

# Oddziaływanie cząstek i promieniowania z materią

## • Oddziaływanie cząstek naładowanych

- Jonizacja i  $dE/dx$
- Rozpraszanie wielokrotne

## • Oddziaływania fotonów

- Efekt fotoelektryczny
- Rozpraszanie Comptona
- Produkcja par

## • Oddziaływanie elektronów

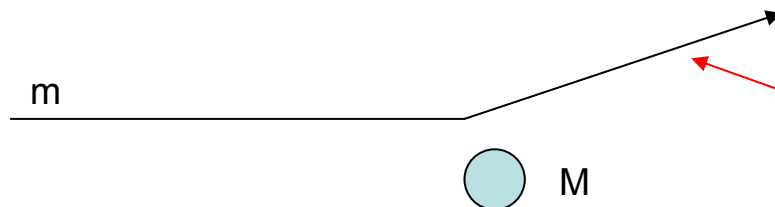
- Promieniowanie hamowania
- Energia krytyczna

# 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

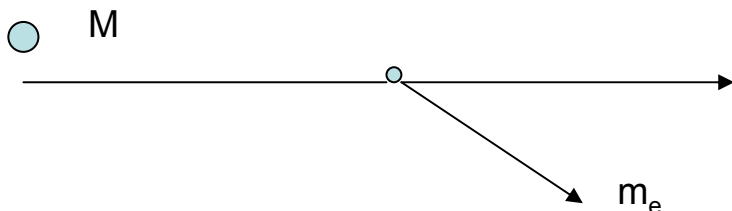
Rozpraszanie kątowe, precyzja pomiaru pozycji



Duże kąty rozproszenia: rozproszenie Rutherforda na punktowym ładunku

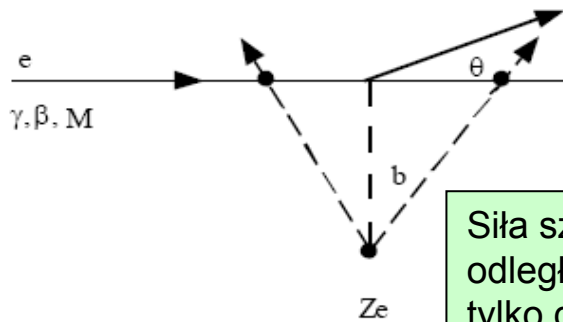
- Transfer energii w zderzeniach z elektronami
- Promienie delta

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

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

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

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

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

$$\theta_R \sim 2Z\alpha / pvb$$

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

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

$$dP \sim d\vec{b} = d\sigma \quad \text{Strzelamy nie celując}$$

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

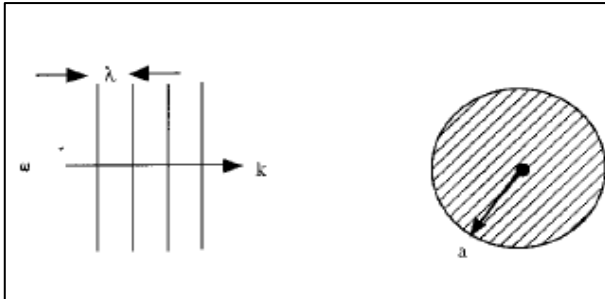
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\sin \theta} \left( \frac{db}{d\theta} \right) \quad \text{Zmiana zmiennych}$$

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} \sim \left( \frac{Z\alpha}{Mv^2} \right)^2 / \theta^4 \quad \text{Rozpraszanie Rutherforda na jądrze}$$

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

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

# Przekroje czynne na rozpraszanie cząstek w materii



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

$$\langle L \rangle^{-1} = [N_0 \rho \sigma / A] (cm)^{-1}$$

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

$N_0$  – liczba Avogadro [ $mol^{-1}$ ]

$\rho$  - gęstość [ $gm/cm^3$ ]

$\sigma$  - przekrój czynny [ $cm^2$ ]

$N_0 \rho / A$  – liczba jąder w jednostkowej objętości ośrodka o gęstości  $\rho$

## ➤ rozpraszanie na atomach w gazie

$$\sigma_{\text{atom}} \cong \pi a_{\text{bohr}}^2 \cong 3 \cdot 10^8 b \quad a_{\text{bohr}} \cong 1 \text{ \AA}$$

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

## ➤ Rozpraszanie na jądrach atomowych w gazie

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

- Detektor atomów (oddziaływanie elm.) może mieć bardzo małe rozmiary
- 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 <sup>a</sup>		Nuclear <sup>b</sup>		Nuclear <sup>c</sup>		Nuclear <sup>c</sup>		dE/dx  <sub>min</sub> <sup>d</sup>		Radiation length <sup>e</sup>		Density <sup>f</sup>	Refractive
			total cross section $\sigma_T$ [barn]	inelastic cross section $\sigma_I$ [barn]	collision length $\lambda_T$ [g/cm <sup>2</sup> ]	interaction length $\lambda_I$ [g/cm <sup>2</sup> ]	$\left[ \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \right]$ ( ) is for gas	$X_0$ [g/cm <sup>2</sup> ] ( ) is for gas	[cm]	[g/cm <sup>3</sup> ] ( ) is for gas [g/l]	index $n^f$ is $(n-1) \times 10^6$ for gas					
H <sub>2</sub> gas	1	1.01	0.0387	0.033		43.3	50.8	(4.103)	61.28	865	(0.0833)	[0.090]	[140]			
H <sub>2</sub> (B.C., 26K)	1	1.01	0.0387	0.033		43.3	50.8	4.045	61.28	865	0.0708		1.112			
D <sub>2</sub>	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 <sup>g</sup>		—			
N <sub>2</sub>	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 <sub>2</sub>	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

