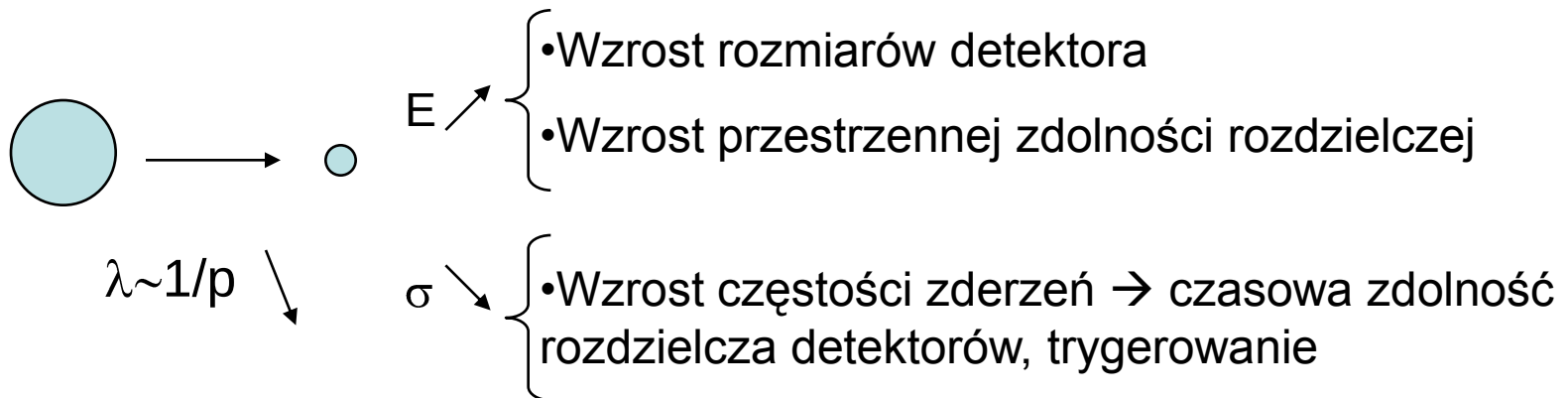


Oddziaływanie cząstek i promieniowania z materią w zastosowaniach do detekcji i identyfikacji cząstek

- Detekcja i identyfikacja cząstek w fizyce wysokich energii :wprowadzenie
- Oddziaływanie cząstek naładowanych
 - Jonizacja i dE/dx
 - Rozpraszanie wielokrotne
 - Promieniowanie Czerenkowa
 - Promieniowanie przejścia (Transition Radiation)
- Oddziaływania fotonów
 - Efekt fotoelektryczny
 - Rozpraszanie Comptona
 - Produkcja par
- Oddziaływanie elektronów
 - Promieniowanie hamowania
 - Energia krytyczna
- Kaskady elektromagnetyczne i hadronowe

Detektory : najważniejszy czynnik postępu w fizyce cząstek

Badanie struktury materii metodą rozpraszania : coraz głębsze struktury, coraz mniejsze obiekty rozpraszające $\rightarrow$ coraz wyższe energie ($\lambda \sim 1/p$)



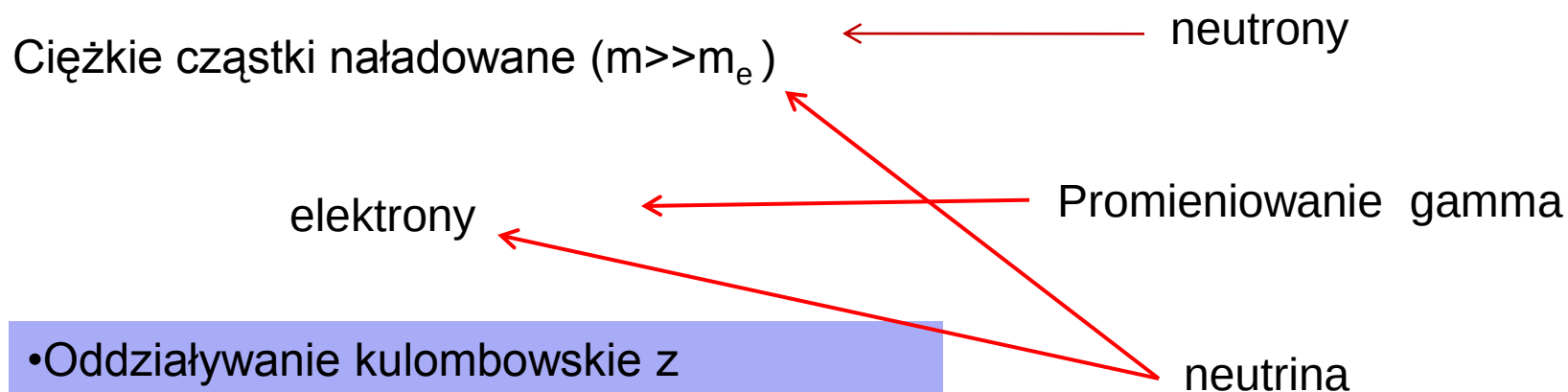
- Postęp w badaniach struktury materii tj. w fizyce cząstek elementarnych dokonuje się w ścisłym powiązaniu z rozwojem technik detekcji cząstek i powiązanej z nimi elektroniki

- Działanie detektorów opiera się na szerokim wykorzystaniu własności oddziaływania cząstek i promieniowania z materią

Oddziaływanie cząstek i promieniowania z materią w detektorach fizyki cząstek

Cząstki naładowane

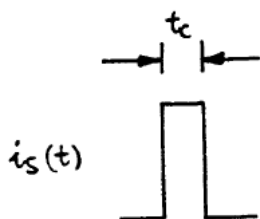
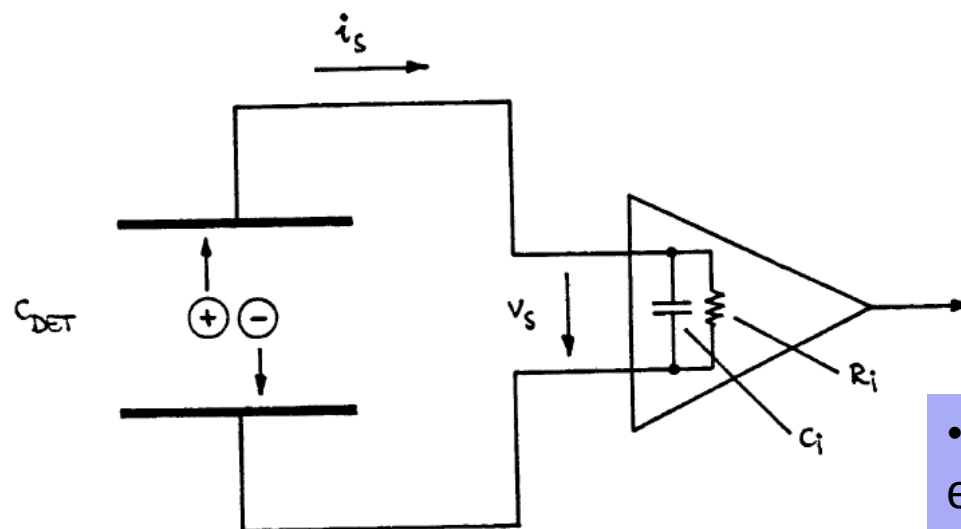
Cząstki neutralne



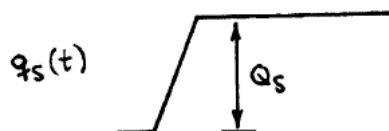
- Oddziaływanie kulombowskie z elektronami ośrodka → sygnał elektryczny w detektorze
- Często oddziaływania pośrednie np. promieniowanie czerenkowskie → fotoefekt → kulombowskie

Różne oddziaływania prowadzące do transferu energii do cząstek naładowanych

Detektory cząstek naładowanych: komory jonizacyjne



$R_i \cdot (C_{DET} + C_i) \gg \text{COLLECTION TIME } t_c$



$$\rightarrow V_s = \frac{Q_s}{C_{DET} + C_i}$$

- Obszar detekcji z polem elektrycznym
- Zdeponowana energia $\rightarrow$ ładunki + -
- Ładunki poruszają się w polu $\rightarrow$ prąd w obwodzie zewnętrznym

Odkrycie pozytronu

Discovery of positron by C. Anderson
(Nobel prize 1936)

http://prola.aps.org/abstract/PR/v43/i6/p491_1

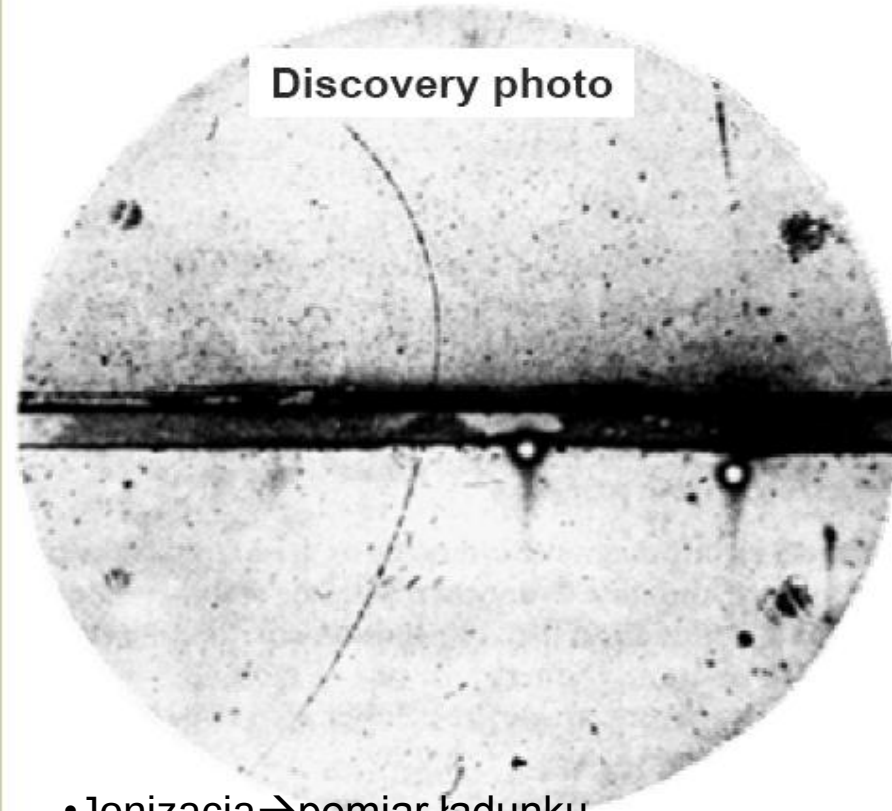
Cloud Chamber (C.T. Wilson Nobel
prize 1927)



- Rozprężenie adiabatyczne → para nasycona
- Cząstka naładowana → jonizacja → kondensacja

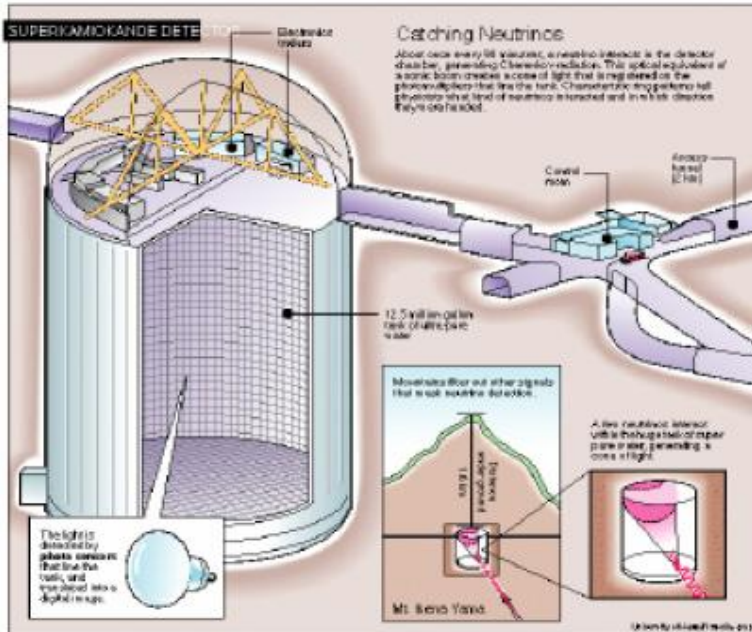
2010-01-20

oddziaływanie z materią



- Jonizacja → pomiar ładunku
- Zakrzywienie w polu mag. → znak ładunku + pęd
- Strata energii w 6 mm Pb (funkcja v)
ładunek i pęd → masa $< 20 m_e$
→ wykluczenie protonu

Odkrycie oscylacji neutrin

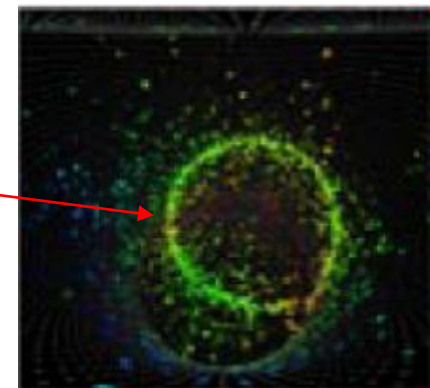
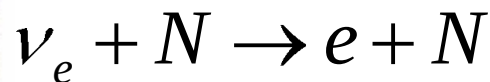
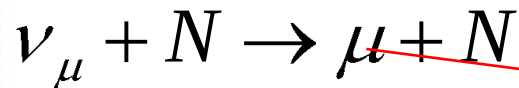


Nobel 2002, M.Koshihara, Oscylacje neutrin + detekcja neutrin z SN1987A, początek astronomii neutrinowej (nb.odkrycia astronomii ściśle związane z rozwojem technik doświadczalnych)

Motywacja początkowa: rozpad protonu

Detektor: 50 kTon H₂O, promieniowanie Czerenkowa → wielkopowierzchniowe fotopowielacze, współpraca z przemysłem

Procesy:



Zasady działania detektorów w fizyce wysokich energii

Detekcja cząstek:

- Detekcja cząstek opiera się na fizyce oddziaływania cząstek z materią
- Jonizacja ośrodka przez cząstki naładowane → detektory gazowe i krzemowe
- Kaskady elektromagnetyczne i jądrowe → kalorymetry em i hadronowe

Identyfikacja cząstek:

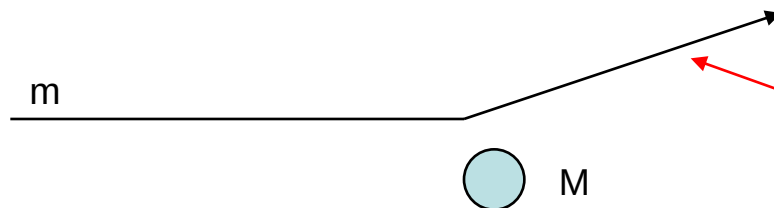
- Oddziaływanie cząstek z materią zależy od ich prędkości (jonizacja), masy (kaskada em) oraz charakteru oddziaływania (em, silne, słabe) → metody identyfikacji
- jonizacja → $dE/dx(\beta)$, co przy jednoczesnym pomiarze pędu identyfikuje cząstkę. Prędkość cząstki określa też czas przelotu, promieniowanie Czerenkowa, i promieniowanie przejścia
- Kształt kaskady w kalorymetrze pozwala odróżnić cząstki elektromagnetyczne (fotony, elektrony) od hadronów
- Miony oddziałują tylko poprzez jonizację, nie oddziałują silnie (brak kaskady jądrowej) nie kaskadują elektromagnetycznie → słaba absorpcja w materiale

Oddziaływanie cząstek naładowanych z materią

Rozpraszanie naładowanych cząstek w ośrodku detektora : podstawa fizyki detektorów cząstek naładowanych których działanie opiera się na detekcji energii przekazanej w zderzeniach cząstek z elektronami ośrodka

- Rozpraszanie kulombowskie (elastyczne = Rutherforda) na jądrach
- Wielokrotne rozpraszanie kulombowskie

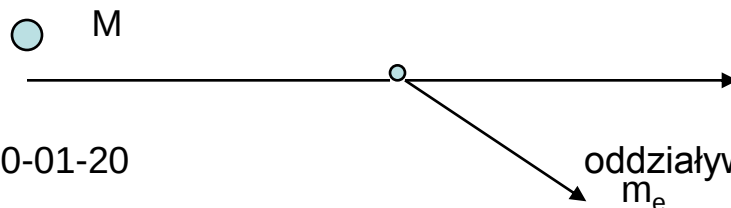
Rozpraszanie
kątowe, precyzja
pomiaru pozycji



Duże kąty rozproszenia:
rozproszenie Rutherforda na
punktowym ładunku

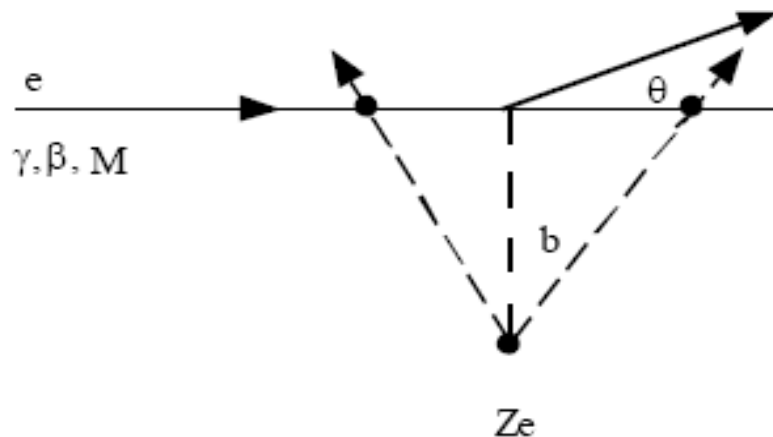
- ❑ Transfer energii w zderzeniach z elektronami
- ❑ Promienie delta

Straty energii w
ośrodku, dE/dx



Transfer energii $\sim 1/m_T$
→ rozpraszanie na elektronach,
jonizacja

Elastyczne rozpraszanie elektromagnetyczne



Siła szybko spada z odległością, aktywna tylko dla cząstek w pobliżu centrum rozpraszania

$$F(b) = Ze^2 / b^2$$

$$\Delta t = 2b / v$$

$$\Delta p_T \sim F(b) \Delta t, \vec{F} \equiv d\vec{p} / dt$$

$$\theta \sim \Delta p_T / p, \Delta p_T = 2Z\alpha / bv$$

$$\theta_R \sim 2Z\alpha / p v b$$

$$\Delta p_T \rightarrow 2Z\alpha / bc$$

Rozpraszanie Rutherforda istnieje tylko na odległościach ~rozmiaru atomu (ekranowanie ładunku) $\rightarrow b_{\max} \approx a_{\text{bohr}}$

$$\sigma \sim \int_{\theta_{\min}}^{\infty} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) 2\pi \theta d\theta = \int_0^{a_0} 2\pi b db =$$

$$\sim \pi a_0^2 \sim 1 / \theta_{\min}^2 \sim \int_{\theta_{\min}}^{\infty} d\theta / \theta^3$$

Elastyczne rozpraszanie elektromagnetyczne

$$d\sigma \sim b db d\phi = \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega, d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$$

Strzelamy nie celując

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\sin \theta} \left(\frac{db}{d\theta} \right)$$

Zmiana zmiennych

$$\theta = \frac{2Z\alpha}{pv} \frac{1}{b}; b = \frac{2Z\alpha}{pv} \frac{1}{\theta} \Rightarrow \frac{db}{d\theta} = -\frac{2Z\alpha}{pv} \frac{1}{\theta^2}$$

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} \sim \left(\frac{Z\alpha}{Mv^2} \right)^2 / \theta^4$$

$$\begin{aligned} \langle \theta^2 \rangle &\equiv \frac{\int \theta^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega}{\int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega} \sim \frac{\int (d\theta / \theta)}{\int (d\theta / \theta^3)}, \\ &\sim 2\theta_{\min}^2 [\ln(\theta_{\max} / \theta_{\min})] \end{aligned}$$

Rozpraszanie wielokrotne

$$\langle \theta^2 \rangle \equiv \frac{\int \theta^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega}{\int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega} \sim \frac{\int (d\theta / \theta)}{\int (d\theta / \theta^3)},$$

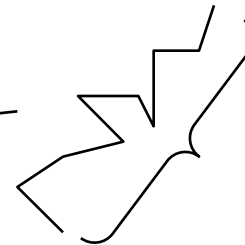
$$\sim 2\theta_{\min}^2 [\ln(\theta_{\max} / \theta_{\min})]$$

