS)

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

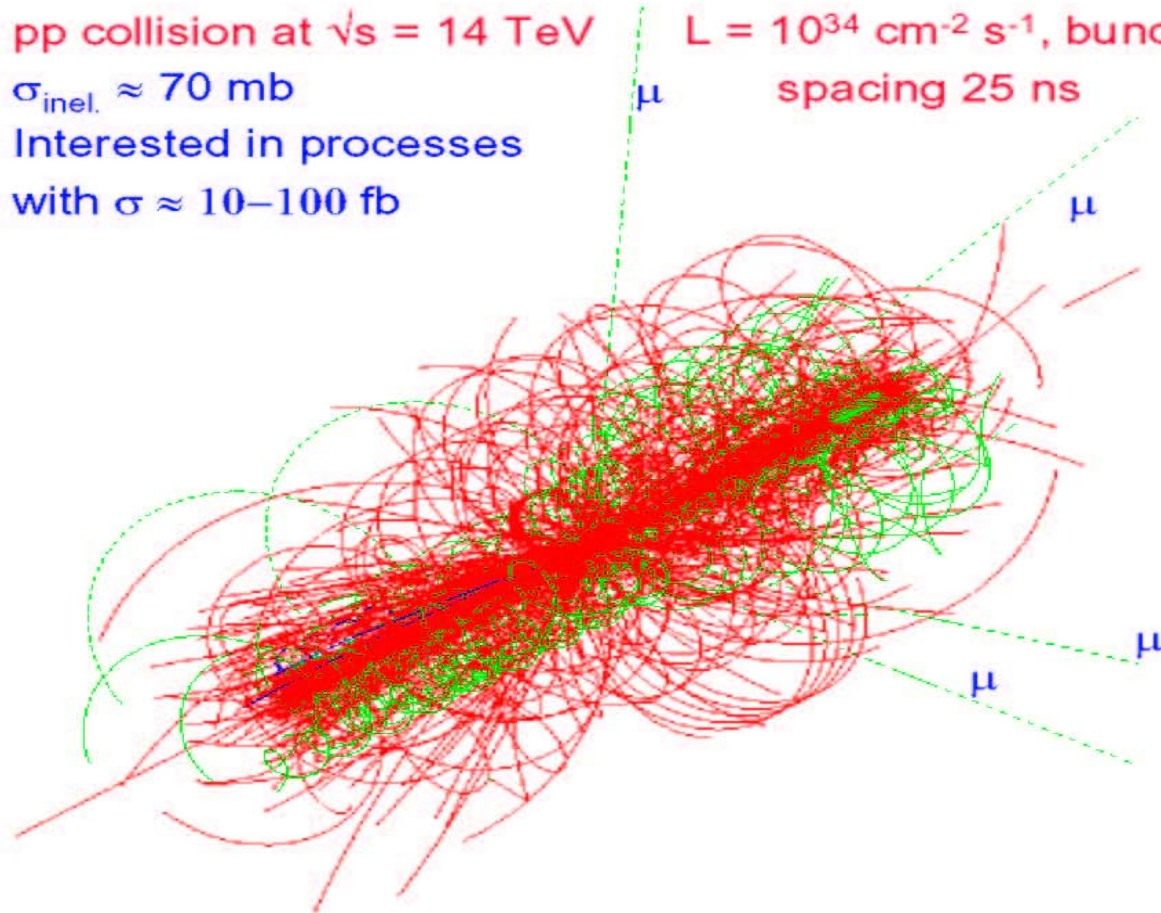
pp collision at $\sqrt{s} = 14$ TeV

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

Interested in processes

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

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



≈ 23 overlapping minimum bias events / BC

≈ 1900 charged + 1600 neutral particles / BC

Sistemi di tracciatura

- * Ricostruzione delle traiettorie delle **particelle cariche** che depositano energia per **ionizzazione o per eccitazione**.
- * Ricostruzione dei vertici primari e secondari
- * In campo magnetico: misura dell'impulso p delle particelle.
- * Identificazione dei jet che vengono dalla frammentazione di quark e gluoni.

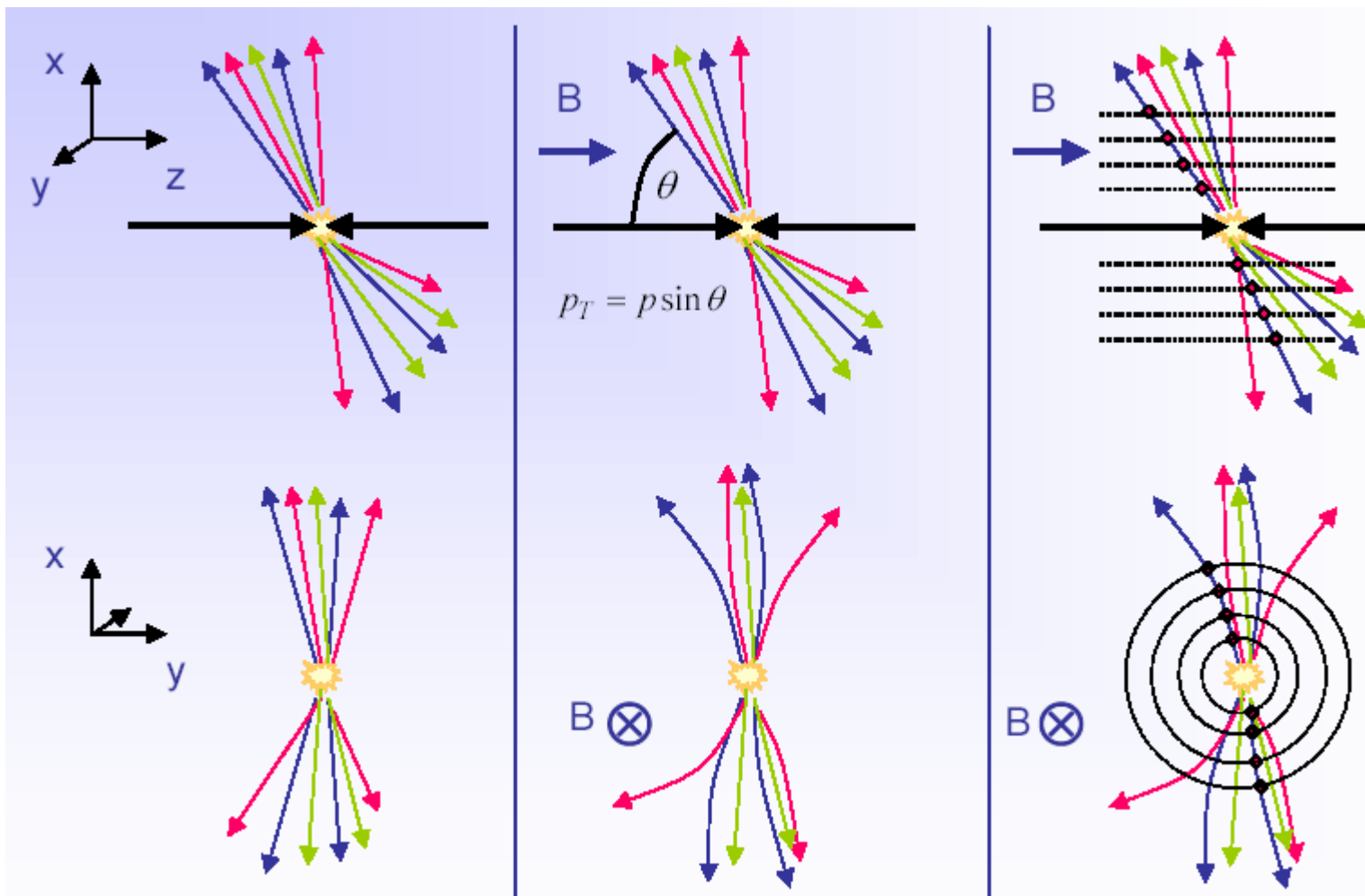
* **Massima efficienza e risoluzione spaziale.**

* **minimo disturbo sulla particella**

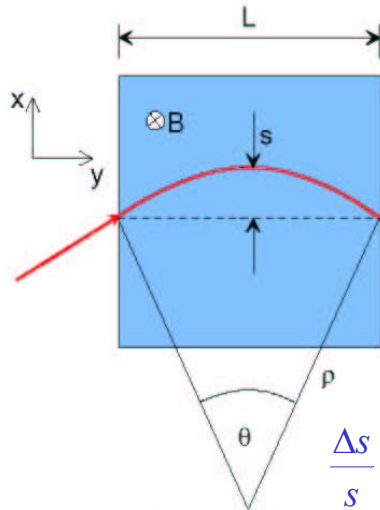
- **Camere a ionizzazione a gas**
- **Rivelatori a semiconduttori (SI, Ge)**
- **Rivelatori a scintillazione (fibre)**
- **Emulsioni fotografiche**

**Risoluzioni ottenibili: fino al μm (emulsioni)
ordinariamente 50-150 μm**

MISURE DI IMPULSO



Misure di impulso



$$p_T = qB\rho$$

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

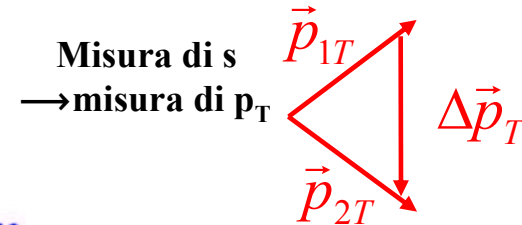
$$\frac{L}{2\rho} = \sin \theta/2 \approx \theta/2 \rightarrow \theta \approx \frac{0.3L \cdot B}{p_T} \quad \text{Ex: } p_T = 8 \text{ GeV, } B = 1.8 \text{ T, } L = 1.5 \rightarrow \theta \approx 0.1 \text{ rad} \approx 6^\circ$$

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

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

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

Forza di Lorentz



Misura di s

→ misura di p_T

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

$\sigma(x)$:

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

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

in breve: $\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \text{costante}$

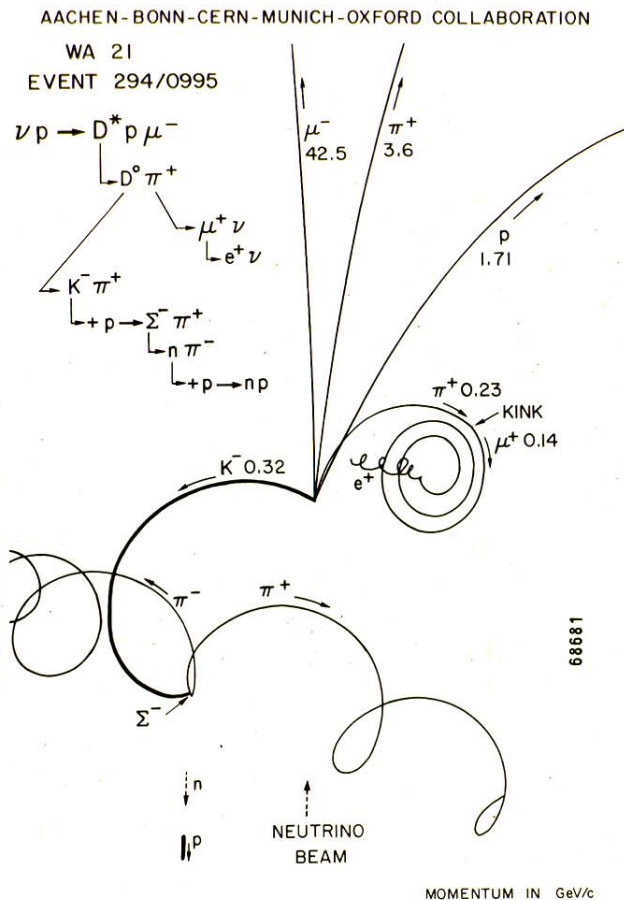
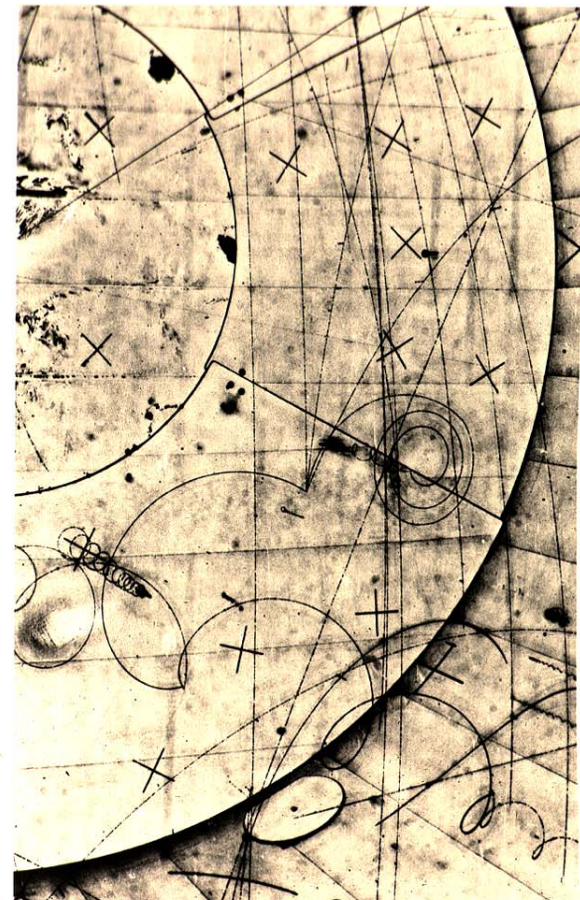
per N misure equidistanti si ottiene