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

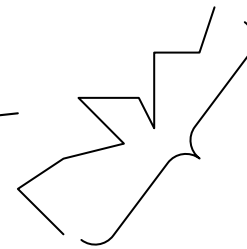
$$\sim 2\theta_{\min}^2 [\ln(\theta_{\max} / \theta_{\min})]$$

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

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

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

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

# Rozpraszanie wielokrotne

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

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

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

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

dx – droga na której  
zachodzi r.w.

$X_o$  – długość radiacyjna (omówienie  
później). Nie ma nic wspólnego z fizyką r.w.,  
tu jako wyrażenie numeryczne dla wygody  
zapisu

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

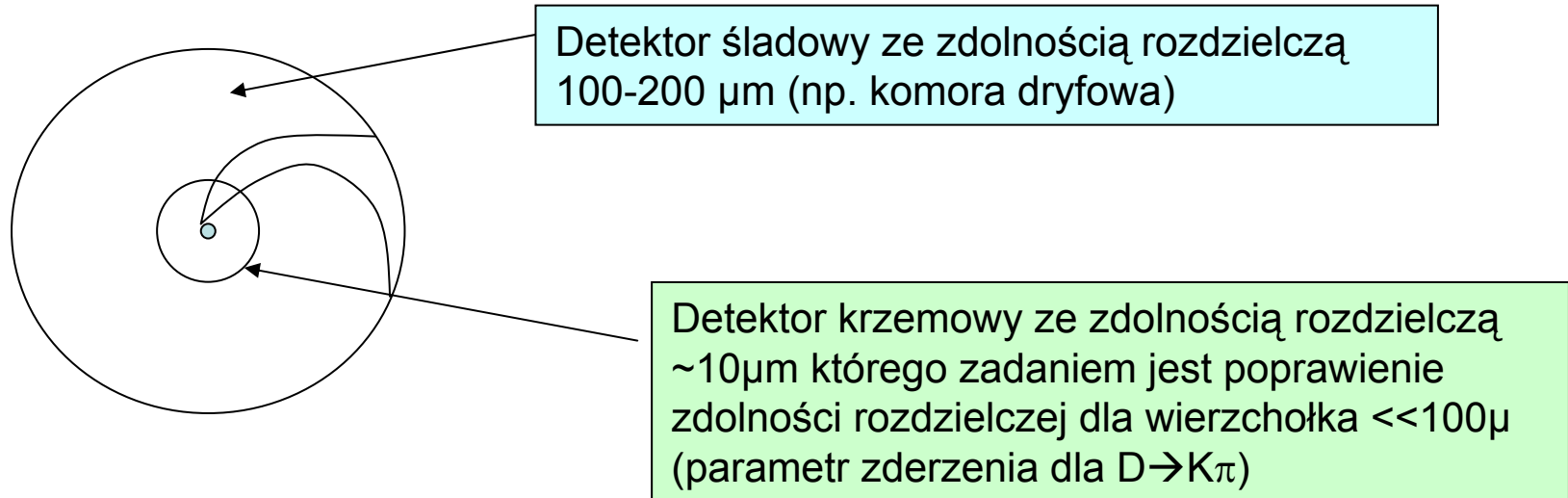
$$\theta_{MS} = (\Delta p_T)_{MS} / p, (\Delta p_T)_{MS} = \frac{E_s}{\beta} \sqrt{\frac{dx}{X_o}} = \frac{E_s}{\beta} \sqrt{t}$$

Komplikacje których nie omawiam:

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

# 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  $\mu\text{m}$  dla typowego detektora Si

$X_0$  (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 !