Średni kąt rozproszenia

$$\langle \theta_{MS}^2 \rangle = N \langle \theta^2 \rangle$$

$$N = (N_o \rho \sigma / A) dx,$$

$$= dx / \langle L \rangle$$



$$d = \sqrt{N} \bullet \langle d_{kroku} \rangle$$

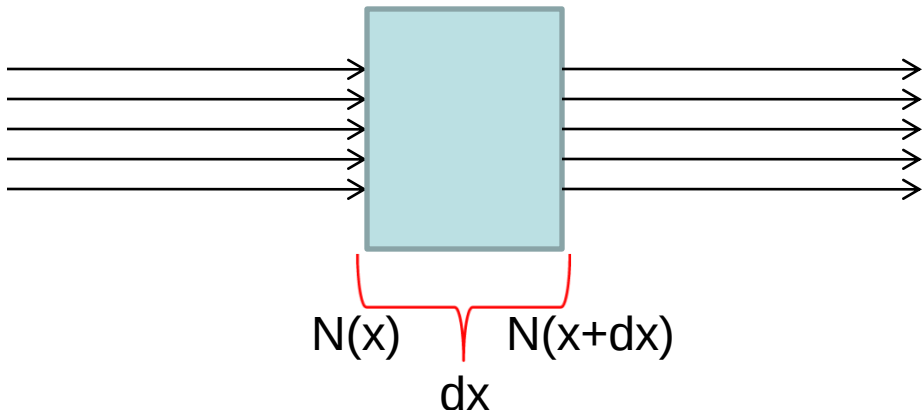
Błądzenie przypadkowe na płaszczyźnie

$$\langle \theta_{MS}^2 \rangle = \left[\frac{N_o \rho dx}{A} \right] 2\pi \left[\frac{2Z\alpha}{p\beta c} \right]^2 [\ln()]$$

$$\sigma \sim \int_{\theta_{\min}}^{\infty} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) 2\pi\theta d\theta = \int_0^{a_o} 2\pi b db =$$

$$\sim \pi a_o^2 \sim 1 / \theta_{\min}^2 \sim \int_{\theta_{\min}}^{\infty} d\theta / \theta^3$$

Przekrój czynny i średnia droga swobodna



$\frac{N_0 \rho}{A} dx$ Ilość jąder na jednostkę powierzchni na drodze dx

$\frac{N_0 \rho}{A} \sigma dx$ Efektywny przekrój czynny na drodze dx

$dN = N \frac{N_0 \rho}{A} \sigma dx$ Ilość cząstek które zostały zaabsorbowane na drodze dx

$$N(x) = N(0) \exp(-N_0 \rho x \sigma / A) = N(0) \exp(-x / \langle L \rangle)$$

$$\langle L \rangle^{-1} = N_0 \rho \sigma / A \text{ cm}^{-1}$$

$$\langle L \rho \rangle^{-1} = N_0 \sigma / A \text{ (g/cm}^2\text{)}^{-1}$$

oddziaływanie z materiałą

Rozpraszanie wielokrotne

$$\langle \theta_{MS}^2 \rangle = \frac{dx}{X_o} m^2 / (\alpha \beta^2 p^2)$$

$$X_o^{-1} = \frac{16}{3} \left(\frac{N\rho}{A} \right) (Z^2 \alpha) (\alpha^2 / m^2) [\ln 0]$$

$$E_s \equiv \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} (mc^2) = 21 MeV$$

$$\sqrt{\langle \theta_{MS}^2 \rangle} = \frac{E_s}{p\beta} \sqrt{\frac{dx}{X_o}}$$

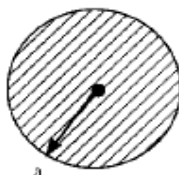
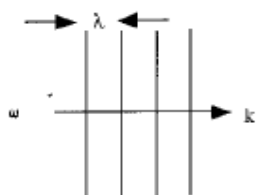
Zmiana kąta w rozpraszaniu wielokrotnym : proces stochastyczny → proporcjonalność do $\sqrt{dx}$

$$\theta_{MS} = (\Delta p_T)_{MS} / p, (\Delta p_T)_{MS} = \frac{E_s}{\beta} \sqrt{\frac{dx}{X_o}} = \frac{E_s}{\beta} \sqrt{t}$$

Komplikacje których nie omawiam:

- Nie-gaussowskie ogony rozkładu (do pominięcia w większości zastosowań)
- R.w. w przestrzeni : korelacje pomiędzy pozycją i kątem

Przekroje czynne na rozpraszanie cząstek w materii



$$N(x) = N(0) \exp(-N_o \rho x \sigma / A)$$

$$\langle L \rangle^{-1} = [N_o \rho \sigma / A] (cm)^{-1}$$

$$\langle L \rho \rangle^{-1} = [N_o \sigma / A] (gm / cm^2)^{-1}$$

Długość
rozpraszania

N_o – liczba Avogadro [mol^{-1}]

ρ - gęstość [gm/cm^3]

σ - przekrój czynny [cm^2]

$N_o \rho / A$ – liczba jąder w jednostkowej objętości ośrodka o gęstości ρ

➤ rozpraszanie na atomach w gazie

$$\sigma_{atom} \approx \pi a_{bohr}^2 \approx 3 \cdot 10^8 b \quad a_{bohr} \approx 1 A^0$$

$$\text{Typowy gaz } \rho = 10^{-3} gm/cm^3; A = 10 \rightarrow \langle L_{atom} \rangle \approx 5 \cdot 10^{-5} cm = 0.5 \mu m$$

➤ Rozpraszanie na jądrach atomowych w gazie

$$\sigma_{nucl} \approx \pi a_N^2 = 31 mb \quad a_N \approx 1 fm \rightarrow \langle L_{nucl} \rangle \approx 5.5 \cdot 10^5 cm = 550 m \rightarrow \text{ok. } 50 cm \text{ dla gęstości } 1 gm/cm^3$$

• Detektor atomów (oddziaływanie elm.) może mieć bardzo małe rozmiary

2010-01-20 oddziaływanie z materia
• Detektor jąder atomowych (e.g. kalorymetr hadronowy) musi być duży

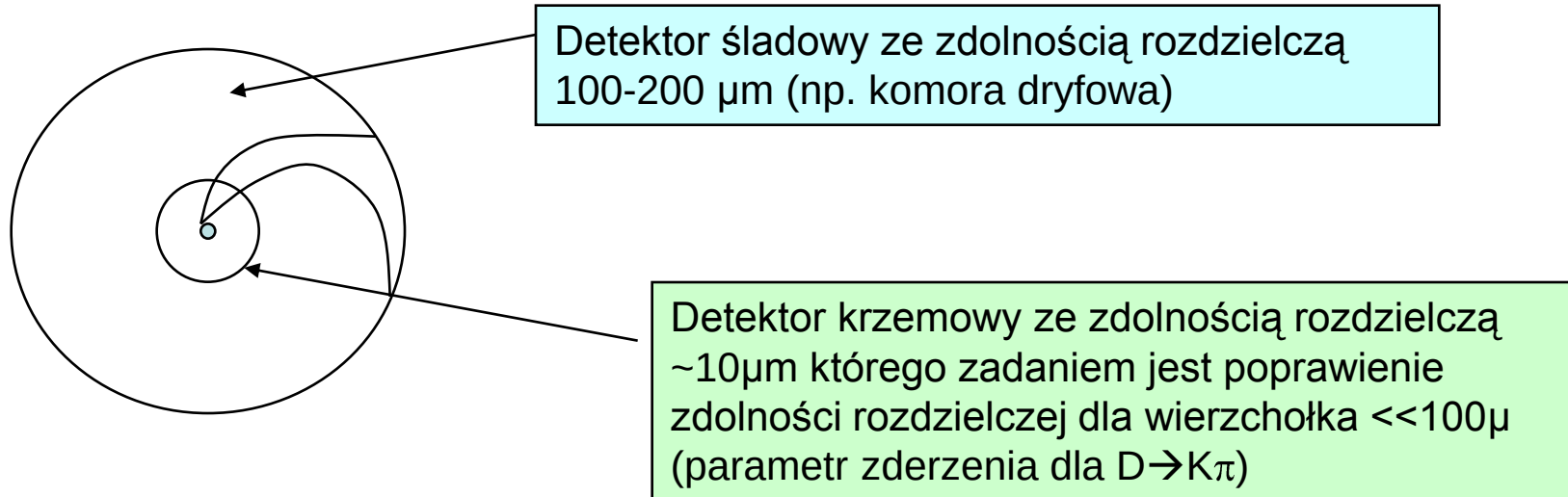
ATOMIC AND NUCLEAR PROPERTIES OF MATERIALS

. Table revised June 1994. Gases are evaluated at 20°C, 1 atm, (in parentheses) or at STP [square brackets].

Material	Z	A	Nuclear ^a total cross section σ_T [barn]	Nuclear ^b inelastic cross section σ_I [barn]	Nuclear ^c collision length λ_T [g/cm ²]	Nuclear ^c interaction length λ_I [g/cm ²]	$dE/dx _{\min}^d$ $\left[\frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}\right]$ () is for gas	Radiation length ^e X_0 [g/cm ²] () is for gas	Density ^f [g/cm ³] () is for gas [g/l]	Refractive index n^f () is $(n-1)\times 10^6$ for gas	
H ₂ gas	1	1.01	0.0387	0.033	43.3	50.8	(4.103)	61.28	865	(0.0838)[0.090]	[140]
H ₂ (B.C., 26K)	1	1.01	0.0387	0.033	43.3	50.8	4.045	61.28	865	0.0708	1.112
D ₂	1	2.01	0.073	0.061	45.7	54.7	(2.052)	122.6	757	0.162[0.177]	1.128
He	2	4.00	0.133	0.102	49.9	65.1	(1.937)	94.32	755	0.125[0.178]	1.024[35]
Li	3	6.94	0.211	0.157	54.6	73.4	1.639	82.76	155	0.534	—
Be	4	9.01	0.268	0.199	55.8	75.2	1.594	65.19	35.3	1.848	—
C	6	12.01	0.331	0.231	60.2	86.3	1.745	42.70	18.8	2.265 ^g	—
N ₂	7	14.01	0.379	0.265	61.4	87.8	(1.825)	37.99	47.0	0.808[1.25]	1.205[300]
O ₂	8	16.00	0.420	0.292	63.2	91.0	(1.801)	34.24	30.0	1.14[1.43]	1.22[266]
Ne	10	20.18	0.507	0.347	66.1	96.6	(1.724)	28.94	24.0	1.207[0.900]	1.092[67]
Al	13	26.98	0.634	0.421	70.6	106.4	1.615	24.01	8.9	2.70	—
Si	14	28.09	0.660	0.440	70.6	106.0	1.664	21.82	9.36	2.33	—
Ar	18	39.95	0.868	0.566	76.4	117.2	(1.519)	19.55	14.0	1.40[1.782]	1.233[283]
Ti	22	47.88	0.995	0.637	79.9	124.9	1.476	16.17	3.56	4.54	—
Fe	26	55.85	1.120	0.703	82.8	131.9	1.451	13.84	1.76	7.87	—
Cu	29	63.55	1.232	0.782	85.6	134.9	1.403	12.86	1.43	8.96	—
Ge	32	72.59	1.365	0.858	88.3	140.5	1.371	12.25	2.30	5.323	—
Sn	50	118.69	1.967	1.21	100.2	163	1.264	8.82	1.21	7.31	—
Xe	54	131.29	2.120	1.29	102.8	169	(1.255)	8.48	2.77	3.057[5.858]	[705]
W	74	183.85	2.767	1.65	110.3	185	1.145	6.76	0.35	19.3	—
Pt	78	195.08	2.861	1.708	113.3	189.7	1.129	6.54	0.305	21.45	—
Pb	82	207.19	2.960	1.77	116.2	194	1.123	6.37	0.56	11.35	—
U	92	238.03	3.378	1.98	117.0	199	1.082	6.00	≈0.32	≈18.95	—

Rozpraszanie wielokrotne : przykład

Rozpraszanie wielokrotne w detektorze krzemowym (detektor wierzchołka)



Ile warstw detektora Si można dać aby r.w. nie „zjadło” dodatkowej rozdzielczości ?

$$\sqrt{\langle \theta_{MS}^2 \rangle} = \frac{21 \text{ MeV}}{p\beta} \sqrt{\frac{dx}{X_0}}$$

300 µm dla typowego detektora Si

$X_0(\text{Si}) \sim 10 \text{ cm}$

$$\sqrt{\langle \theta_{MS}^2 \rangle} = \frac{21 \text{ MeV}}{p} \sqrt{\frac{300 \cdot 10^{-4}}{10}} \approx 0.001 \quad \text{Dla } p \approx 1 \text{ GeV}$$

W odległości 1m 1mr rozmycia kąowego daje 1mm rozmycia pozycji !

Strata energii na jonizację

Przekaz energii w pojedynczym rozproszeniu:

$$d\varepsilon \sim \int 2\pi b db (d\varepsilon / d\vec{b})$$

$$\sim \frac{4\pi\alpha^2}{mv^2} \left[\ln(b_{\max} / b_{\min}) \right]$$

$$\Delta p_T \propto 2\alpha / bv$$

$$\Delta\varepsilon = \Delta p_T^2 / 2m$$

$$\Delta\varepsilon \propto \frac{2\alpha^2}{b^2 v^2 m}$$

Przekaz energii proporcjonalny do $1/m \rightarrow$ głównie w rozpraszaniu na elektronach $m_e \ll m_p = 2000 \cdot m_e$

Przekaz energii w wielokrotnym rozpraszaniu na drodze dx w materii

$$\frac{dE_1}{d(\rho x)} \sim \left(\frac{N_o Z}{A} \right) d\varepsilon$$

$$\frac{dE_1}{d(\rho x)} \sim 4\pi \left(\frac{N_o Z}{A} \right) (\alpha^2 \tilde{\lambda}_e) \left(\frac{1}{\beta^2} \right) [\ln()]$$

$$\ln(b_{\max} / b_{\min}) \sim [\ln(T_{\max} / \langle I \rangle)]$$

$$T_{\max} = 2m(\beta\gamma)^2$$

$$\sim 2m \sim 1 \text{ MeV (MIP)}$$

$$\langle I \rangle \sim 10 \text{ eV}$$

$$\ln(T_{\max} / \langle I \rangle) = 11.5$$

Numerycznie :

$$\frac{dE}{d(\rho x)} \approx 3 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} [\text{MeV/g/cm}^2]$$

oddziaływanie z materią

Przekaz energii w zderzeniach z elektronami

$$d\sigma = d\vec{b} = b db d\phi = 2\pi b db = d\sigma / dT dT$$

$$\frac{d\sigma}{dT} = 2\pi b \left(\frac{db}{dT} \right)$$

$$T = \left(\frac{2\alpha^2}{b^2 v^2 m} \right) \Rightarrow \frac{db}{dT} = \frac{1}{2b} \frac{2\alpha^2}{mv^2} \frac{1}{T^2} \quad \Delta\varepsilon \text{ na elektronie} \rightarrow T$$

$$\frac{d\sigma}{dT} = \pi b^2 / T = \left[\frac{2\pi\alpha^2}{\beta^2 C^2 T^2 m} \right] \quad \text{Zależność } 1/\theta^4 \text{ przekłada się na } 1/T^2$$

Podobnie jak $\theta_{\min}$ jest ograniczony ze względów fizycznych (promień atomu) tak też istnieje minimalna energia odrzutu $T_{\min}$ odpowiadająca maksymalnemu parametrowi zderzenia

Strata energii na jonizację

$$\frac{dE}{d(\rho x)} \approx 3 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} [\text{MeV/g/cm}^2]$$

Reguła „kciuka” : cząstka z $\beta \sim 1$ zwana cząstką minimalnie jonizującą (MIP) traci ok. 1.5 MeV na każdy g/cm^2

$$MIP \approx 1.5 \text{ MeV}/(\text{g/cm}^2) \approx \left[\frac{dE}{d(\rho x)} \right]_{\min}$$

Ponieważ strata energii na jonizację jest praktycznie stała jeśli wyrażona w g/cm^2 do budowy detektorów używamy materiałów o wysokiej gęstości (ołów, stal, cement ale zdarza się uran)

Cząstka minimalnie jonizująca

$$\frac{dE_1}{d(\rho x)} \sim 4\pi \left(\frac{N_o Z}{A} \right) (\alpha^2 \tilde{\lambda}_e) \left(\frac{1}{\beta^2} \right) [\ln()]$$

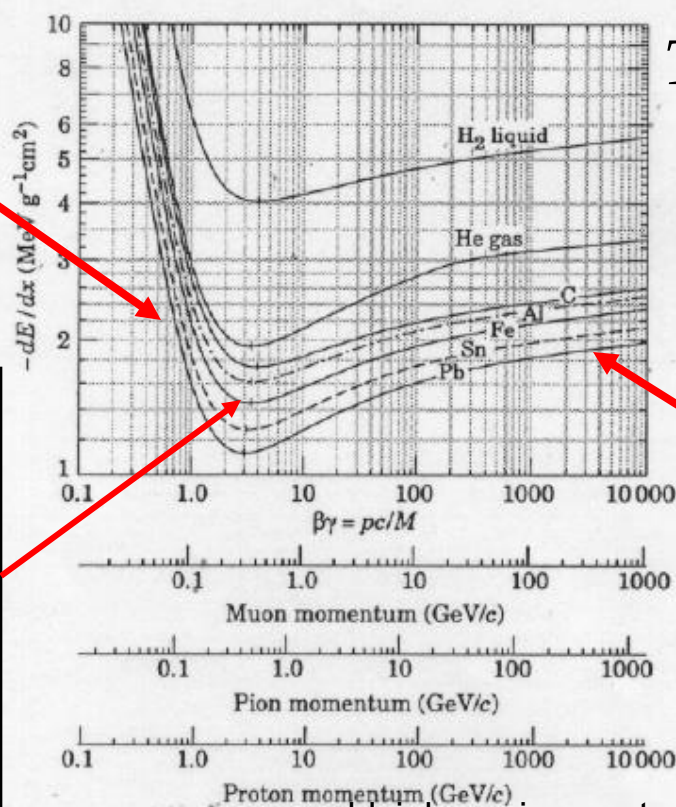
$$\frac{dE_I}{dx} \sim \frac{1}{\beta^2} \sim \frac{M^2}{p^2}$$

$$\ln \left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \right) \propto \ln \left(\frac{k_{\max}}{I} \right)$$

$$T_{\max} = 2m \gamma \beta^2 \approx 2m \approx 1 \text{ MeV}$$

$\gamma \approx 1$ (W obszarze min. jonizacji)

- Minimum $3 < \gamma < 4$
- W minimum dla Helu $dE/dx \approx 1.94 \text{ MeV(g/cm}^2\text{)}$
- Położenie minimum jonizacji mało zależy od rodzaju cząstki



Przy dalszym wzroście energii gdzie $\gamma \gg 1$ wzrost członu logarytmicznego zaczyna odgrywać rolę tj. $dE/dx \sim \ln \gamma$

oddziaływanie z materią

Strata energii na jonizację –fluktuacje rozkład Landau'a

- Formuła Bethe-Blocha opisuje średnią stratę energii na jonizację
- Rozkład dE/dx jest asymetryczny (funkcja Landau'a)
- Identyfikacja cząstki poprzez dE/dx wymaga wielokrotnych pomiarów (typowo w komorze gazowej ok. 200, w krzemie mniej) w celu wyznaczenia „obciętej średniej” (obcinamy ogony rozkładu)

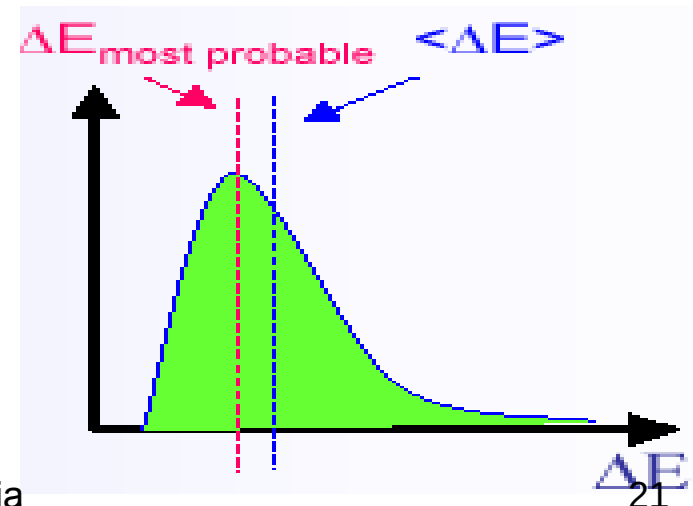
Najbardziej prawdopodobna strata energii :

$$\langle \Delta E \rangle_{m.p.} \approx \langle dE/dx \rangle_{Bethe-Bloch} L$$

$$\lambda = \frac{\Delta E - \langle \Delta E \rangle}{\langle \Delta E \rangle}$$

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

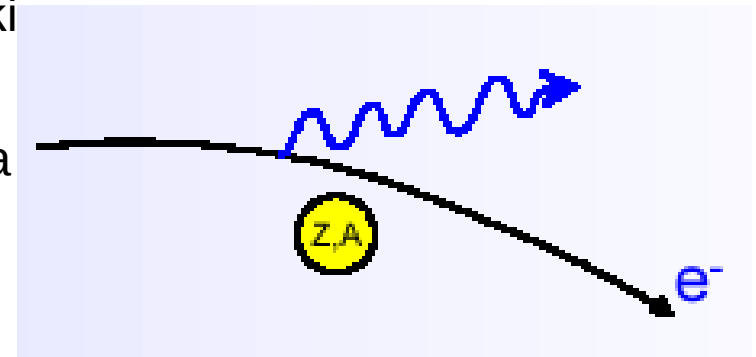
Grubość materiału



Promieniowanie hamowania - bremsstrahlung

- W polu jądra atomowego naładowane cząstki doświadają przyspieszenia → emitują fotony
- Straty energii na promieniowanie hamowania są $\sim 1/m^2 \rightarrow$ **elektrony !**

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



- Dla mionów straty na p.h. trzeba uwzględnić dla mionów $p > 1 \text{ TeV}$

- Wielkość strat energii na p.h. zależy od materiału i określa ją parametr X_0 „długość radiacyjna”

