

Astrofizyka cząstek

prof. dr hab. A.F.Żarnecki

Zakład Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych IFD

Wykład II

- Oddziaływanie cząstek naładowanych z materią
- Oddziaływanie elektronów i pozytonów
- Oddziaływanie fotonów
- Kaskady cząstek

Wprowadzenie

Oddziaływanie cząstek z materią

Ze względu na oddziaływanie z materią (prowadzące do ich detekcji) cząstki elementarne (stabilne bądź quasi-stabilne) możemy podzielić:

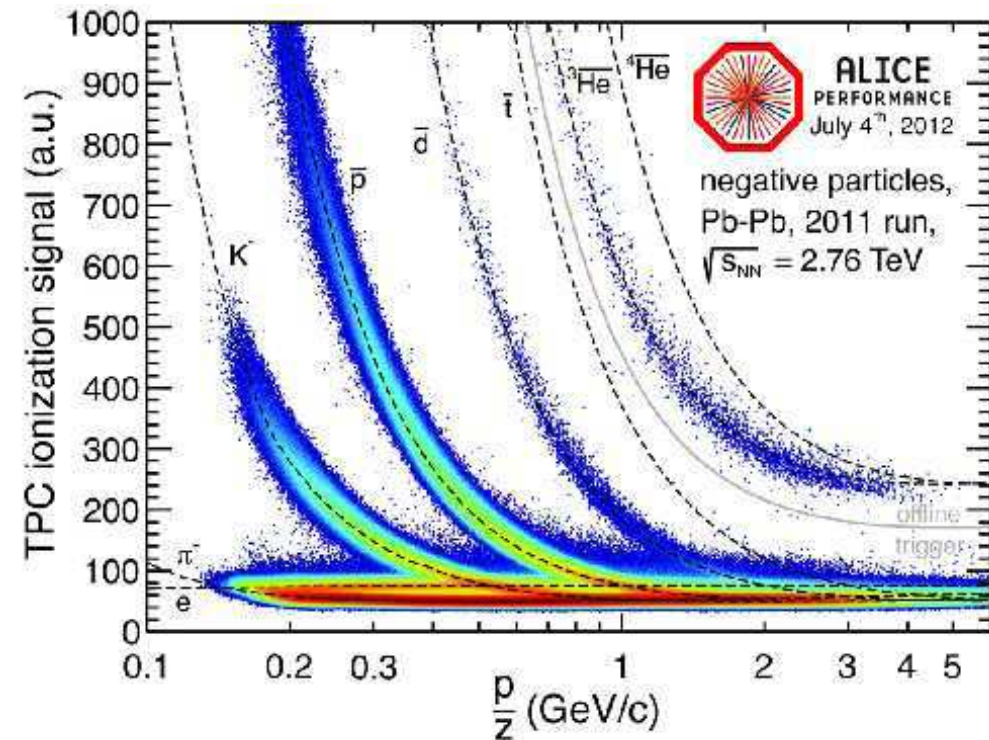
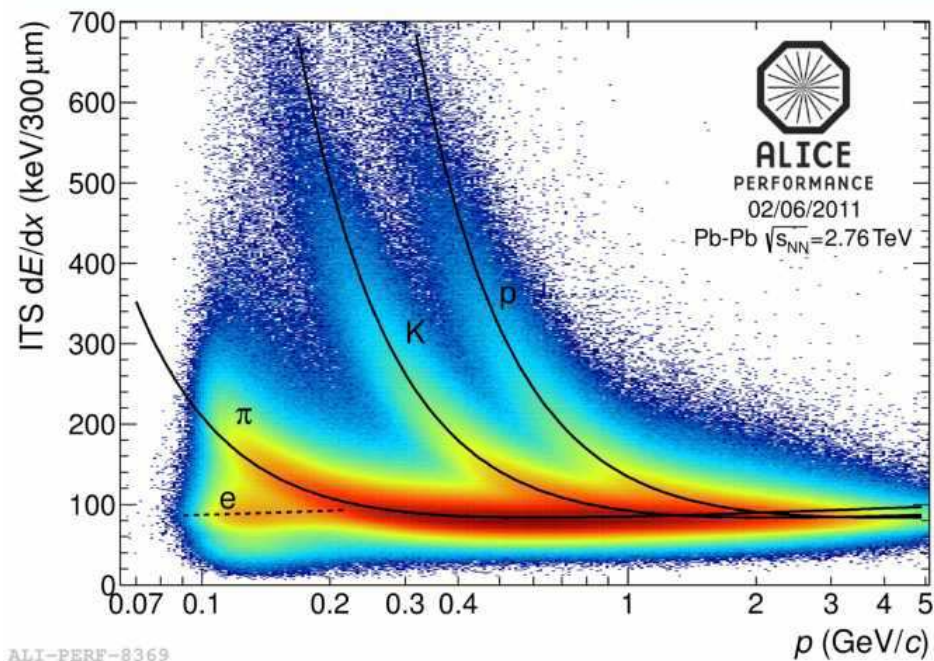
- cząstki naładowane (z wyłączeniem e^{\pm})
 - ⇒ główny proces: jonizacja
 - także: scyntyłacja, promieniowanie Czerenkowa
- elektrony i pozytony
 - ⇒ jonizacja... + straty radiacyjne, ew. prom. przejścia
- fotony
 - ⇒ efekt fotoelektryczny, efekt Comptona, kreacja par
- (nienaładowane) hadrony
 - ⇒ kaskady hadronowe
- **neutrino, WIMP, etc.**
 - ⇒ na podstawie ich oddziaływania

Jonizacja

Jonizacja polega na powstawaniu swobodnych nośników ładunku (elektronów, jonów) w wyniku przejścia cząstki naładowanej.

Energia przechodzącej cząstki przekazywana jest elektronom ośrodka.

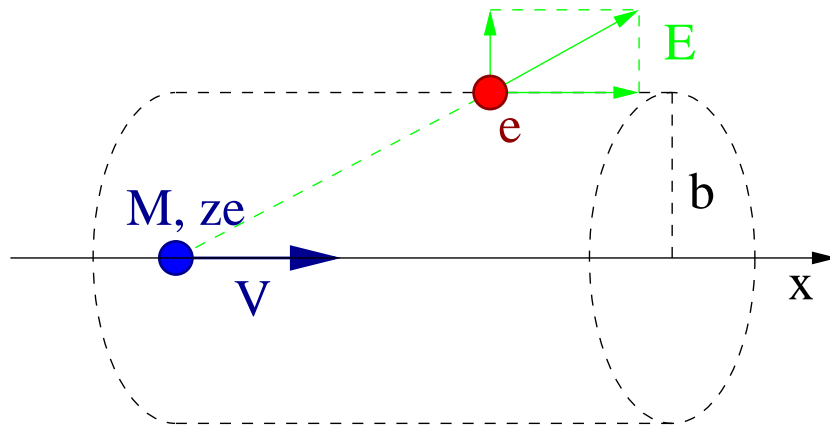
Straty na jonizację zależą od wielu czynników



Jonizacja

Podójście klasyczne (Bohr)

Ciężka ($M \gg m_e$) naładowana cząstka przelatuje w odległości b elektronu:



Założenia:

- zanedbujemy zmiany w ruchu cząstki
- zanedbujemy ruch elektronu

Z symetrii wynika, że na przekaz pędu wpływ ma wyłącznie prostopadła składowa pola:

$$\Delta \vec{p} = \int dt \vec{F} = e \int dt \vec{E}_{\perp}$$

$$\begin{aligned} \Delta p &= e \int dt E_{\perp} = e \int dx \frac{dt}{dx} E_{\perp} \\ &= \frac{e}{2\pi b V} \int 2\pi b dx E_{\perp} \end{aligned}$$

Z prawa Gaussa dla ładunku ze :

$$\int dS E_{\perp} = \frac{ze}{\epsilon_0}$$

$$\Rightarrow \Delta p = \frac{2ze^2}{4\pi\epsilon_0 b V}$$

$$\Rightarrow \Delta E(b) = \frac{\Delta p^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e b^2 V^2}$$

Jonizacja

Podójście klasyczne

Całkując po parametrze zderzenia otrzymujemy średnią stratę na jednostkę długości:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 \alpha^2 n_e}{m_e V^2} \cdot \ln \frac{b_{max}}{b_{min}}$$

Wyrażając granice całkowania przez przekaz energii: $\Delta E(b) \sim b^{-2}$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi z^2 \alpha^2 n_e}{m_e V^2} \cdot \ln \frac{\Delta E_{max}}{\Delta E_{min}}$$

Przy czym maksymalny możliwy przekaz energii, w granicy $M \gg m_e$

$$\Delta E_{max} \approx 2 \beta^2 \gamma^2 m_e$$

Jonizacja

Wzór Bethe-Blocha

Uwzględniając w rachunku efekty kwantowe otrzymujemy:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = K \cdot z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 \Delta E_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

gdzie:
$$K = \frac{4\pi N_A z^2 \alpha^2}{m_e} \approx 0.307 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$$

δ - poprawka związana z polaryzacją ośrodka

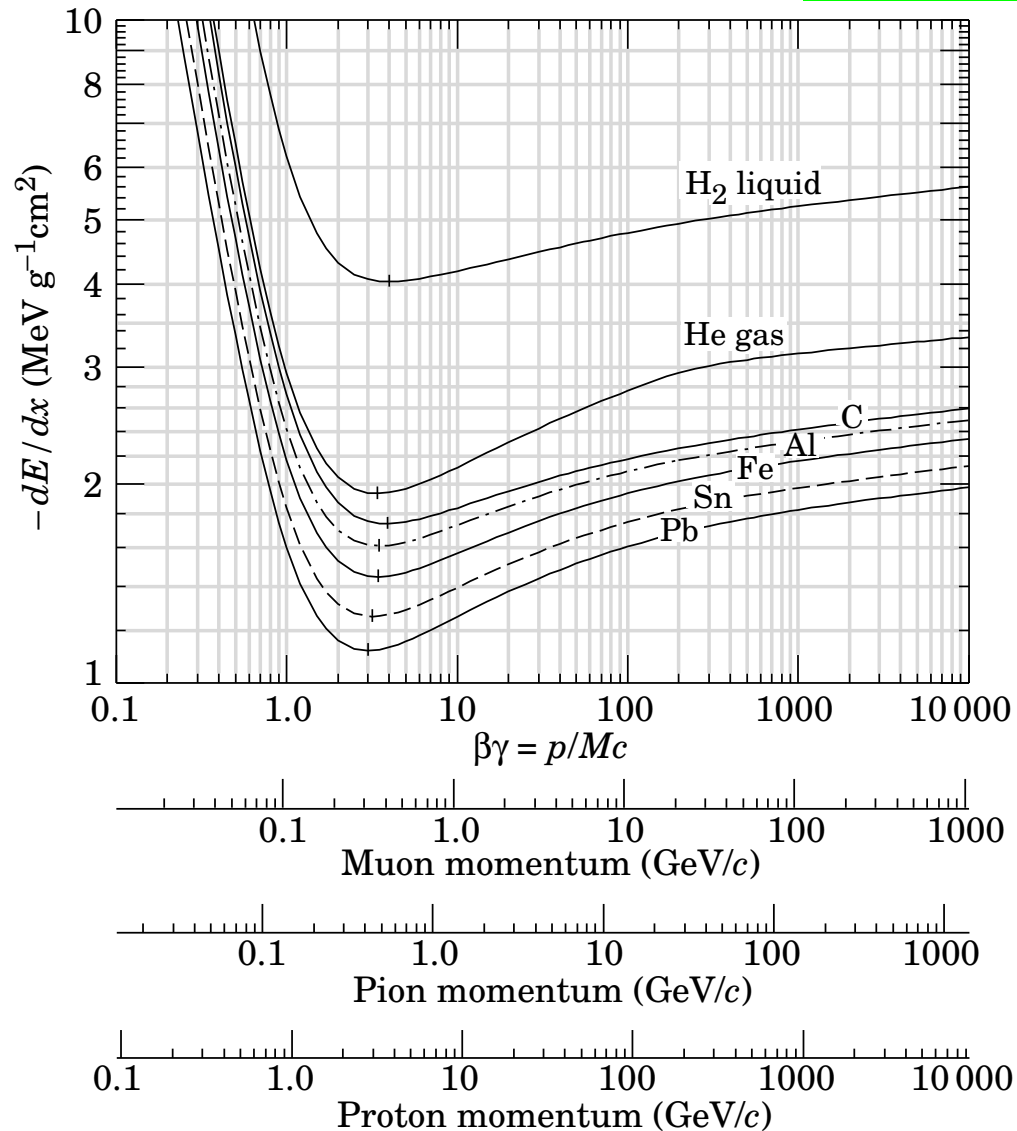
Przy założeniu $M \gg m_e$ jonizacja zależy wyłącznie od $\beta\gamma$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = K \cdot z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

Średnia energia jonizacji elektronów $I \sim Z \cdot 10\text{eV}$

- dla małych β - im szybsza cząstka tym mniej czasu ma na oddziaływanie
- dla $\beta \rightarrow 1$ - logarytmiczny wzrost związany ze wzrostem ΔE_{max}

Jonizacja



Zależność straty energii na jonizację od energii ma **uniwersalny kształt!**

Dla różnych cząstek skaluje się z $\beta\gamma$.

Wysokość strat zależy od materiału.

Straty minimalne dla $\gamma \sim 3$

poniżej: szybki wzrost

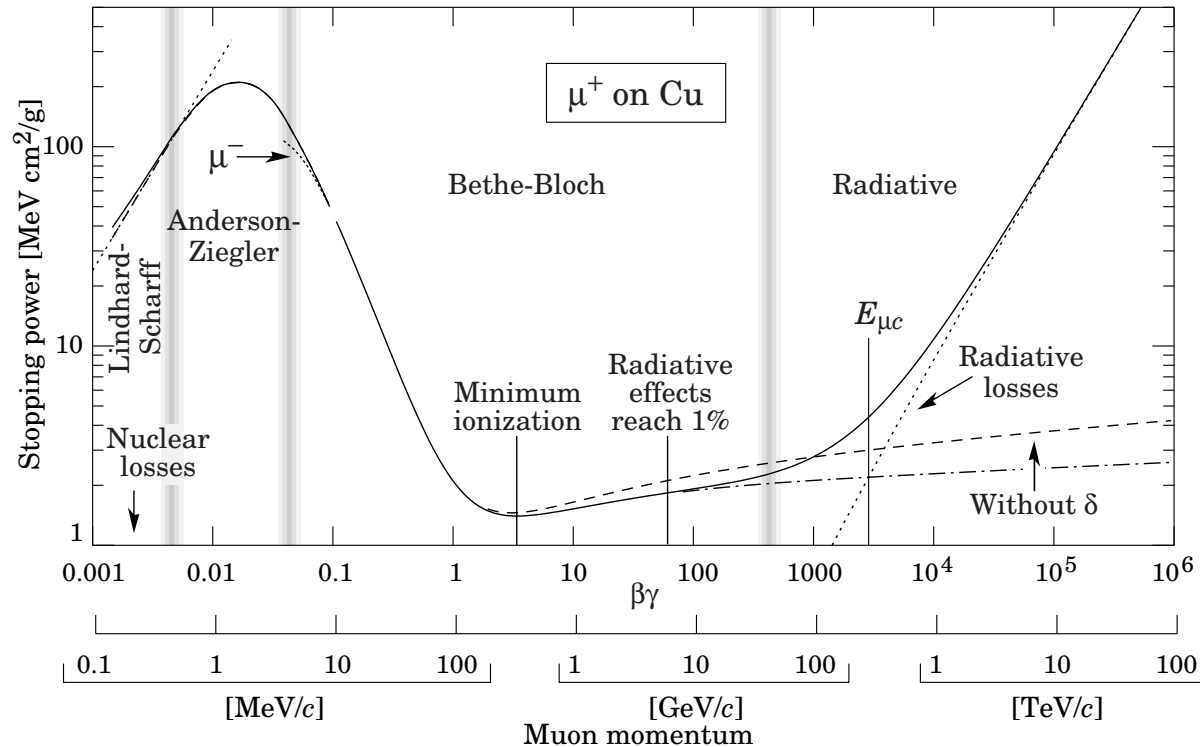
powyżej: wzrost logarytmiczny

Straty dla cząstek minimalnej jonizacji:

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{min} \sim 1 - 2\text{MeV}/\frac{g}{\text{cm}^2}$$

Jonizacja

Straty energii dla mionu μ^+ , w funkcji pędu:



Wzór Bethe-Blocha przestaje obowiązywać dla:

$\beta < 0.05$ - nie można zaniedbać wiązania i ruchu elektronu oraz rozproszenia cząstki

$\beta\gamma > 300$ (dla mionów) - istotne stają się straty radiacyjne

W przypadku mionów przewidywania dokładne w zakresie pędów 10 MeV do 30 GeV

⇒ zakres najczęściej spotykany w eksperymentach

Straty radiacyjne bardzo istotne dla mionów powyżej 100 GeV (LHC, IceCube,...)

Jonizacja

Rozkład strat energii

Wzór Bethe-Blocha określa **średnią wartość** strat energii na jonizację.