# Przekaz energii w zderzeniach z elektronami

$$d\sigma = d\vec{b} = b db d\phi = (d\sigma / dT) dT$$

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

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

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

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

## 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

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

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

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

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

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

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

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

## Numerycznie :

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

# Cząstka minimalnie jonizująca

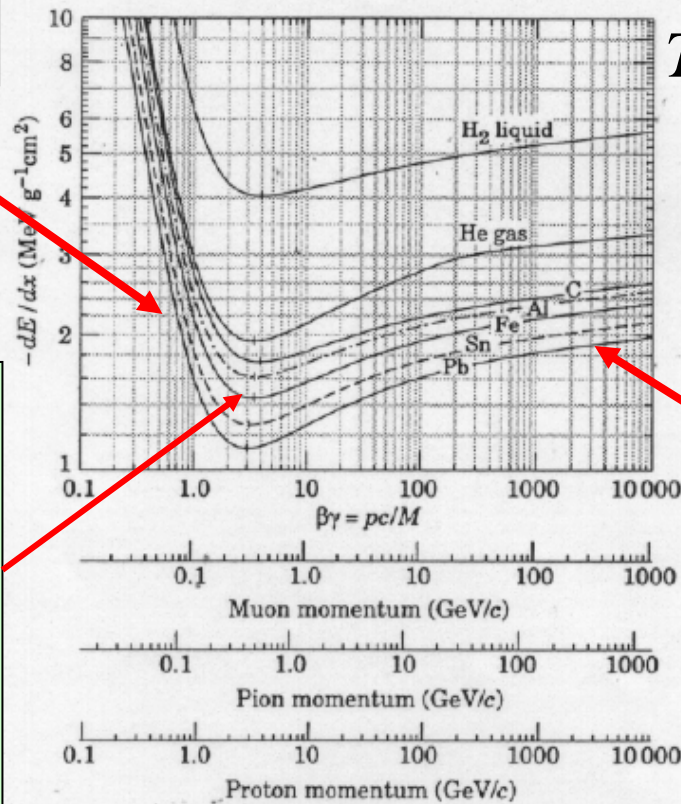
$$\frac{dE_1}{d(\rho x)} \sim 4\pi \left( \frac{N_o Z}{A} \right) (\alpha^2 \lambda_e) \left( \frac{1}{\beta^2} \right) [\ln( )]$$

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

$$\ln(b_{\max} / b_{\min}) \propto \ln[(T_{\max} / I)]$$

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

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

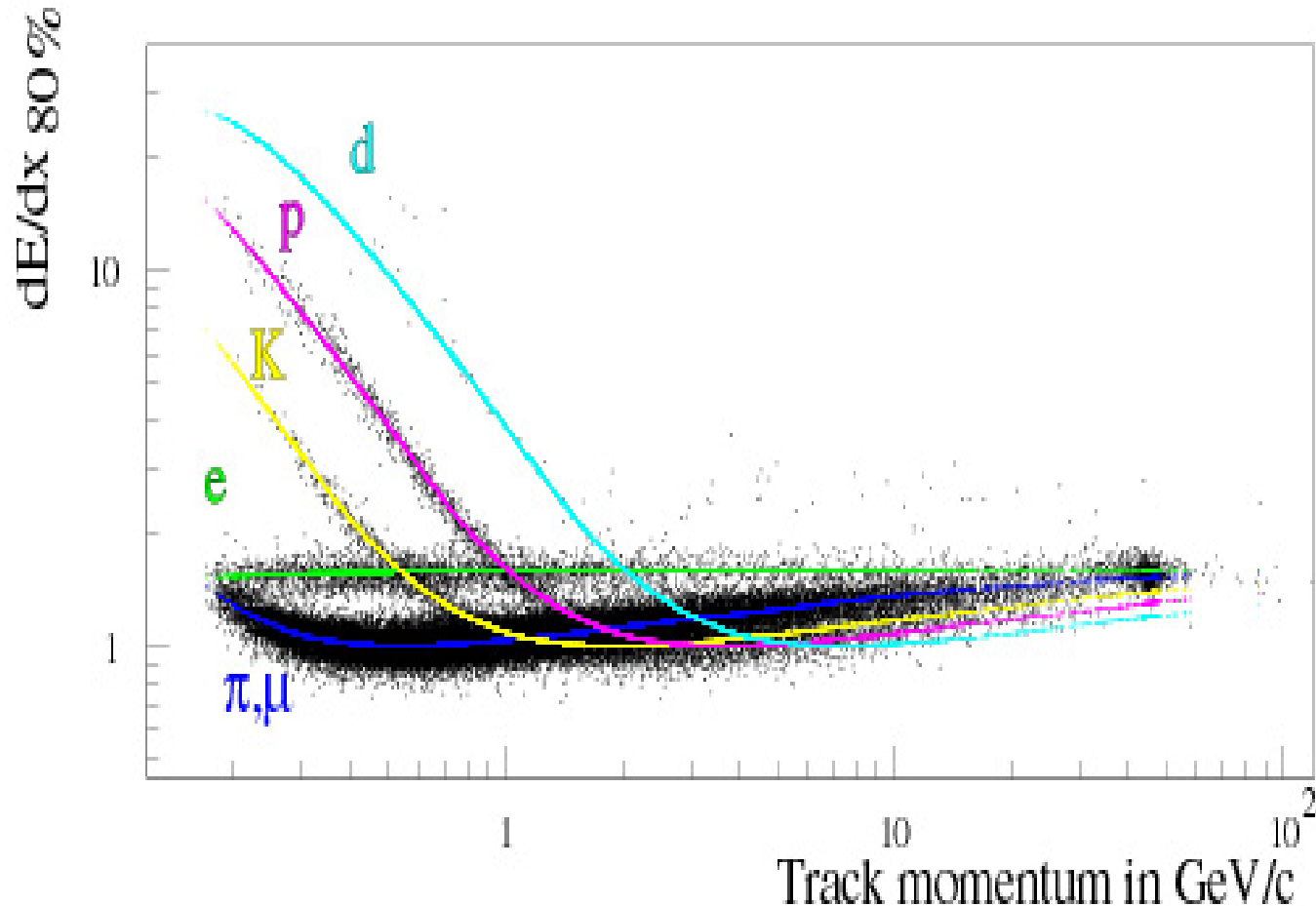


Przy dalszym wzroście energii gdzie  $\gamma \gg 1$  wzrost członu logarytmicznego zaczyna odgrywać rolę tj.  $dE/dx \sim \ln \gamma$