- W tablicach podaje się długość radiacyjną w $[\text{g}/\text{cm}^2]$ a także podzieloną przez typową gęstość danego materiału $[\text{cm}]$

- X_0 jest charakterystyczną skalą dla kalorymetrii

$$\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0 / \rho} \Rightarrow E(x) = E(0) e^{-\rho x / X_0}$$

$$X_0 [\text{g} / \text{cm}^2] \approx [180(A/Z)] \frac{1}{Z} \propto \frac{1}{Z}$$

Pb: zgrubne oszacowanie $17 \text{ g}/\text{cm}^2$

Tablica PDG : $6.37 \text{ g}/\text{cm}^2 \rightarrow 0.56 \text{ cm}$

Dla μ droga radiacyjna $(m_\mu/m_e)^2 \times 0.56 = 236 \text{ m}$

Energia krytyczna

Energia krytyczna dla danego materiału równa jest energii cząstki naładowanej dla której straty energii elektronu na promieniowanie hamowania są równe stratom energii na jonizację. Energia krytyczna E_c jest wielkością charakterystyczną dla rozwoju kaskad elektromagnetycznych

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

$$E_c^{solid+liq} = \frac{610 \text{ MeV}}{Z+1.24} \quad E_c^{gas} = \frac{710 \text{ MeV}}{Z+1.24}$$

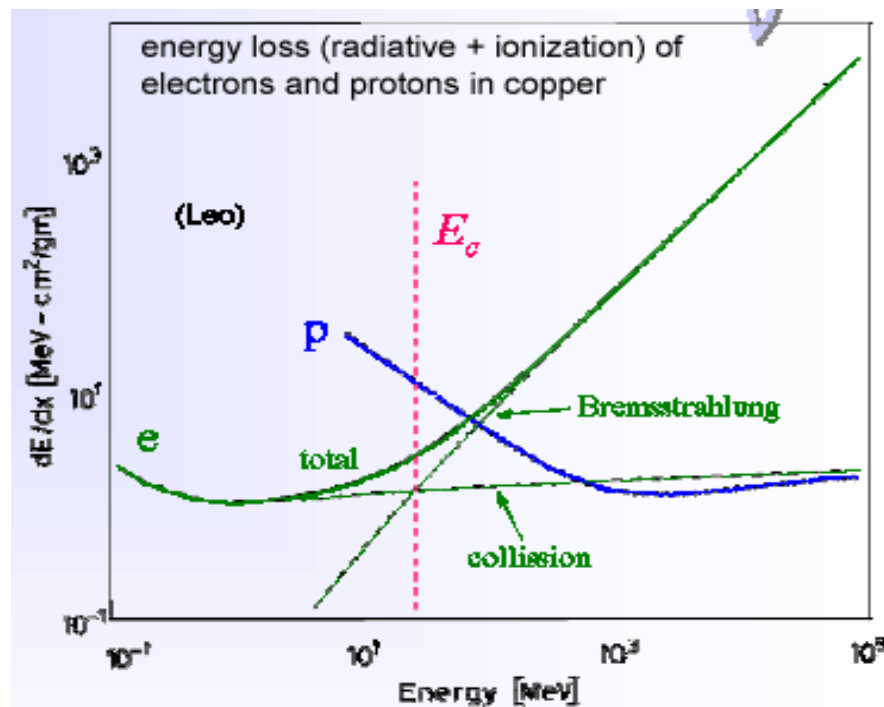
$$E_c(e^-) \text{ in Cu}(Z=29) = 20 \text{ MeV}$$

Energia krytyczna dla mionu

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

W Cu wynosi ok. 1 TeV

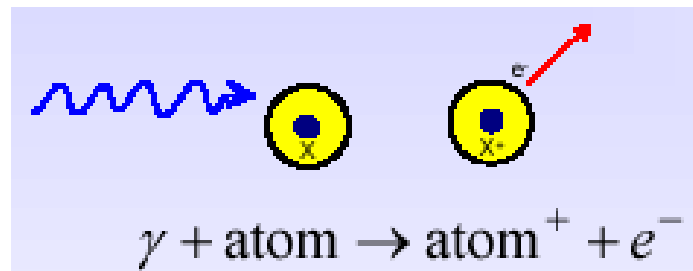
Przy tych energiach należy oczekiwać kaskadowania mionów !



Oddziaływanie fotonów z materią

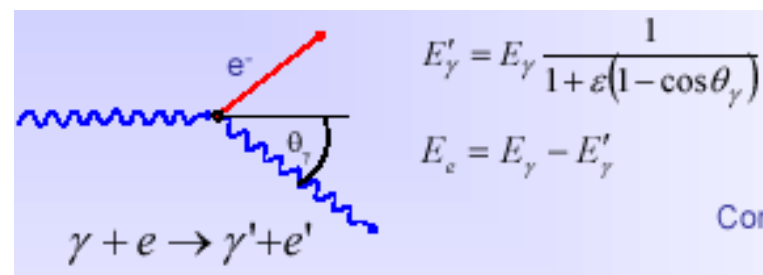
Efekt fotoelektryczny: absorpcja fotonu przez atom + emisja elektronu

$\sigma \sim Z^5/E^3$, efekt istotny dla $E < 1 \text{ MeV}$



Rozpraszanie Comptona

$\sigma \sim \log E/E$

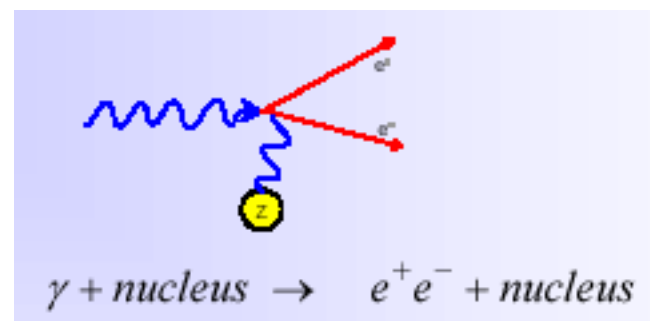


Kreacja par w polu jądra

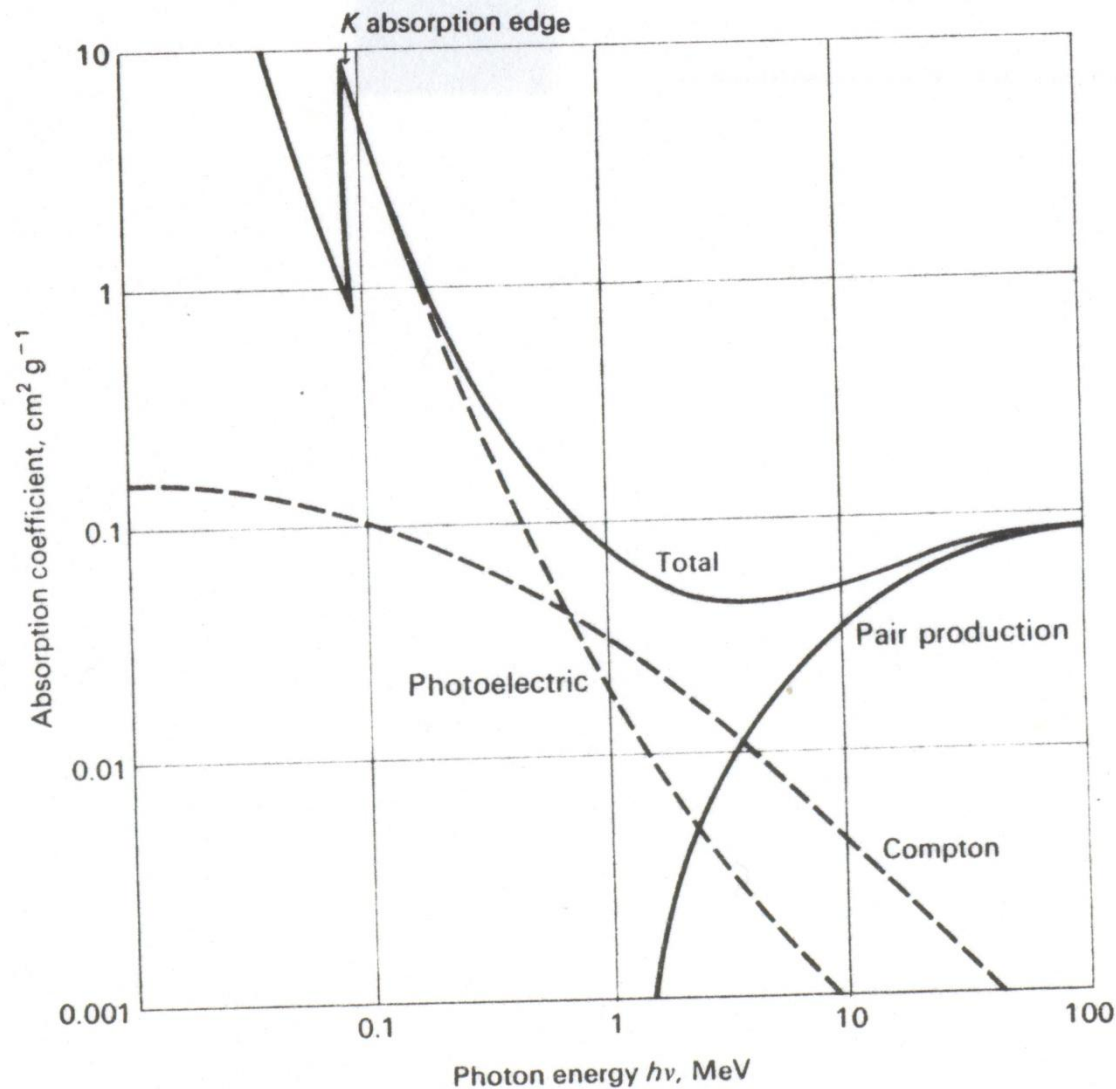
$E_{\gamma} > 2m_e$

Kreacja par dominuje oddziaływanie fotonów dla $E > 10 \text{ MeV}$

$\sigma \sim \text{const.}$



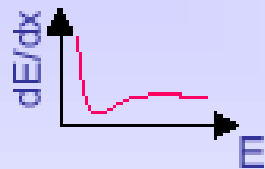
Oddziaływanie fotonów z materią



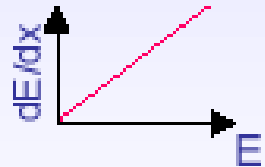
Podsumowanie : cząstki naładowane i fotony

e^+ / e^-

■ Ionisation

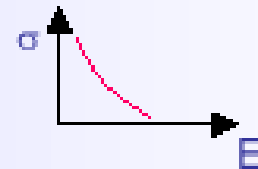


■ Bremsstrahlung

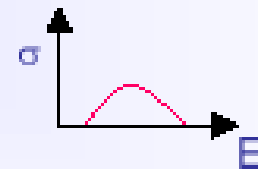


γ

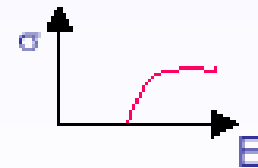
■ Photoelectric effect



■ Compton effect



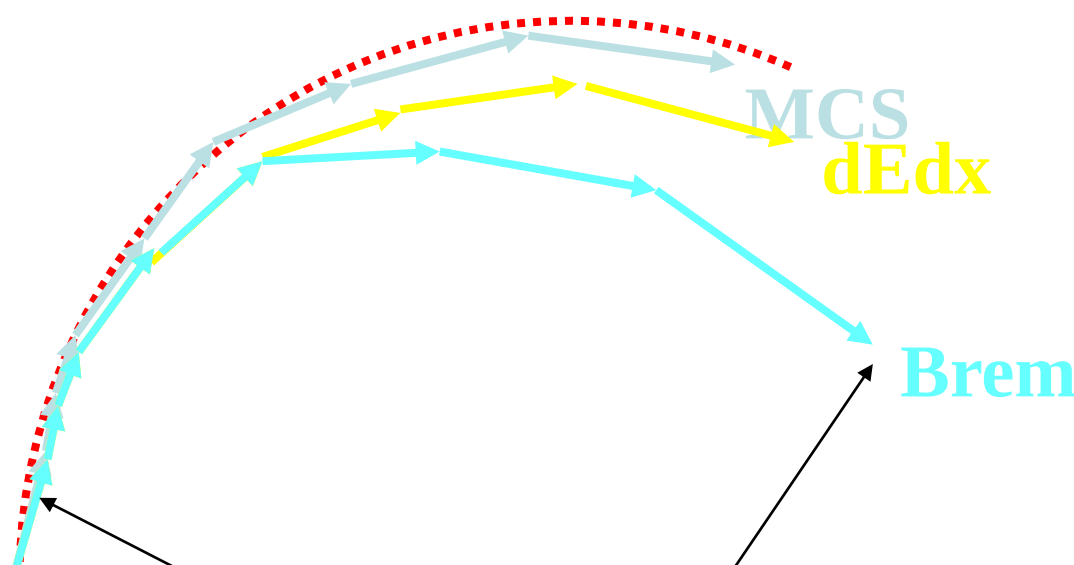
■ Pair production



Tor cząstki naładowanej w realnym świecie

Helisa jest rozwiązaniem równań ruchu cząstki naładowanej w jednorodnym polu magnetycznym która nie traci energii poprzez oddziaływania w materii ani nie ulega wielokrotnemu rozpraszaniu. W realnym świecie

- Cząstka ulega wielokrotnemu rozpraszaniu
- Traci energię na jonizację (dE/dx)
- Traci energię na promieniowanie hamowania (elektrony, miony bardzo wysokiej energii $> 1\text{TeV}$)



2010-01-20

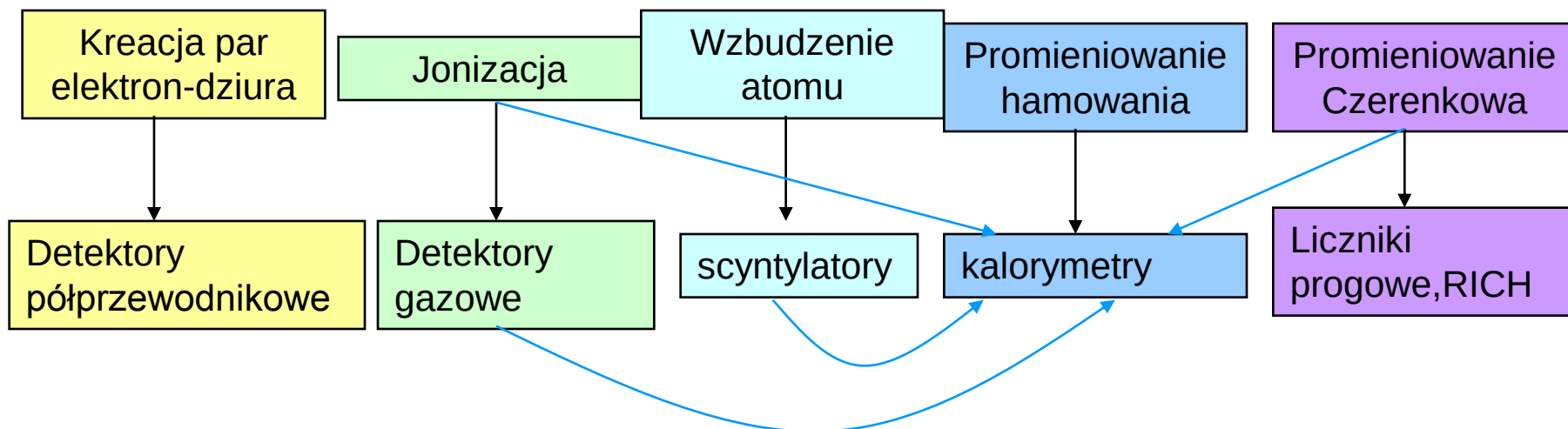
oddziaływanie z materią
Znajomość śladu tutaj nie oznacza że znamy ślad tutaj.

Oddziaływania cząstek naładowanych - posumowanie

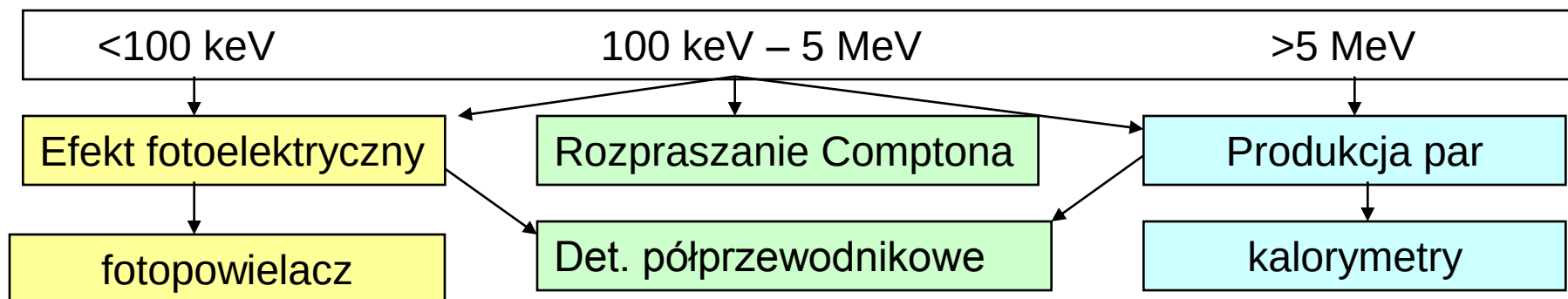
- Rozproszenie kątowe : elastyczne rozpraszanie na jądrach atomowych (tzw. r. Rutherforda)
- Wielokrotne rozproszenie kątowe: całkowity kąt rozproszenia proporcjonalny do pierwiastka z długości drogi przebytej w materiale (błądzenie przypadkowe)
- Dyssypacja (strata) energii dE/dx : rozpraszanie na elektronach
- Strata energii zależy jak $1/\beta^2$ i $\sim Z/A$
- Dla dużych γ następuje logarytmiczny wzrost strat związany z maksymalną energią odrzutu elektronu proporcjonalną do γ^2
- Położenie minimum jonizacji mało zależy od rodzaju materiału $\rightarrow$ cząstka minimalnie jonizująca (MIP)

Oddziaływania cząstek naładowanych i fotonów : przegląd

Cząstki naładowane

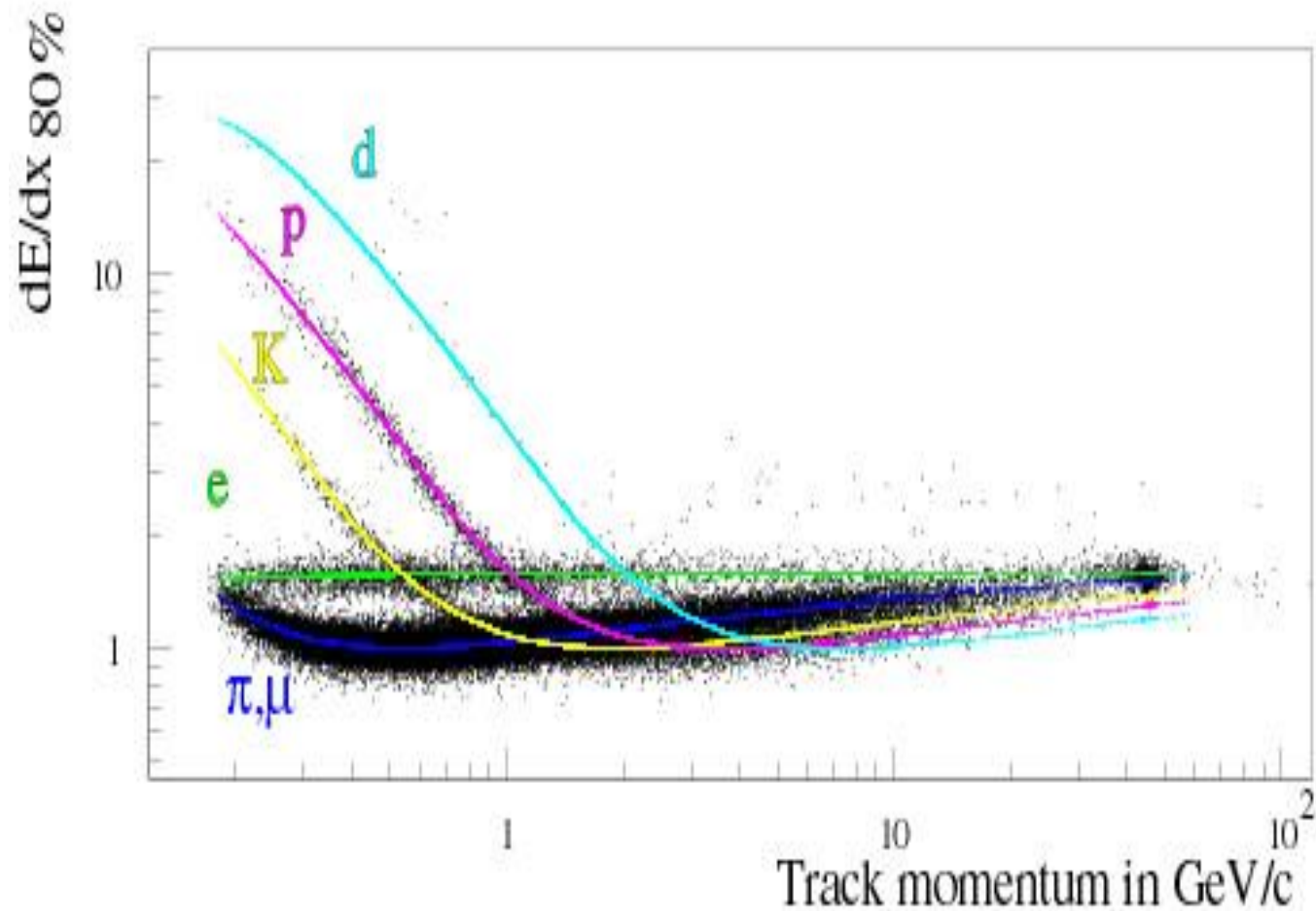


Fotony



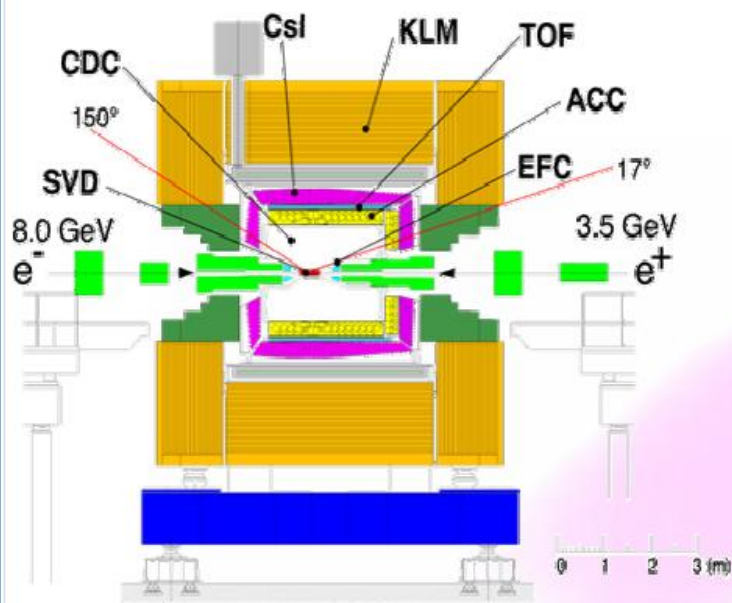
Identyfikacja cząstek poprzez dE/dx

dE/dx zależy tylko od β a nie od masy cząstki $\rightarrow$ cząstki o danym pędzie i różnych masach mają różne $dE/dx \rightarrow$ metoda identyfikacji cząstek, efektywna dla niezbyt dużych pędów





Belle Detector



Introduction to KEK-B-factory

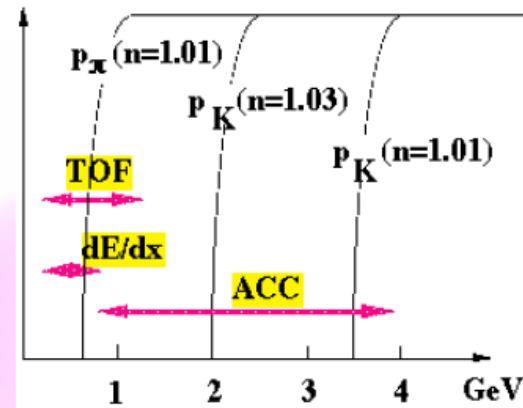
臺灣大學

❏ The powerful tools for Particle identification are

- **dE/dx** for low momentum range.
- **TOF** for 0.8-1.2 GeV/c momentum range.
- **ACC** for 1.2-3.5 GeV/c momentum range.