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

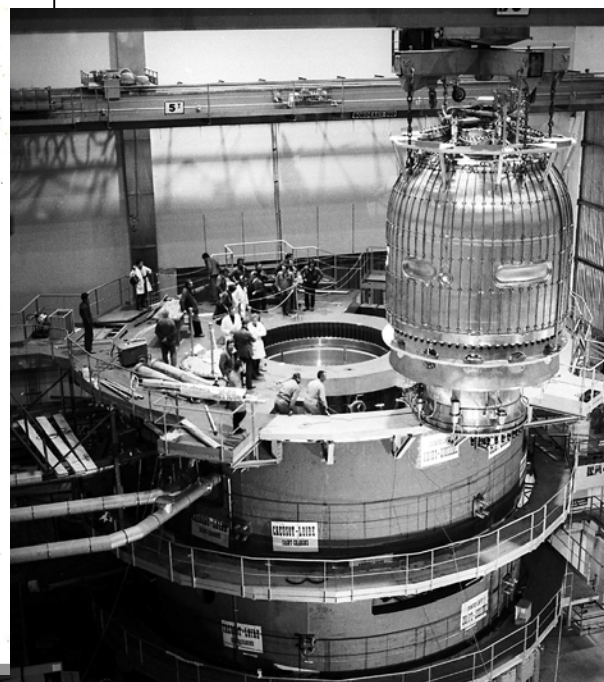
$$\left. \frac{\sigma(p_T)}{p_T} \right|^{meas.} = \frac{\sigma(x) \cdot p_T}{0.3 \cdot BL^2} \sqrt{720/(N+4)} \quad (\text{for } N \geq \approx 10)$$

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

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



BEBC, anni 70, camera a bolle con magnete superconduttore



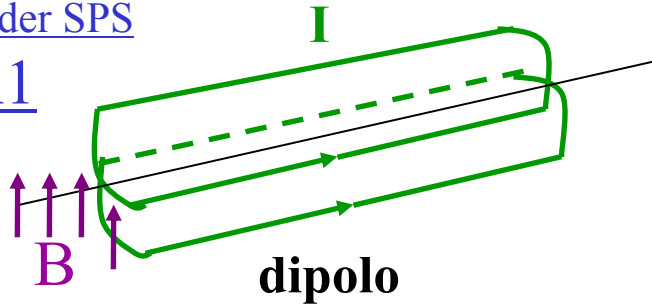
D^* (mesone con charm, $m \sim 2\text{GeV}$) D eccitato, spin 1 in vece di 0): prodotto in interazioni di neutrini e decaduto

Esperimenti di collisione, potere analizzante $\int \vec{B} \times d\vec{l}$

Collider SPS

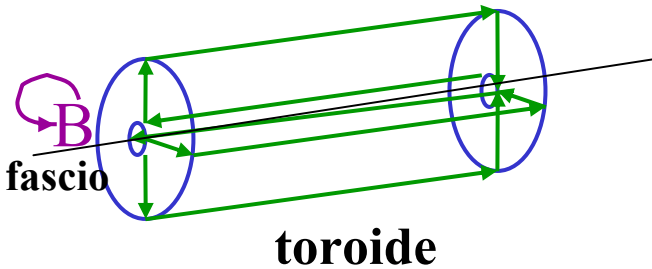
UA1

fascio



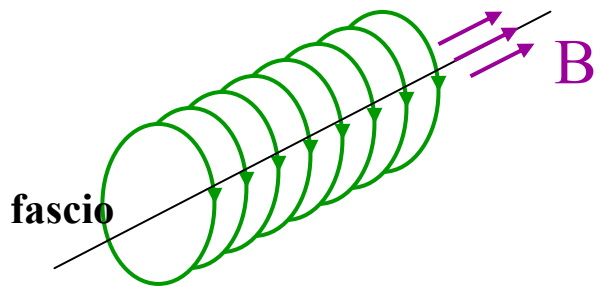
- Campo uniforme
- Buon potere analizzante in avanti/indietro
- Cattivo a grande angolo

LHC
Spettr.
 μ



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

LEP
Tevatron
LHC
Rivel.
centrale



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

**Campi utilizzati tipicamente dell' ordine del T, correnti \sim kA,
con energie immagazzinate ($E \sim B^2 V$) \sim 10-100 MJ**

Scattering coulombiano



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

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

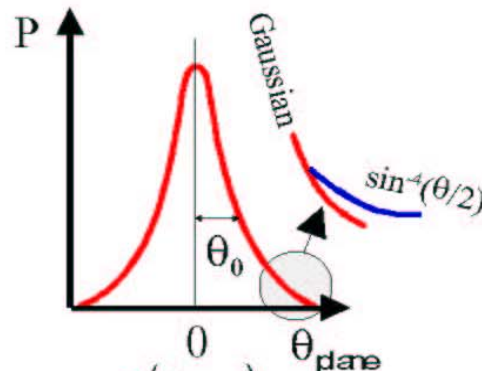
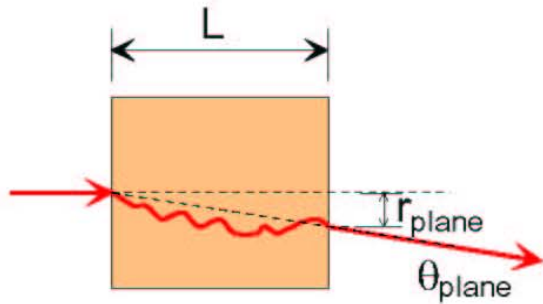
- ◆ Angolo medio di scattering $\langle \theta \rangle = 0$
- ◆ sezione d'urto per $\theta \rightarrow 0$ infinito !



Scattering multiplo

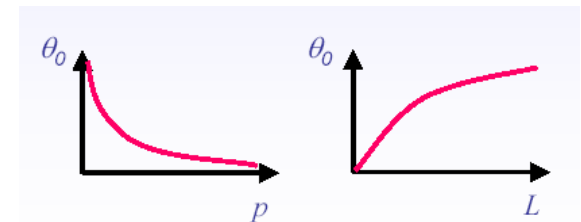
Per materiali abbastanza spessi

→ 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.: $X_0(\text{C})=18 \text{ cm}$; $X_0(\text{Fe})=1.76 \text{ cm}$; $X_0(\text{Pb})=0.56 \text{ cm}$.

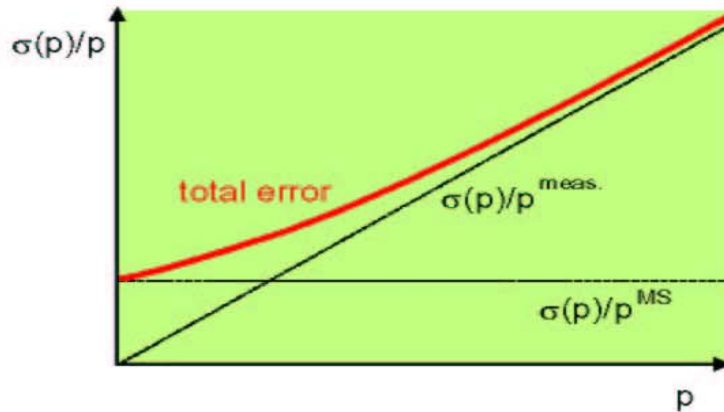
Alla precisione della misura dell'impulso contribuisce lo scattering multiplo

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

$$\left. \frac{\sigma(p)}{p_T} \right|^{MS} = \frac{\Delta p^{MS}}{\Delta p_T} = \frac{0.0136 \sqrt{\frac{L}{X_0}}}{0.3BL} = 0.045 \frac{1}{B\sqrt{LX_0}}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sigma(p)}{p_T} &\propto \sigma(x) \cdot p_T \\ \sigma(x) \Big|^{MS} &\propto \theta_0 \propto \frac{1}{p} \end{aligned} \right\} \frac{\sigma(p)}{p_T} \Big|^{MS} = \text{constant}$$

indipendente da p!



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

ex: Ar ($X_0=110\text{m}$), $L=1\text{m}$, $B=1\text{T}$

$$\left. \frac{\sigma(p)}{p_T} \right|^{MS} \approx 0.5\%$$

Example:

$p_l = 1 \text{ GeV}/c$, $L = 1\text{m}$, $B = 1 \text{ T}$, $N = 10$

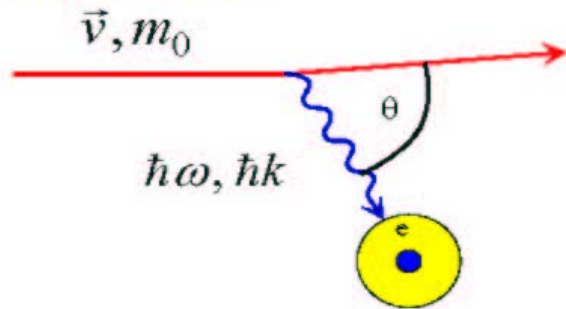
$\sigma(x) = 200 \mu\text{m}$: $\left. \frac{\sigma(p_T)}{p_T} \right|^{meas.} \approx 0.5\%$

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

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

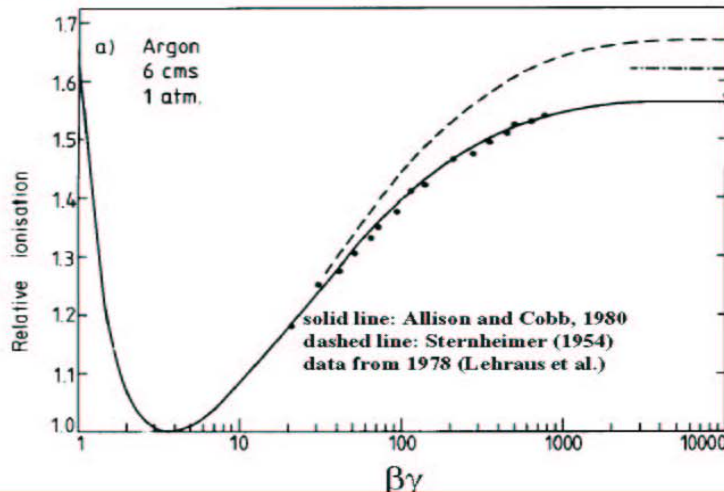
$x = \rho \cdot l = g / cm^2$, dE in MeV, I = potenziale di ionizzazione ≈ 10 MeV

- ◆ dE/dx prima **decrece** $\propto 1/\beta^2$ (piu' precisamente $\beta^{-5/3}$), **fattore cinematico** Riflette il tempo che la particella trascorre vicino ai centri di scattering sfruttabile per l'adroterapia.
- ◆ poi ha un **minimo** at $\beta\gamma \approx 4$ (minimum ionizing particles, MIP)
($dE/dx \approx 1 - 2$ MeV $g^{-1} cm^2$)
- ◆ 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**

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2} \rightarrow 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 (M \gg m_e)$$