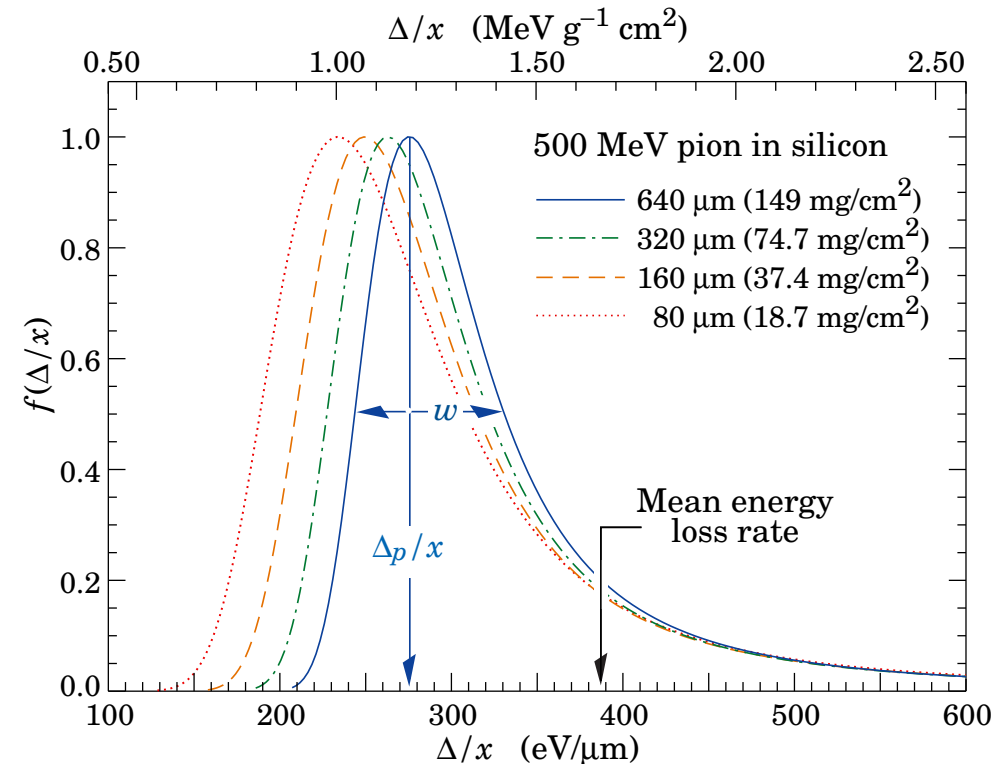
Dla grubych warstw absorbera oczekujemy, że rozkład strat będzie **rozkładem Gaussa**

Tak jednak nie jest!

Straty energii w pojedynczym oddziaływaniu mają rozkład typu

$$p(\Delta E) \sim \frac{1}{\Delta E}$$
$$\Delta E_{min} < \Delta E < \Delta E_{max}$$

Ponieważ $\Delta E_{max} \gg \Delta E_{min}$ rozkład pozostaje niesymetryczny nawet po zsumowaniu dużej liczby oddziaływań
 \Rightarrow **rozkład Landaua**

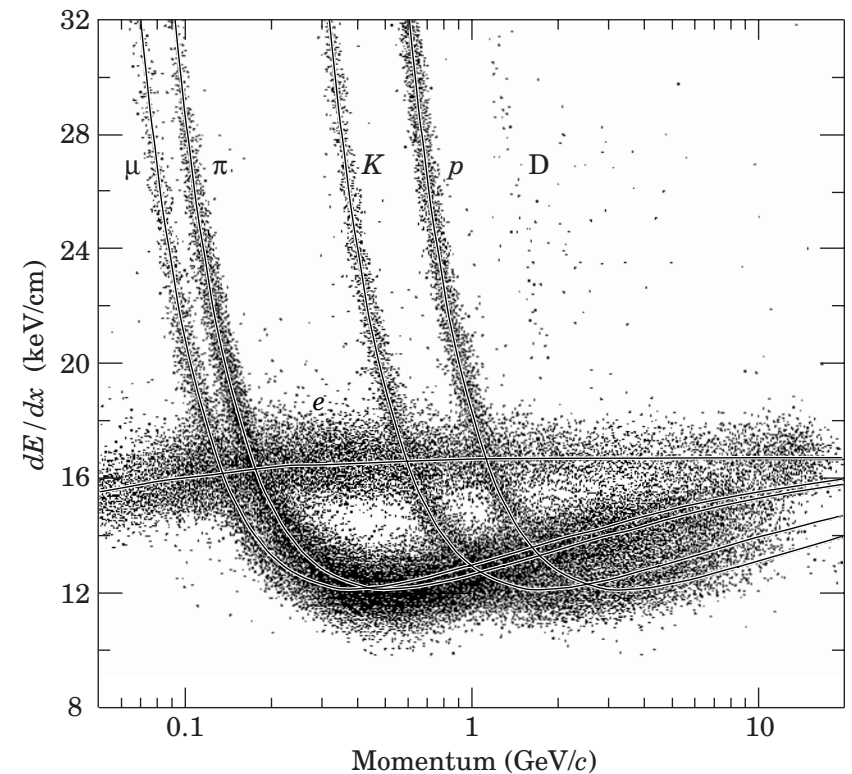
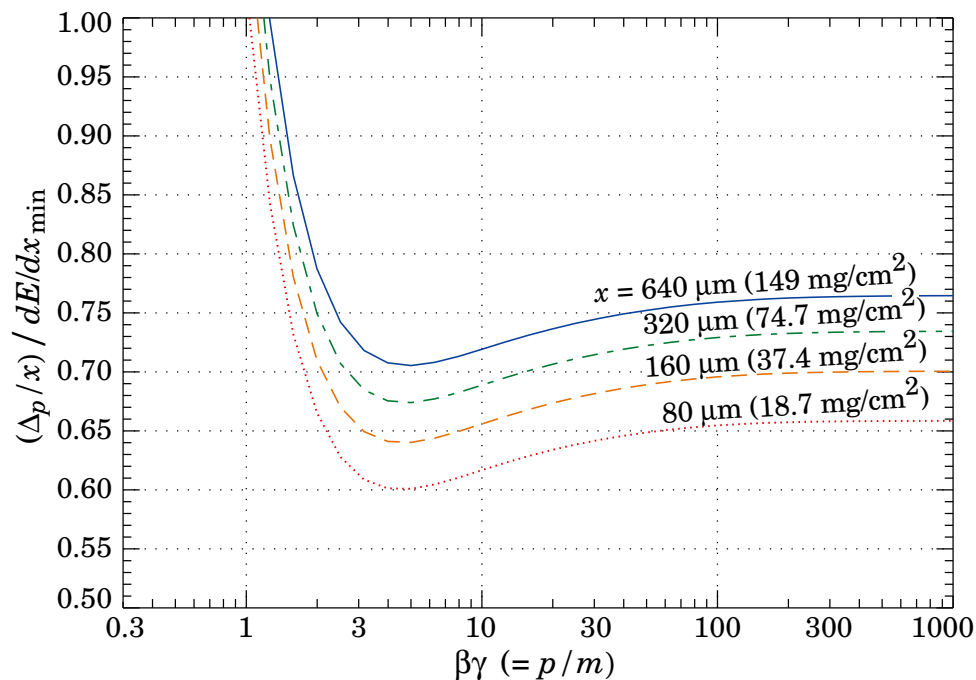


Jonizacja

Ze względu na dużą asymetrię rozkładu Landaua i długi ogon (do $\Delta E_{max} \gg \langle E \rangle$) pomiar średniej wartości strat na jonizację jest obarczony **dużym błędem**.

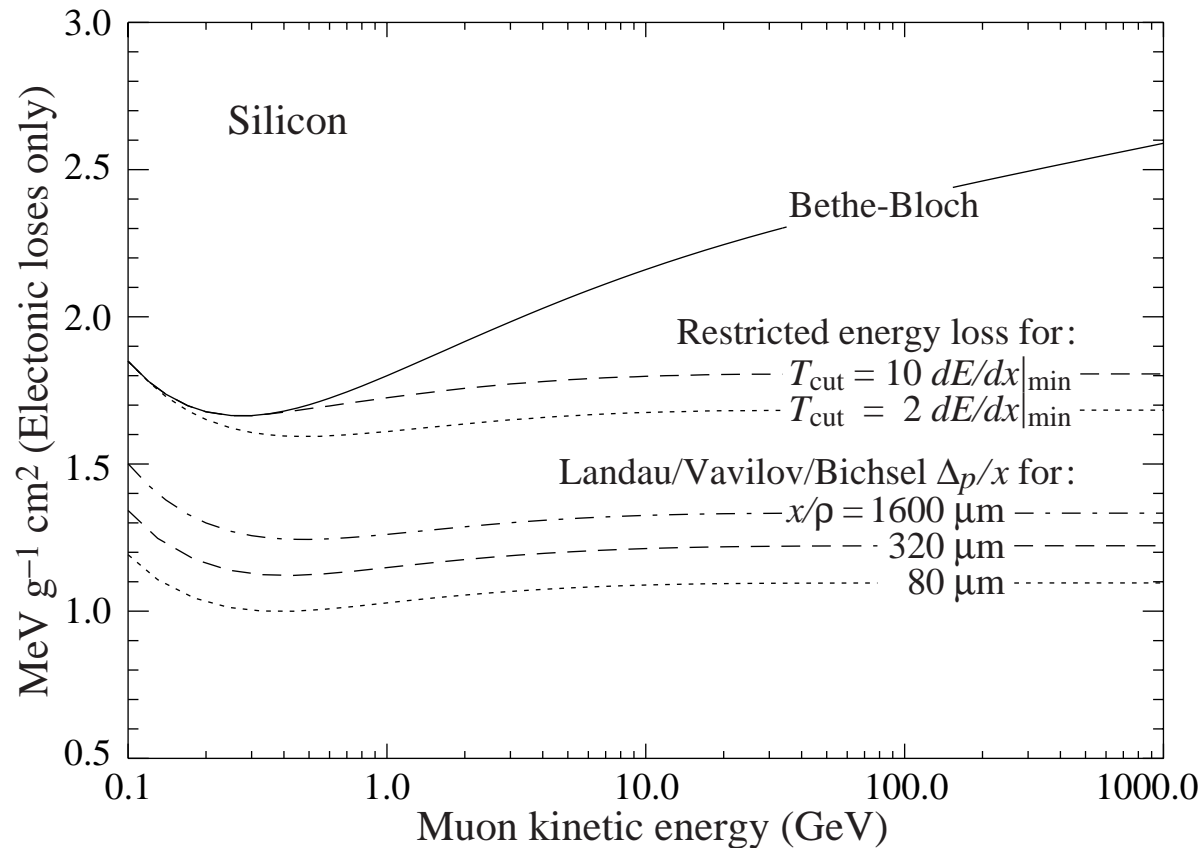
Znacznie dokładniej mierzona może być **wartość najbardziej prawdopodobna (MPV)**

W granicy dużych energii **MPV** dąży do stałej!



Jonizacja

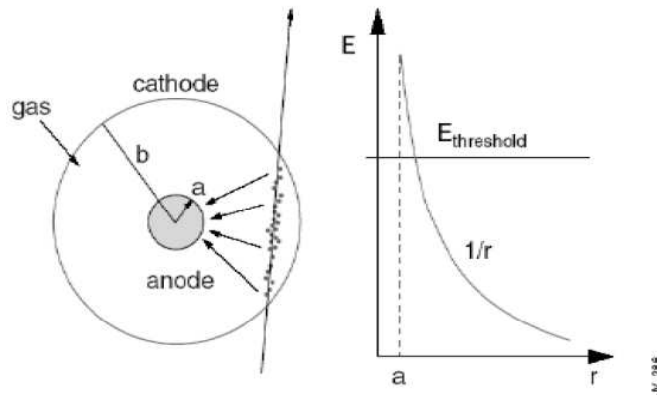
Porównanie średnich strat na jonizację, średnich strat liczonych w ograniczonym zakresie energii i wartości najbardziej prawdopodobnej, w funkcji energii mionu.



⇒ relatywistyczny wzrost średnich strat wynika wyłącznie z wydłużania się ogona

Liczniki gazowe

Zasada działania



Wpadająca cząstka jonizuje gaz między elektrodami
⇒ mierzymy przepływ prądu (impuls ładunku)

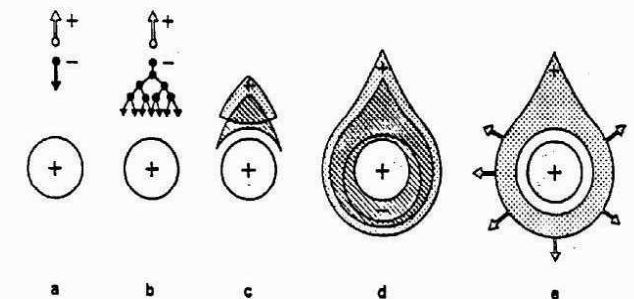
Elektron dryfujący w polu elektrycznym, jeśli jest ono wystarczająco silne, może jonizować kolejne atomy
⇒ wzmocnienie gazowe.

Warunki odpowiednie do wzmocnienia gazowego najłatwiej wytworzyć w bezpośrednim sąsiedztwie **cienkiego drutu**.

Możliwe jest powielenie ładunku o czynniki $10^4 - 10^5$

W modzie ograniczonej proporcjonalności do 10^{10}

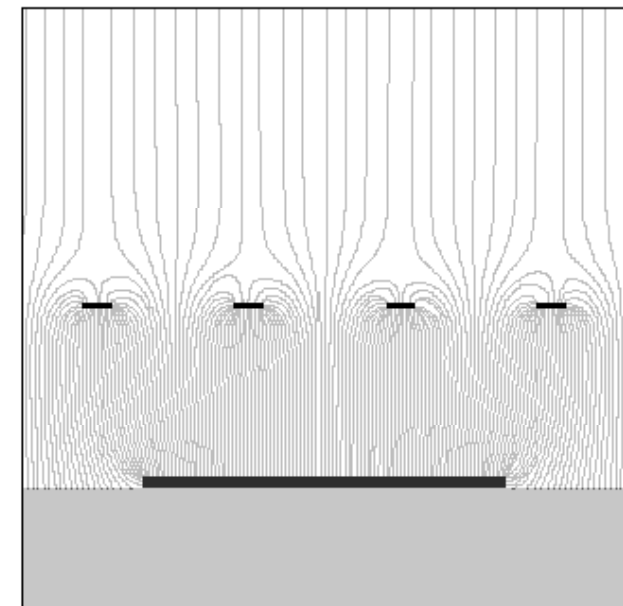
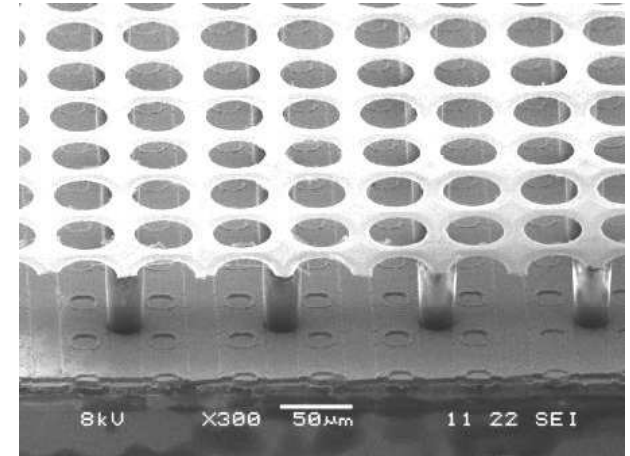
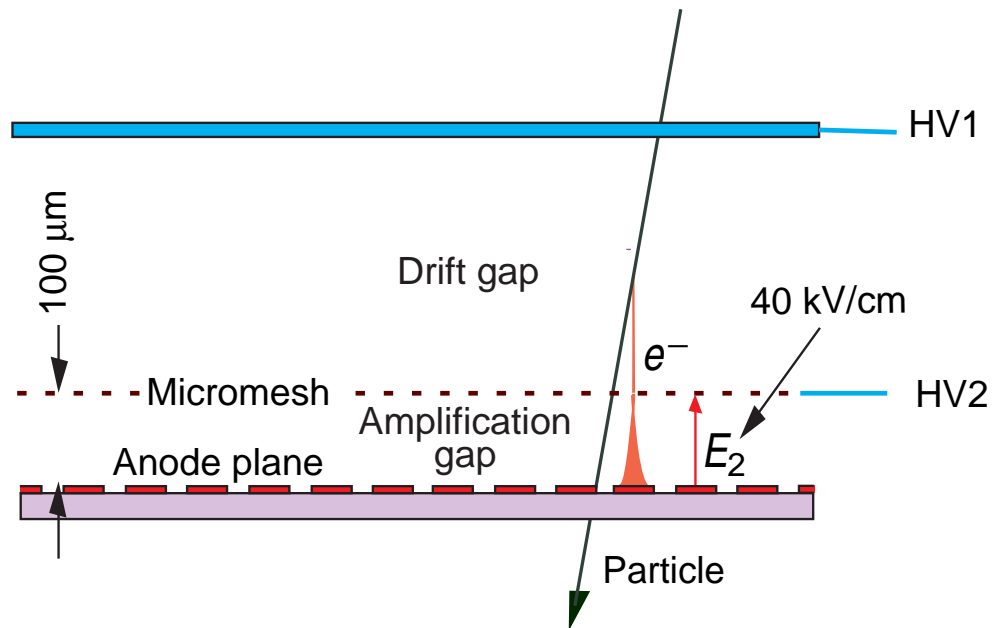
Wzmocnienie gazowe konieczne, aby zarejestrować sygnał (mała jonizacja w gazie)



Liczniki gazowe

Micromegas Jedno z nowych podejść...