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

# Identyfikacja cząstek poprzez $dE/dx$

$dE/dx$  zależy tylko od  $\beta$  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



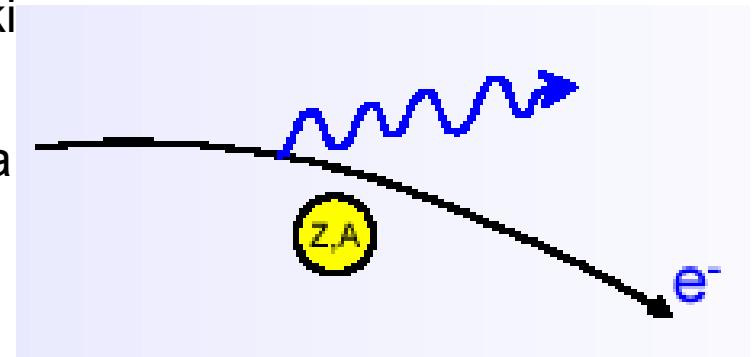
# Oddziaływania cząstek naładowanych - posumowanie

- 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  $\gamma$  następuje logarytmiczny wzrost strat związany z maksymalną energią odrzutu elektronu proporcjonalną do  $\gamma^2$
- Położenie minimum jonizacji mało zależy od rodzaju materiału  $\rightarrow$  cząstka minimalnie jonizująca (MIP)

# 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  $\mu$  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

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

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

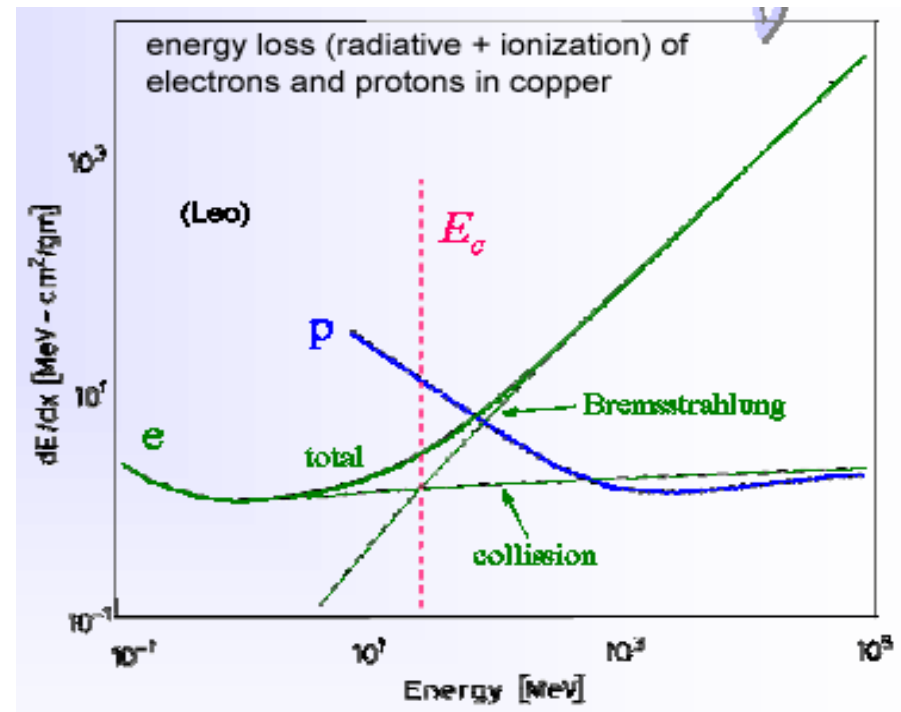
$$E_c(e^-) \text{ in Cu}(Z=29) = 20 \text{ MeV}$$

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 !



# Wyznaczanie pędu cząstki naładowanej

W celu pomiaru pędu cząstek naładowanych detektory śladowe umieszcza się w polu magnetycznym. Równania ruchu cząstki poddanej sile Lorentza pozwalają odtworzyć jej pęd

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{E} + q(\vec{v} \times \vec{B})$$

- Pole magnetyczne nie zmienia wartości natomiast **zmienia kierunek pędu**

- Pole elektryczne nie przydatne  $\rightarrow = 0$

Zakładamy że  $\vec{B} \parallel z$  (pole solenoidu)