❏ The particles we are interested are:

- P
- π
- K
- K_s K_L
- γ
- μ
- E



Particle Identification

This is the plot of dE/dx for different particles.

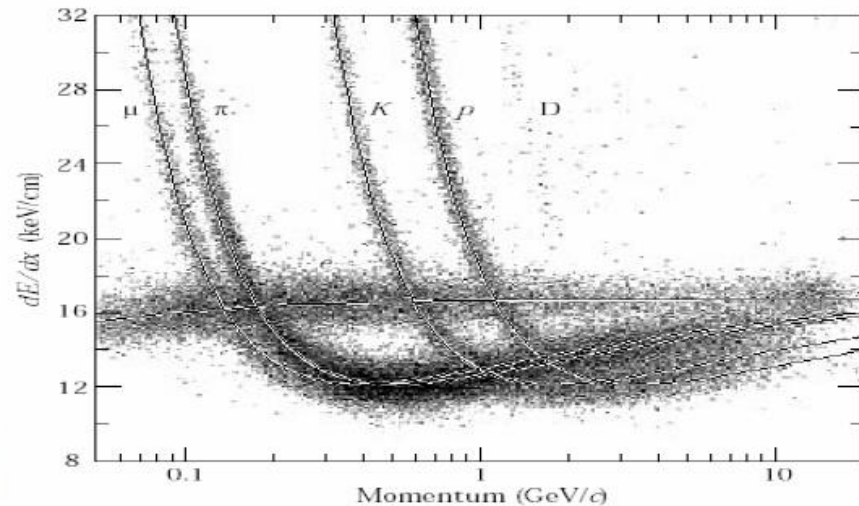
* dE/dx for low energy
 $p / e / \pi / \mu / K$
 identification

* ACC for high energy
 K/π identification

* TOF for mediate
 energy $P/K/\pi$
 identification

* KLM for μ K_L
 detection.

* ECL for γ/e energy
 measurement.



When a particle is pass through a transparent material, whose refractive index is n , with the velocity faster than the speed of light (c/n) then the Cerenkov radiation is emitted.

$$\cos \theta_c = [(c/n) * dt] / [\beta c * dt]$$

$$\rightarrow \beta_{\text{threshold}} = 1/n$$

$$\rightarrow P_{\text{threshold}} = 1/\sqrt{(n^2-1)}$$

$$\text{Number of photon} \sim \sin^2 \theta_c$$

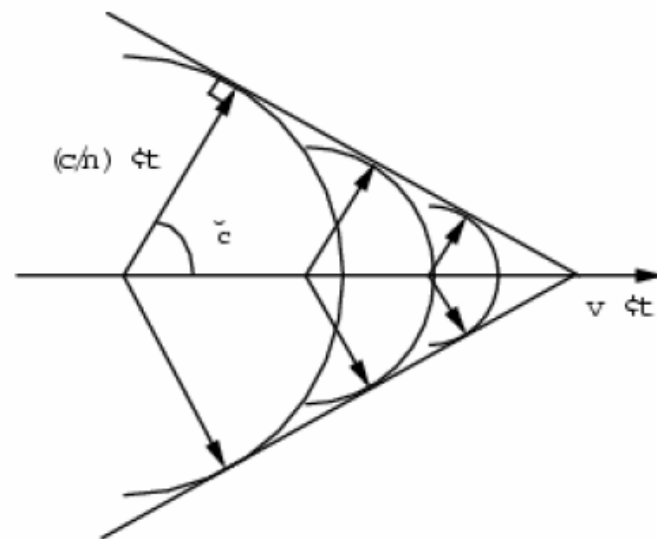
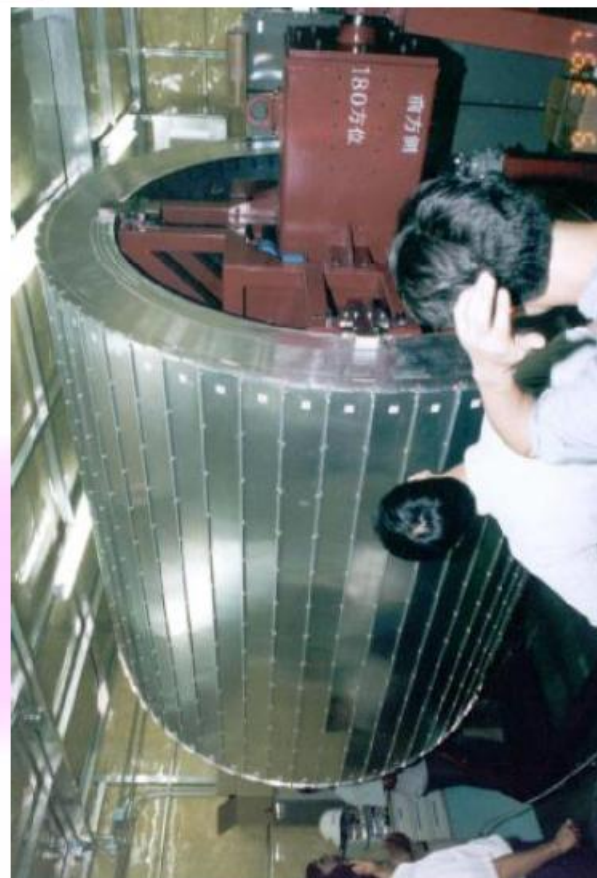


Figure 3.3: Čerenkov light radiation.



Belle Detector – ACC Aerogel Cerenkov Counter

- The ACC is used to distinguish K^+ from π^+ in the momentum range from 1.2 GeV/c to 3.5 GeV/c.
- The ACC consists of blocks of silica aerogel in aluminum boxes.



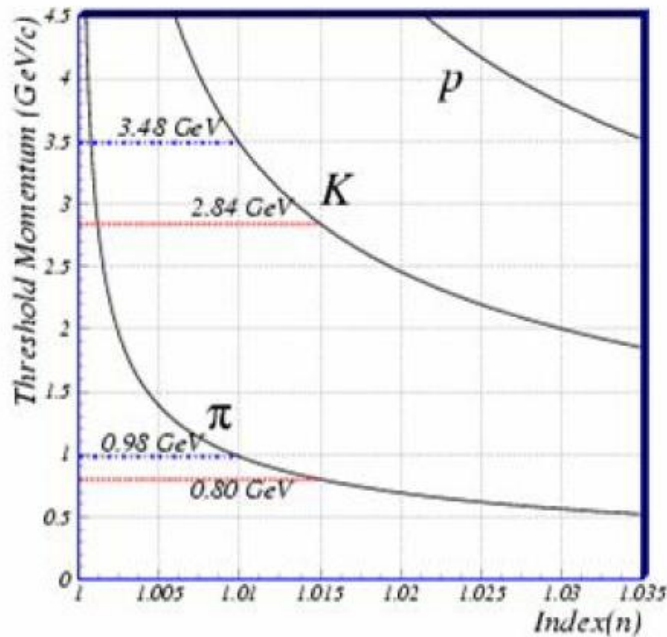
Introduction to KEK-B-factory

臺灣大學



Belle Detector – ACC

Aerogel Cerenkov Counter



Introduction to KEK-B-factory

臺灣大學

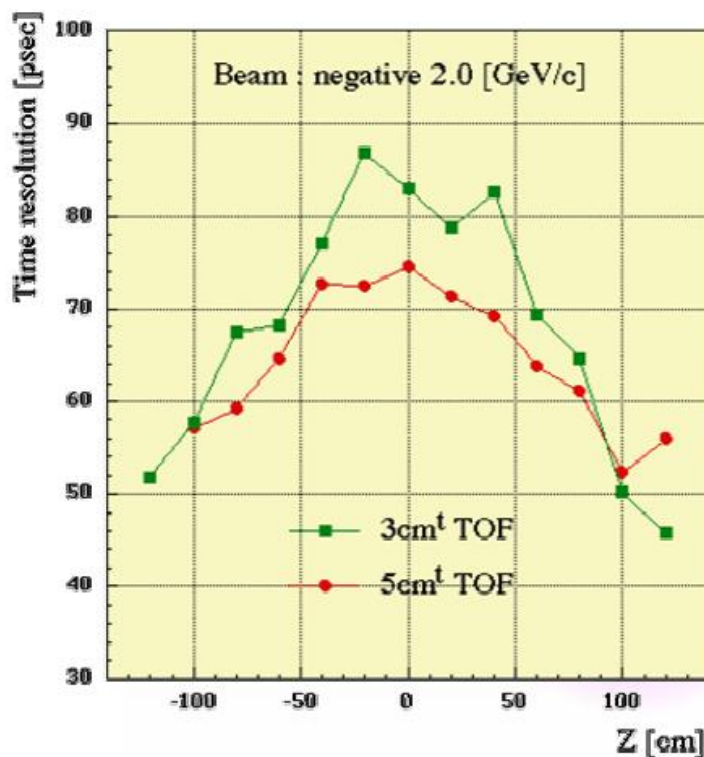
11



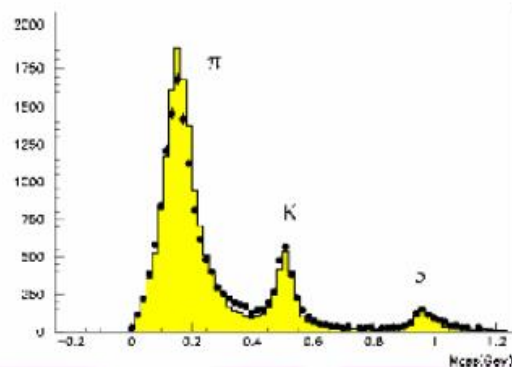
Belle Detector – TOF

Time of Flight

TOF time resolution



$$mass^2 = \left(\frac{1}{\beta^2} - 1\right)P^2 = \left(\left(\frac{cT_{obs}^{twc}}{L_{path}}\right)^2 - 1\right)P^2.$$



P < 1.2GeV



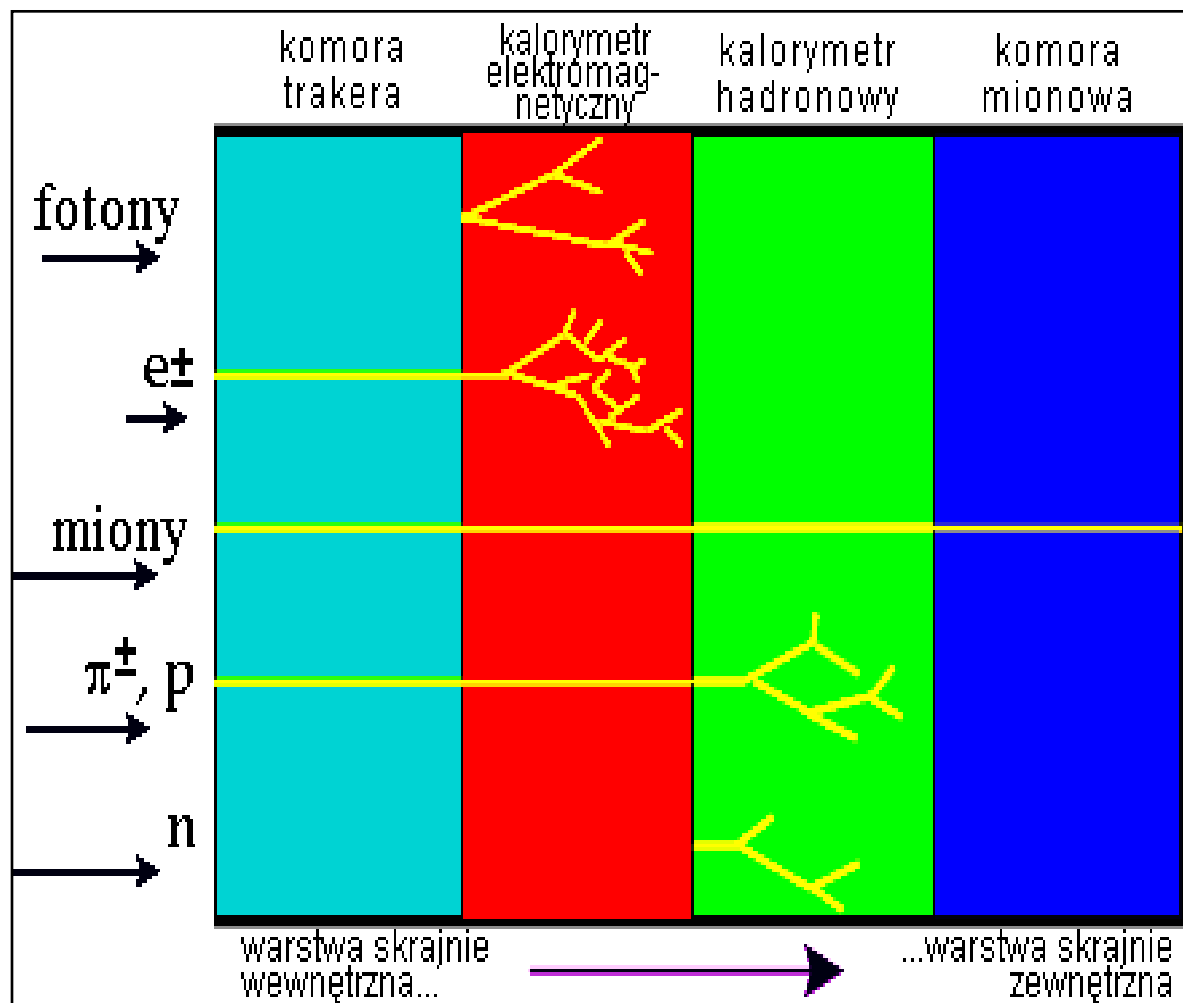
Belle Detector – TOF

Time of Flight

■ The low momentum (up to 1.2 GeV) $\pi^{\pm}/K^{\pm}$ is separated by the timing of plastic scintillation counters with 100ps time resolution.

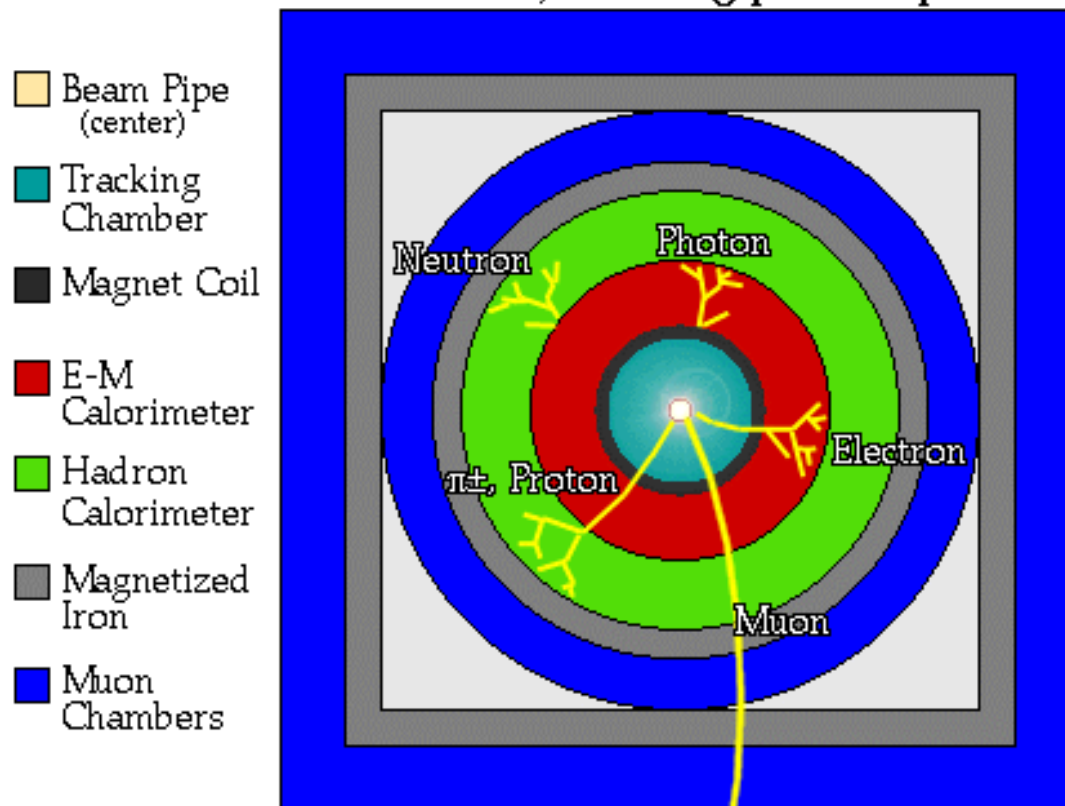


Identyfikacja cząstek



Jak rozpoznajemy cząstki?