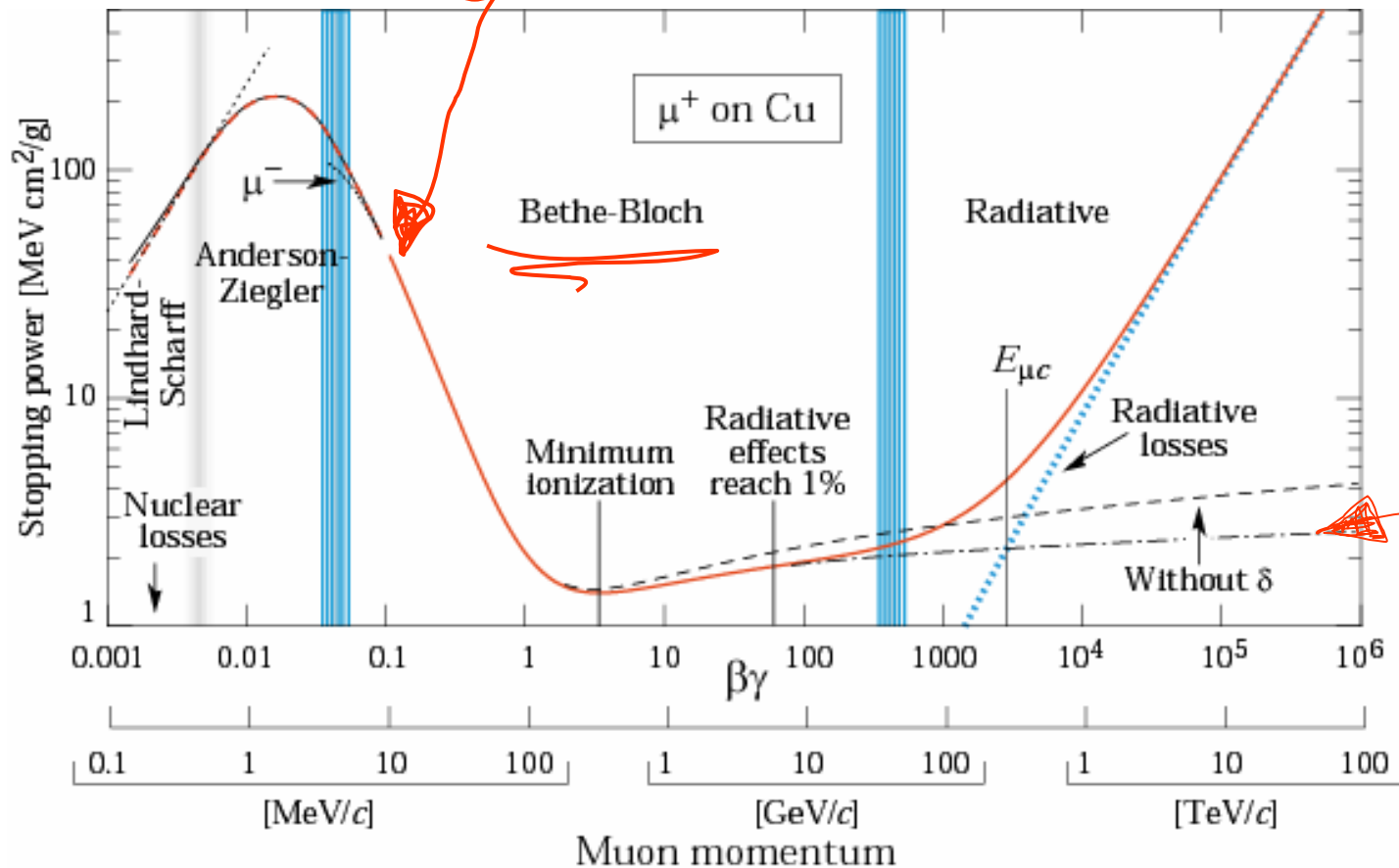
A Energie ~ 100 GeV $T_{\max} \sim 1$ GeV

dE/dx misurata e calcolata



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

$$\frac{dE}{dx} = KZ^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 \frac{\delta}{2} \right]$$

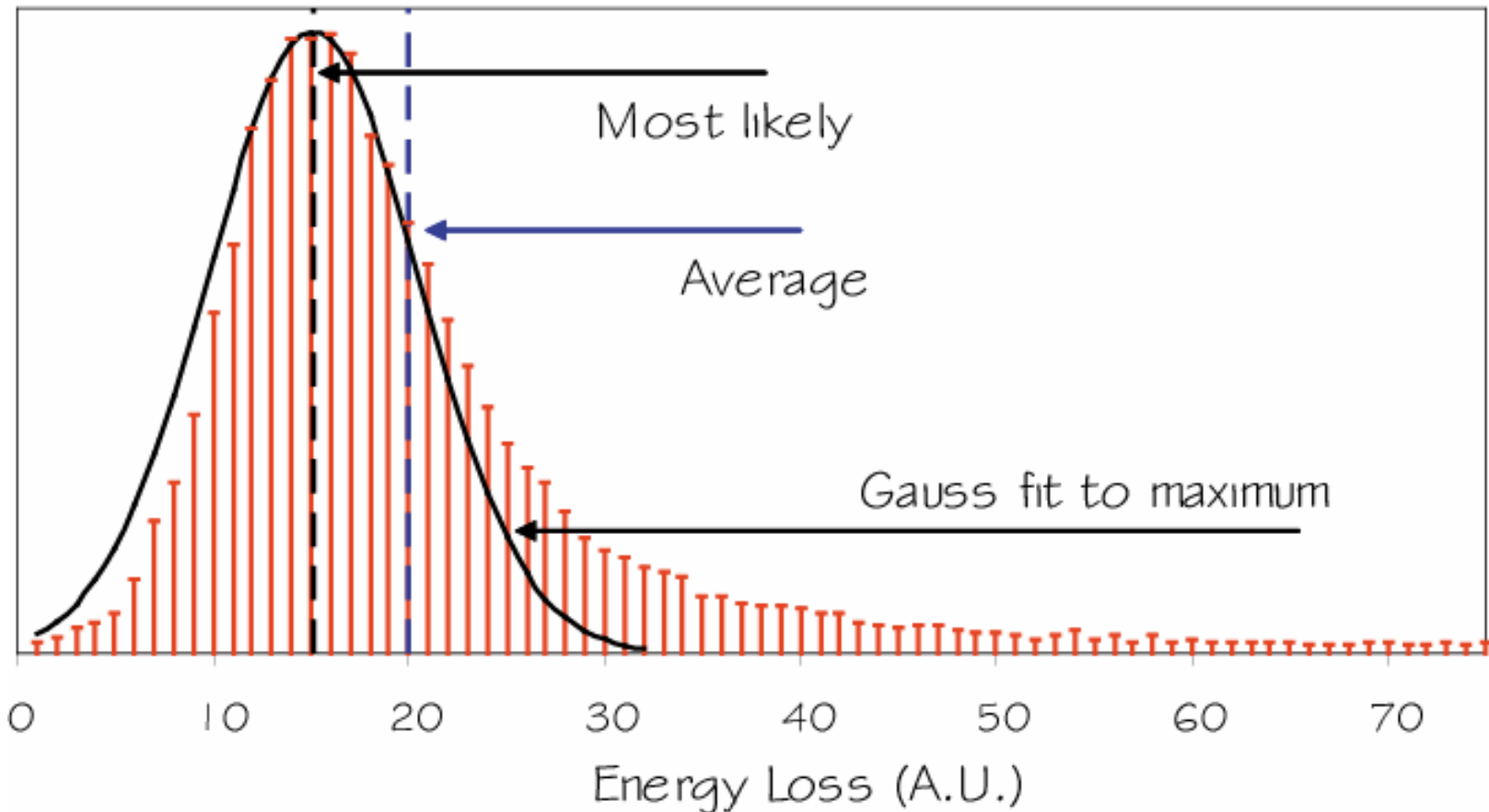


< dE/dx > per muoni positivi in rame in funzione di $\beta\gamma = p/Mc$ su 9 ordini di grandezza in impulso (12 ordini di grandezza in energia cinetica).

Fluttuazioni nella ionizzazione: I raggi delta

Parametrizzate da
Landau/Vavilov
approssimazione:

$$f(\lambda) = \sqrt{\frac{e^{-(\lambda+e^{-\lambda})}}{2\pi}} \quad \lambda = \frac{(\Delta E - \Delta E_{MP})}{\Delta E_{MP}}$$



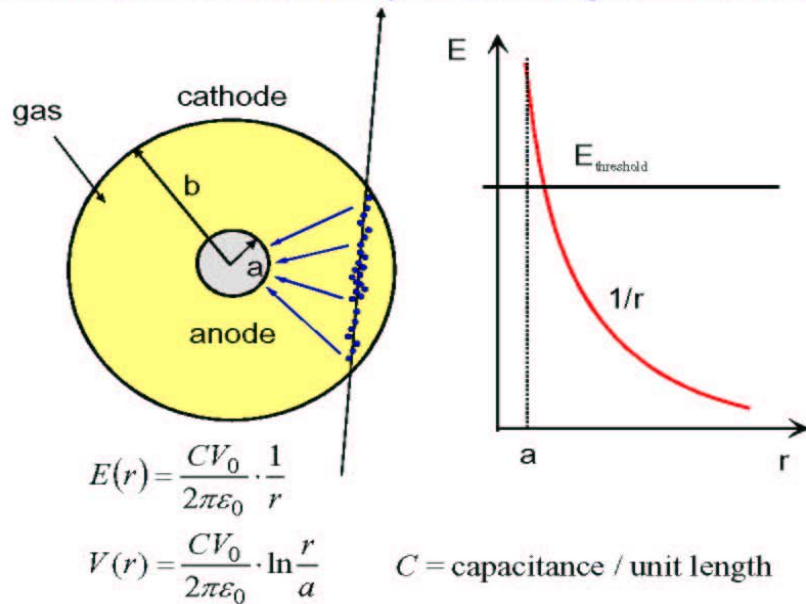
Contatori proporzionali

numero di coppie ione/elettrone medio
 prodotte da un mip a pressione atmosferica
 $N_{total} / cm \cong 5 \cdot Z$

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

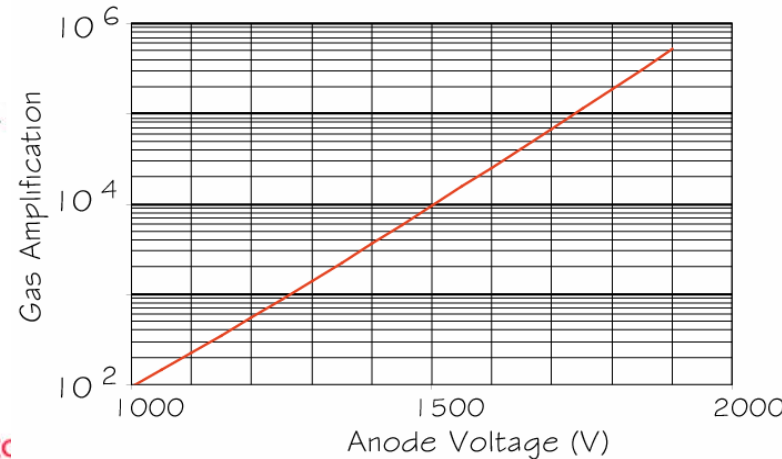
Consideriamo il caso semplice di una geometria cilindrica:



Coefficiente di amplificazione

$$M = K \exp(CV_0)$$

$C = \text{capacita' per unita' di lunghezza}$

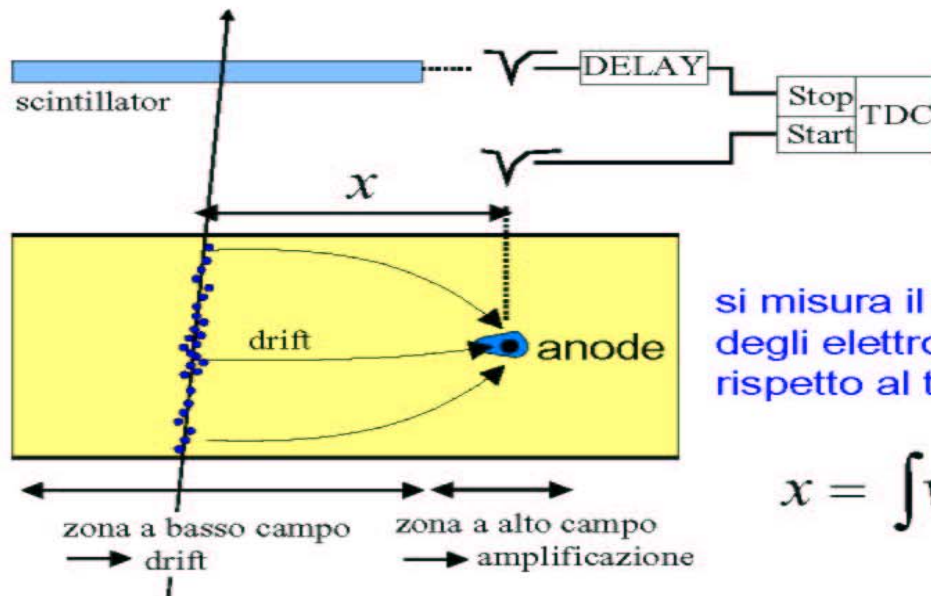


Gli elettroni si muovono verso l'anodo

Vicino il filo anodico il campo e' sufficiente mente **altc** (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 ?