Wąski obszar, oddzielony siatką, w którym następuje powielanie ładunku.

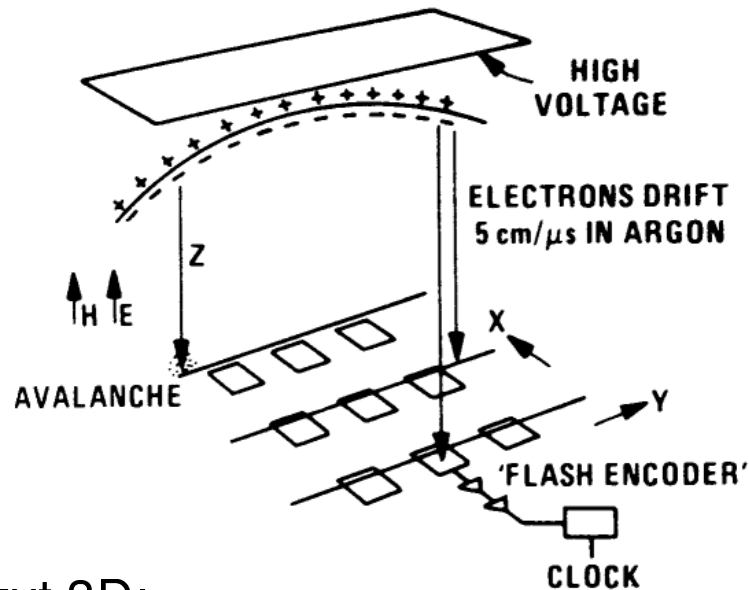


Płaszczyzna anodowa może być podzielona na dowolnie małe elementy odczytu.

Liczniki gazowe

Komora projekcji czasowej TPC

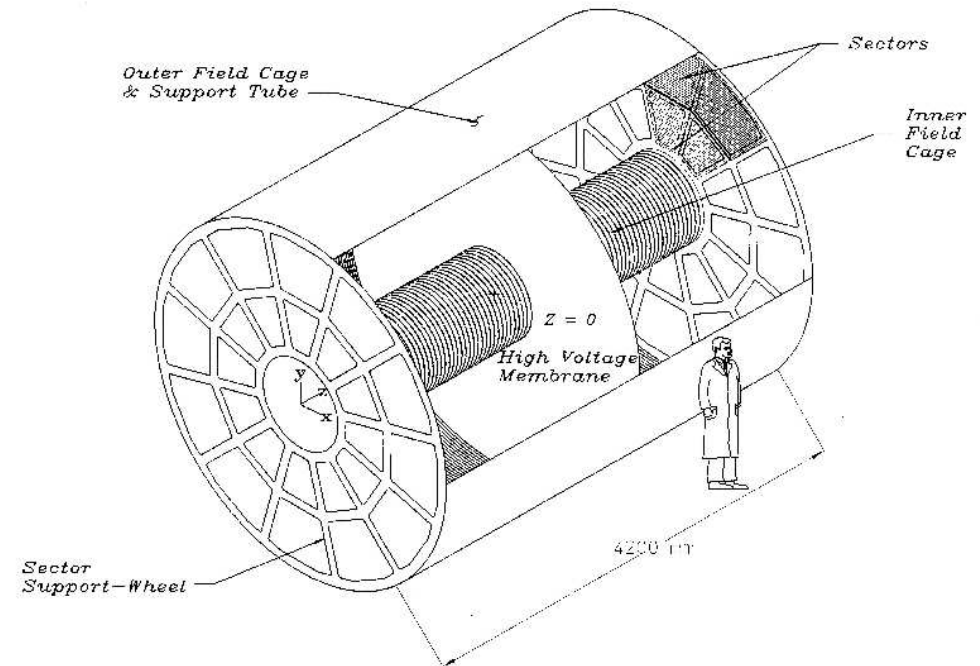
Idea: komora wielodrutowa z bardzo długim obszarem dryfu



Odczyt 3D:

- X-Y z segmentacji odczytu
- Z z czasu dryfu

Typowa konstrukcja



ALICE TPC (5m długości, 5m średnicy)

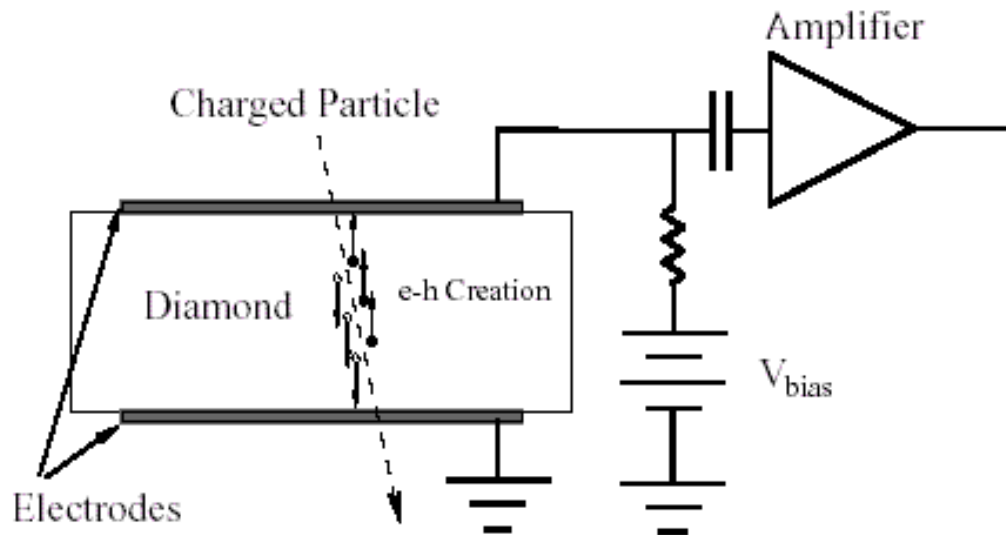
Długa droga dryfu

⇒ duże opóźnienie sygnału (10 – 100 μs)

Detektory krzemowe

Zasada działania

Spolaryzowana zaporowo dioda półprzewodnikowa działa jak komora jonizacyjna



Przechodząca cząstka jonizuje półprzewodnik \Rightarrow tworzy pary elektron (w paśmie przewodnictwa) - dziura.

Pole elektryczne powoduje dryf elektronów w kierunku anody i dziur w kierunku katody \Rightarrow przepływ prądu

Straty na jonizację w krzemie: $\frac{dE}{dx} \approx 3.88 \text{ MeV/cm}$

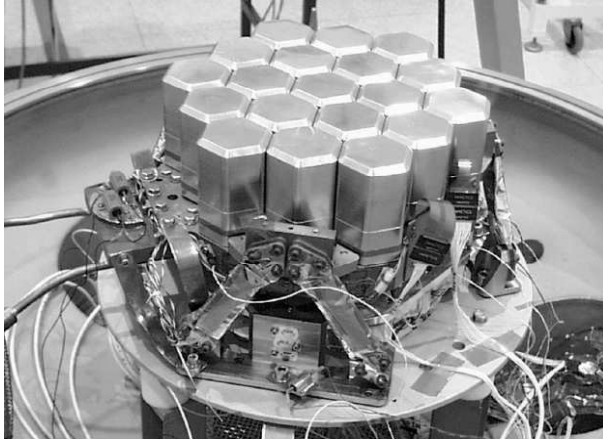
\Rightarrow około 100 par $e - h$ na każdy μm grubości złącza (tyle co 1cm gazu)

\Rightarrow detektory krzemowe nie wymagają powielania ładunku !

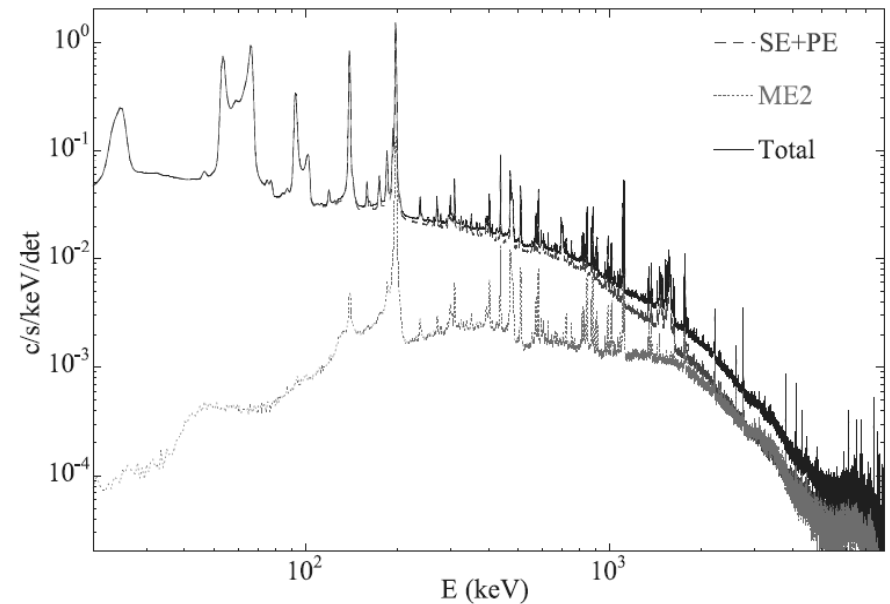
Detektory krzemowe

Pomiar jonizacji

SPI: detektor germanowy na satelicie **INTEGRAL**



Pomiar widma promieniowania γ



Mierzona całkowita jonizacja powstająca w wyniku oddziaływania fotonu w diodzie.

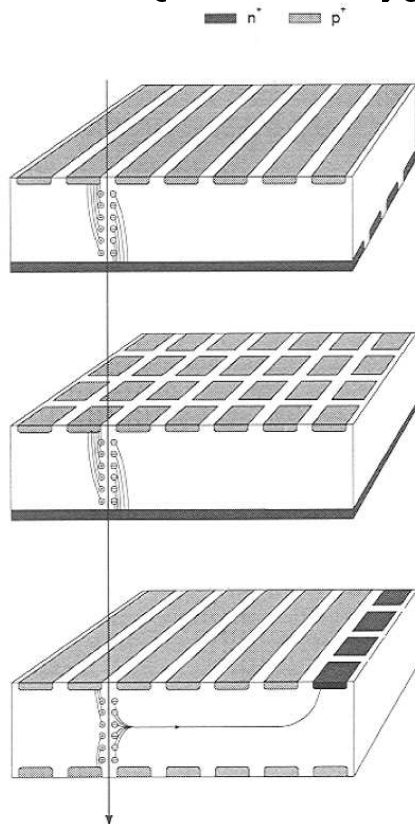
Brak pomiar pozycji...

Detektory krzemowe

Detektory pozycyjne

Zwykła dioda nie dostarcza żadnej informacji o pozycji cząstki.

Ale w jednym detektorze możemy wytworzyć więcej złącz i uzyskać w ten sposób dodatkową informację. Jest kilka możliwości:

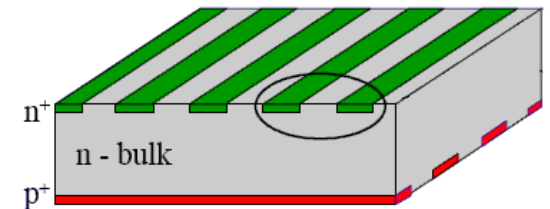


detektor paskowy

także dwustronny ⇒

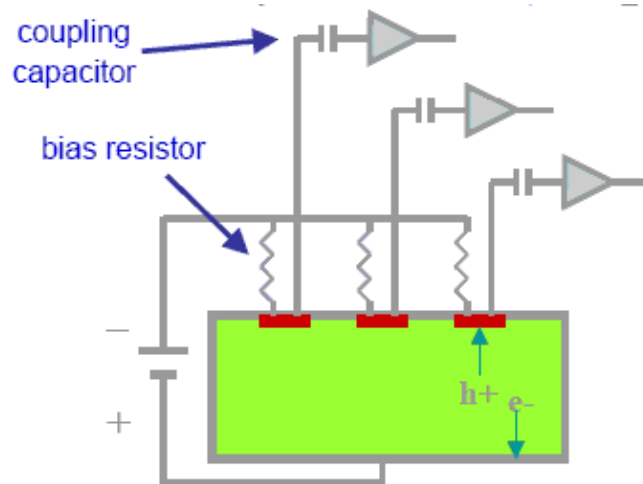
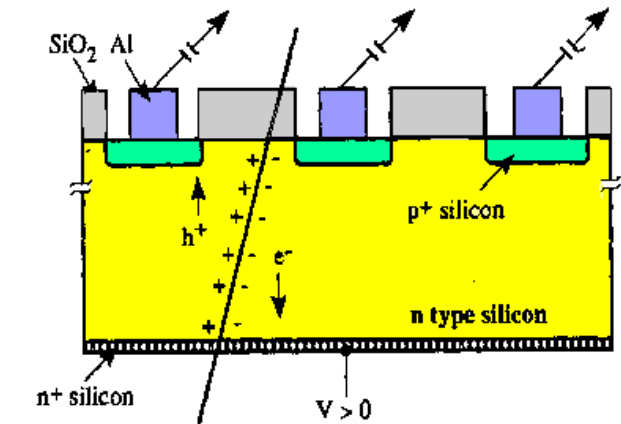
detektor piksłowy

detektor dryfowy



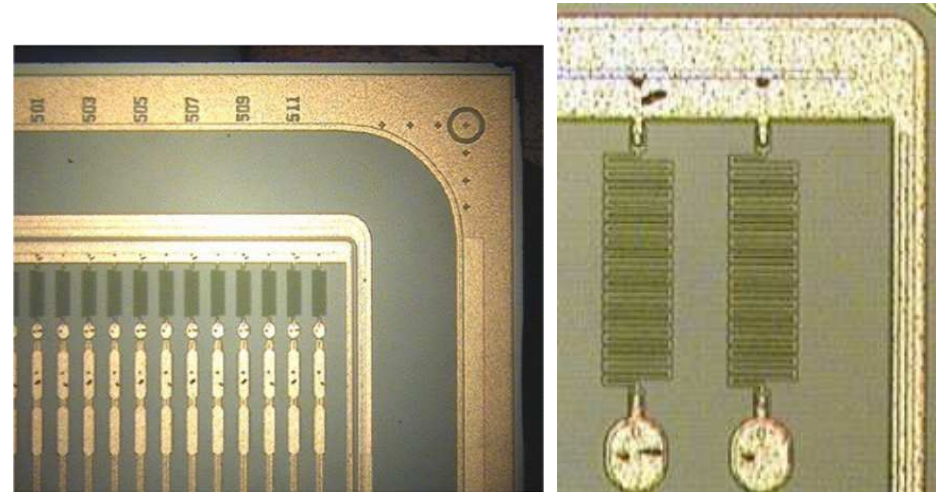
Detektory krzemowe

Detektory paskowe



Na jednym podłożu typu n tworzymy paski typu p , z których ładunek wyprowadzany jest przez metalowe styki.

Napięcie polaryzujące doprowadzane przez rezystory

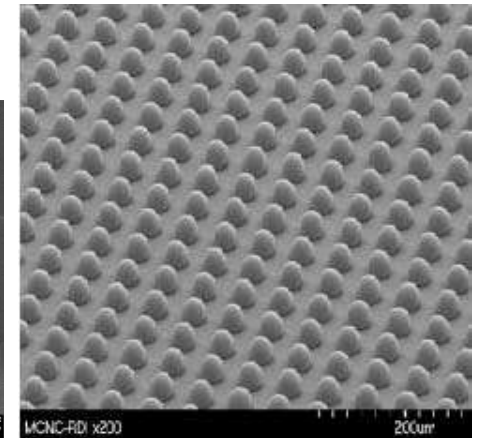
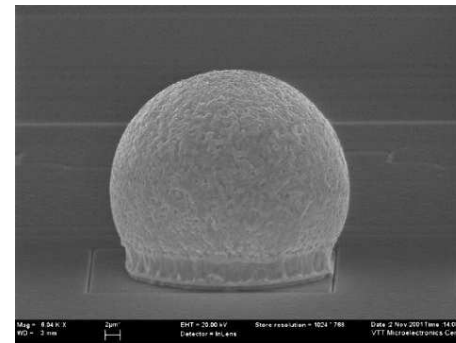
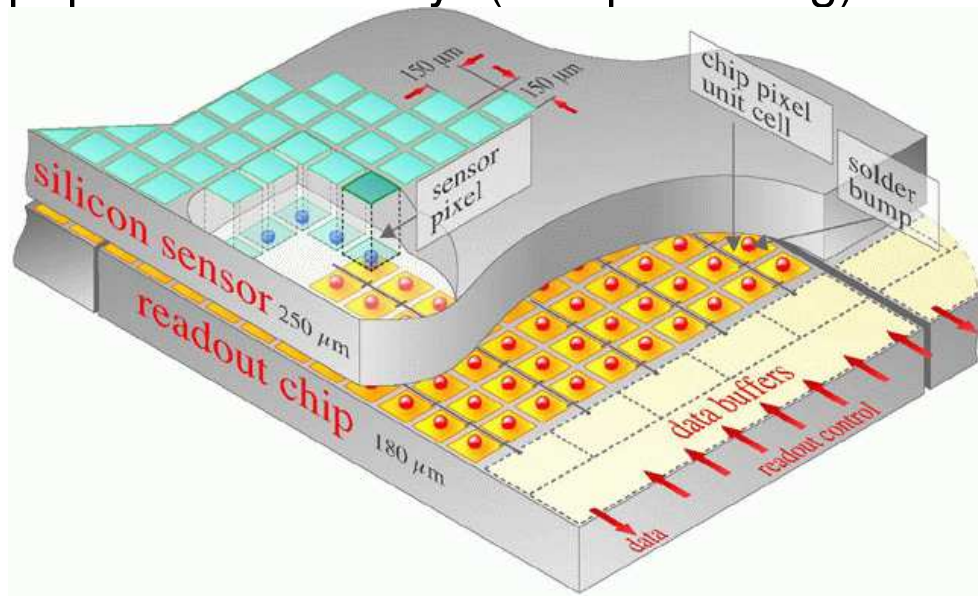


Detektory krzemowe

Detektory pikselowe

Umożliwiają bardzo precyzyjny pomiar pozycji (i jonizacji) **w dwóch wymiarach**.
Wraz z rozwijem technologii stają się coraz powszechniejsze.