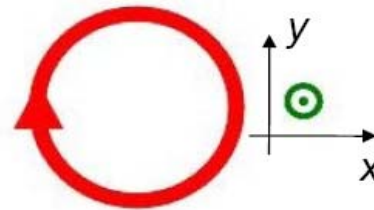
- W płaszczyźnie xy ruch po okręgu

- Kierunek ruchu określa ładunek

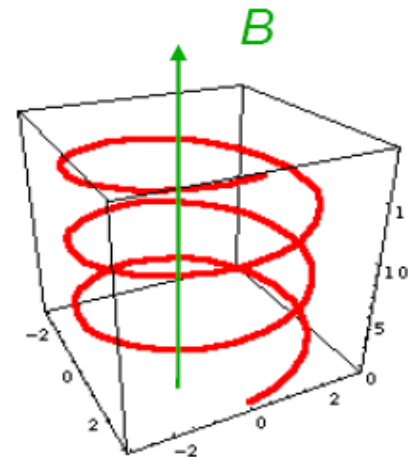
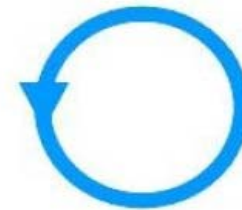
- Składowa  $p_z$  stała

- W trzech wymiarach : helisa

**Positives**  
+



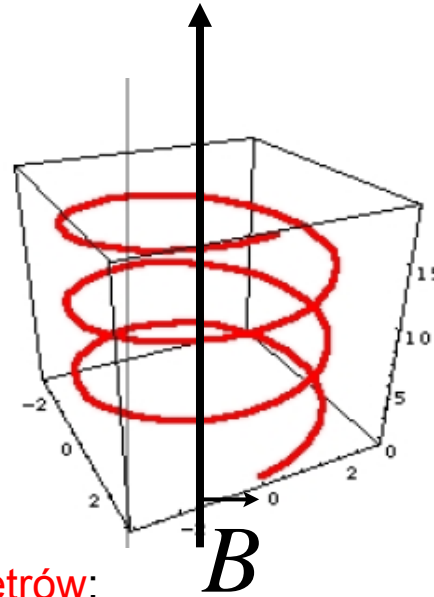
**Negatives**  
-





# Rekonstrukcja torów

$$\frac{d^2 \vec{x}}{ds^2} = \frac{q}{pc} \frac{d\vec{x}}{ds} \times \vec{B}$$



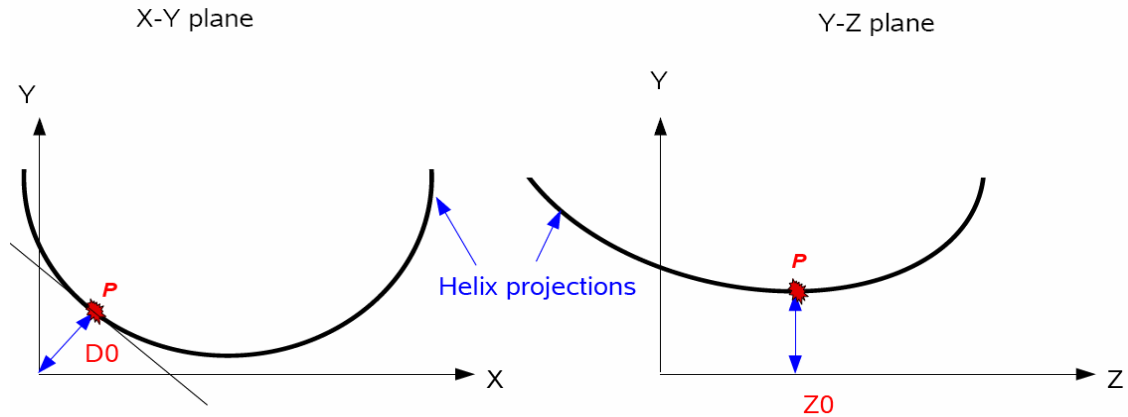
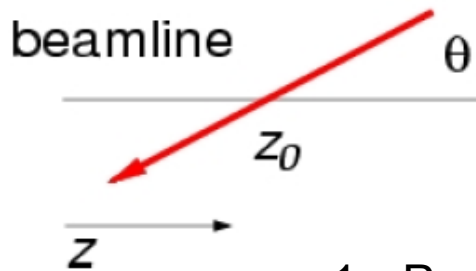
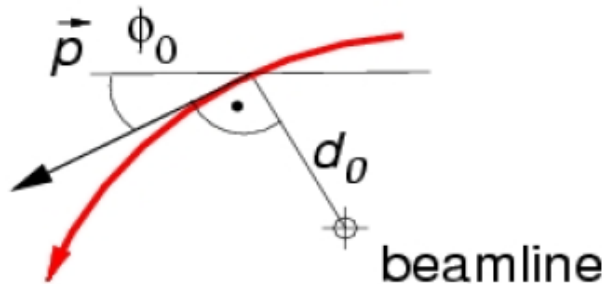
Opis cząstki w przestrzeni fazowej: 7 parametrów:

- Masa cząstki  $m$
- Miejsce produkcji  $(x,y,z)$
- Trój-pęd  $(p_x, p_y, p_z)$

Rekonstrukcja śladu określa trajektorię cząstki

- Nie określa masy
- Miejsce produkcji ma jednowymiarową niepewność (bez określenia wierzchołka może to być jakiegokolwiek miejsce na helisie)