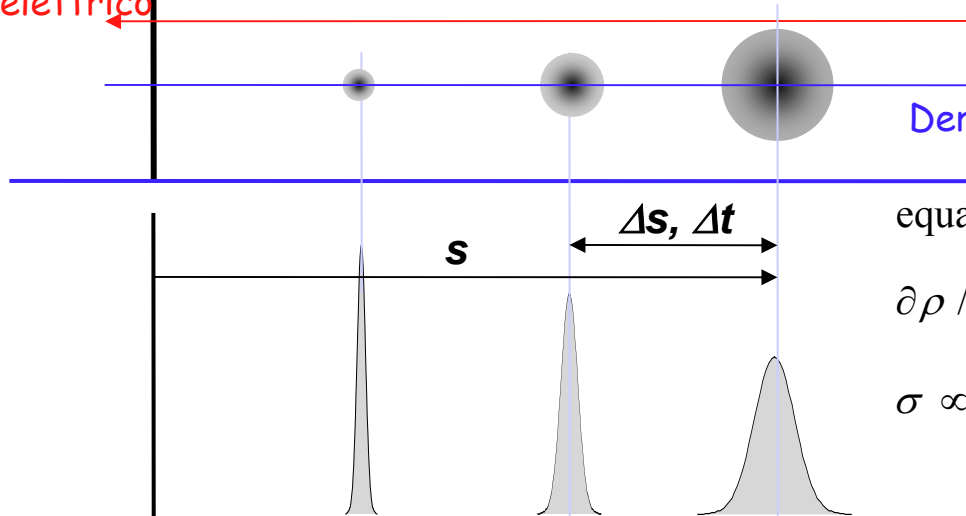


La velocità di deriva è costante? In particolari condizioni v_D è saturata e per gli elettroni vale $v_D \sim 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$

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

Risoluzione nella misura del tempo

Campo elettrico



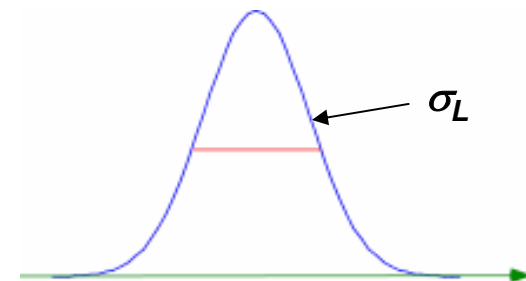
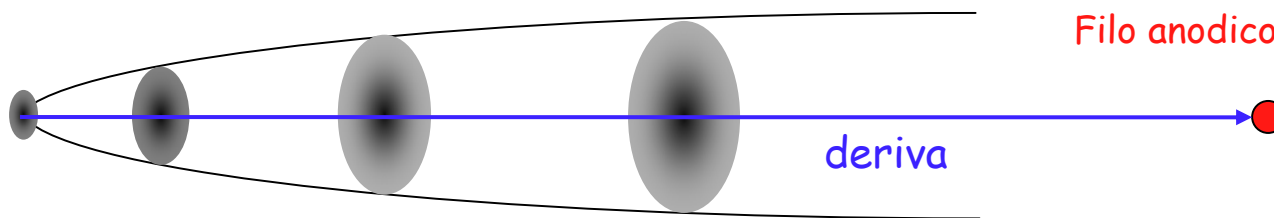
Deriva e diffusione della nuvola elettronica

equazione di diffusione (1dim)

$$\partial \rho / \partial t = -D \partial^2 \rho / \partial x^2 \Rightarrow \rho(x, t) = \frac{1}{\sqrt{Dt}} e^{-x^2 / 4Dt}$$

$$\sigma \propto \sqrt{t}$$

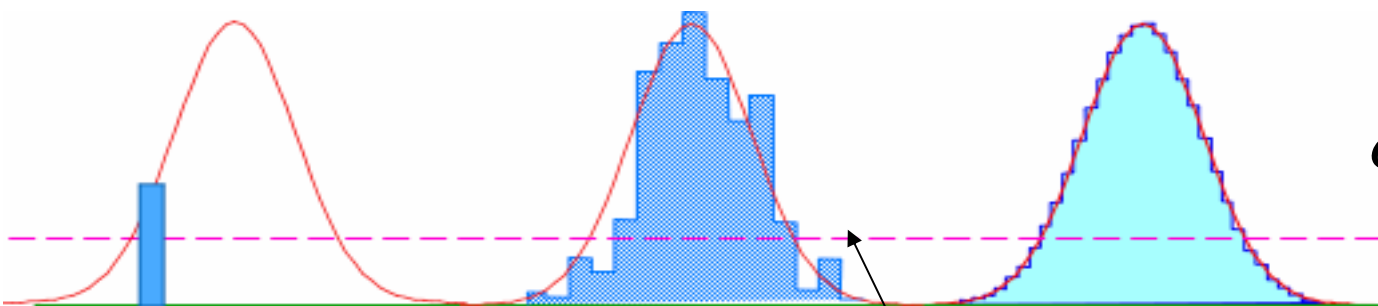
Distribuzione dello sciame



Elettrone singolo

Alcuni elettroni

Molti elettroni



Soglia di rivelazione

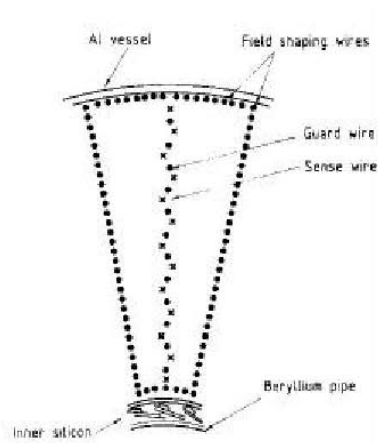
Errore sul primo elettrone

$$\sigma_1 \sim \frac{\pi}{2\sqrt{3 \ln N}} \sigma_L$$

$$N=100 \quad \sigma_1 \sim 0.4 \sigma_L$$

CAMERA CENTRALE (JET) DI UA2

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

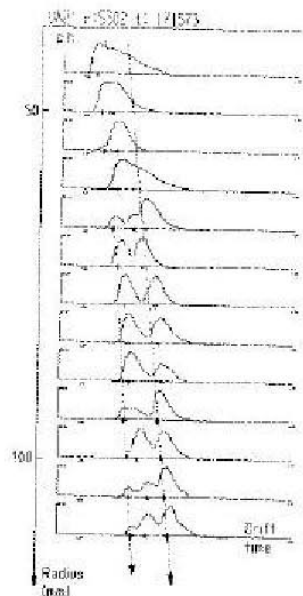


Lunghezza : 1m

16 Settori angolari

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

Molteplicita' media di tracce ~ 30



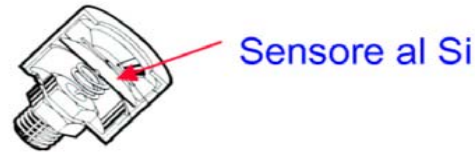
Lettura con flash ADC a 100 MHz

Risoluzione trasversa : 0.2 mm

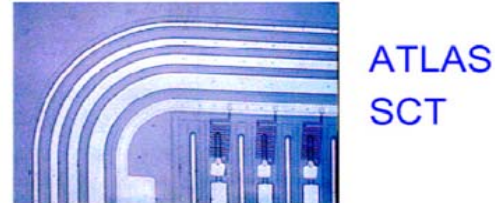
Coordinata longitudinale attraverso
divisione di carica; Risoluzione: 2 cm

Rivelatori a stato solido

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



Oggi sono usati largamente come
tracciatori di precisione



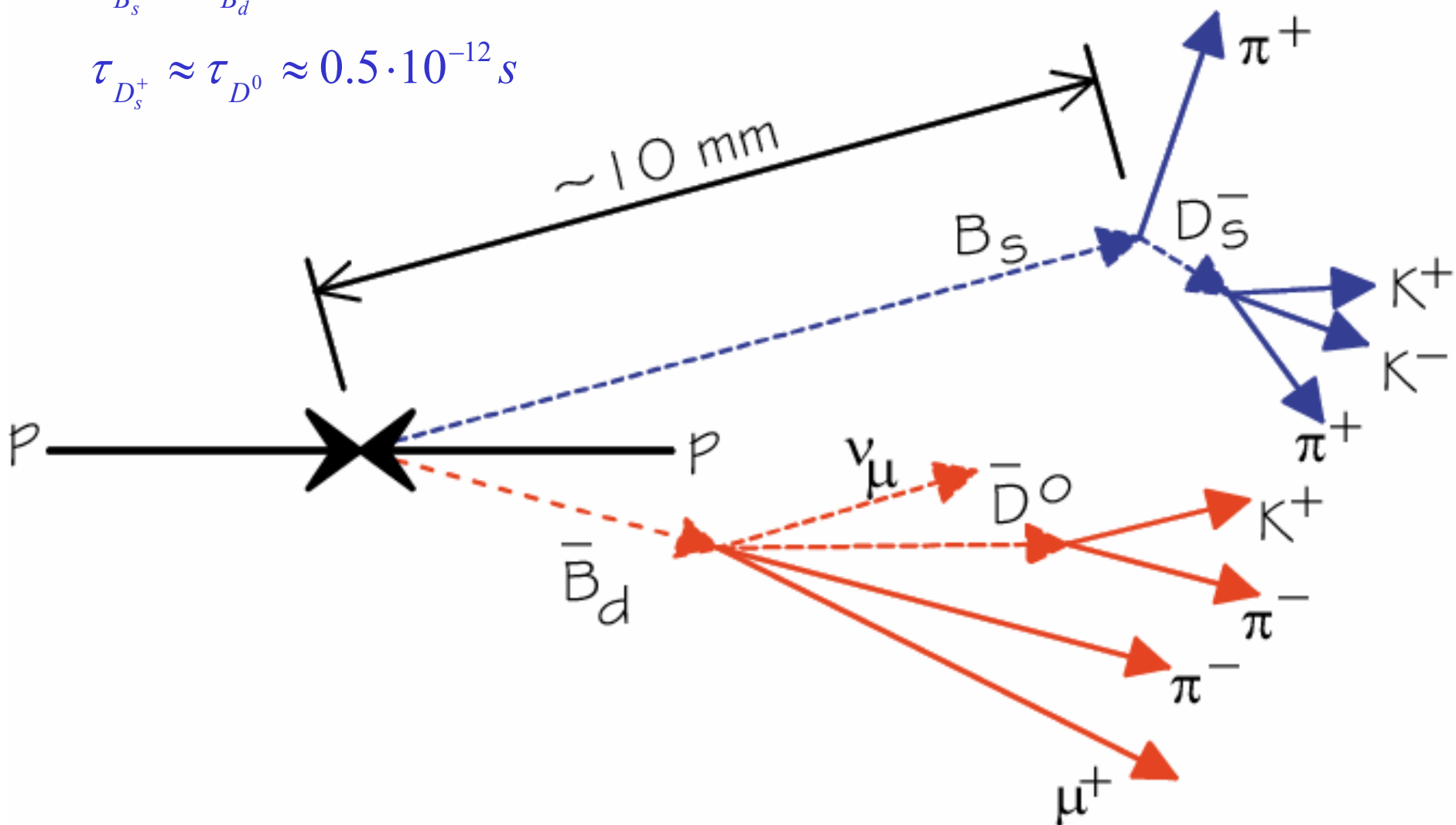
Alcuni numeri caratteristici per il silicio

- 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).
- Densità 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 mobilità: $\mu_e = 1450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\mu_h = 450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ $\mu = v/E$
- Miniaturizzazione dei rivelatori e dell'elettronica \rightarrow piccole
dimensioni \rightarrow raccolta di carica veloce ($< 10 \text{ ns}$).
- La rigidità 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'è moltiplicazione di carica.

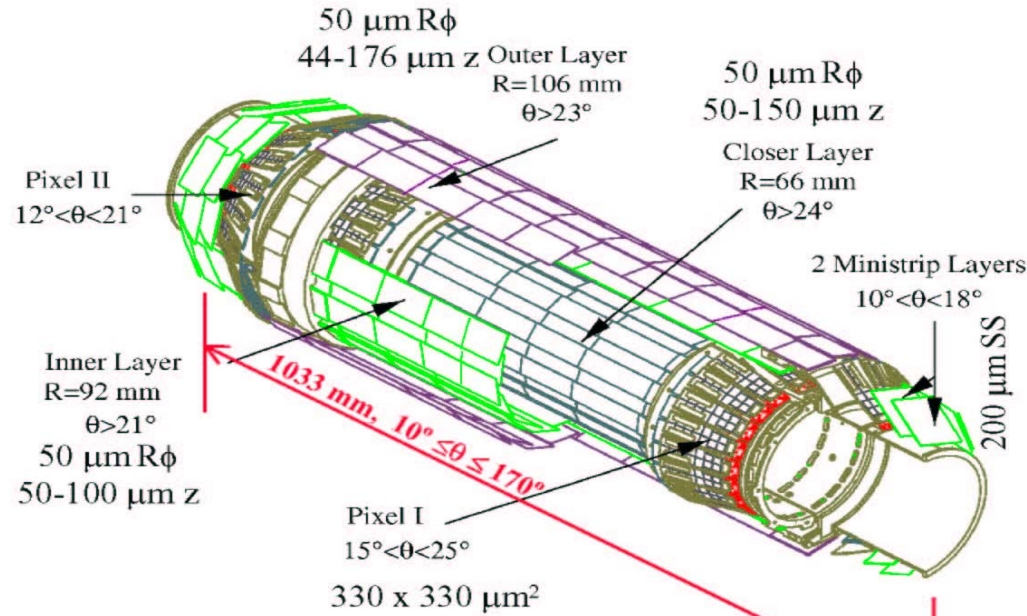
Vertici secondari: necessaria un'alta risoluzione spaziale

$$\tau_{B_s} \approx \tau_{B_d} \approx 1.5 \cdot 10^{-12} \text{ s}$$

$$\tau_{D_s^+} \approx \tau_{D^0} \approx 0.5 \cdot 10^{-12} \text{ s}$$



◆ Esempio di rivelatore microvertice

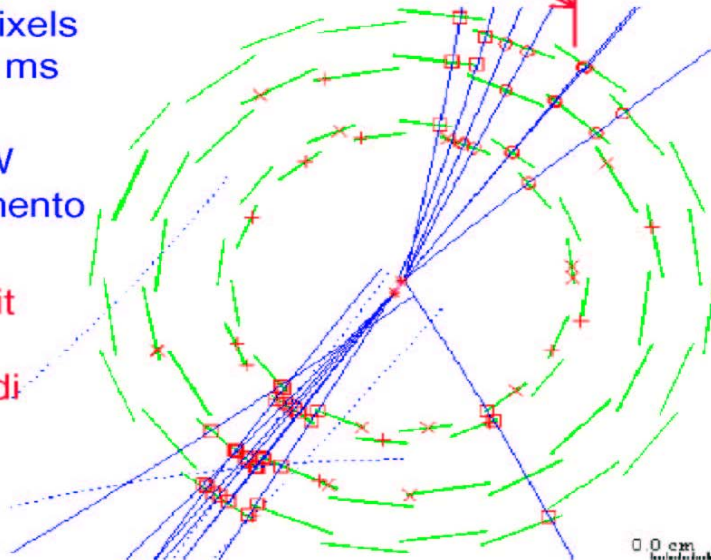


canali di lettura:
ca. 174 k strips, 1.2 M pixels
tempo totale lettura: 1.6 ms

Potenza dissipata 400 W
→ sistema di raffreddamento

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

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



L'inizio e' stato:

EASY NEXT STEP :

SUBDIVIDE ONE ELECTRODE INTO THIN STRIPS

SMALLER CAPACITY →

FIRST PHOTO OF A
MICROSTRIP SILICON DETECTOR

(PISA, 1980)

SIMILAR DEVELOPMENTS
AT CERN AND M.P.I MUNICH

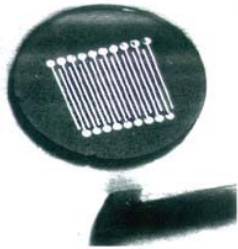


Fig. 2. The MESD after chemical stripping.

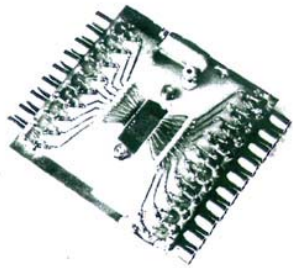


Fig. 3. General assembly of the MESD.

MAIN PROBLEM:

THE PACKAGING OF
ELECTRONICS

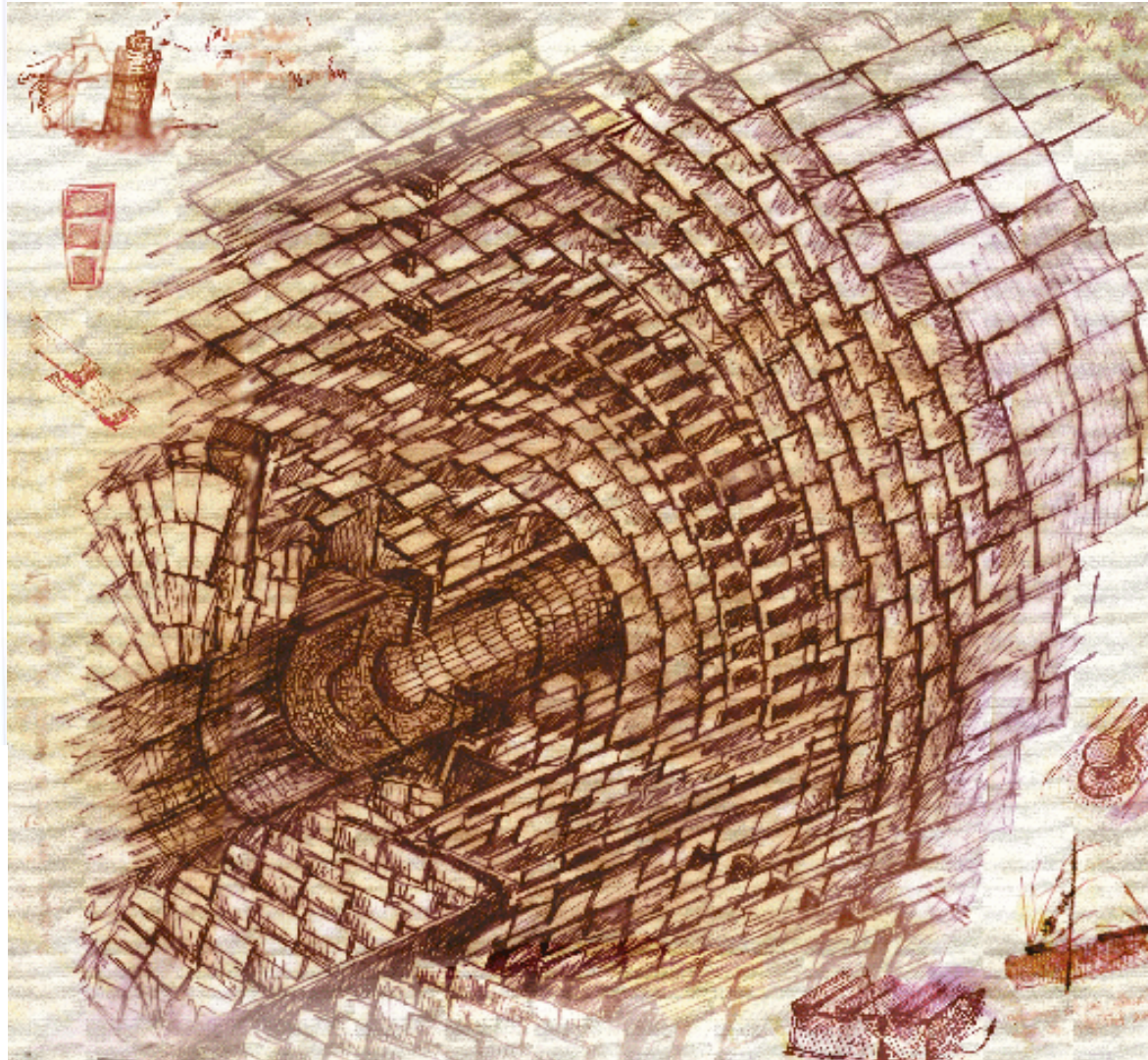
BREAKTHROUGH:

CHARGE PARTITION BETWEEN
ADJACENT STRIPS:

250 μm SPACING



Evoluzione al rivelatore centrale di CMS $\sim 10^8$ canali



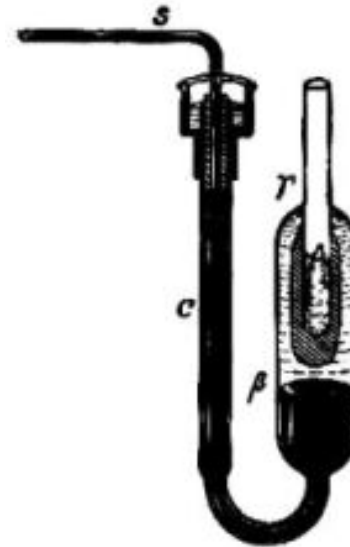
Capacitive charge division read-out with a silicon strip detector /
England, J B A ; Hyams, B D ; Hubbeling, L ; Vermeulen, J C ; Weilhammer,
P ; Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. : 185 (1981)

.A silicon surface barrier microstrip detector designed for high energy physics /
Heijne, E H M ; Hubbeling, L ; Hyams, B D ; Jarron, P ; Lazeyras, P ; Piuze, F ;
Vermeulen, J C ; Wylie, A ; Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. : 178 (1980)

A multi electrode silicon detector for high energy physics experiments /
Amendolia, S R ; Batignani, G ; Bedeschi, F ; Bertolucci, E ; Bosio, L ;
Bradaschia, C ; Budinich, M ; Fidecaro, F ; Foà, L ; Focardi, E ; Giazotto, A ;
Giorgi, M A ; Givoletti, M ; Marrocchesi, P S ; Menzione, A ; Passuello, D ;
Quaglia, M ; Ristori, L ; Rolandi, L ; Salvadori, P ; Scribano, A ; Stanga, R M ;
Stefanini, A ; Vincelli, M L ; IFUP-TH-80-2.

CALORIMETRI

Calorimetro Bunsen
a ghiaccio



Principi base

- interazioni di particelle cariche e di fotoni

→ cascate elettromagnetiche

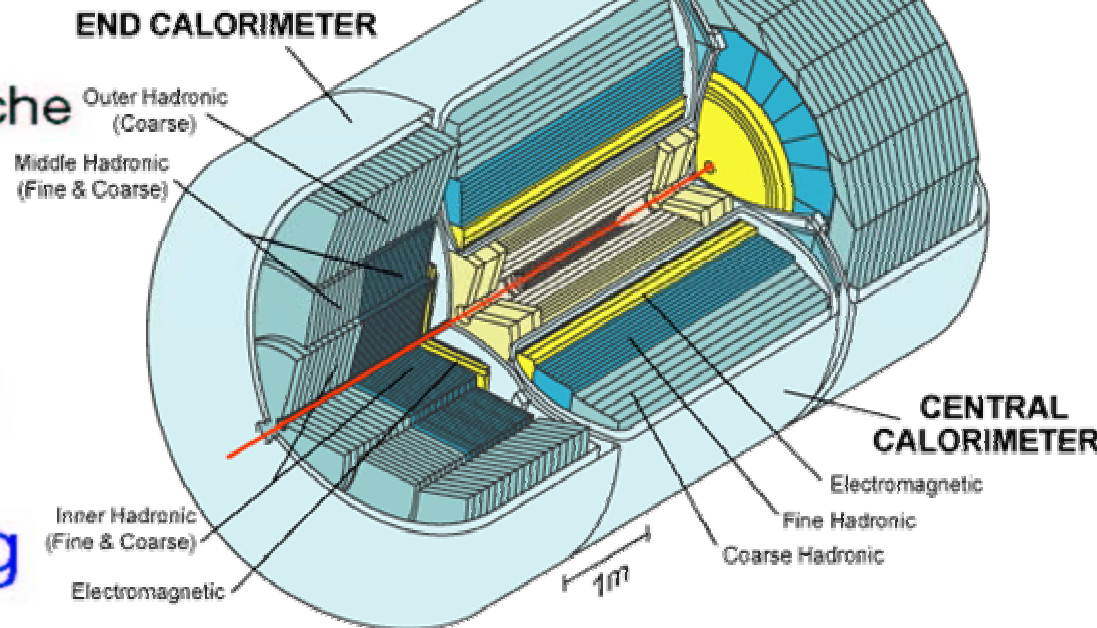
- interazioni nucleari

→ cascate adroniche

calorimetri omogenei

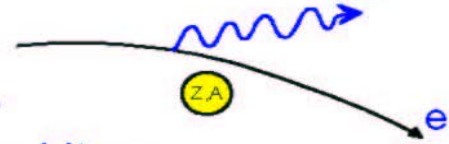
calorimetri a sampling

DØ's LIQUID-ARGON / URANIUM CALORIMETER



Perdita di energia per Bremsstrahlung

Sono irradiati fotoni nel campo coulombiano dei nuclei dell'assorbitore



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

x=lunghezza ridotta=gr/cm²

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

Cresce come Z² ed E (la ionizzazione come Z)

Per gli elettroni:

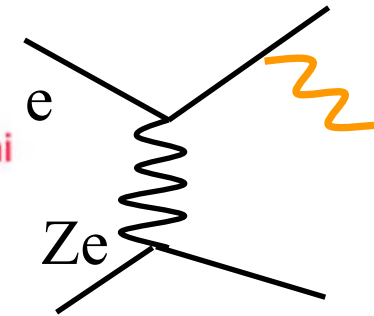
$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}}$$

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

N_A/A: numero bersagli per grammo

radiation length [g/cm²]

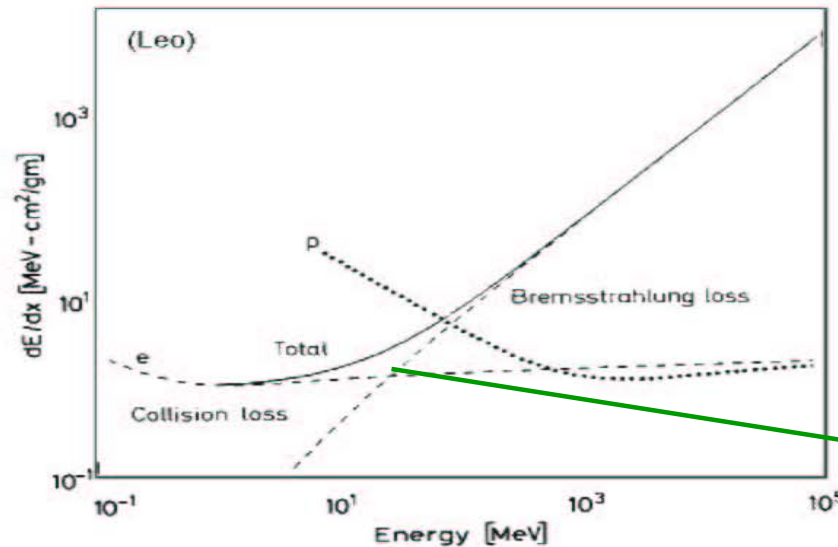
$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}}}$$



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

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

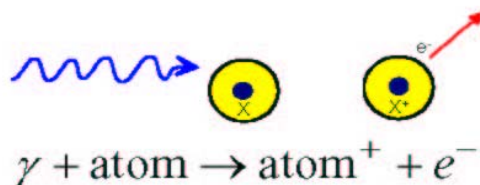
$$E_c \approx E_c^{elec} \left(\frac{m_\mu}{m_e} \right)^2$$

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

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.