A detector cross-section, showing particle paths



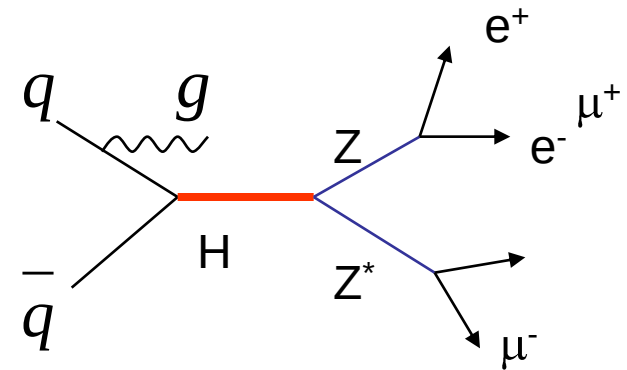
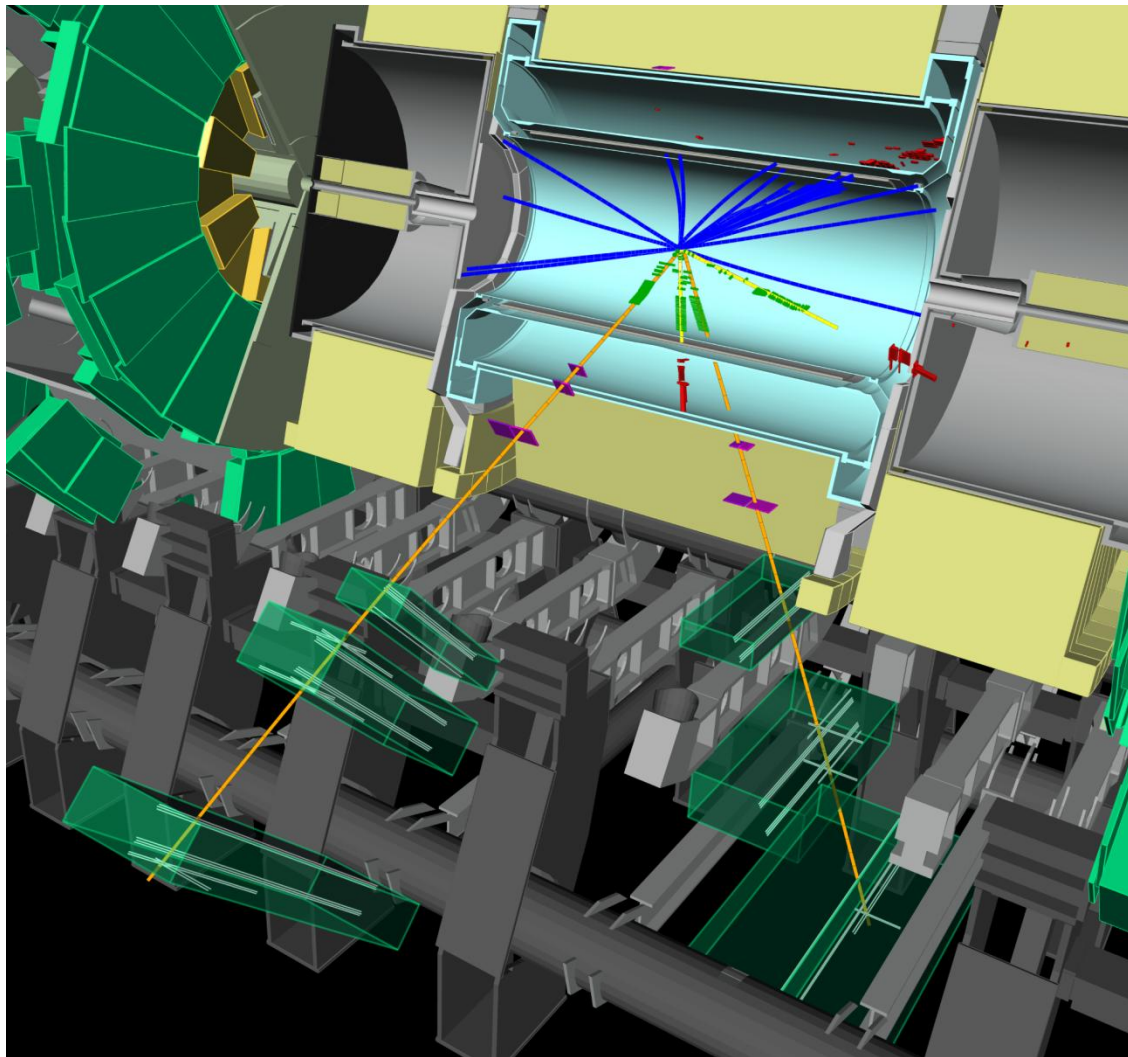
Detekcja i identyfikacja cząstek elementarnych modelu standardowego

Cząstka elementarna	Wierzchołek w detektorze Si	Ślad	TOF Cerenkov TRD dE/dx	Cal. EM	Cal. Had.	Detektor mionowy
e	pierwotny	✓	✓	✓	-/veto	-
γ	pierwotny	-	-	✓	-/veto	-
u,d,g	pierwotny	✓	-	✓	✓	-
ν	-	-	-	-	-	-
s	wtórny	✓	✓	✓	✓	-
c,b, τ	wtórny	✓	✓	✓	✓	-
μ	pierwotny	✓	-	MIP	MIP	✓

Detekcja i identyfikacja cząstek elementarnych modelu standardowego

sygnatura	detektor	cząstka
Dżety hadronów, λ_1	Kalorymetr (Had+em)	$u, c, t \rightarrow W, b, d, s, b, g$
brakująca energia	kalorymetr	neutrino
Kaskada em, X_0	kalorymetr	$e, \gamma, W \rightarrow e \nu$
Tylko jonizacja	Detektor mionów (absorber + detektor jonizacji+det. śladowy)	$\mu, \tau \rightarrow \mu \nu \nu$ $Z \rightarrow \mu \mu$
Rozpady z $c\tau \geq 100 \mu\text{m}$	Detektor Si	c, b, τ

Produkcja Higgsa w detektorze ATLAS



$$q\bar{q} \rightarrow Hg$$

$$H \rightarrow ZZ^*$$

$$Z \rightarrow e^+e^-; Z^* \rightarrow \mu^+\mu^-$$

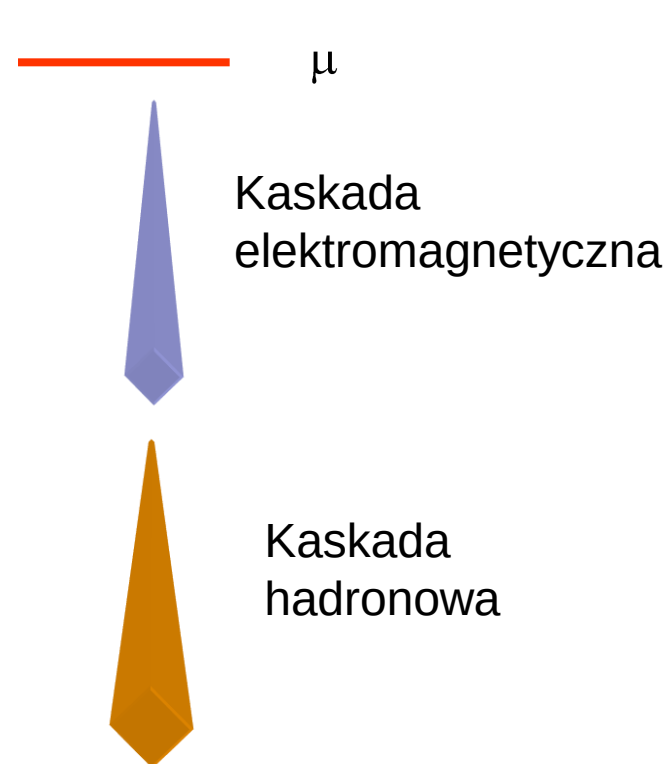
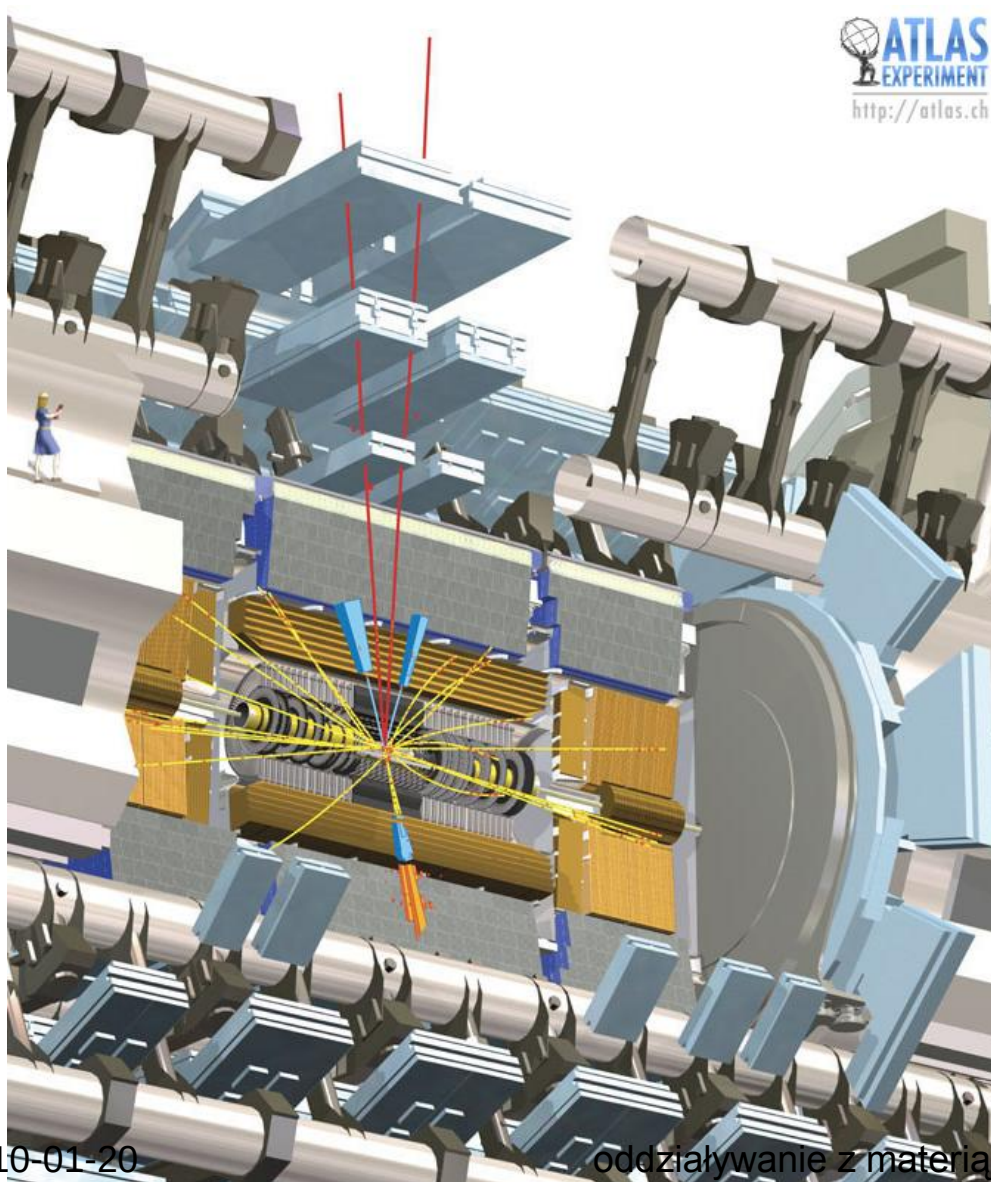
$g \rightarrow$ dżet (niebieski)

leptony (pomarańczowy, zielony w det. śladowym)

Miony – MIP (minimum Ionizing Particles) w kalorymetrach

Elektrony – czerwony w kal. em

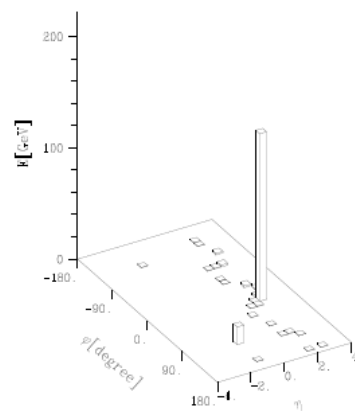
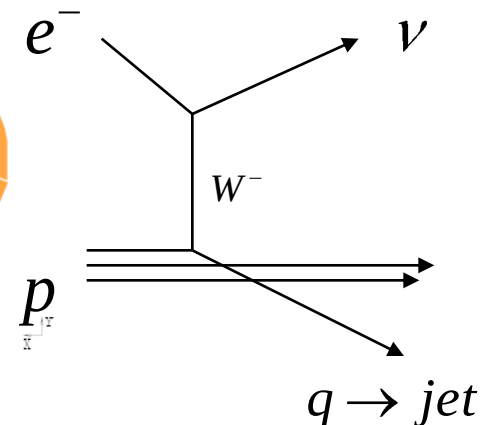
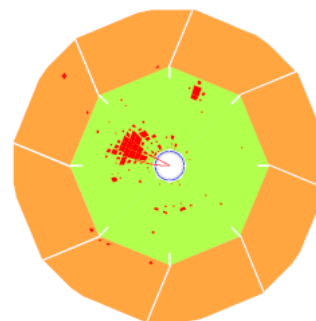
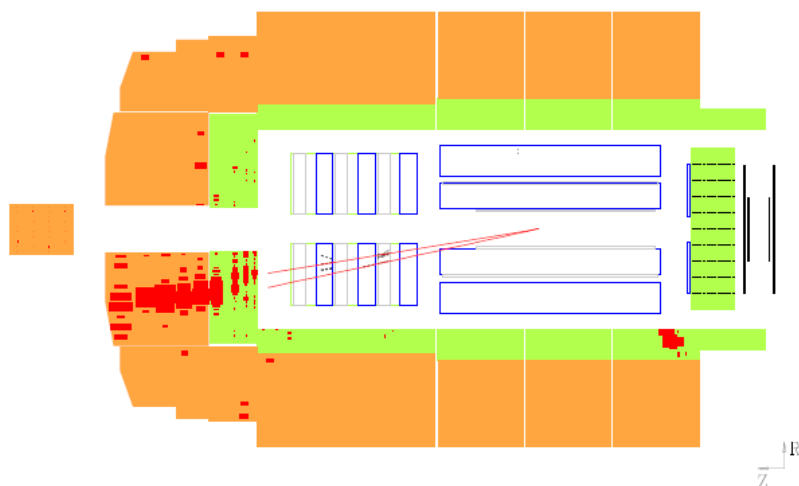
Produkcja Higgsa w detektorze ATLAS



Radiacyjny przypadek prądu naładowanego w H1

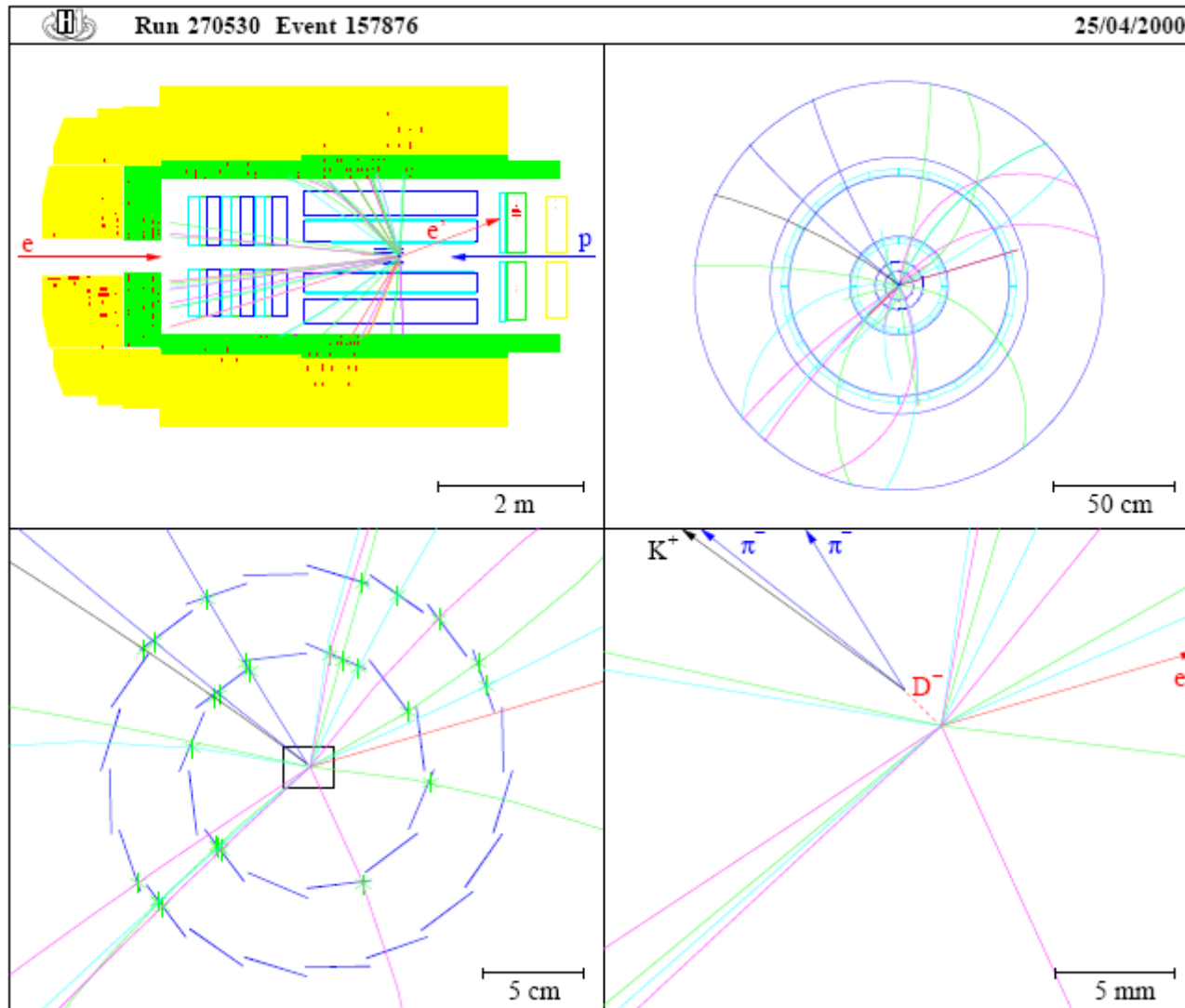
Radiative CC event

$$ep \rightarrow q\gamma\nu X$$

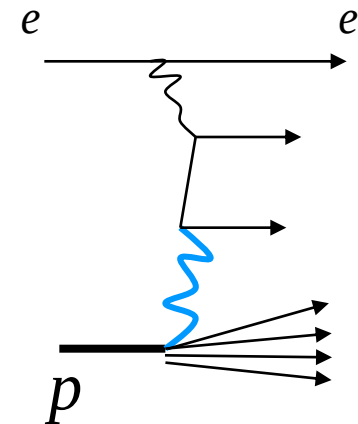
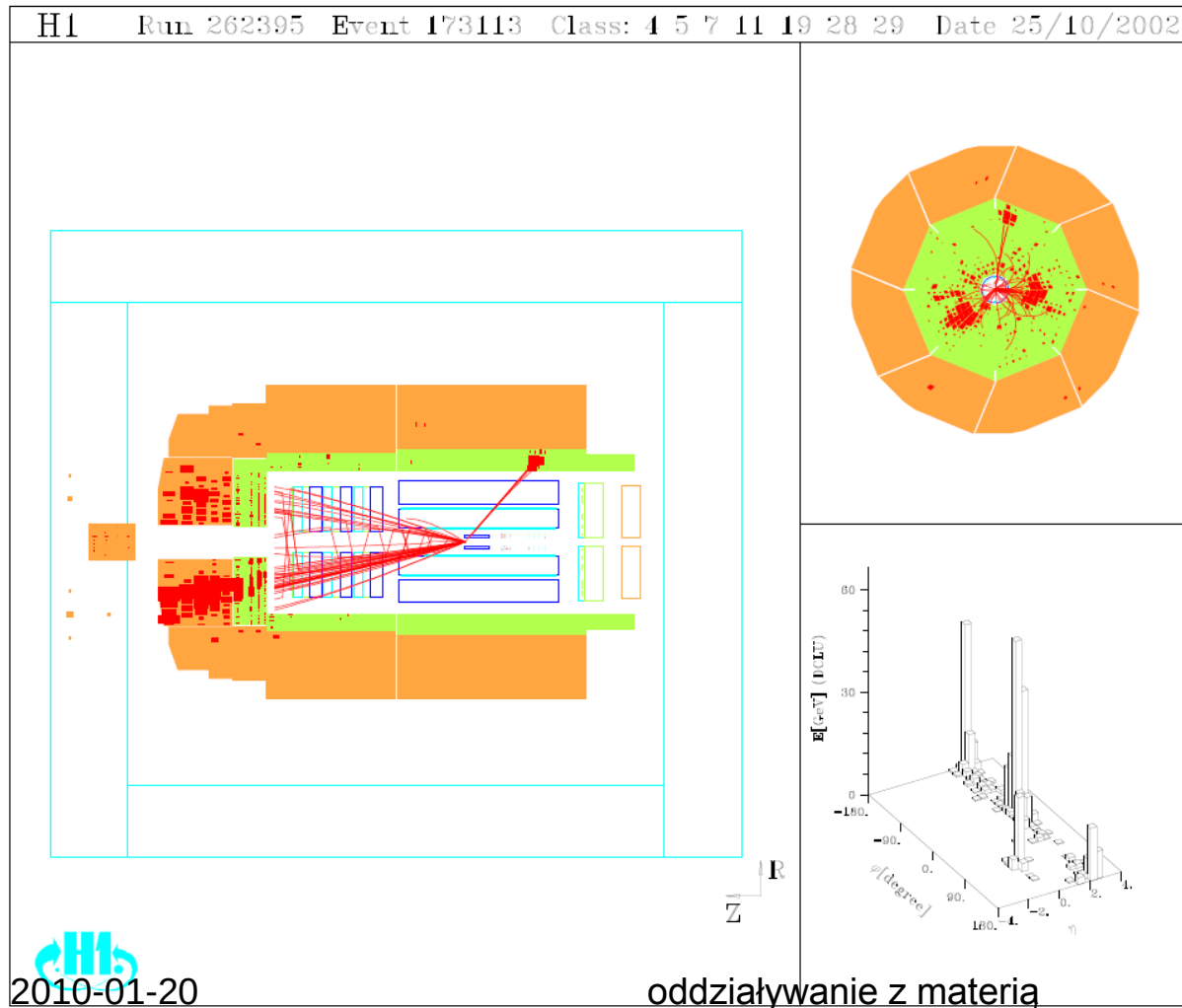


- W stanie końcowym dżet hadronowy oraz izolowany depozyt em nie stowarzyszony ze śladem (foton)
- Brak balansu energii poprzecznej (neutrino)