# Parametry helisy

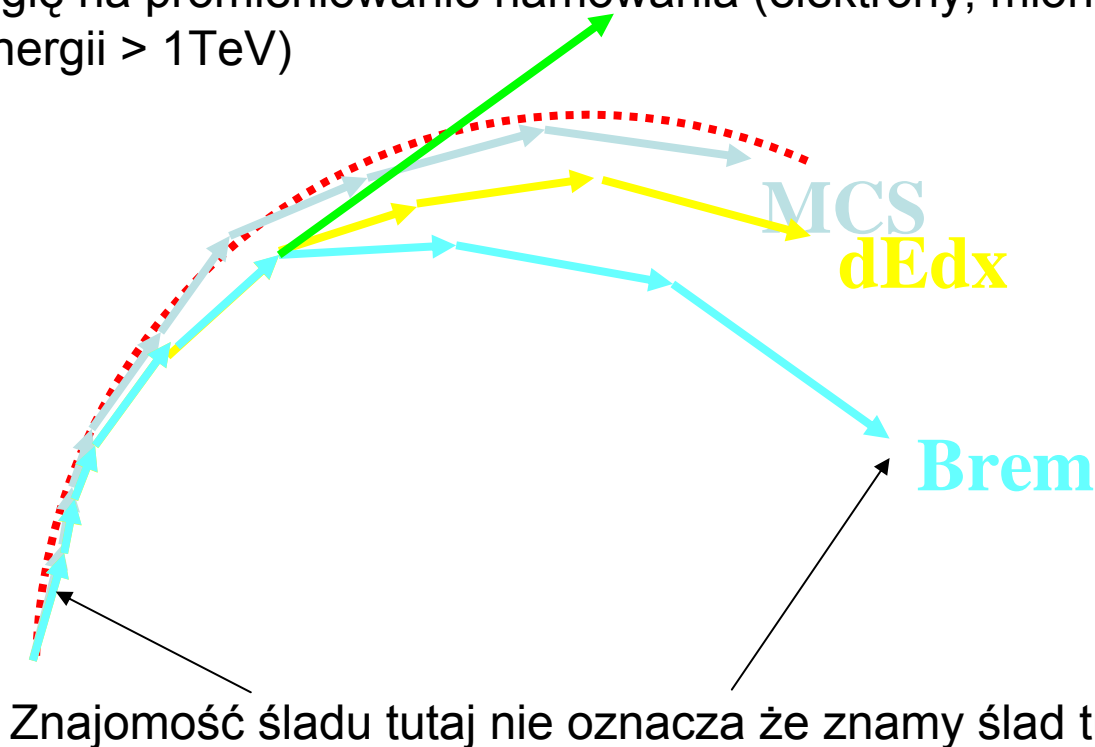


1. Promień helisy  $\rho$  ( $\sim 1/p_T$ )
2. Najkrótsza odległość  $d_0$  helisy od osi  $z$  w pł.  $xy$  (distance of closest approach ; DCA)
3. Kąt azymutalny w punkcie DCA :  $\phi_0$
4. Kąt polarny śladu  $\cot\theta$  (dip angle)
5. Wpórzędna  $z$  punktu DCA:  $z_0$

# 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  $> 1\text{TeV}$ )



# Rekonstrukcja torów w praktyce

Rekonstrukcja torów cząstek naładowanych jest należy do najbardziej skomplikowanych elementów oprogramowania eksperymentów f.w.e.

- Na początku rekonstruuje się elementy torów które z dobrym przybliżeniem można uznać za helisy (np. w jednej warstwie detektora)
- Elementy torów łączy się uwzględniając rozpraszanie wielokrotne i straty energii w materiale
- Straty przy danym pędzie zależą od rodzaju cząstki (masy), co rekonstrukcja musi uwzględniać

$$(\Delta p_T)_B = \left| \vec{p}_T' - \vec{p}_T \right| = \left| \vec{p}_T \right| \phi_B$$

$$\left| \vec{p}_T \right| = qB\rho$$

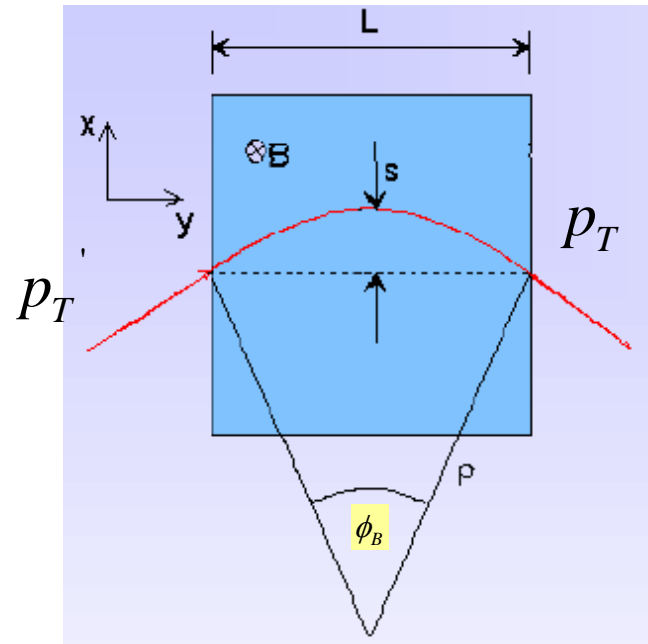
$$\left| \vec{p}_T \right| [GeV/c] = 0.3B\rho [T \cdot m]$$

$$\phi_B = L / \rho$$

$$(\Delta p_T)_B = qBL$$

$$\frac{1}{p_T} = \frac{\phi_B}{(\Delta p_T)_B}$$

$$d\left(\frac{1}{p_T}\right) = \frac{dp_T}{p_T^2} = \frac{d\phi_B}{(\Delta p_T)_B} = \frac{dx/L}{eLB} = \frac{\sigma(x)}{eL^2 B}$$