W eksperymentach przy LHC w technologii **“hybrydowej”**: dwa typ materiału, połączenie poprzez “mikro luty” (bump bonding) średnicy 6 – 20 μm .



Detektor wierzchołka **HAPS** w detektorze ATLAS:

moduły $6 \times 2 \text{ cm}^2$, z pikslami $50 \times 400 \mu m$, 17 tys. modułów, łącznie 80 milionów piksli.
Elektronika: około 1000 tranzystorów na każdy pixel (pełna obróbka analogowa i cyfrowa).

Liczniki scyntylacyjne

Scyntylatory

W szeregu materiałów atomy wzbudzone na skutek jonizacji emitują fotony światła.

Jeśli materiał jest przezroczysty dla emitowanej długości światła \Rightarrow **scyntylator**

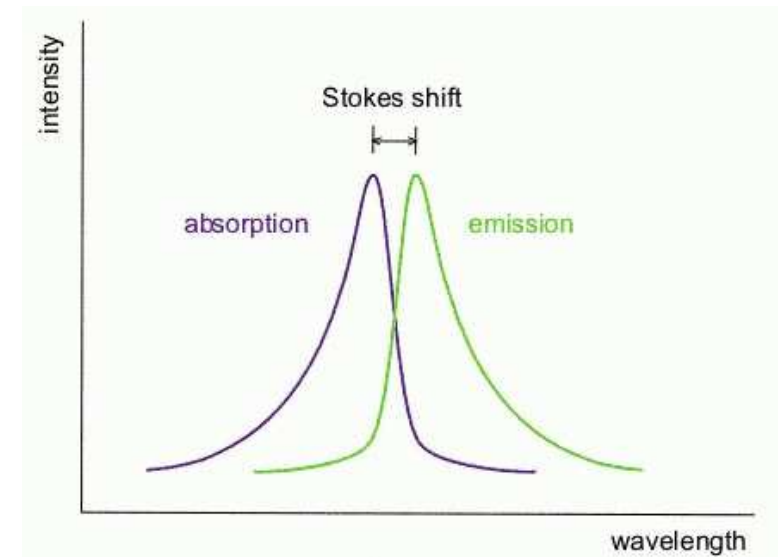
\Rightarrow mamy możliwość detekcji produkowanych fotonów

Aby fotony miały długą drogę swobodną w materiale, muszą być emitowane z poziomu do którego przejście ze stanu podstawowego jest **wzbronione**.

Inaczej byłyby bardzo szybko reabsorbowane.

Dwie podstawowe grupy materiałów:

- scyntylatory organiczne
- kryształy nieorganiczne



Liczniki scyntylacyjne

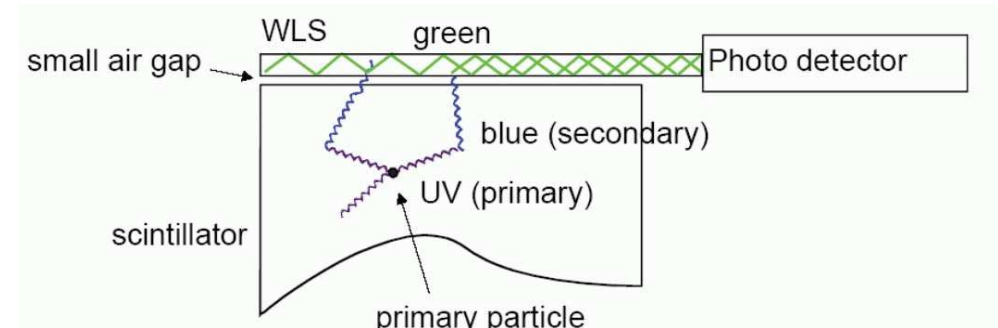
Przesunięcie długości fali

WLS - Wave Length Shifter

Materiał, który absorbuje jedną długość fali (np. ultrafiolet) i emituje w innej.

Używany, aby dopasować widmo scyntylatora do zakresu czułości detektora.

Pozwala na efektywniejsze zbieranie światła ze scyntylatora.



Minos:



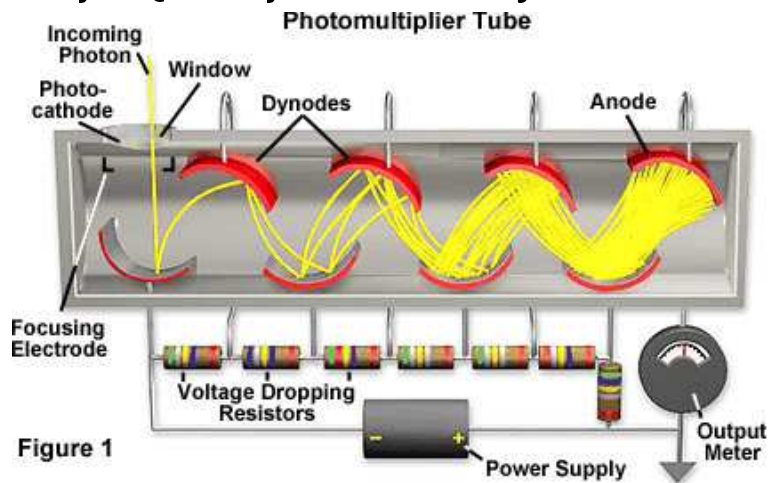
Liczniki scyntylacyjne

Detekcja fotonów

Detekcja fotonów optycznych polega na ich absorpcji w sposób prowadzący do powstania swobodnego elektronu (efekt fotoelektryczny) lub pary elektron-dziura.

Sygnał ten musi być następnie wzmacniony do mierzalnego poziomu.

Najczęściej stosowanym detektorem są fotopowielacze



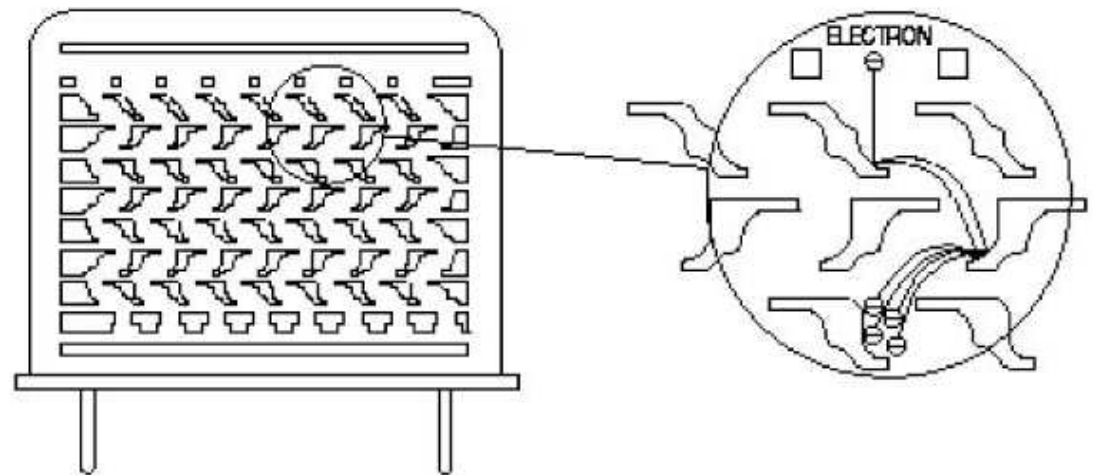
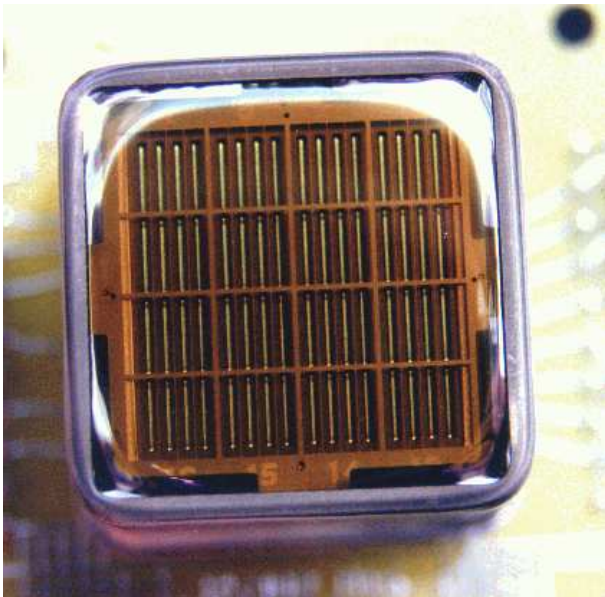
Zapewniają szeroki zakres pomiarowy (115-1100 nm), wysokie wzmacnienie (10^3 - 10^7) i szybką odpowiedź (0.7-10 ns)

Liczniki scyntylicyjne

Detekcja fotonów

Fotopowielacze są dobrze ugruntowaną technologią o szerokim zakresie zastosowań. Łączą dużą czułość z wysoką liniowością i bardzo małymi szumami.

Fotopowielacze wielokanałowe wykorzystywane w eksperymencie MINOS



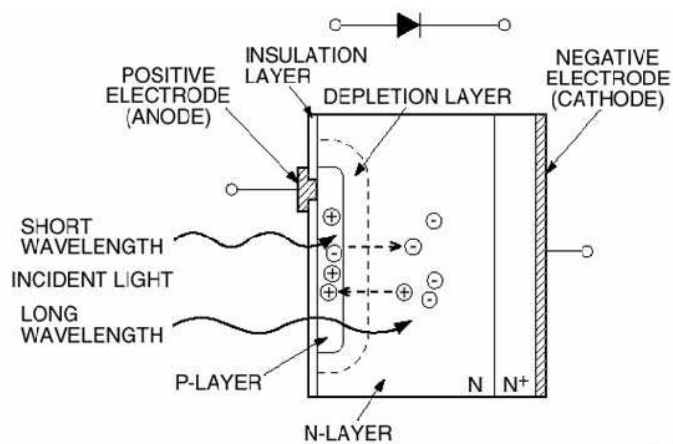
Liczniki scyntylacyjne

Rozwój technologii, zwłaszcza technologii półprzewodnikowych doprowadził do powstania wielu nowych detektorów fotonów.

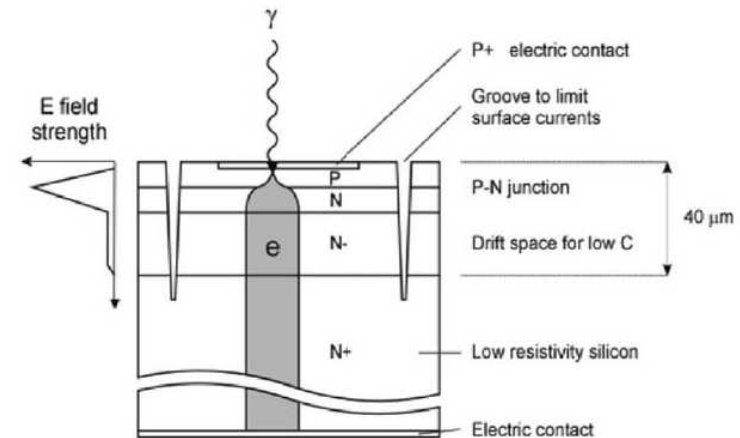
Fotodioda (Photodiode: PD)

Każdy foton powoduje powstanie tylko **jednej pary** elektron-dziura.

Bardzo dobra do mierzenia dużych sygnałów, ale brak czułości na pojedyncze fotony.



Fotodioda lawinowa (avalanche photodiode: APD) - sygnał pojedynczego fotonu jest **powielany** w bardzo silnie spolaryzowanym złączu (krzemowy licznik Geigera-Müllera)



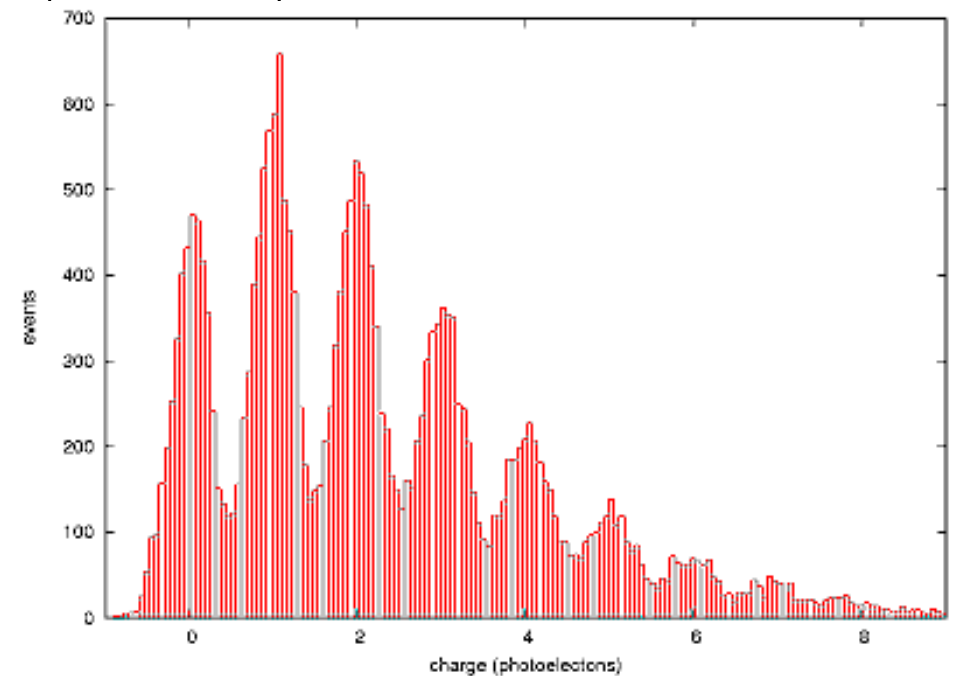
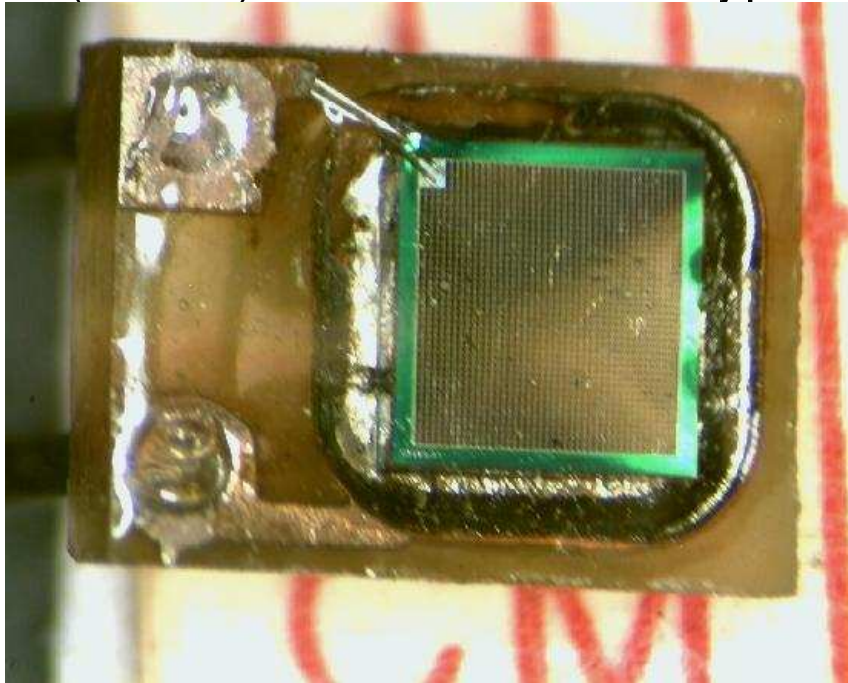
Podstawowa wada:
brak możliwości zliczania fotonów.

Liczniki scyntylacyjne

Pixlowy detektor fotonów ostatnio coraz powszechniej stosowany

Pixelized Photon Detector (PPD; kiedyś nazywany Silicon Photomultiplier SiPM)

Duża ($\sim 10^3$) liczba APD na małej powierzchni ($\sim 1\text{mm}^2$) - możliwość zliczania fotonów



Parametry porównywalne z PMT: wzmocnienie 10^5 - 10^6 , czas odpowiedzi $\sim 1\text{ns}$.