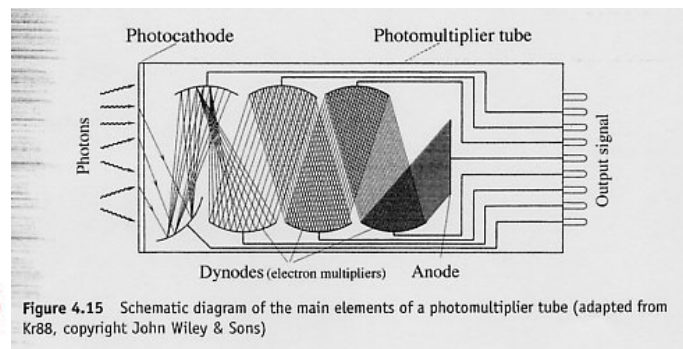
$$\sigma_{photo}^K = \left(\frac{32}{\epsilon^7}\right)^{\frac{1}{2}} \alpha^4 Z^5 \sigma_{Th}^e \quad \epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad \sigma_{Th}^e = \frac{8}{3} \pi r_e^2 \quad (\text{Thomson})$$

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

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

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

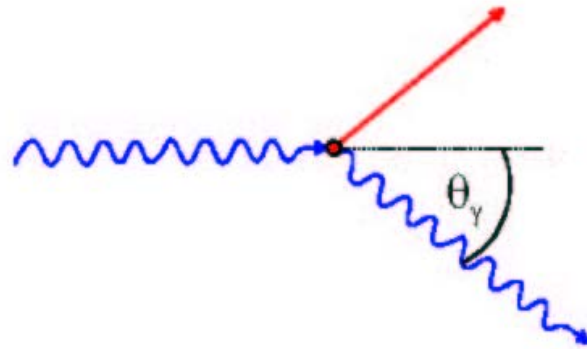
$$\sigma_{photo} \propto Z^5$$



amplificazioni fino a $\approx 10^8$

◆ Scattering Compton:

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



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

Assumiamo l'elettrone quasi libero.

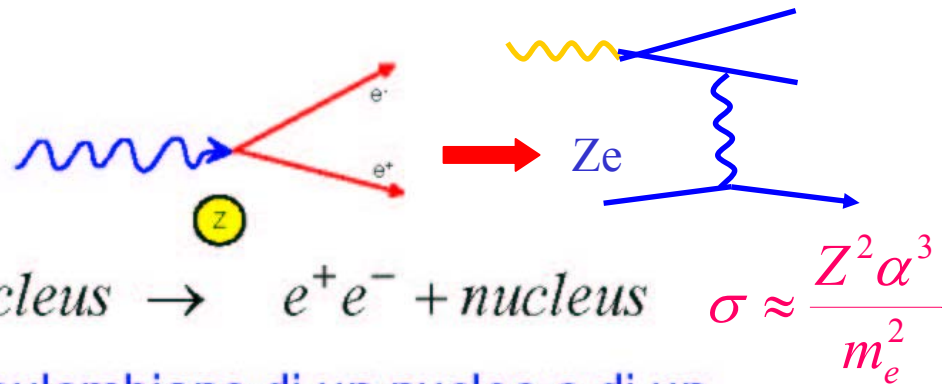
Sezione d'urto: formula di Klein-Nishina a alte

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:

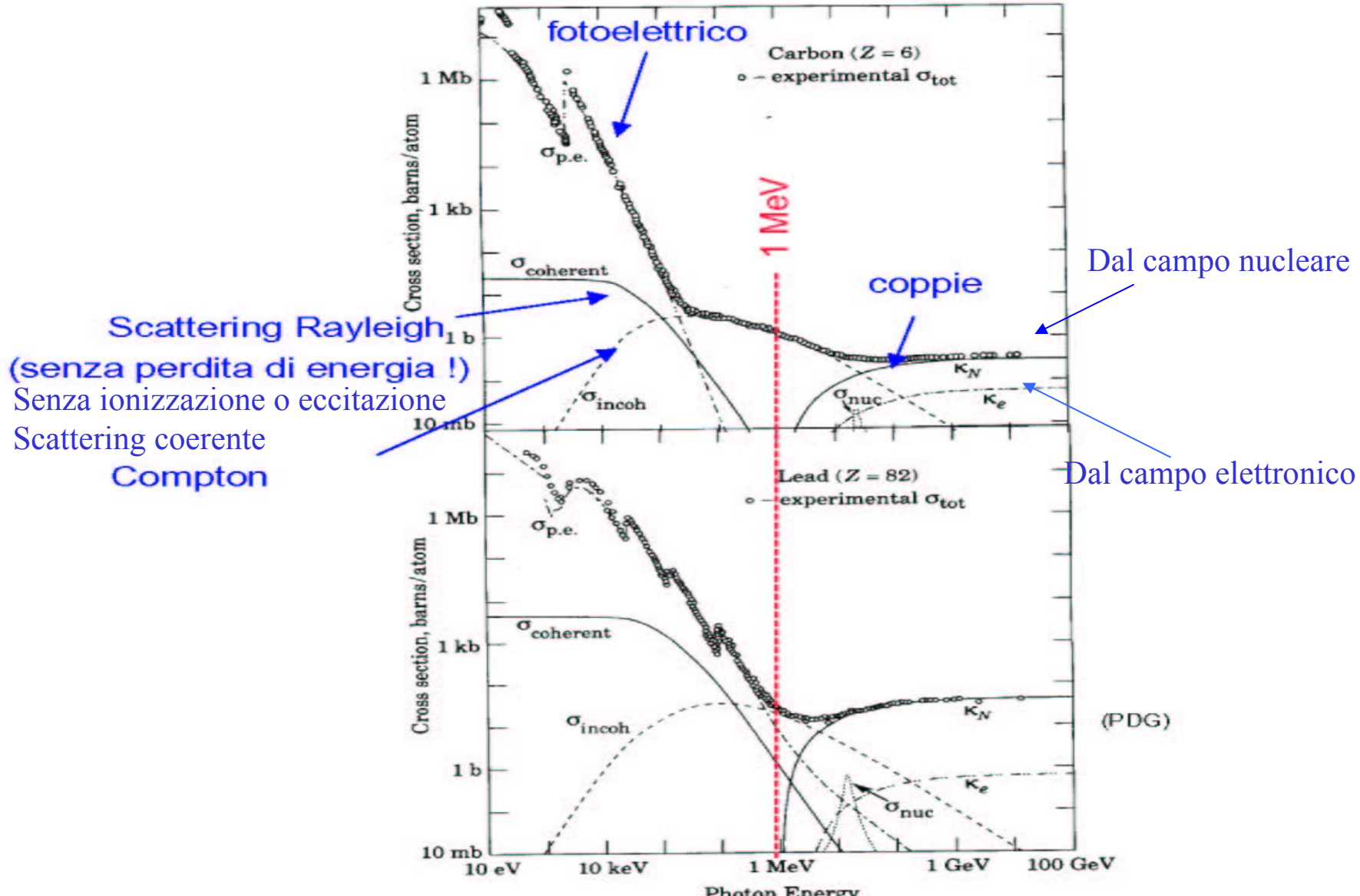
$$I_\gamma = I_0 e^{-\mu x}$$

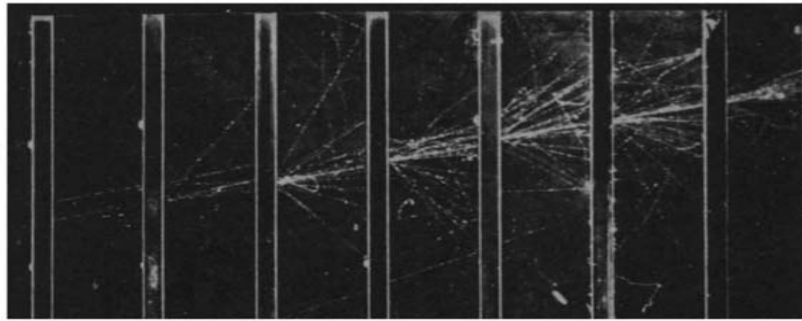
μ : coefficiente di attenuazione

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

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

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

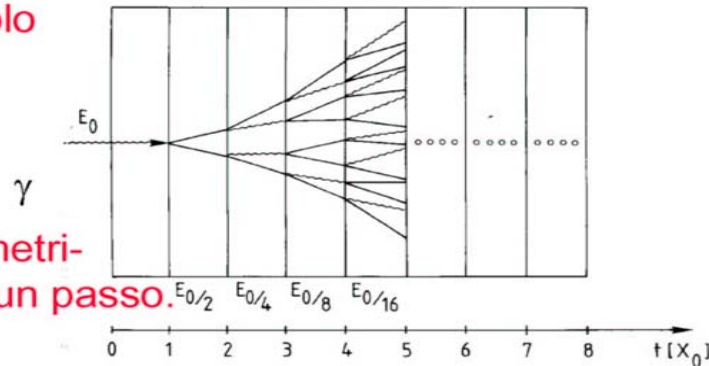




Sciame di un elettrone in una camera a nebbia con piombo come assorbitore

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

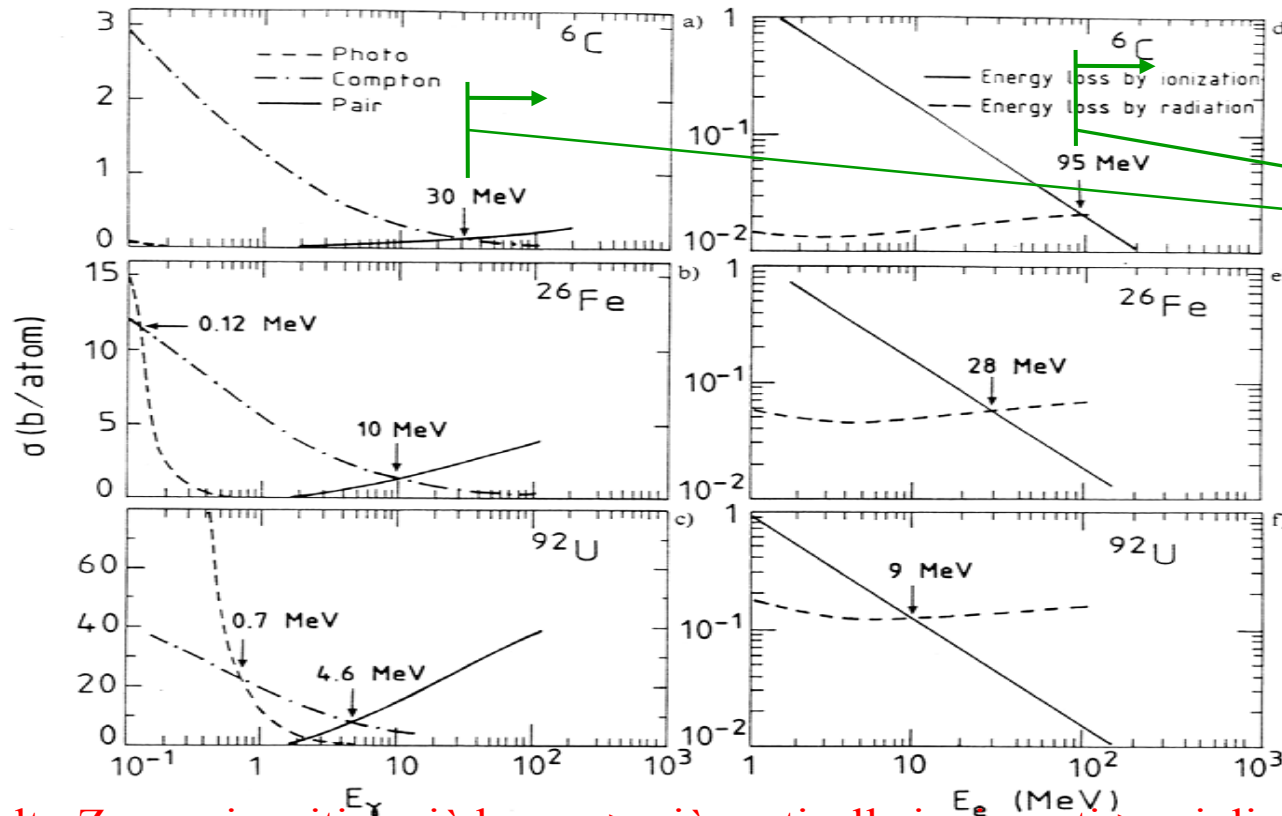
$$t_{\max} = \frac{\ln E_0 / E_c}{\ln 2} \quad N^{\text{total}} = \sum_{t=0}^{t_{\max}} 2^t = 2^{(t_{\max}+1)} - 1 \approx 2 \cdot 2^{t_{\max}} = 2 \frac{E_0}{E_c}$$