# Rekonstrukcja torów w praktyce

$$d\left(\frac{1}{p_T}\right) = \frac{dp_T}{p_T^2} = \frac{d\phi_B}{(\Delta p_T)_B} = \frac{dx/L}{eLB} = \frac{\sigma(x)}{eL^2B}$$

$$\frac{dp_T^{\text{pomiar}}}{p_T} = \frac{d\phi_B p_T}{(\Delta p_T)_B} = ap_T$$

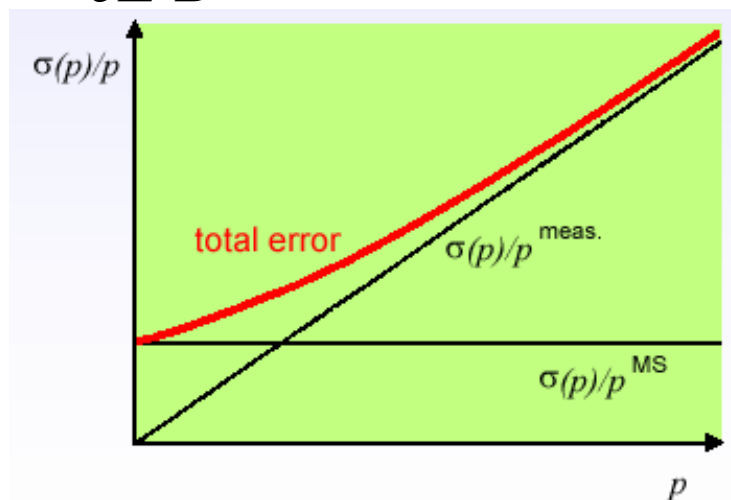
$$\frac{dp_T^{\text{ms}}}{p_T} : d\phi_B \Rightarrow \Theta_{\text{ms}}$$

$$\frac{dp_T^{\text{ms}}}{p_T} = \frac{\sqrt{\langle \Theta_{\text{ms}}^2 \rangle} p_T}{(\Delta p_T)_B}$$

$$\frac{dp_T}{p_T} = \sqrt{ap_T^2 + b}$$

$\sim \sigma/L^2B$

$0.045 \frac{1}{B\sqrt{LX_0}}$



Example:

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

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

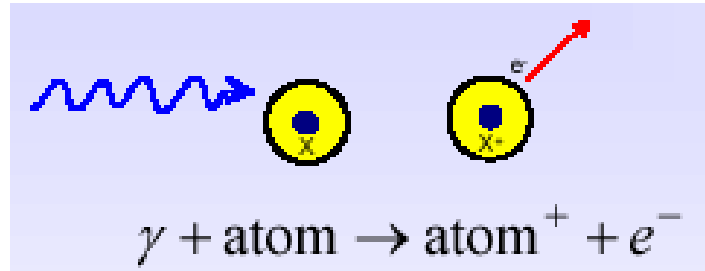
Assume detector ( $L = 1 \text{ m}$ ) to be filled with 1 atm. Argon gas ( $X_0 = 110 \text{ m}$ ),

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

# Oddziaływanie fotonów z materią

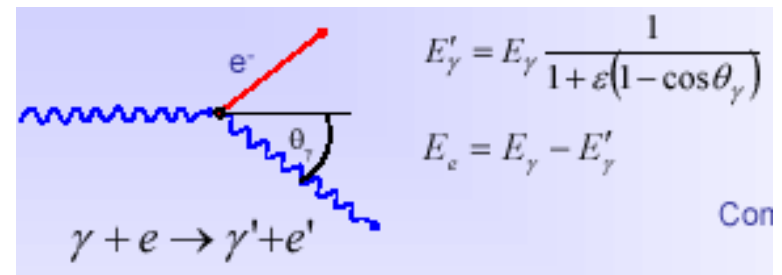
Efekt fotoelektryczny: absorpcja fotonu przez atom + emisja elektronu