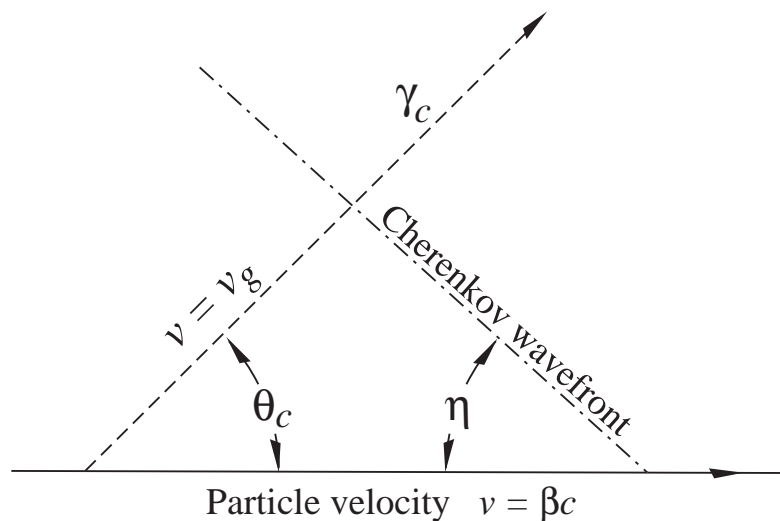
Ograniczony zakres czułości optycznej (400-550 nm), ale brak problemów z zasilaniem ($U=30$ - 60V) i dużo mniejsze rozmiary!

Promieniowanie Czerenkowa

Jeśli cząstka porusza się w ośrodku z prędkością większą niż prędkość światła ($\beta > \frac{1}{n}$) **wzbudzone atomy** mogą wypromieniować **niewielką część** traconej energii w postaci spójnej fali.

Kąt emisji promieniowania:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta}$$



Widmo promieniowania jest ciągłe.

Liczba emitowanych fotonów na jednostkę energii:

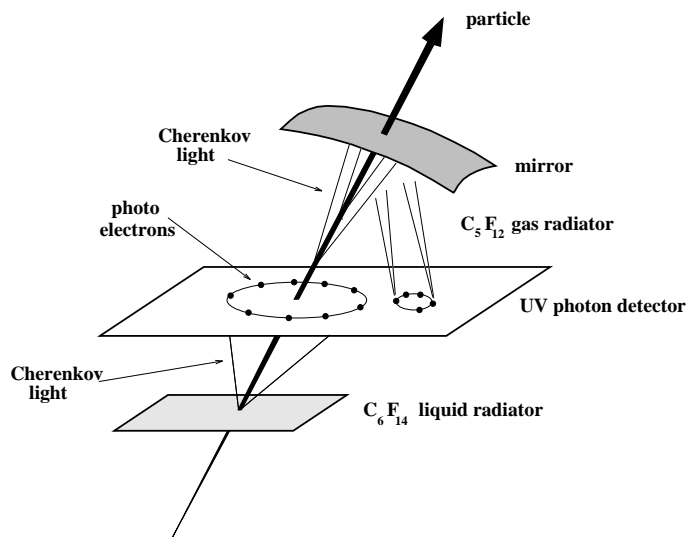
$$\begin{aligned} \frac{d^2 N_\gamma}{dE_\gamma dx} &= \frac{\alpha z^2}{hc} \sin^2 \theta_c \\ &\approx 370 \frac{1}{\text{eV} \cdot \text{cm}} \cdot \sin^2 \theta_c \end{aligned}$$

Pomiar kąta rozwarcia stożka pozwala na bezpośredni pomiar prędkości cząstki!

Promieniowanie Czerenkowa

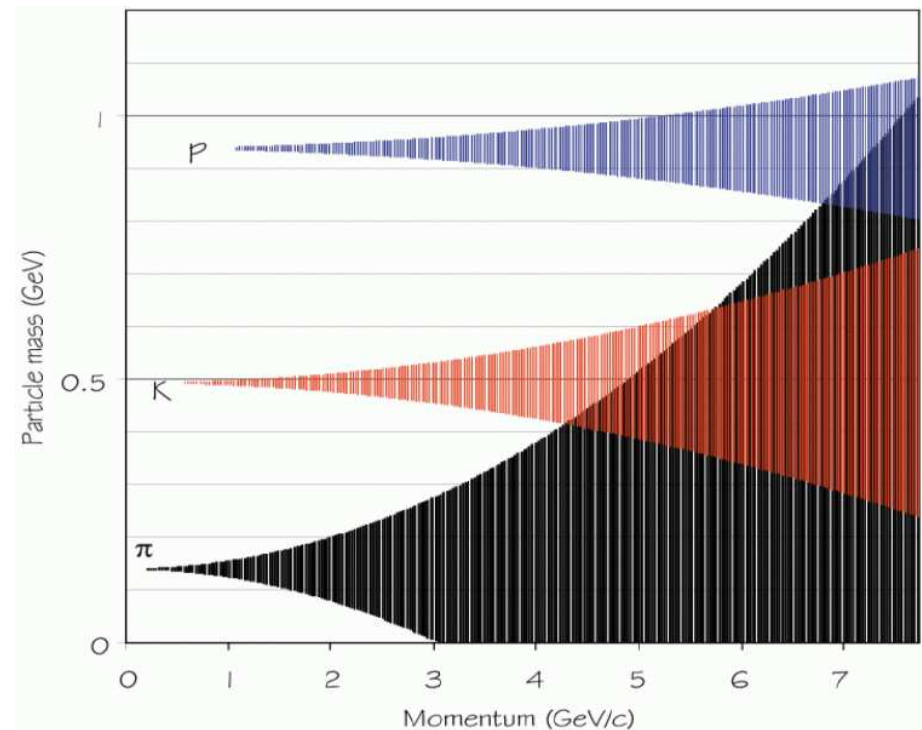
Detektory RICH Ring Imaging CHERenkov detector

Jeśli światło emitowane przez cząstkę skierujemy na zwierciadło wklęsłe to otrzymamy obraz w kształcie okręgu w płaszczyźnie ogniskowej.



Rozmiar okręgu pozwala wyznaczyć kąt emisji promieniowania \Rightarrow prędkość

Przykład: $n = 1.333$, $\sigma_\theta = 15 \text{ mrad}$,
 $\frac{\sigma_p}{p^2} = 5 \cdot 10^{-5}$



Promieniowanie Czerenkowa

Super-Kamiokande

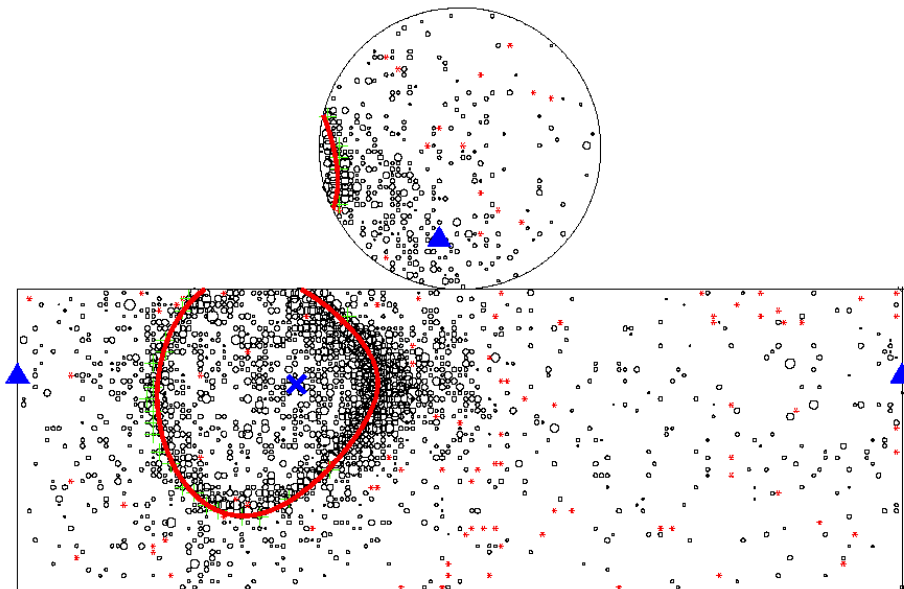
Przykłady obserwowanych oddziaływań neutrin.

Neutrino elektronowe

Przypadek $\nu_e n \rightarrow e^- p$

Krótki zasięg elektronu

“cienki” pierścień

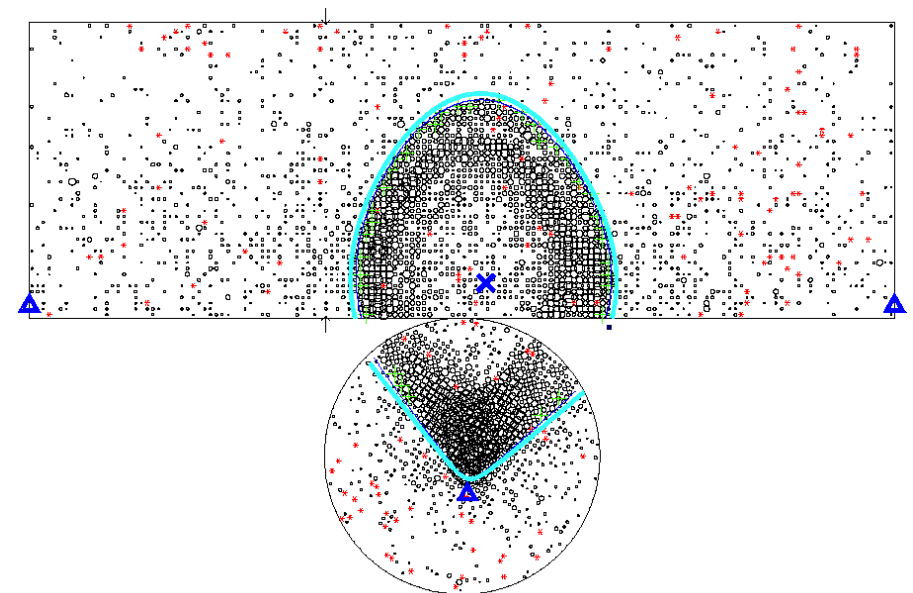


Neutrino mionowe

Przypadek $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$

Długa droga mionu w wodzie

“gruby” pierścień.



Elektrony i pozytony

Straty energii

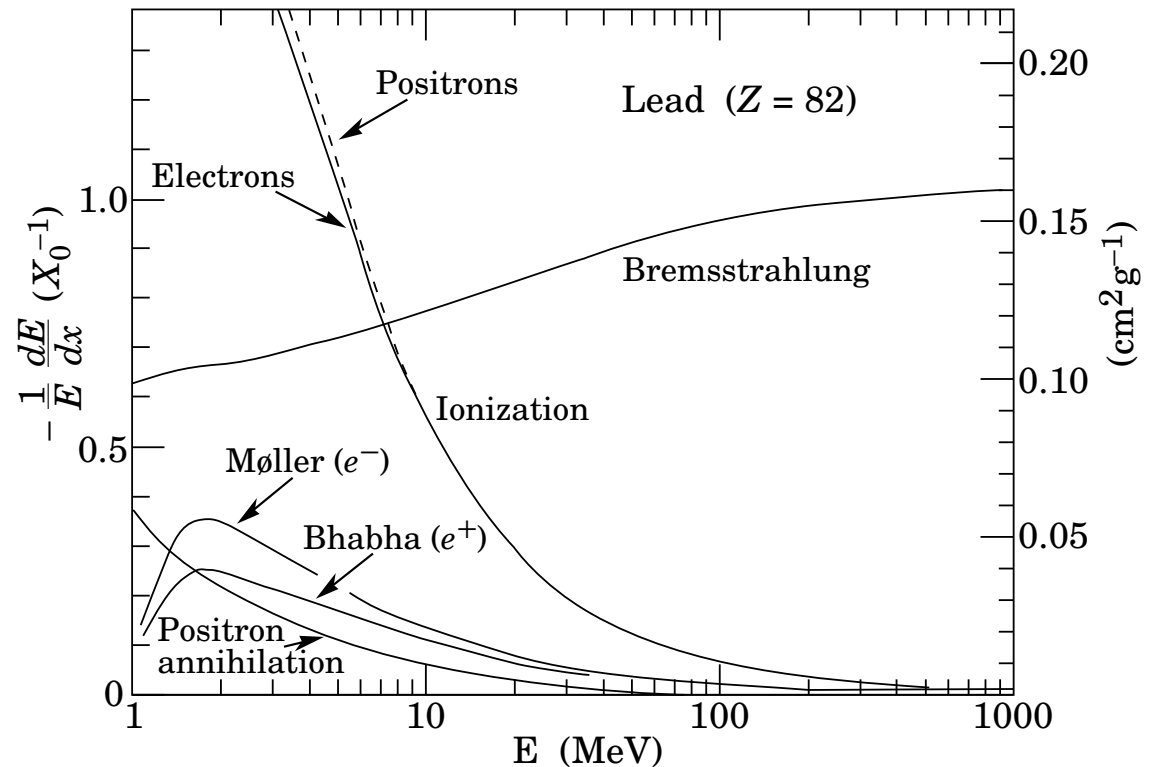
Cząstka rozpraszająca się w polu jądra (podelegająca przyspieszeniu) może emitować promieniowanie hamowania.

Prawdopodobieństwo emisji:

$$p \sim \frac{1}{M^2}$$

⇒ efekt istotny dla najbliższych cząstek

Straty energii elektronów w funkcji energii:



Wysokoenergetyczne elektrony (pozytony) tracą energię praktycznie wyłącznie na promieniowanie hamowania

Elektrony i pozytony

Straty radiacyjne

Wiązka elektronów o energii E_0 przy przejściu przez ośrodek o grubości x :

$$E(x) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right)$$

X_0 - droga radiacyjna w danym materiale. Przybliżona formuła:

$$X_0 = \frac{A \cdot 716.4 \frac{g}{cm^2}}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}$$

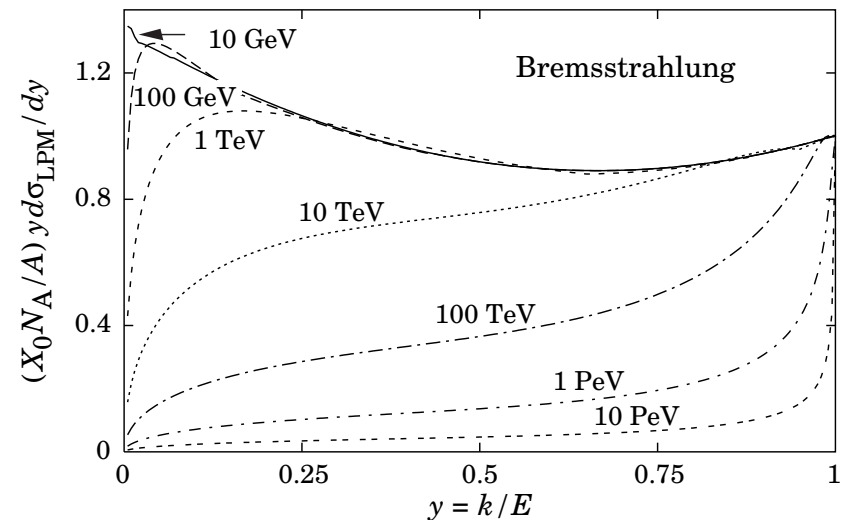
Bardzo szybko maleje z Z !

${}_{13}Al$: 8.9 cm, ${}_{26}Fe$: 1.76 cm

${}_{29}Cu$: 1.43 cm, ${}_{82}Pb$: 0.56 cm

Rozkład energii emitowanego fotonu: $y = \frac{E_\gamma}{E_0}$

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = \frac{A}{X_0 N_A E_\gamma} \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \right)$$

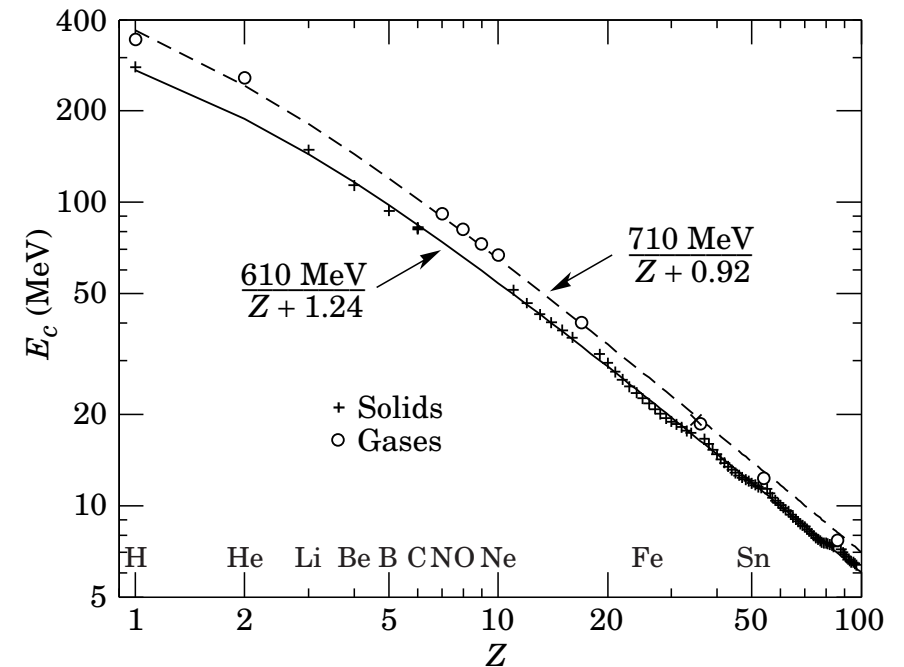
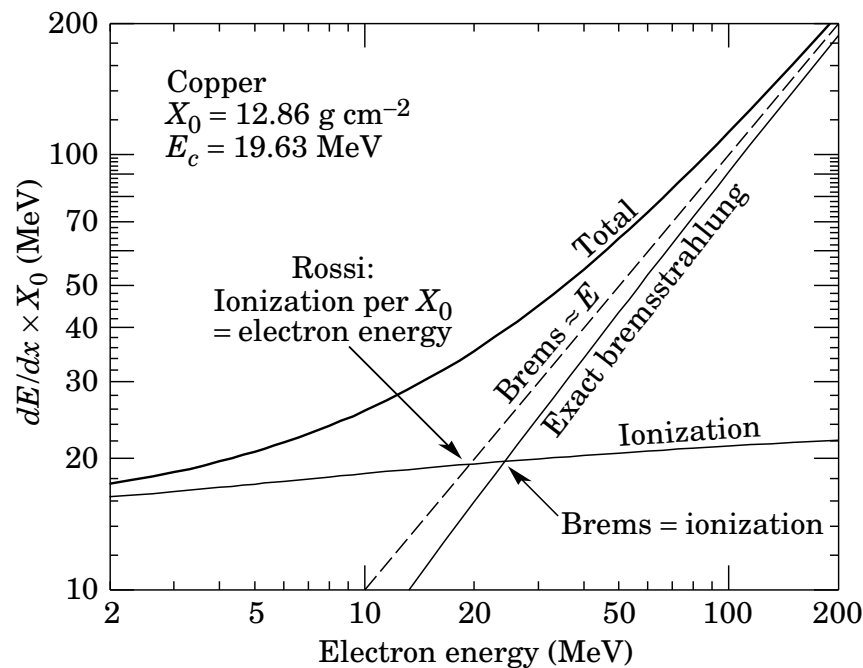


Odstępstwo dla bardzo energetycznych elektronów: promieniowanie coraz "twardsze"

Straty radiacyjne

Energia krytyczna

Energia powyżej której straty radiacyjne przewyższają straty na jonizację ośrodka.