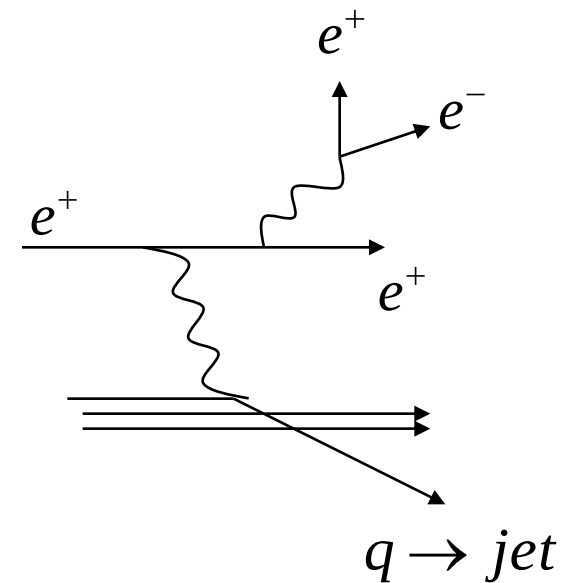
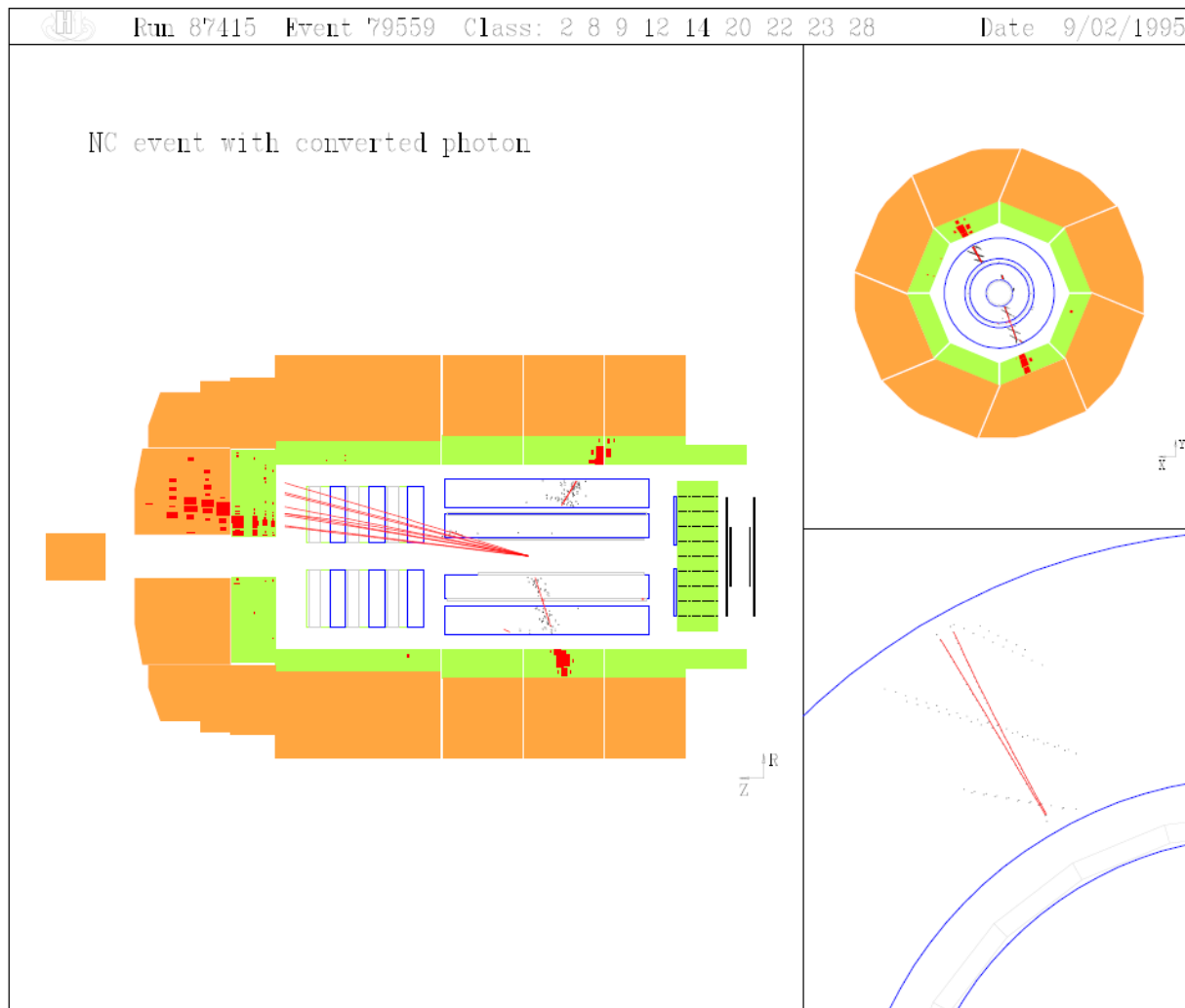
Produkcja mezonów powabnych w rozpraszaniu głęboko-nieelastycznym – detektor krzemowy – wtórny wierzchołek



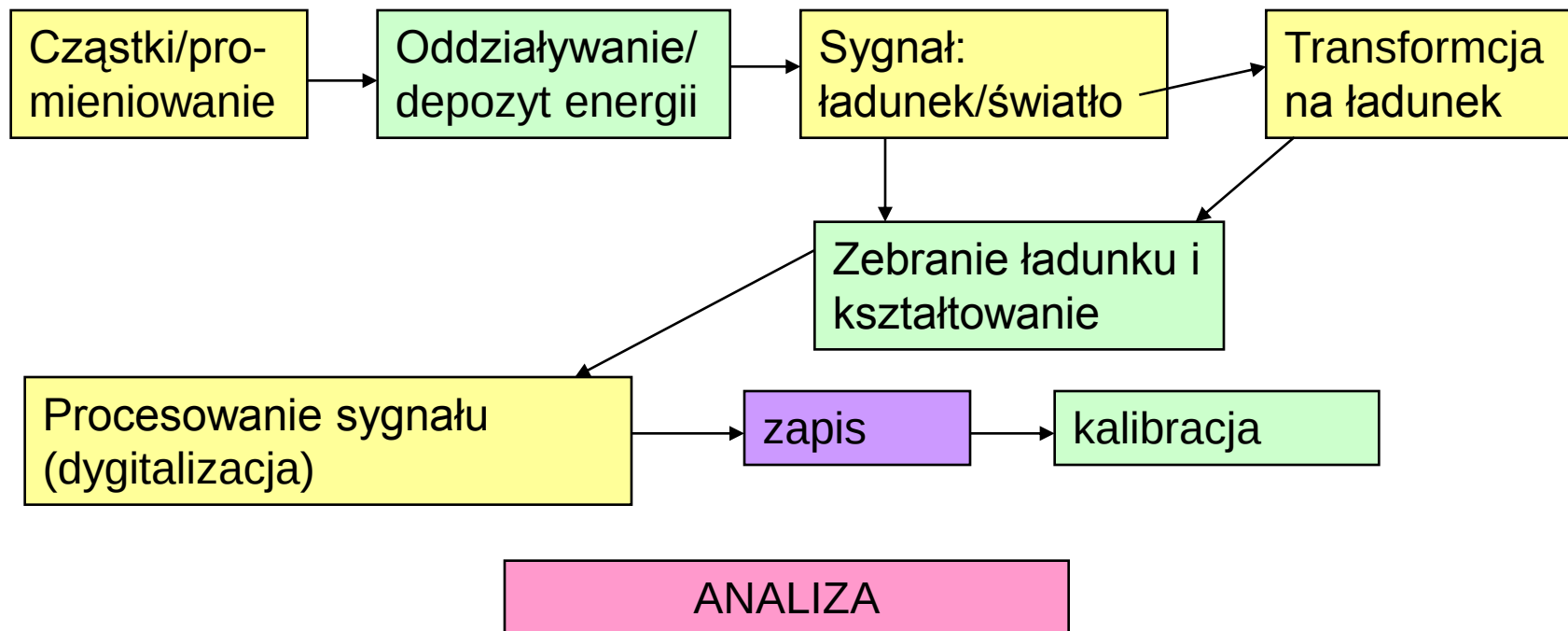
Produkcja dwóch dżetów w rozpraszaniu głęboko-nieelastycznym



„Prąd neutralny” z radiacją i konwersją fotonu



Detekcja cząstek i promieniowania



Kalibracja : odpowiedź detektora na sygnał o znanej wielkości, np.:

- Kalorymetr elektromagnetyczny naświetlany mono-energetyczną wiązką elektronów
- Pomiar ładunku po przejściu cząstki m.i.p. w komorze gazowej (dE/dx)

Działanie detektora : podstawowe pojęcia

• **Akceptancja** : przestrzeń fazowa widziana/całkowita przestrzeń fazowa

- Określona głównie przez konstrukcję detektora
- Zależy od kanału fizycznego (badanego procesu)
- Wylicza się zazwyczaj metodą Monte Carlo

• **Alternatywne definicje akceptancji** (nieporozumienia !) :

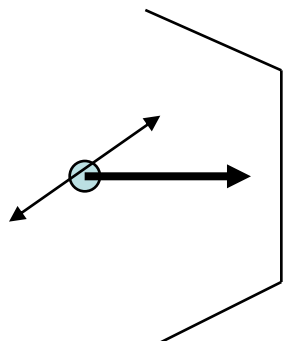
Akceptancja (acceptance) : $\# \text{ zarejestrowanych} / \# \text{ wyemitowanych}$

Wydajność (efficiency) : $[\text{geometria} \times \text{wydajność rejestracji}]$

$:\# \text{ zarejestrowanych} / \# \text{ przechodzących przez detektor}$

Akceptancja geometryczna : akceptancja przy 100% wydajności

Działanie detektora : podstawowe pojęcia



Akceptancja i wydajność zależą od źródła emisji cząstek, przykład : cząstki z rozpadu rezonansu

Akceptancja zależy od pędu cząstki rozpadającej się

Obliczanie akceptancji metodą Monte Carlo

• **Wydajność (efficiency)** : sygnał widziany/wszystkie możliwe sygnały w akceptancji detektora

Wydajność detektora zależy od:

- Progów detekcji
- Martwych kanałów
- Szczelin konstrukcyjnych
- Softwaru rekonstrukcji

Działanie detektora : podstawowe pojęcia

- **Zdolność rozdzielcza** : $\text{RMS } x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$
- **Tryger** : wybór interesujących przypadków, konieczny dla detekcji rzadkich procesów. Wydajność trygera musi być określona w każdej analizie z MC lub z danych z użyciem niezależnego trygera odniesienia
- **Dokładność** (accuracy) : brak biasu , $\langle x_{\text{rec}} \rangle = \langle x_{\text{true}} \rangle$
powinna być zawsze osiągnięta po kalibracji i „ułożeniu” (alignment) detektora
- **Precyzja** = rozdzielczość : $\text{RMS } x_{\text{rec}} - x_{\text{true}}$

➤ Skończona rozdzielczość prowadzi do rozmycia sygnału i **migracji** pomiędzy binami histogramu

➤ W każdym pomiarze konieczne jest odwikłanie sygnału (unfolding) jeśli chcemy go przeprowadzić z wąskim binowaniem

		precision	
		no	yes
accuracy	no	 gen rec	
	yes		

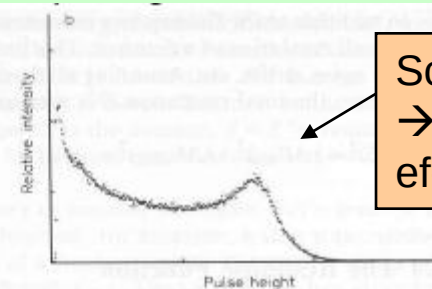
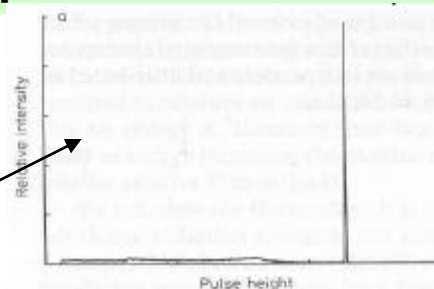
Odpowiedź detektora (zdolność rozdzielcza)

Energetyczna zdolność rozdzielcza : spektrum sygnału w odpowiedzi na mono-energetyczną wiązkę

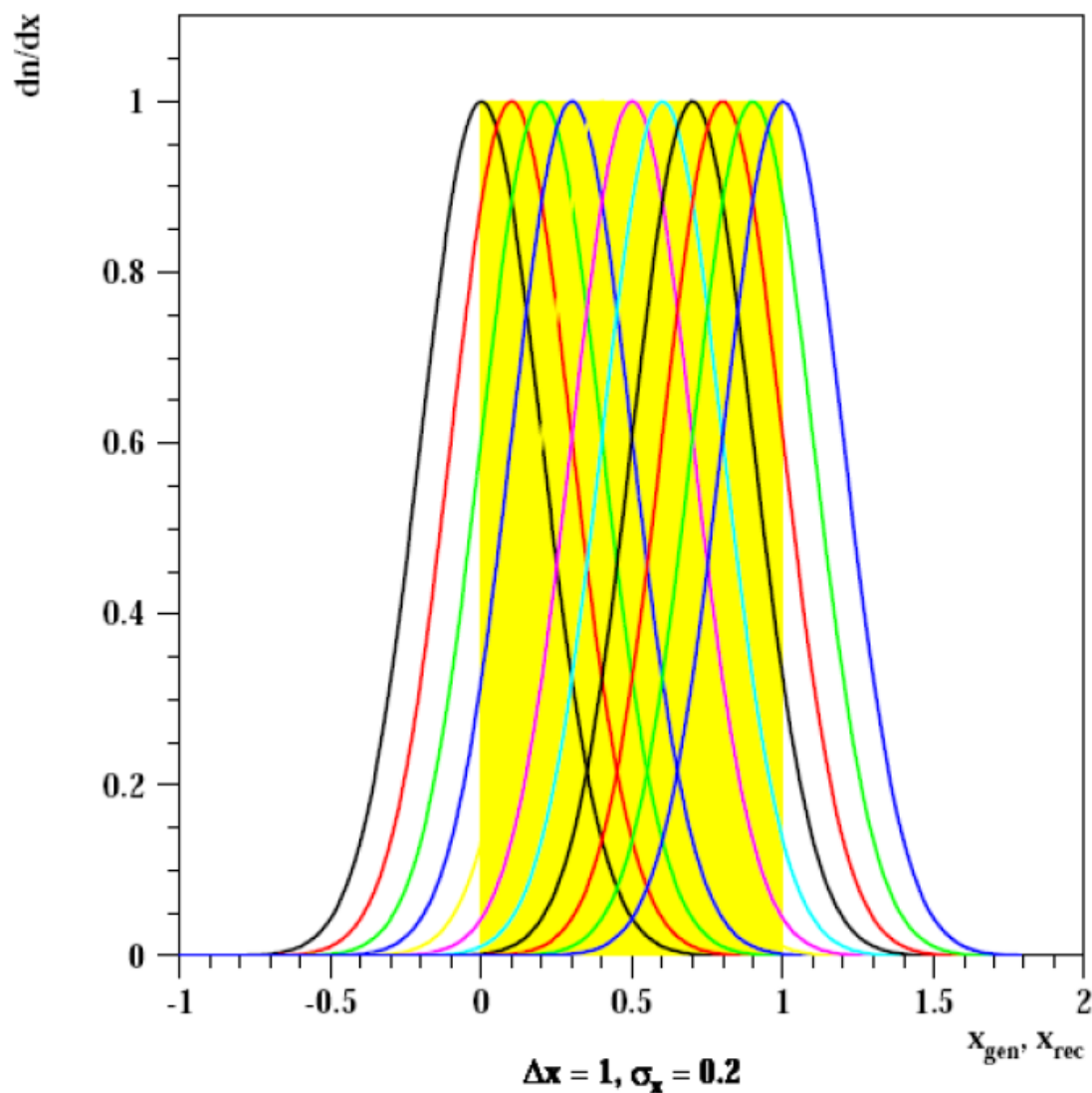
Przestrzenna zdolność rozdzielcza : spektrum mierzonej współrzędnej nie rozmytej wiązki (np. wiązki lasera w przypadku komór gazowych)

Fakt, że odpowiedź detektora jest często skomplikowaną funkcją często ignoruje się → fałszywe rezultaty. „Dobry” detektor powinien mieć „gaussowską odpowiedź”

Detektor Ge
Dominuje efekt
fotoelektryczny



Scyntylator organiczny
→ małe Z → dominuje
efekt komptona



- **Generated:** flat distribution between 0 and 1.
- Gaussian smearing with $\sigma = 0.2$ at each point.
- ⇒ Bin width is 5σ .
- Some smearing curves at various x points are shown.
- 16% are reconstructed outside the bin.

Stabilność i czystość

- Stabilność (S) : generowane i rekonstruowane w przedziale/
generowane w przedziale

⇒ nie-stabilność = migracje **z przedziału na zewnątrz**

Zależy tylko od rozdzielczości i rozkładu **w przedziale**

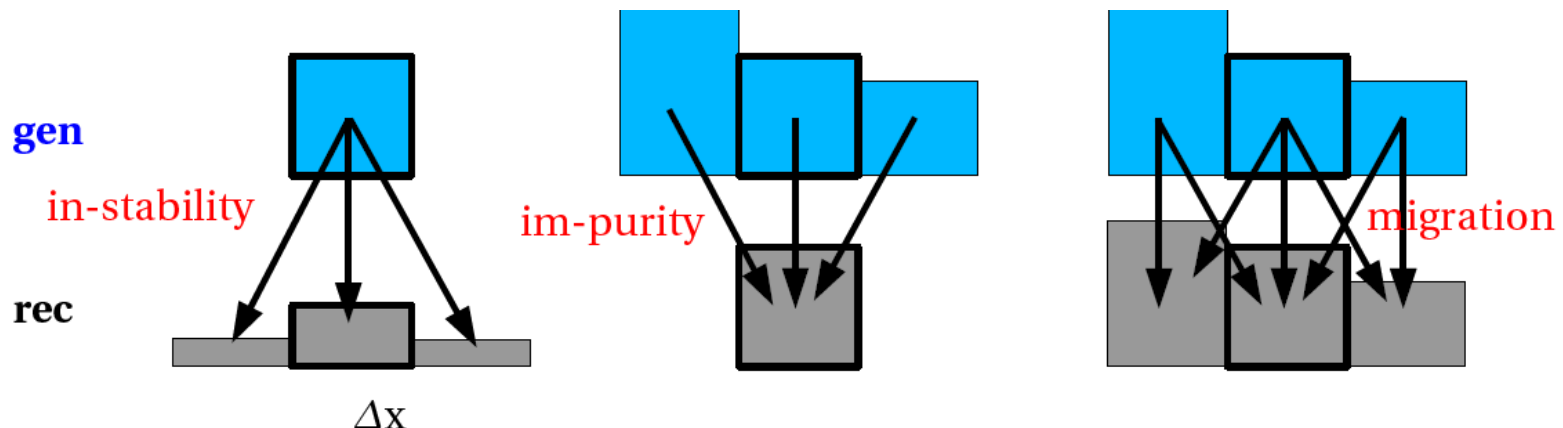
- czystość (P) : generowane i rekonstruowane w przedziale /
rekonstruowane w przedziale

⇒ nie- czystość = migracje **do przedziału**

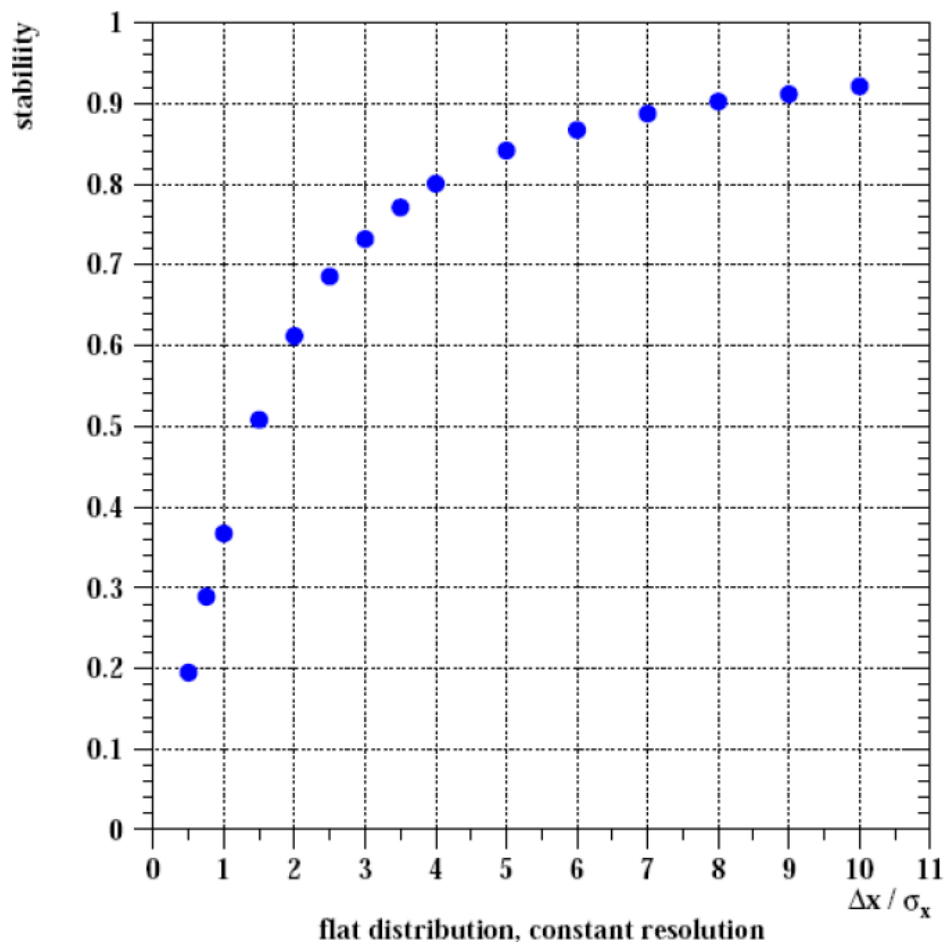
Zależy od rozkładu i zdolności rozdzielczej w sąsiedztwie binu

- Akceptancja*wydajność = zrekonstruowane w przedziale /
generowane w przedziale = S/P

Może być sztucznie wysoka z powodu małej czystości !