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



Rozpraszanie Comptona

$\sigma \sim \log E/E$

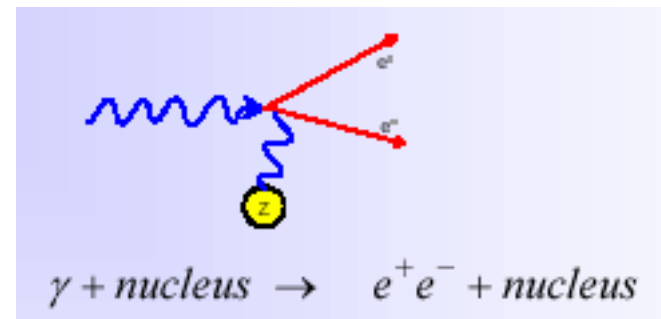


Kreacja par w polu jądra

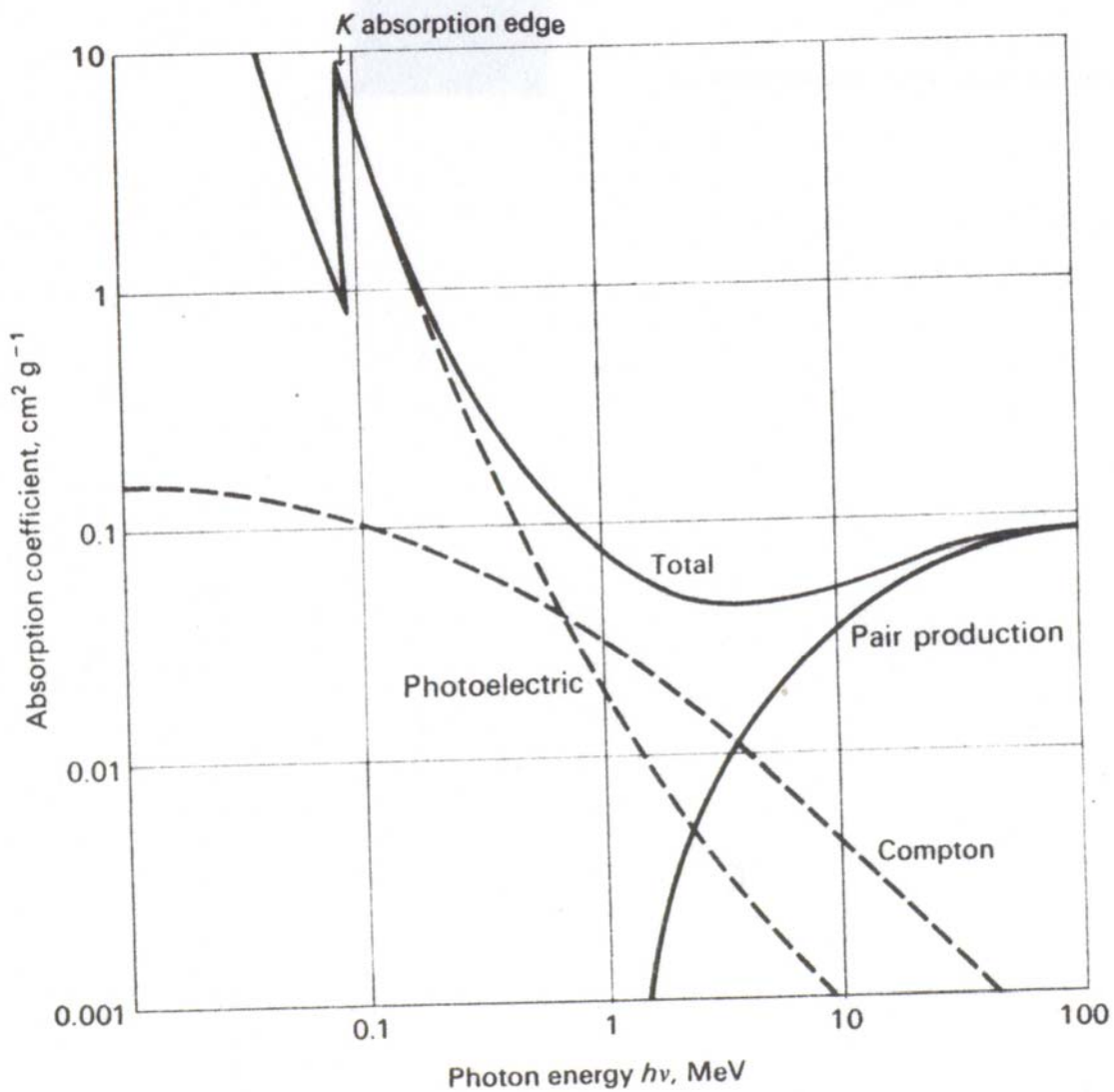
$E_\gamma > 2m_e$

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

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



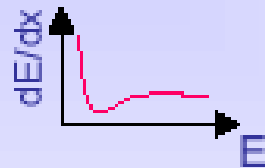
# Oddziaływanie fotonów z materią



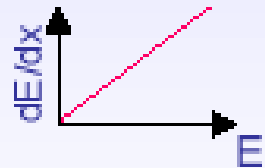
# Podsumowanie : cząstki naładowane i fotony

$e^+ / e^-$

■ Ionisation

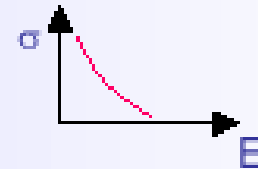


■ Bremsstrahlung

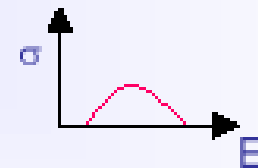


$\gamma$

■ Photoelectric effect



■ Compton effect



■ Pair production