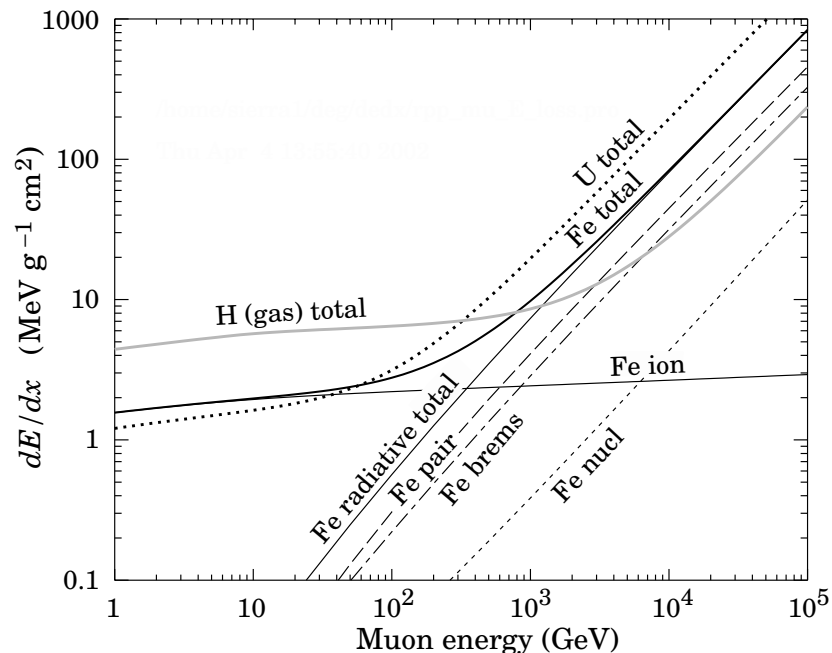
Energia krytyczna E_c maleje szybko z Z (podobnie do X_0)

Powyżej E_c cząstka traci energię prawie wyłącznie na promieniowanie.

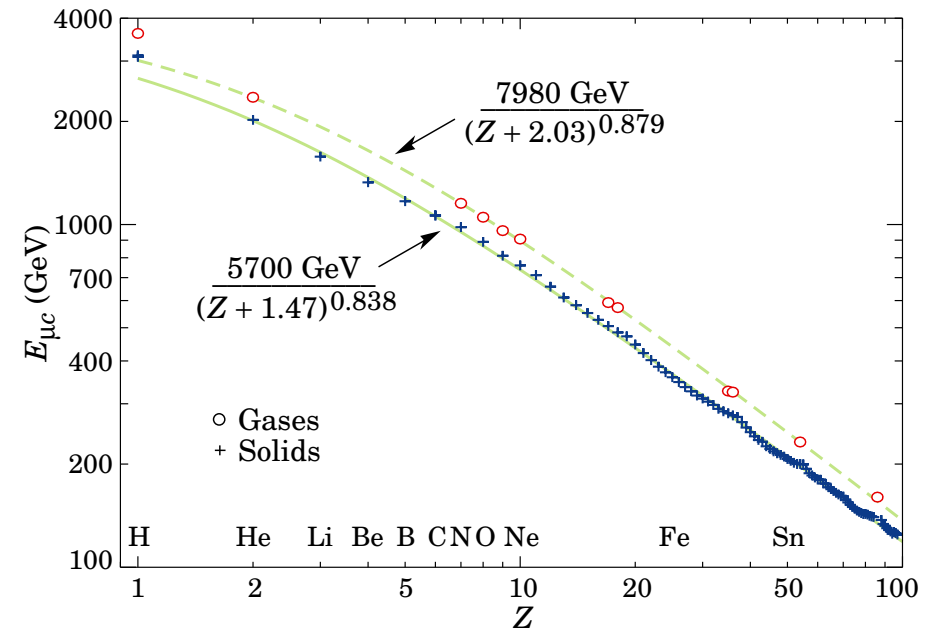
Straty radiacyjne

Straty radiacyjne istotne także dla innych cząstek, przy odpowiednio wysokich energiach. Szczególne znaczenie ma to dla mionów (brak oddziaływań silnych)

Straty energii dla mionu



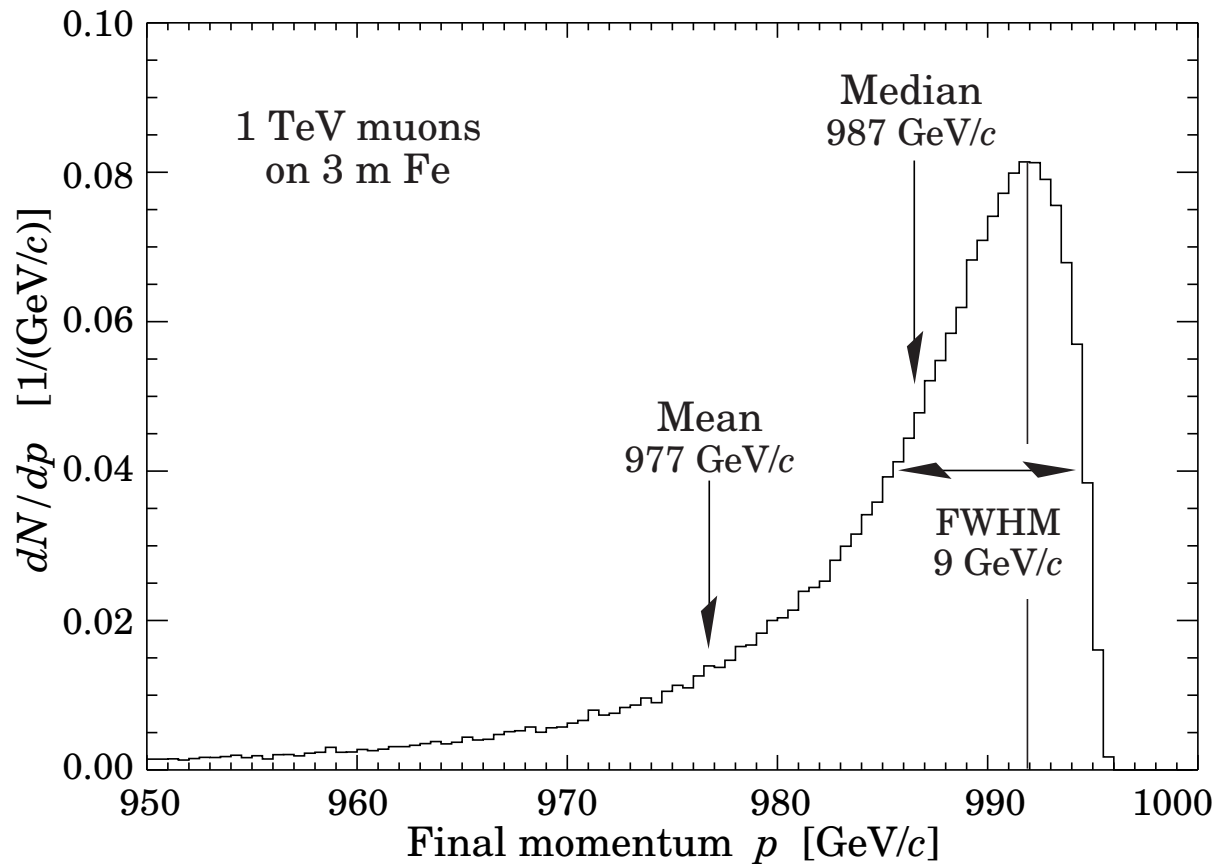
Energia krytyczna dla mionu



Dla energii powyżej 100 GeV pomiar pędu mionów w żelaznym jaźmie detektora może być zakłócony przez straty radiacyjne...

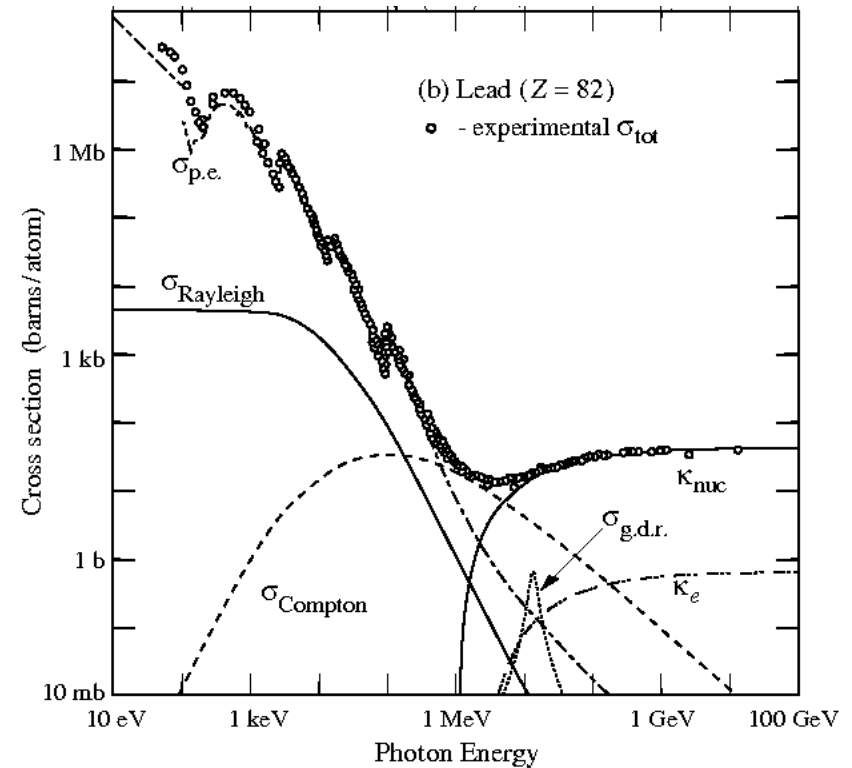
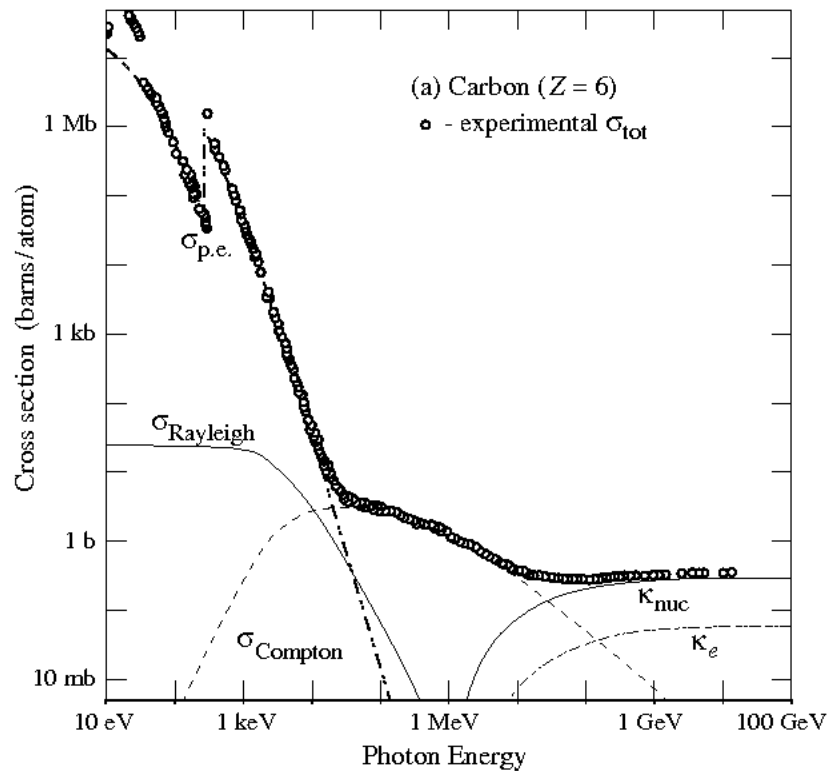
Straty radiacyjne

Ponieważ emitowane fotony mogą przejąć znaczną część energii mionu, procesy radiacyjne powodują bardzo dużą asymetrię rozkładu strat energii



Fotony

Przekrój czynny na oddziaływanie z ośrodkiem w funkcji energii



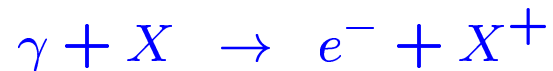
W obszarze małych energii dominuje efekt fotoelektryczny ($\sigma_{p.e.}$)

Dla energii rzędu 1 MeV istotny wkład od efektu Comptona ($\sigma_{Compton}$)

Dla energii powyżej ~ 10 MeV dominuje kreacja par e^+e^- w polu jąder (κ_{nuc})

Fotony

Efekt fotoelektryczny



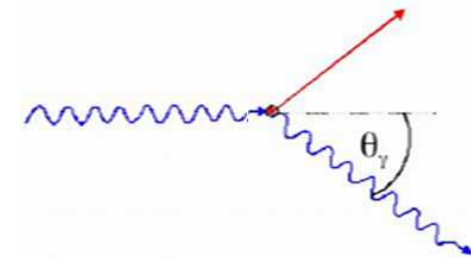
Dla $I_K < E_\gamma \ll m_e$ oczekujemy

$$\sigma_{p.e.} \approx \sqrt{\frac{32m_e^7}{E_\gamma^7}} \alpha^4 Z^5 \sigma_{th}$$

gdzie:

$$\sigma_{th} = \frac{8}{3} \pi r_e^2 = \frac{8\pi\alpha^2}{3m_e^2}$$

Efekt Comptona



W granicy dużych energii $E_\gamma \gg m_e$

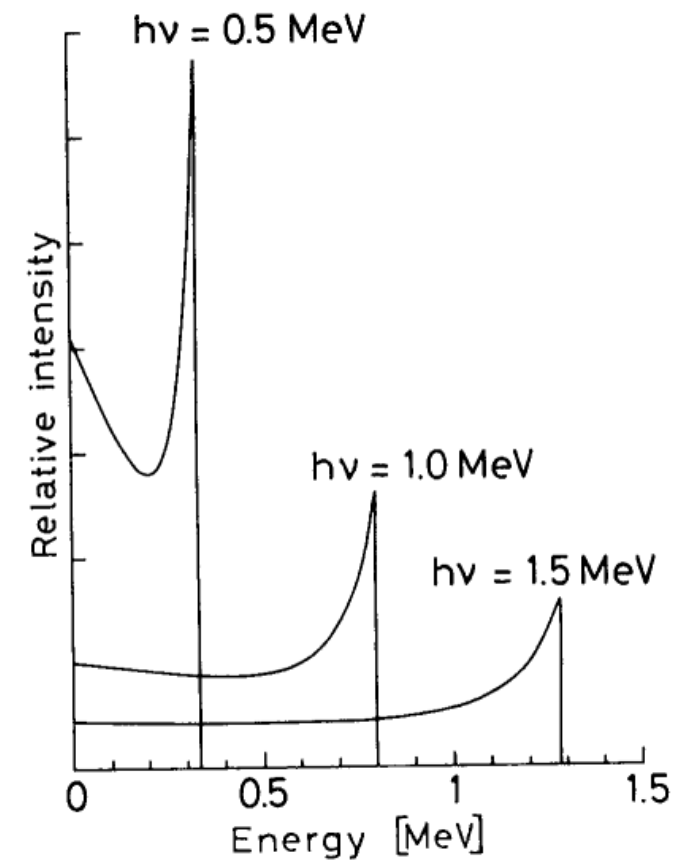
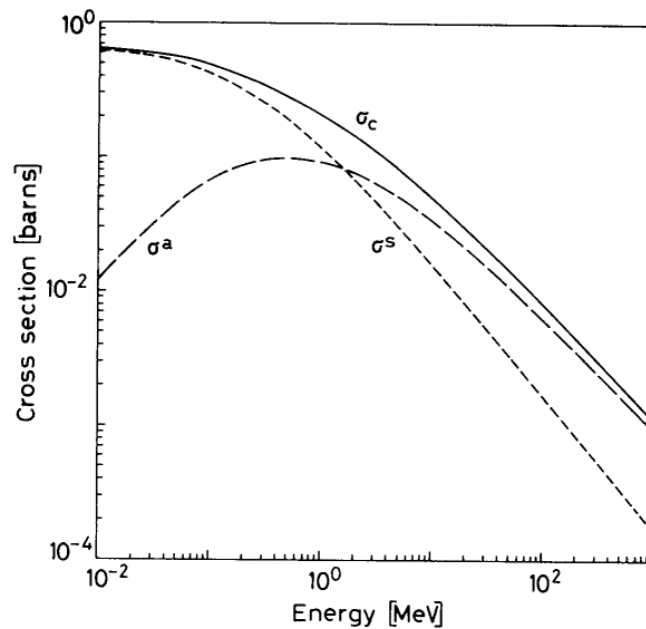
$$\sigma_{Compton} \approx \frac{Z \pi \alpha^2}{m_e E_\gamma} \left[\ln \left(\frac{E_\gamma}{m_e} \right) + \frac{1}{2} \right]$$

Fotony

Efekt Comptona

W obszarze małych energii straty energii fotonu są znikome - rozpraszanie elastyczne.