Uniwersalna (prawie) krzywa stabilności



Stabilność zależy tylko od $\Delta x / \sigma$ jeśli:

- Rozkład jest płaski wewnątrz przedziału
- Rozdzielczość w przedziale jest stała i gaussowska

Stabilność > 50% $\Rightarrow \Delta x > 1.5 \sigma$

Czystość = Stabilność dla płaskiego rozkładu i stałej gaussowskiej rozdzielczości w sąsiadujących przedziałach

Jak wyznaczamy zdolność rozdzielczą detektorów

- Monte Carlo : rec – gen

- ☺ Może być wyznaczone dla dowolnej wielkości

- ☹ Zależy od szczegółowej symulacji detektora

- Wiązka testowa : rec – beam

- Dane : $\text{rec}_1 - \text{rec}_2$ rec - ref

- używamy nadmiarowych pomiarów np. detektor śladowy wewnętrzny i detektor śladowy centralny, obydwa mierzą ten sam ślad

- Używamy więzów kinematycznych np. balans pędów poprzecznych

- Używamy kanałów referencyjnych np.

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

$$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

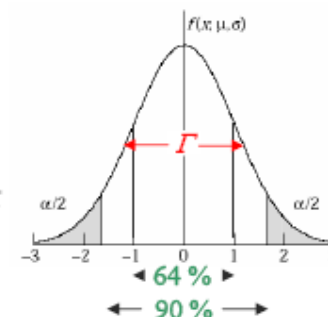
$$Z \rightarrow e^+ e^-$$

Kalibracja detektora

Kalibracja przy pomocy N przypadków o energii E

$$\langle S \rangle = \frac{1}{N} \sum_i^N S_i, \quad \delta \langle S \rangle = \sigma / \sqrt{N}$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_i^N (S_i - \langle S \rangle)^2, \quad \delta(\sigma) = \sigma / \sqrt{2N}$$



$$\langle S \rangle = f(E) = c \times E + ped$$

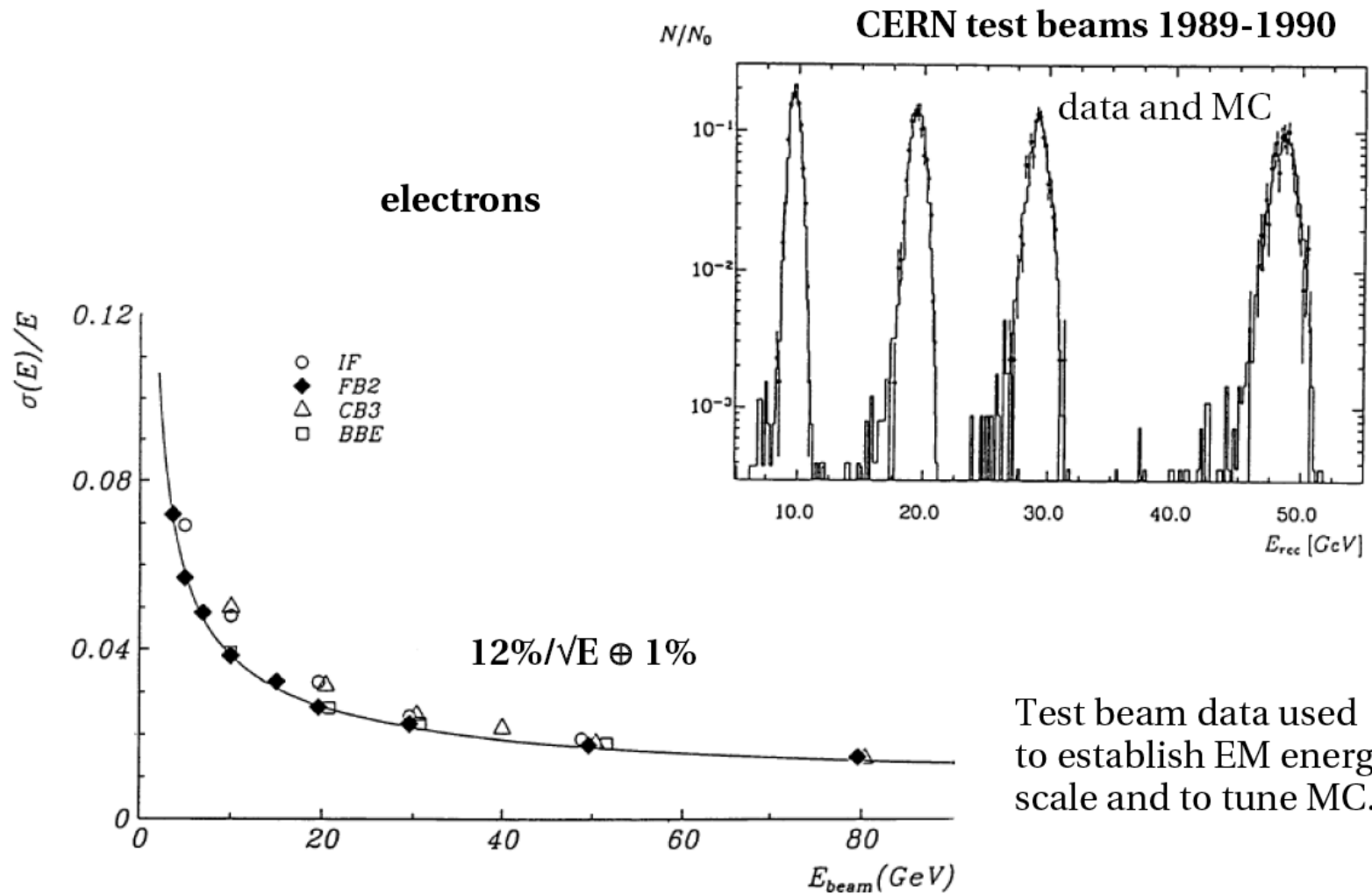
$$\sigma = g(E)$$

$$\frac{\sigma}{E} = c_{calib} + \frac{c_{stat}}{\sqrt{E}} + \frac{c_{noise}}{E}$$

Jeśli $c=c(E)$: odpowiedź detektora nieliniowa
 Podobnie dla kalibracji czasu, pozycji etc.

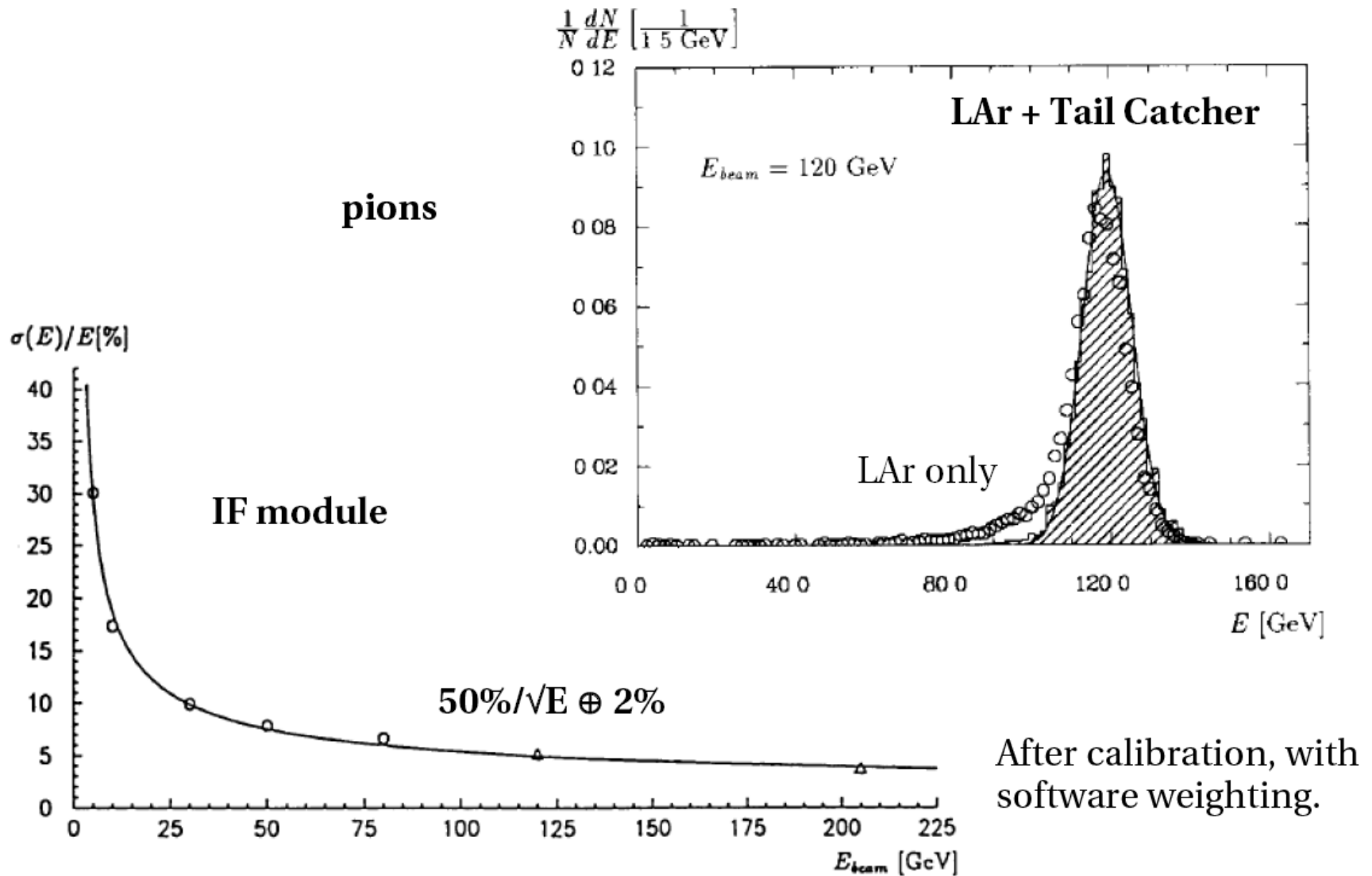
Uwaga : $\langle S \rangle$ i σ nie zawsze są odpowiednim wyborem parametru charakteryzującego odpowiedź detektora (np. rozkład Landaua dla jonizacji, $\sigma \rightarrow \infty$)

LAr electron test beam

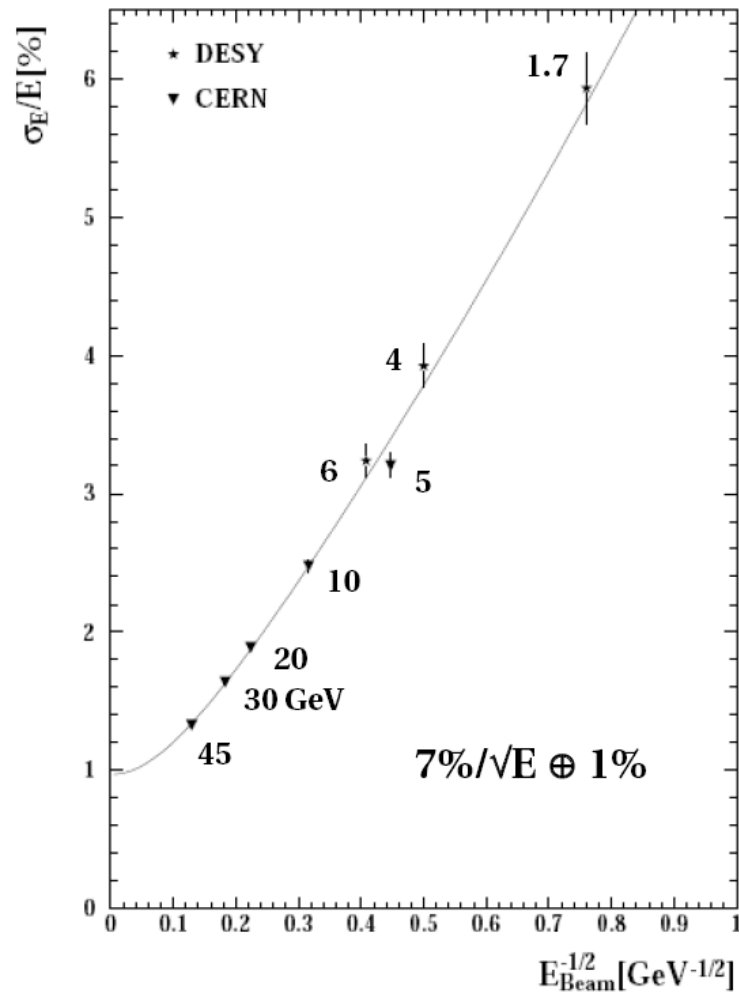
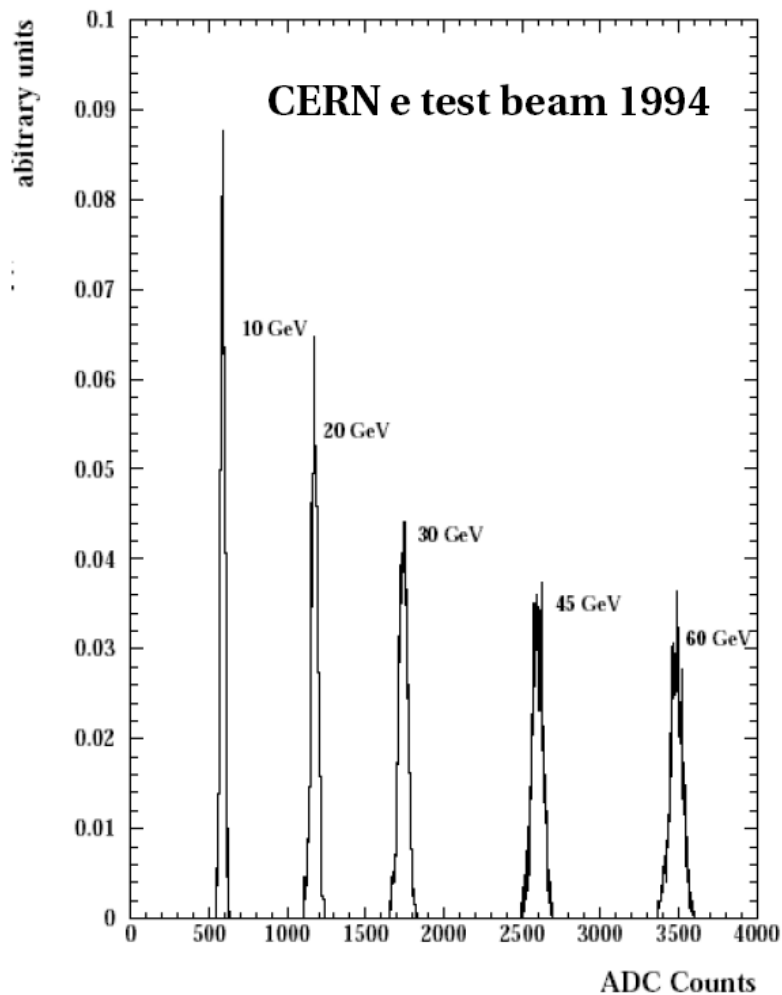


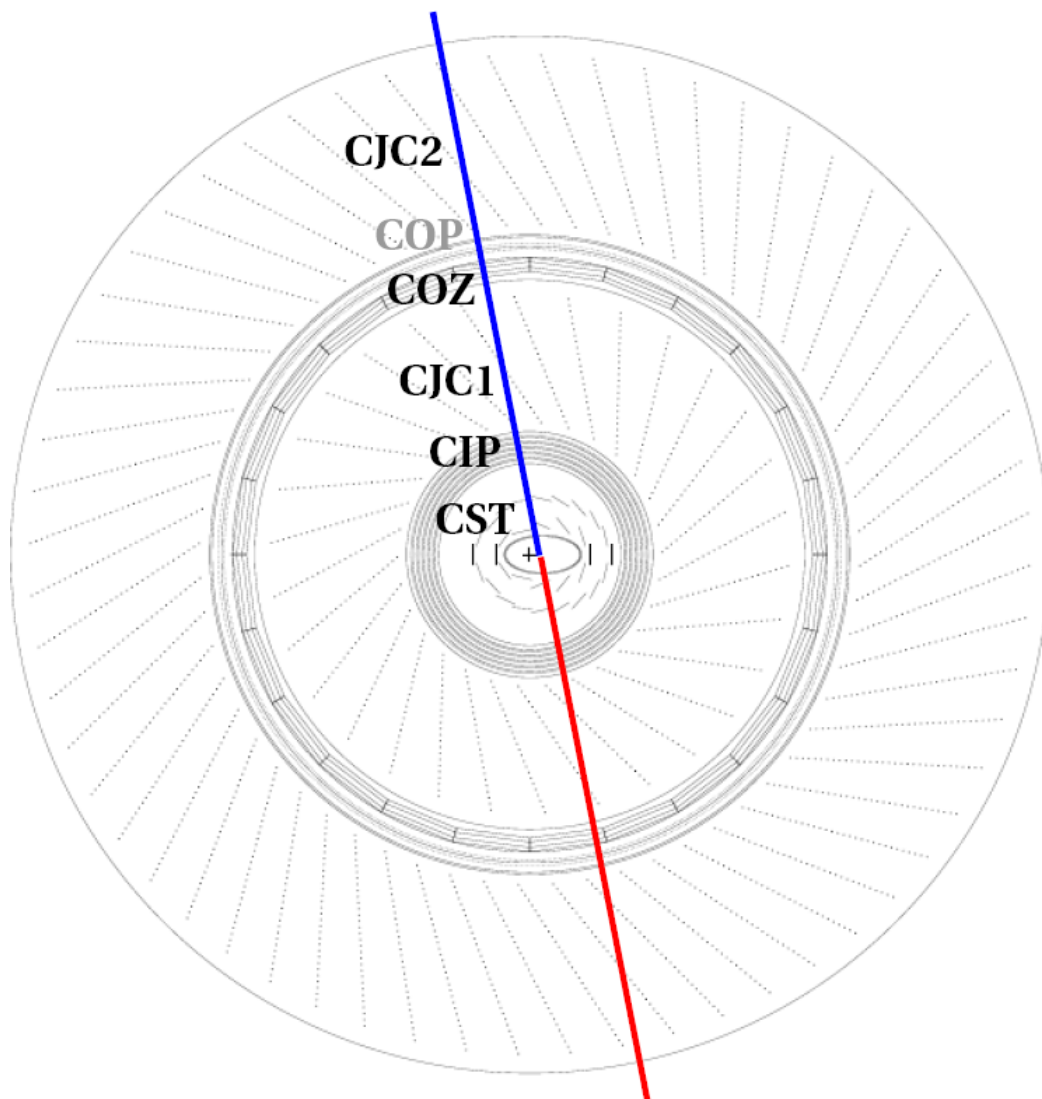
Test beam data used to establish EM energy scale and to tune MC.

LAr pion test beam



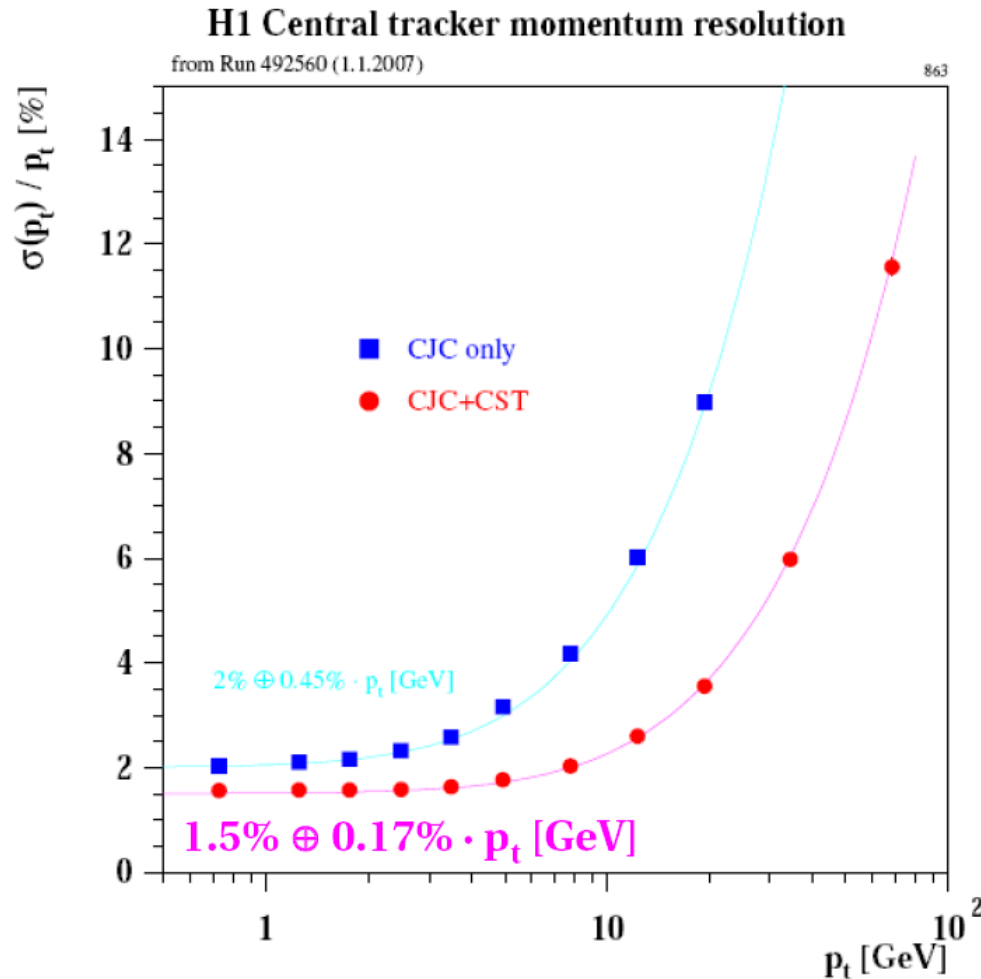
Spacal test beam





- The same track is measured twice.
- Compare track parameters:
 - ▶ $\Delta t = t_1 - t_2$, mean should be zero.
 - ▶ $\sigma(\Delta t) = \sqrt{2} \cdot \sigma(t)$.
- Special CJCREC version takes flight time into account (6 ns from top to bottom).
- Millions of cosmics have been taken in special runs and during ep collisions (COSMO stream).