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



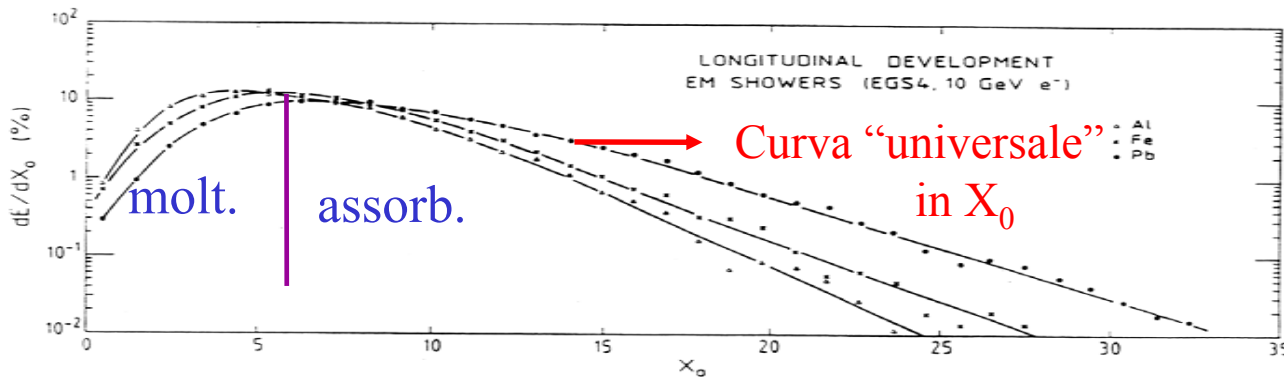
Zone di moltiplicazione

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/cm²)



25 X_0 per il
95% di contenimento
25 X_0 =
14 cm Pb
44 cm Fe
220 cm Al

Cascata elettromagnetica

N.B.: t e' espresso in numero di lunghezze di radiazione

\approx indipendente dal materiale

Lo sviluppo longitudinale dello sciame e' quindi esponenziale

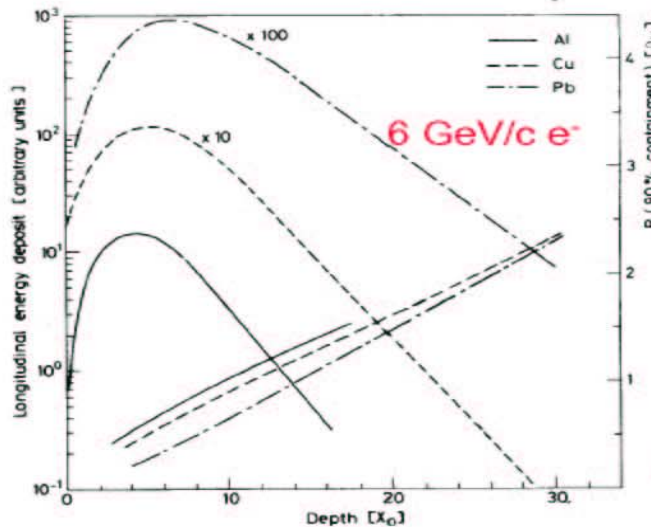
$$\frac{dE}{dt} \propto t^\alpha e^{-t} \quad N_t = 2 \frac{E_0}{E_c} \Rightarrow \text{segnale} \propto E_0 \Rightarrow \text{rivelatore lineare}$$

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 $2 R_M$
$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \quad [\text{g}/\text{cm}^2] \quad 21 \text{ MeV} = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} (mc^2) = E_s = \text{energia caratteristica del MS}$$

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

$$R_M \approx (7 \text{ g}/\text{cm}^2)(A/Z)$$

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

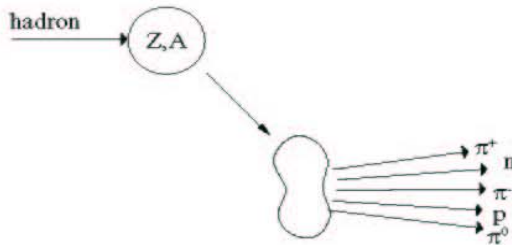
inomogeneita'
non contenimento
miscalibrazioni
non linearita'

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...).

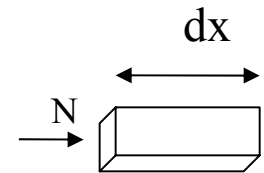
$$\sigma_{inel} \approx \sigma_0 A^{0.7} \quad \sigma_0 \approx 35 \text{ mb} \quad \sim 3/4$$

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:

$$\lambda_I = \frac{A}{N_A \sigma_{total}} \propto A^{1/3} \quad \lambda_I < \lambda_a \quad (\sigma_{total} = \sigma_0 A^{2/3})$$

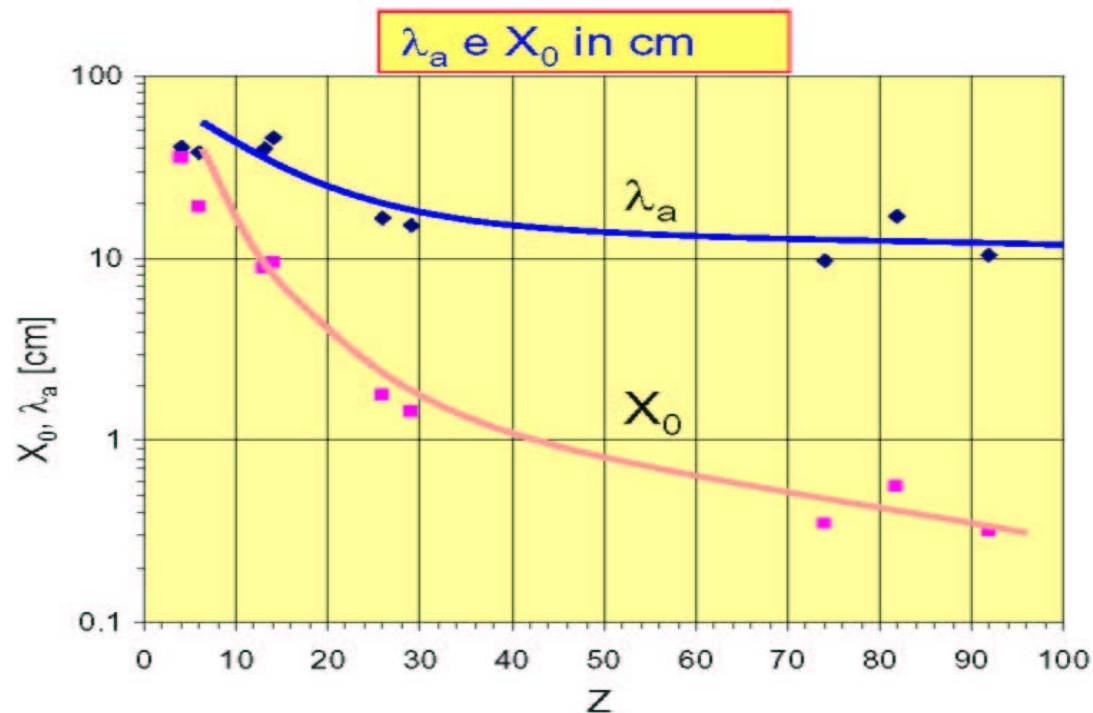


$\lambda = \frac{1}{\sigma N} =$ libero cammino medio tra 2 interazioni adroniche, $\lambda \rightarrow \rho \lambda$

$$dN = -N \cdot N_B \cdot \sigma \cdot dx = -N \cdot \frac{dx}{\lambda}$$

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

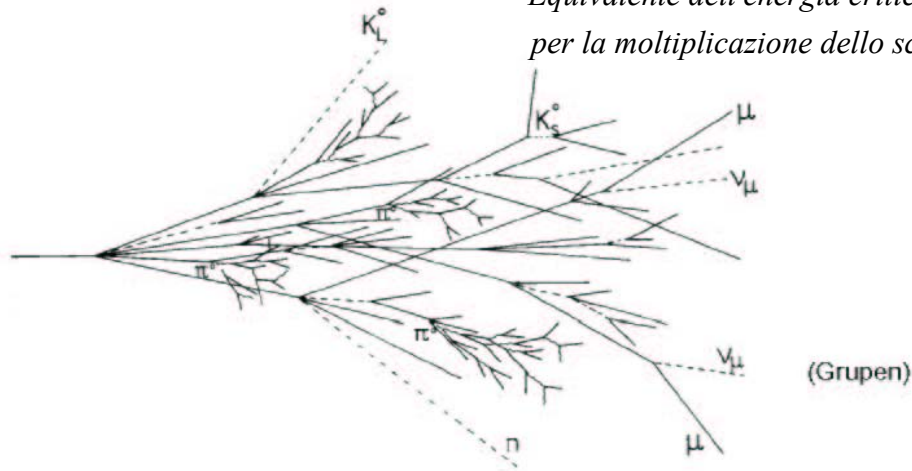
Per $Z > 6$: $\lambda_a > X_0$



Cascata adronica

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

Equivalente dell'energia critica: energia di soglia E_{TH} ,
per la moltiplicazione dello sciame: $\pi p \rightarrow \pi\pi p$: $E_{TH} \approx 2m_\pi = 0.28\text{GeV}$



Componente
adronica

+

Componente
elettromagnetica

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

↓
pioni neutri → 2γ →
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

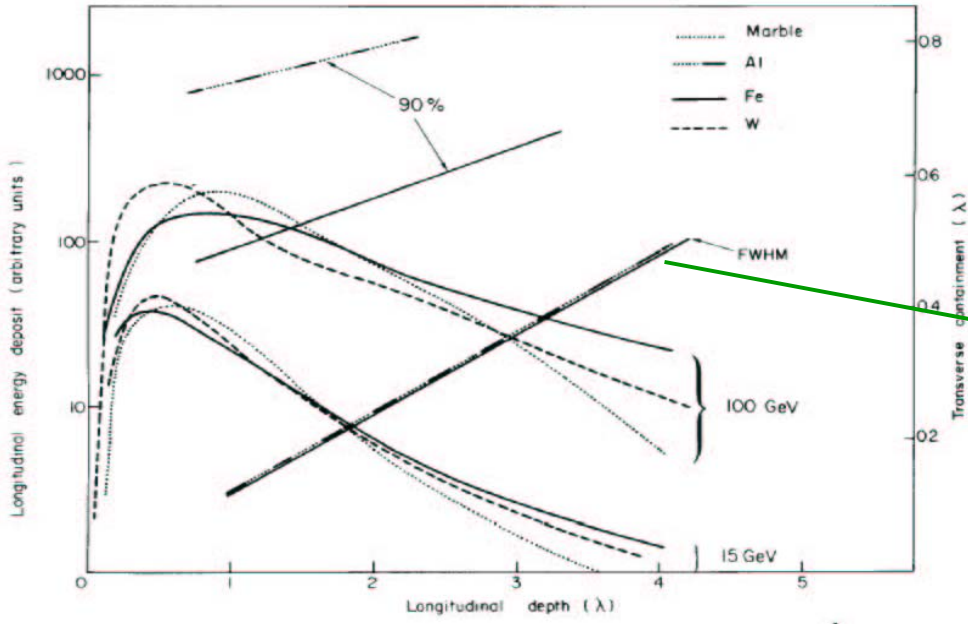
Sviluppo longitudinale dello sciame

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

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

per il ferro: $a = 9.4, b = 39$
 $E = 100 \text{ GeV}$
 $\rightarrow t_{95\%} \approx 80 \text{ cm}$

Per il contenimento al 95%
 dello sciame elettromagnetico: $t \approx 10 \text{ cm}$