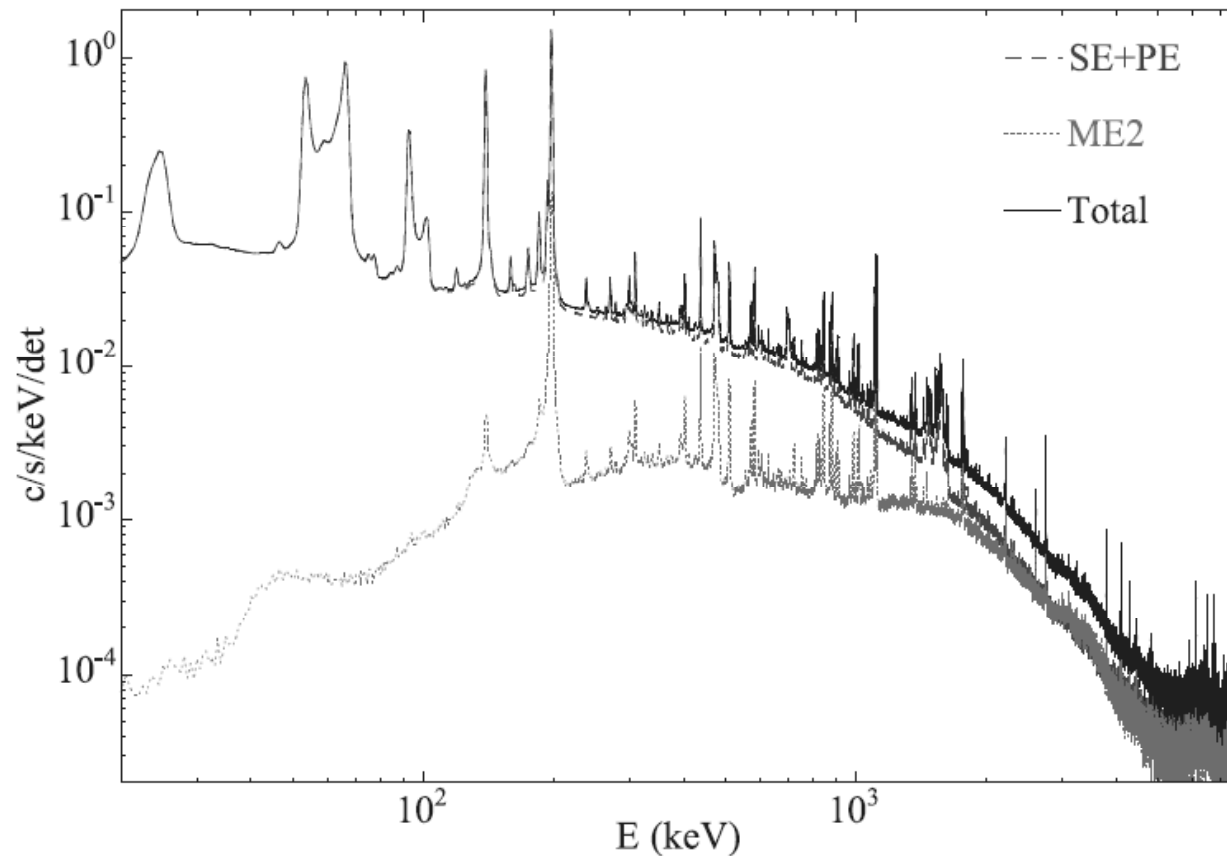
Straty energii dominują dla $E > 2\text{MeV}$



Detektory krzemowe

SPI

Pomiar widma promieniowania γ w detektorze germanowym na satelicie INTEGRAL

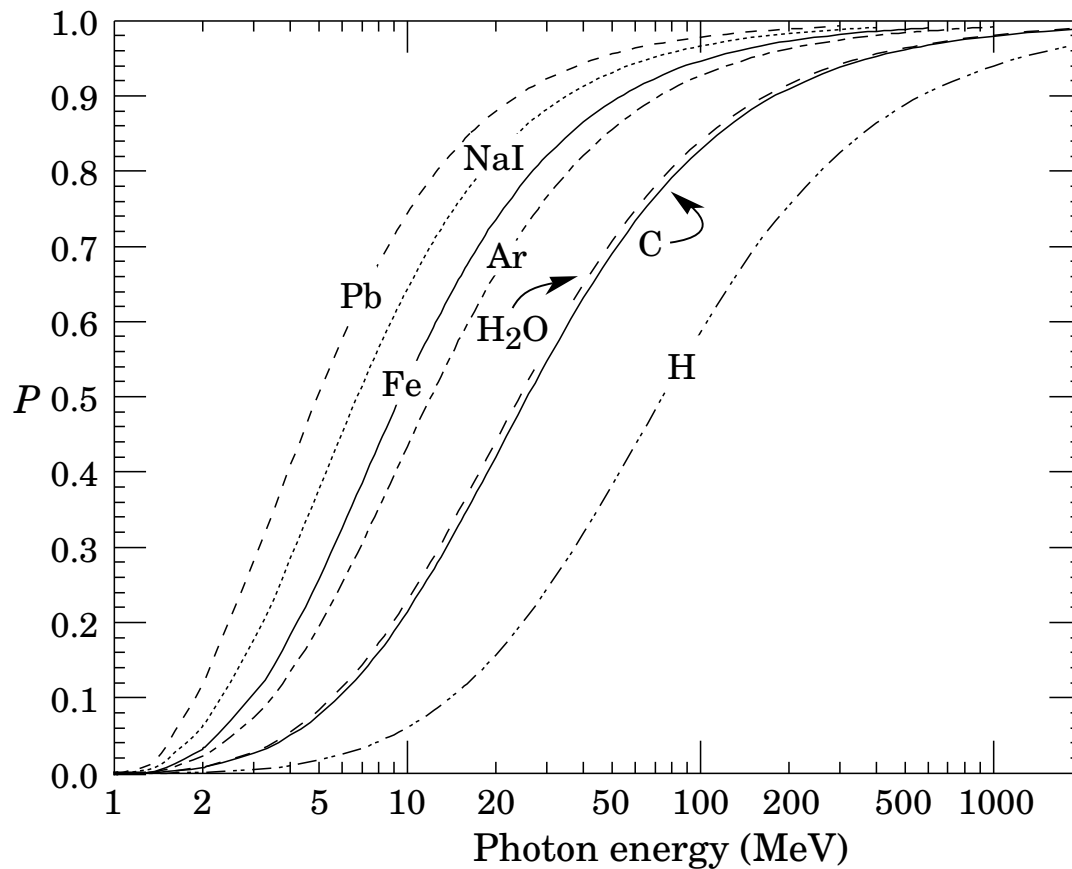


“Rozdwojone” maksima wynikają z obecności krawędzi Comptonowskiej...

Fotony

Kreacja par

Prawdopodobieństwo, że w wyniku oddziaływania fotonu powstanie para e^+e^-



Powyżej $\sim 1 \text{ GeV}$:
praktycznie wyłącznie kreacja par.

Dla niższych energii wkład produkcji par rośnie ze wzrostem Z

Fotony

Spadek intensywności wiązki

$$I(x) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right)$$

λ - średnia droga swobodna:

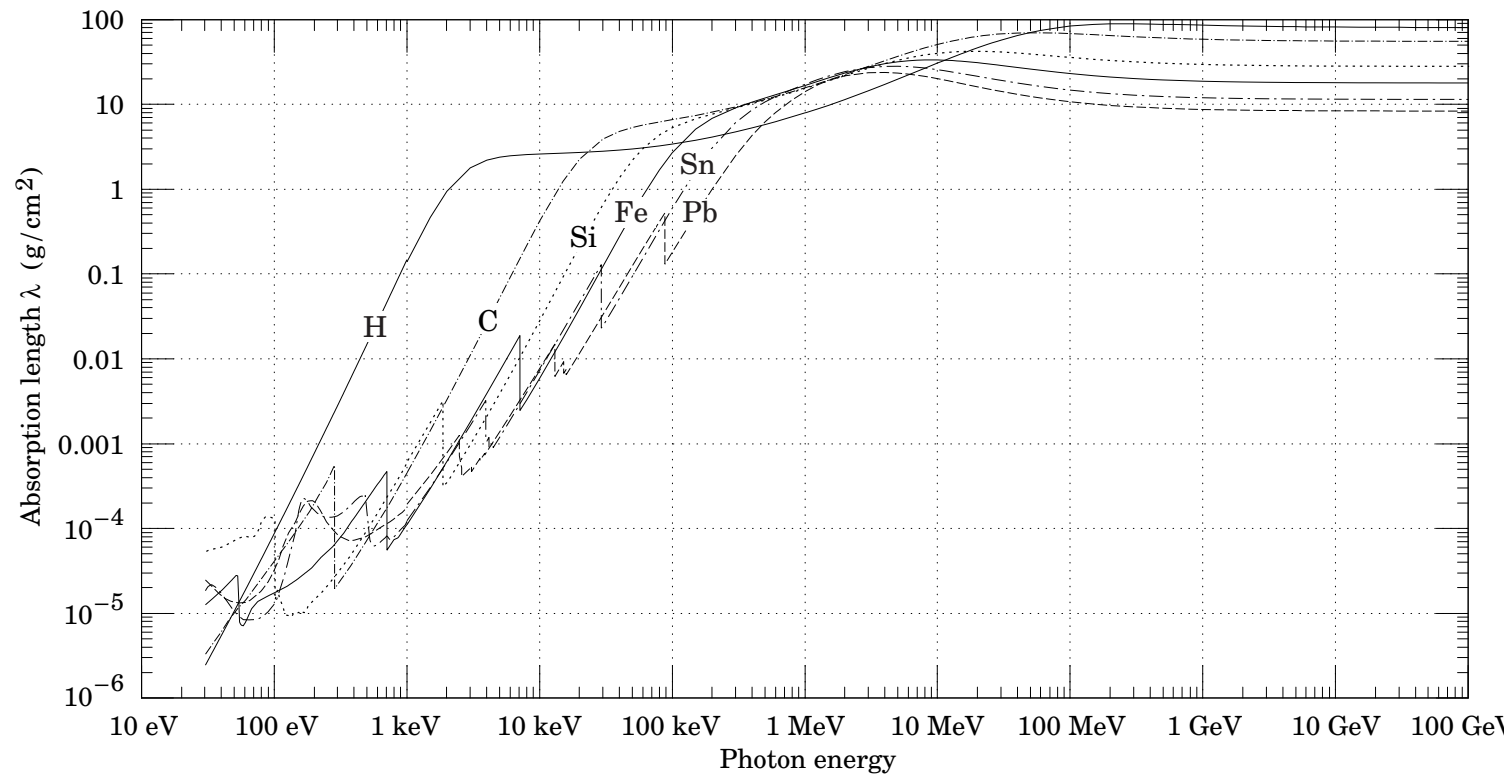
$$\lambda = \frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{1}{n_a}$$

n_a - gęstość molekuł:

$$n_a = \frac{N_A \rho}{A}$$

W obszarze dużych energii
(dominuje kreacja par):

$$\lambda = \frac{9}{7} X_0$$



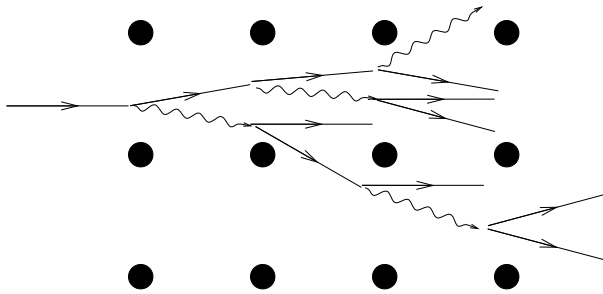
Kaskada E-M

Kaskada elektromagnetyczna

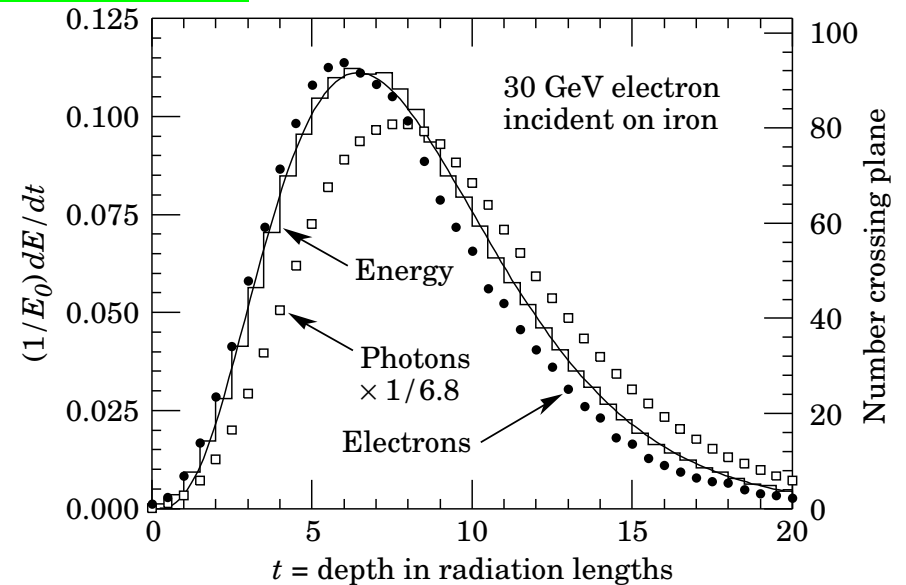
Wysokoenergetyczny foton wpadając w materię konwertuje na parę e^+e^-

Elektron w polu jąder emituje kolejne fotony, które znów konwertują...