CJC momentum resolution from cosmics



- Compare upper and lower half of penetrating cosmics without and with CST hits.

- 2 parameter fit: multiple scattering and curvature:

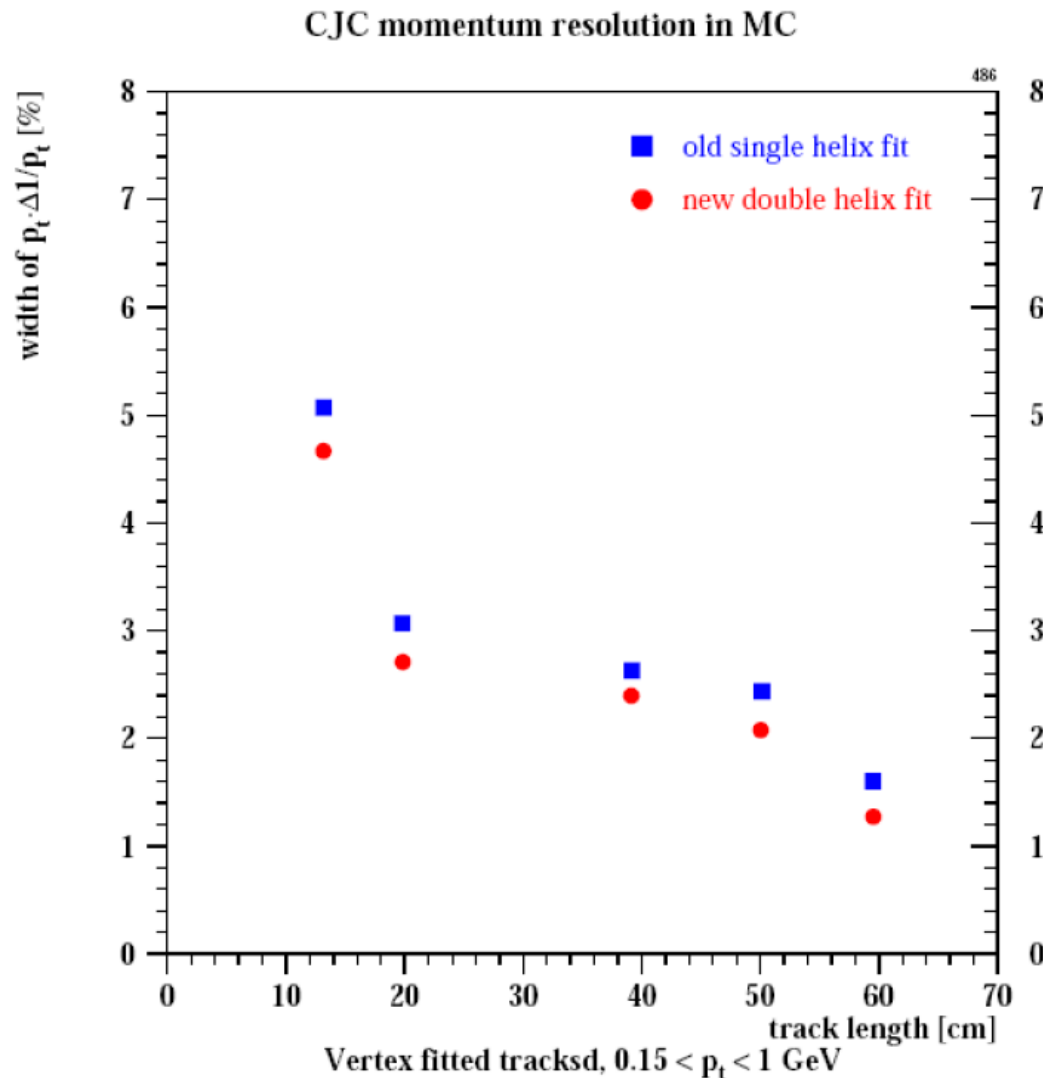
$$\sigma(p_t)/p_t = a \oplus c \cdot p_t$$

$$a \approx \frac{0.053}{B[T] L[m]} \sqrt{\frac{d}{X_0}}$$

$$c \approx \sqrt{\frac{320}{(N+4)}} \frac{\sigma_x}{BL^2}$$

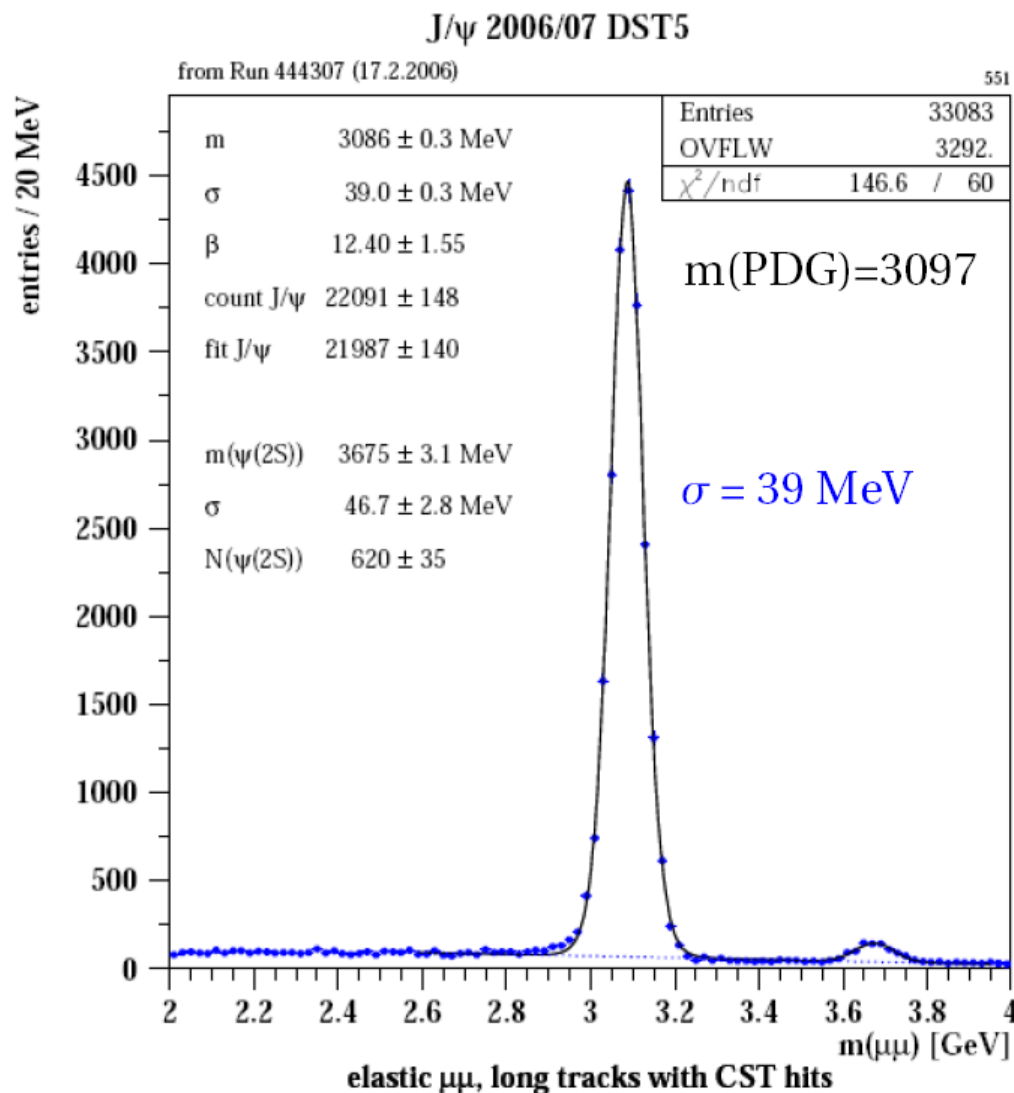
- In *ep*: primary vertex fit has similar benefit as using CST.

CJC momentum resolution vs track length



- Forward and backward tracks are shorter.
- Momentum resolution in the multiple scattering limited regime depends ~linearly on track length, as predicted.
- New CJCREC is better for all track lengths.

Reference signal: elastic $J/\psi \rightarrow \mu\mu$



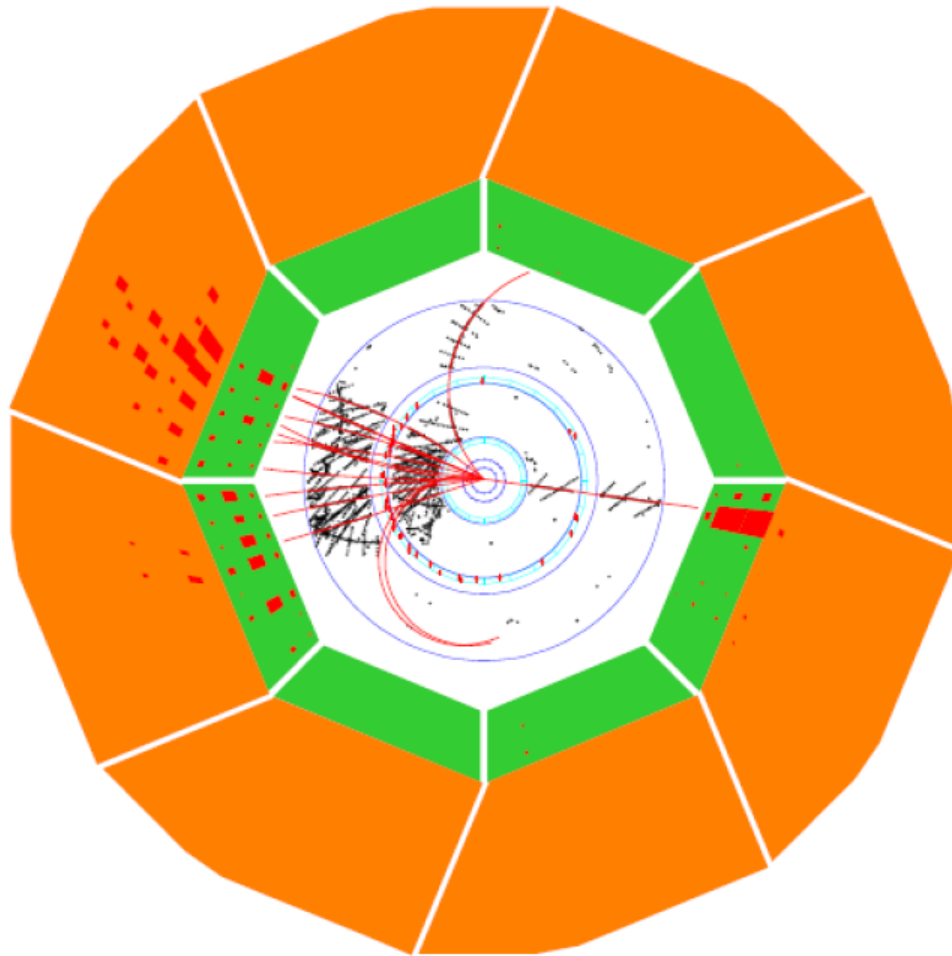
$$m^2 \approx 2 p_1 p_2 (1 - \cos \theta_{12})$$

(muon mass neglected)

- Low p_t J/ψ:
 - $\theta_{12} \approx 180^\circ$, $p_1 \approx p_2 \approx 1.5$ GeV
 - $\Rightarrow \sigma(m)/m \approx \sigma(p)/p$
- Observe $\sigma(m)/m = 1.3\%$
- Consistent with momentum resolution from cosmics.

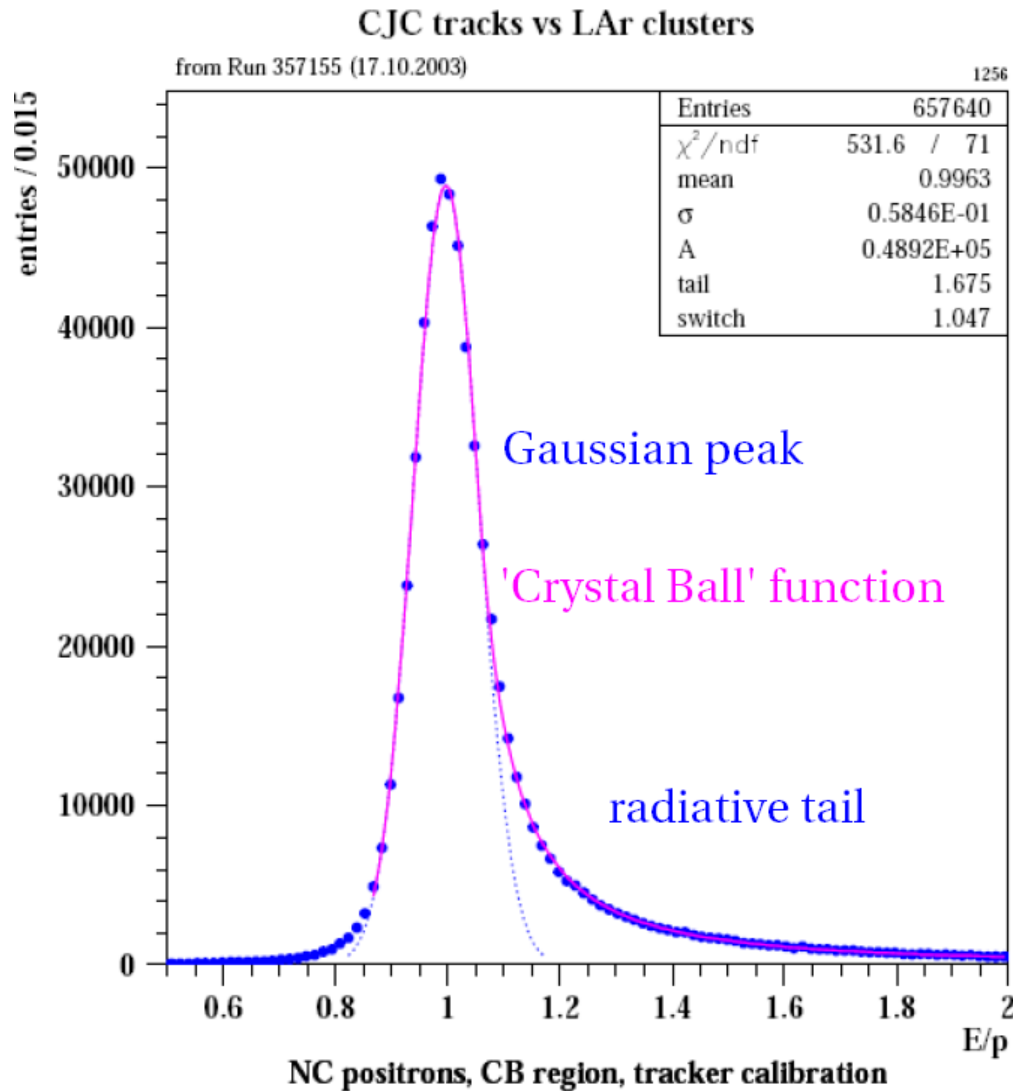
mass shift: -11 MeV (0.3%)
not understood.

Tracker vs calo



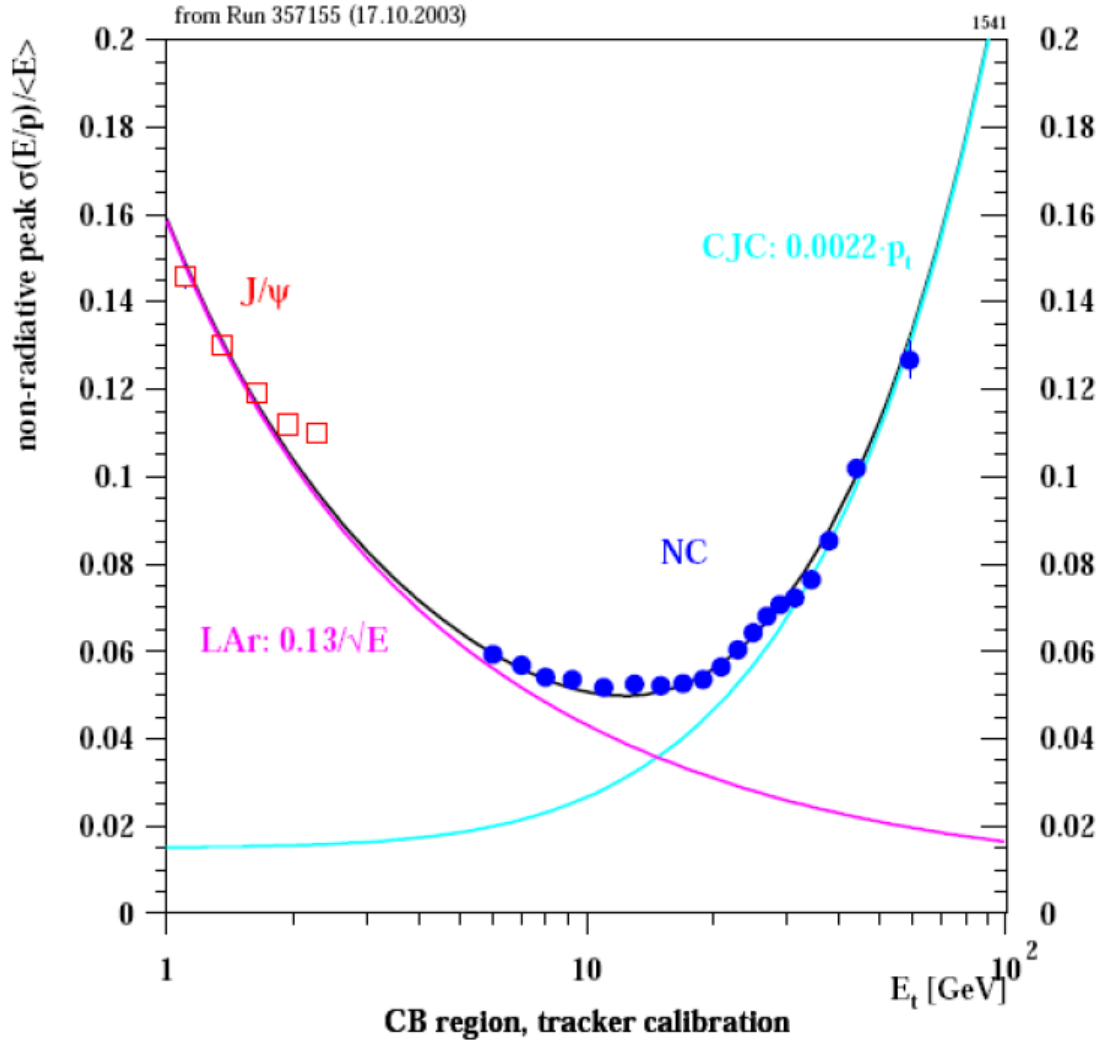
- For electrons:
 - ▶ Compare momentum measured in the tracker with energy measured in the calorimeter.

Tracker vs calo: E/p



- Select LAr EM clusters.
- Geometric track-cluster matching, compare E and p:
- Calo measures E , Gaussian.
- Tracker measures curvature:
 - ▶ $\kappa = -qcB/p_t$, Gaussian.
- ⇒ E/p is 'natural' quantity for track-cluster comparison.
- For electrons: expect Gaussian peak at 1.0 and 'radiative tail'.
- Gaussian core resolution is ~6%.
- Tail well described by 'Crystal Ball' function, see wikipedia.org.

E/p resolution vs E



- LAr energy resolution is worse at low E .
 - LAr CB:
 - ▶ $\sigma(E)/E = 13\%/\sqrt{E}$.
 - Tracker/calorimeter crossover at ~ 14 GeV for electrons.
 - Tracker p_t resolution is worse at high p_t .
 - Long CJC tracks, vertex fitted:
 - ▶ $\sigma(p_t)/p_t = 0.2\% p_t$ at high p_t .
- $\Rightarrow 10\%$ at $p_t = 50$ GeV.