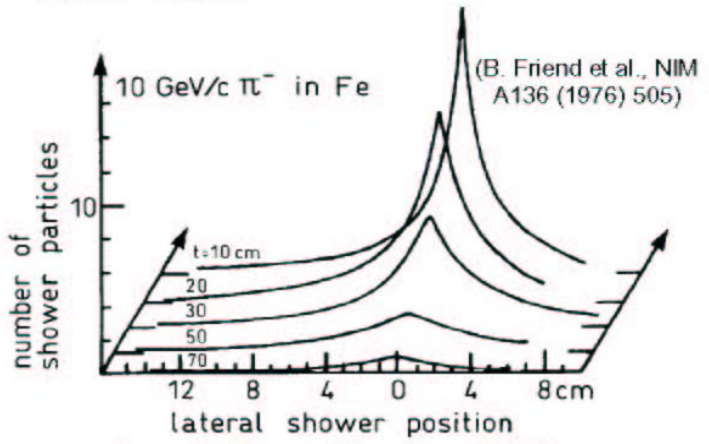
(C. Fabjan, T. Ludlani, CERN-EP/82-37)

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 :

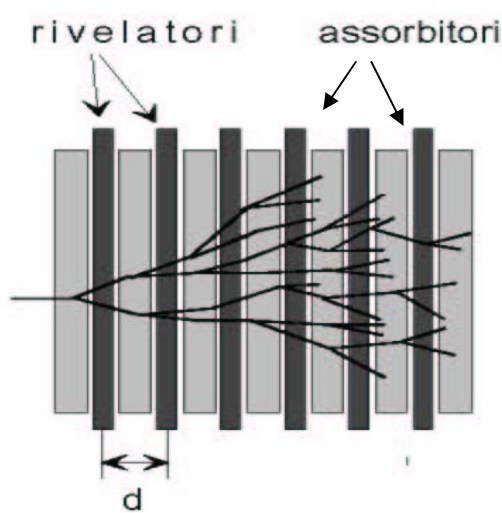
- ⇒ Rivelatore=assorbitore
- ⇒ buona risoluzione in energia
- ⇒ risoluzione spaziale limitata (specie nella direzione longitudinale)
- ⇒ usati solo per i calorimetri elettromagnetici

◆ 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 sampling



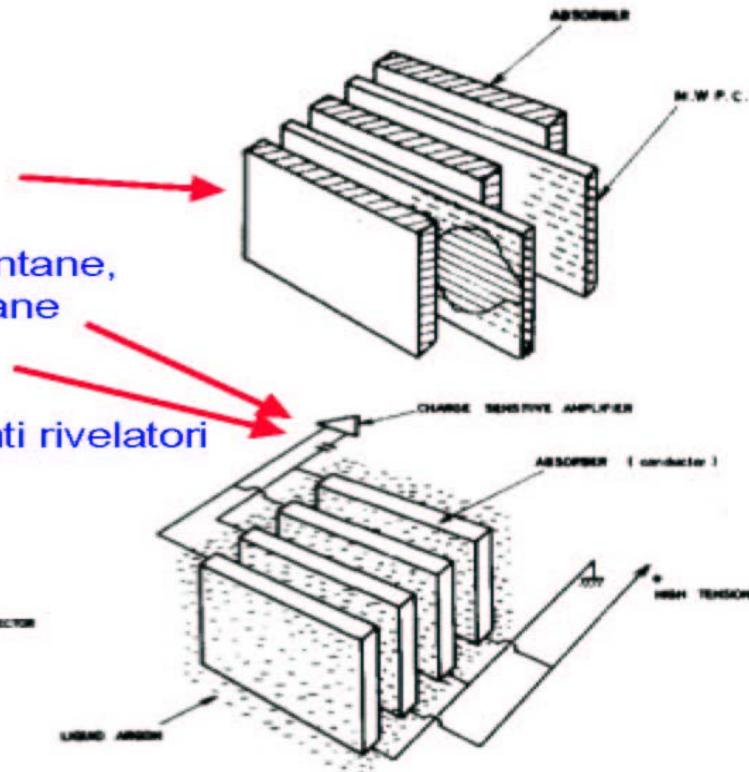
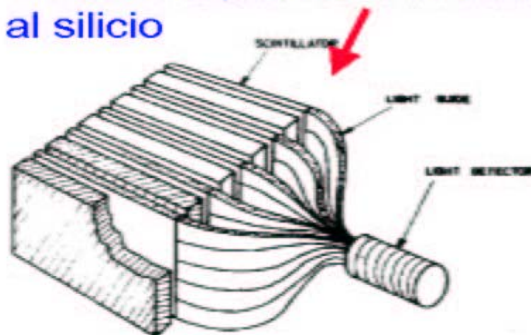
$$N = \frac{T_{\text{det}}}{d} \quad \text{Segmenti di traccia rivelabili}$$

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

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

Peggiora che nel caso omogeneo $d > X_0$

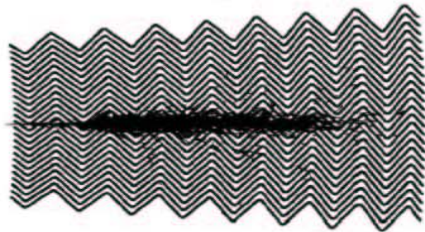
- MWPC, tubi streamer
- liquidi caldi
TMP = tetramethylpentane,
TMS = tetramethylsilane
- gas nobili criogenici:
LAr (LXe, LKr)
- scintillatori, fibre scintillanti rivelatori al silicio



Calorimetri sampling

◆ ATLAS: Calorimetro elettromagnetico (accordion)

Assorbitori a geometria a fisarmonica (accordion) immersi in LAr



(RD3 / ATLAS)

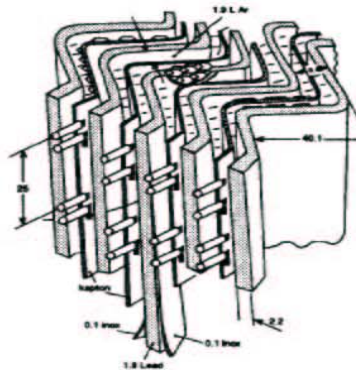
LAr (90K)

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

+ strati di rame-polyimide
come carte di lettura

→ E' una camera a ionizzazione.

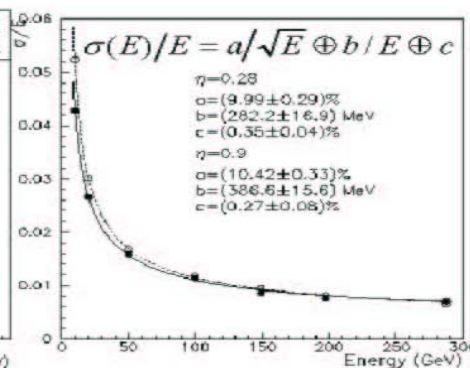
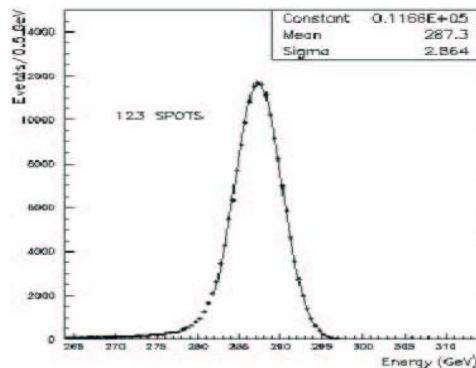
1 GeV E-deposito → 5×10^6 e⁻



- 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: $H \longrightarrow \gamma\gamma$

Calibrazione al test beam: e⁻ 300 GeV (ATLAS TDR)

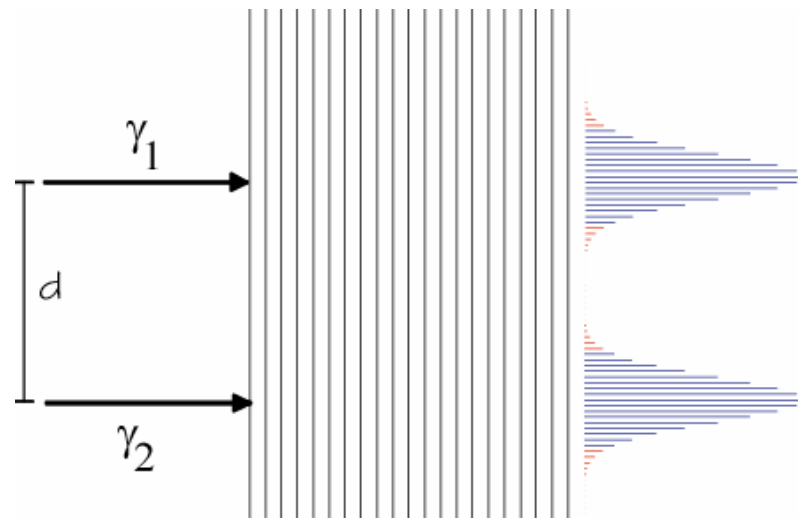
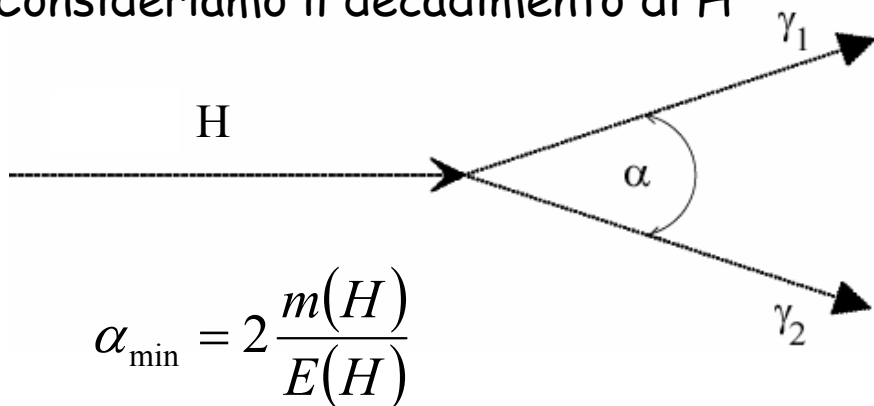


Uniformita' spaziale
e angolare ≈ 0.5%

risoluzione spaziale
≈ 5mm / E^{1/2}

Risoluzione spaziale e misurabilita' di $H \rightarrow \gamma\gamma$

Consideriamo il decadimento di H



$$\alpha_{\min} = 2 \frac{m(H)}{E(H)}$$

$$E(H)_{\max} =$$

Consideriamo separati i due sciami se, a distanza R:

$$\alpha_{\min} = 2 \frac{R_M}{R}$$

$$\Rightarrow E(H)_{\max} = \frac{R \cdot m(H)}{R_M}$$

Se $R=1$ m

$R_M=5$ cm

$m(H)=100$ GeV

$$\Rightarrow E(H)_{\max} = 2 \text{ TeV}$$

Risoluzione in massa invariante $m(\gamma\gamma)=m(H)$

Supponiamo di avere un Higgs di $m=100$ GeV e di un energia di 400 GeV che decade simmetricamente in due fotoni con angolo α tra I due:

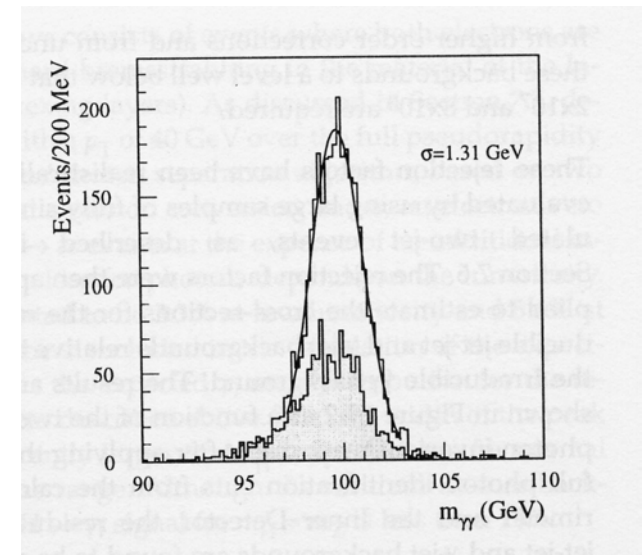
$$\alpha = 2 \frac{m(H)}{E(H)} = 0.5 \text{ rad}$$

$$m^2(\gamma\gamma) = (p_{1\gamma} + p_{2\gamma})^2 = (E_{1\gamma} + E_{2\gamma})^2 - (\vec{p}_{1\gamma} + \vec{p}_{2\gamma})^2 = 2E_{1\gamma}E_{2\gamma}(1 - \cos\alpha) = 4E_{1\gamma}E_{2\gamma} \sin^2 \frac{\alpha}{2}$$

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{2} \cot g \frac{\alpha}{2} \Delta\alpha \right)^2 + \left(\frac{\Delta E_{1\gamma}}{E_{1\gamma}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta E_{2\gamma}}{E_{2\gamma}} \right)^2 \right]^{1/2}$$

$$\text{se } \frac{\Delta E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}}, \frac{\Delta E_{1\gamma}}{E_{1\gamma}} = \frac{\Delta E_{2\gamma}}{E_{2\gamma}} = 0.007, \Delta\alpha = 0.01$$

$$\frac{\Delta m}{m} \approx 1\% \Rightarrow \Delta m \approx 1 \text{ GeV}$$



La larghezza naturale di un Higgs di 100 GeV: $\Gamma(H) \approx 10$ MeV