Powstaje lawina cząstek, która powiela się tak długo jak $E_e > E_c$



Gdy energie elektronów spadną poniżej $E_c \Rightarrow$ starty jonizacyjne kaskada wygasa



Profil podłużny - rozkład Gamma:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)}$$

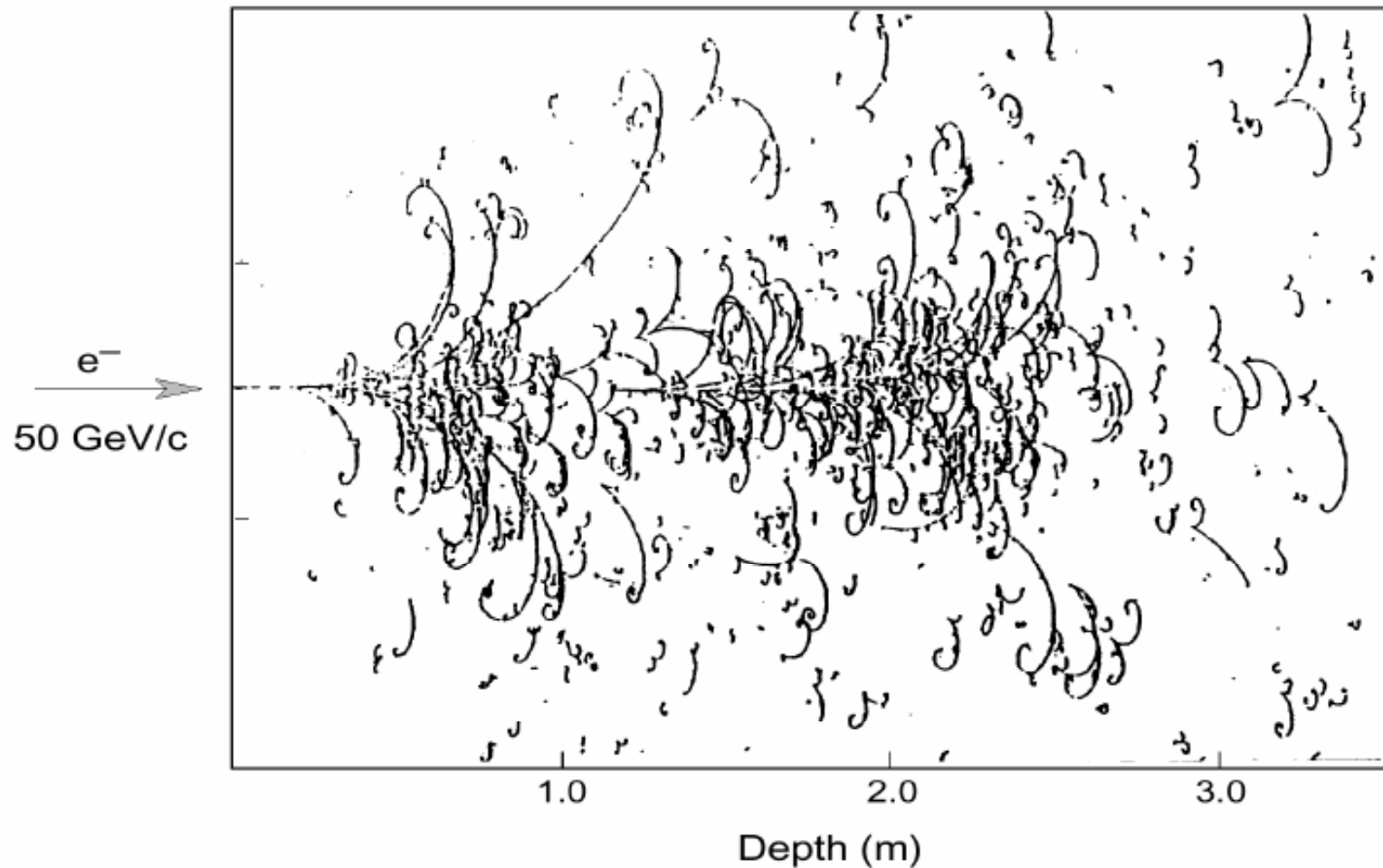
pozycja maksimum $[X_0]$

$$t_{max} = \frac{a-1}{b} \approx \ln \frac{E}{E_c} + C_j$$

$$C_\gamma = +0.5, C_e = -0.5$$

Kaskada E-M

Kaskada elektromagnetyczna w komorze pęcherzykowej BEBC



Kaskada E-M

Kalorymetry elektromagnetyczne

Jeśli rozmiary bloku materii są odpowiednio duże **cała energia** początkowego **elektronu lub fotonu** zostaje zużyta na jonizację ośrodka przez cząstki kaskady.

Jeśli w jakiś sposób zmierzmy jonizację \Rightarrow pomiar energii cząstki wpadającej.
Mierzyć można:

- jonizację ośrodka (całkowity depozyt energii!)
- scyntylację ośrodka
- promieniowanie Czerenkowa

Możliwe dwa rozwiązania:

- **kalorymetr jednorodny**: jeden blok materiału (ew. podzielony na segmenty), w którym rozwija się i mierzona jest kaskada
- **kalorymetr próbkujący**: absorber, w którym (głównie) rozwija się kaskada, przekładany jest elementami aktywnymi mierzącymi sygnał

Bardzo wiele możliwych konstrukcji, ale o tym nie będziemy dziś mówić...

Hadrony

Droga na oddziaływanie

Prawdopodobieństwo nieelastycznego rozproszenia w funkcji drogi w materiale:

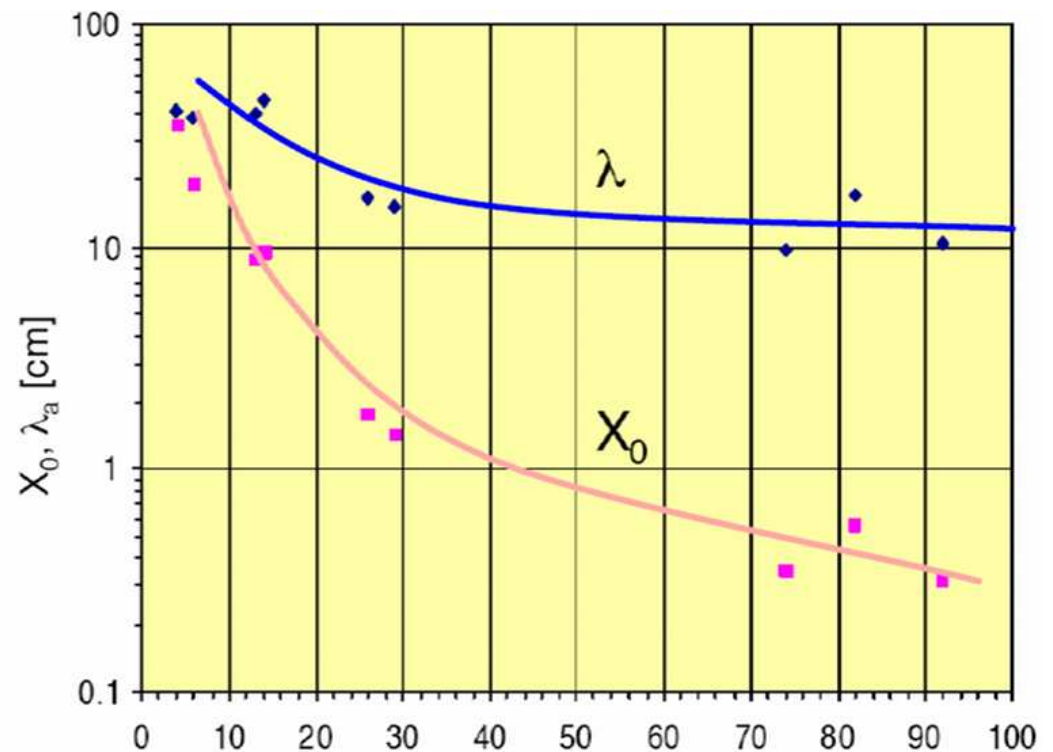
$$p(x) = \frac{1}{\lambda_I} \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda_I}\right)$$

λ_I - średnia droga na oddziaływanie w danym materiale.

$$\lambda_I \approx 35 \text{ g/cm}^2 A^{1/3}$$

	λ_I	X_0	λ_I/X_0
$_{13}\text{Al}$	39.4 cm	8.9 cm	4
$_{26}\text{Fe}$	16.8 cm	1.76 cm	10
$_{29}\text{Cu}$	15.1 cm	1.43 cm	11
$_{82}\text{Pb}$	17.1 cm	0.56 cm	30

Średnia droga na oddziaływanie maleje z Z , ale nie tak szybko jak X_0



Dla $E > 1 \text{ GeV}$ praktycznie Z nie zależy od energii

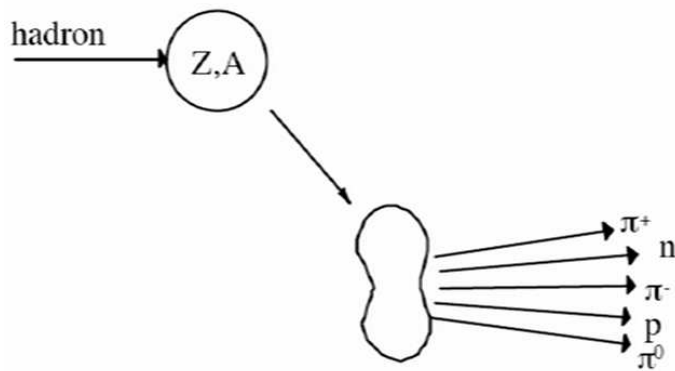
Hadrony

Kaskada hadronowa

Wysokoenergetyczne hadrony (neutralne i naładowane) oddziałują silnie z nukleonami/jądrami ośrodka.

Produkowane są cząstki wtórne.

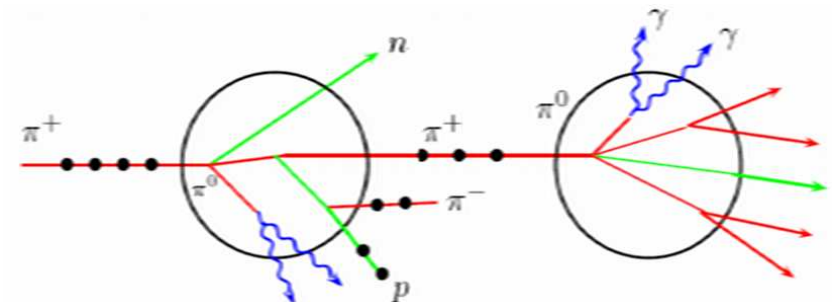
Krotność cząstek $N \sim \ln E$



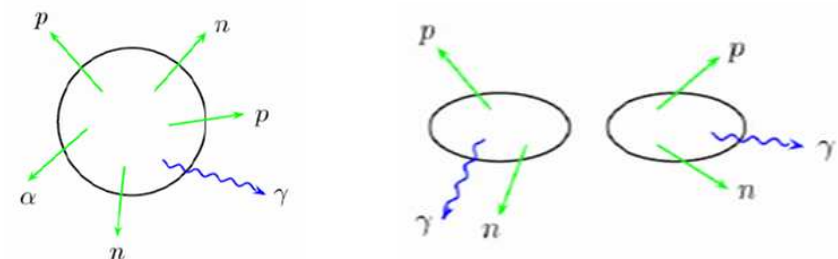
Cząstki wtórne mogą powodować kolejne reakcje \Rightarrow kaskada

Cząstki tracą także energię na wzbudzenia jąder i jonizację.

Rozpady $\pi^0 \Rightarrow$ składowa E-M kaskady



Deekscytacja jąder - opóźniona emisja cząstek



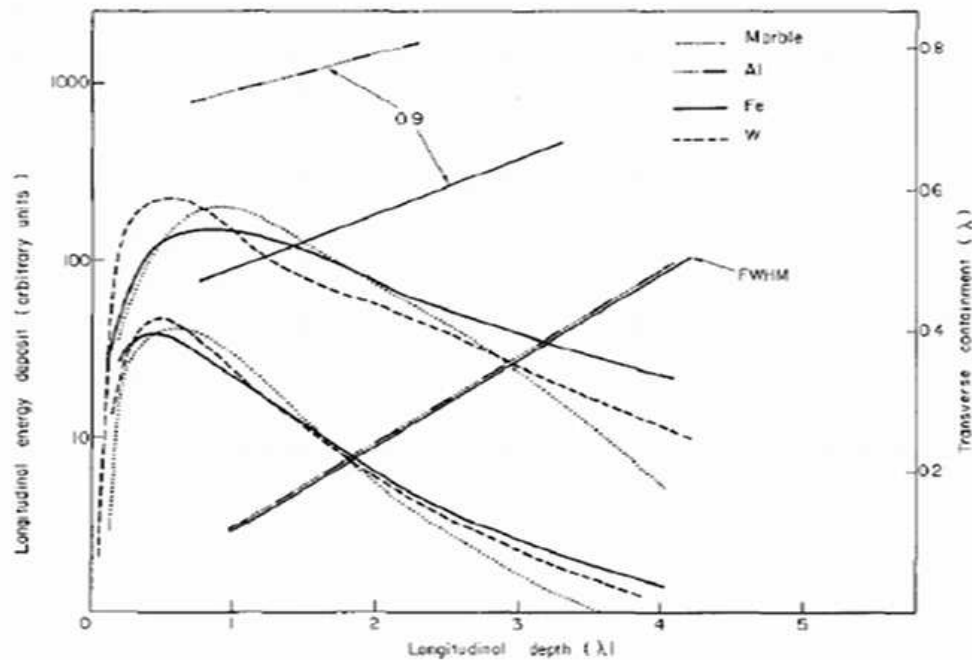
Hadrony

Kaskada hadronowa

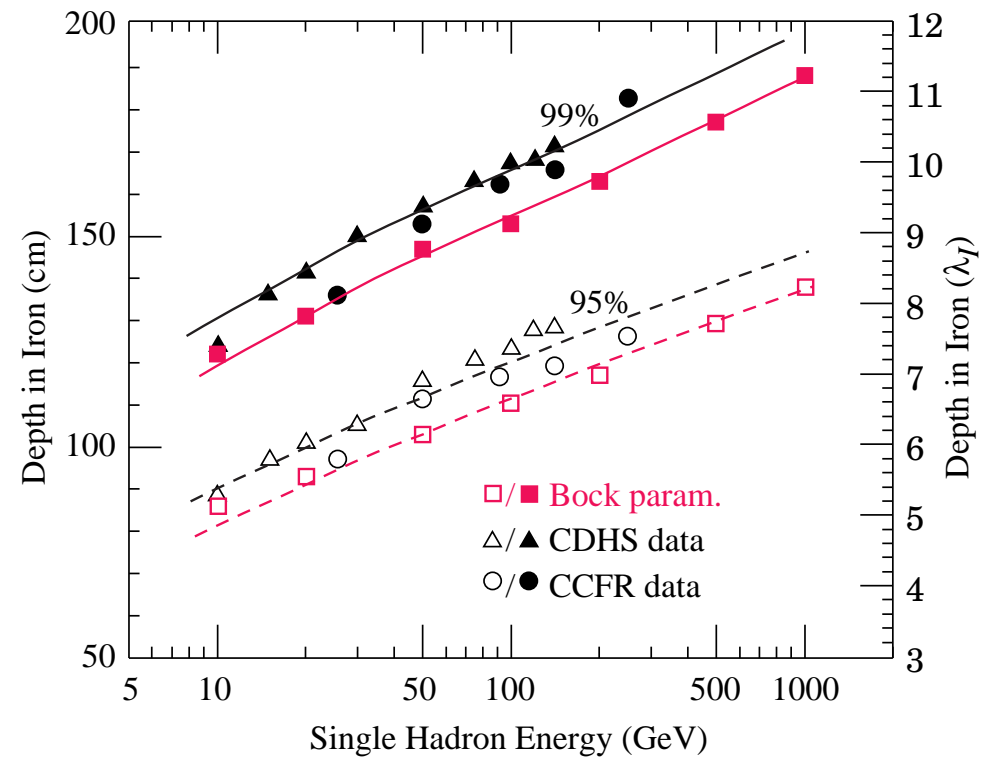
Długość kaskady skaluje się w λ_I

Pozycja maksimum [λ_I]:

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



Grubość warstwy żelaza potrzebna do “za-trzymania” kaskady (95% lub 99% energii):



również rośnie logarytmicznie z energią

Hadrony

Kaskada hadronowa

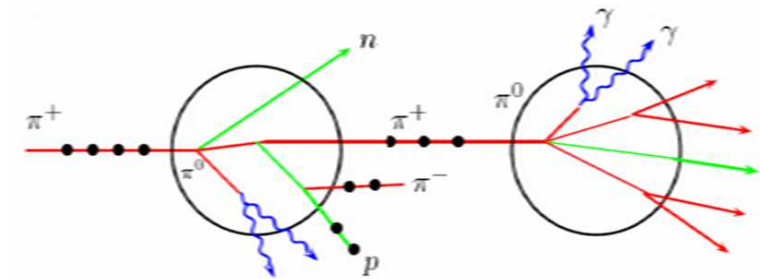
Energia cząstki pierwotnej tracona jest w wielu kolejnych (silnych) oddziaływaniach z absorberem.

Zachodzące procesy są jednak dużo bardziej złożone niż w przypadku kaskad E-M.

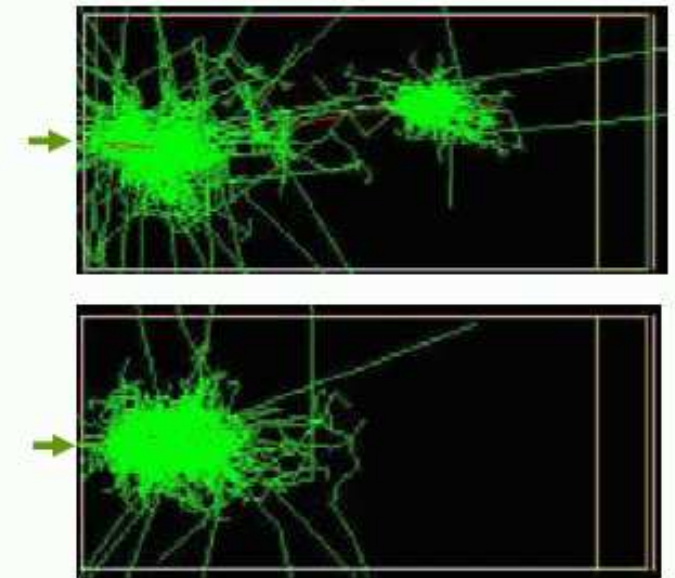
Oprócz produkcji wysokoenergetycznych cząstek wtórnych energia tracona jest na procesy jądrowe: wzbudzenia, rozszczepienia i energie odrzutu jąder.

Część energii jest “niewidoczna” (procesy jądrowe, neutrina z rozpadów).

Fluktuacje \Rightarrow dokładność pomiaru naogół dużo gorsza niż dla kaskad E-M
Poprawienie dokładności wymaga specjalnych konstrukcji i/lub metod analizy...



20 GeV π in copper (simulation)



J.P. Wellisch

Kalorymetry

Detektory śladowe - dokładny pomiar torów (kierunku) cząstek naładowanych pole magnetycznym \Rightarrow **pomiar pędu**

Dokładność pomiaru maleje jednak z pędem cząstek ($\sigma(p_T) \sim p_T^2 \oplus \dots$)

\Rightarrow **rozmiary** detektorów śladowych rosną liniowo z energią

Detektory śladowe są również “ślepe” na cząstki neutralne (fotony, neutrony, kaony...)

Aby móc dokładnie zrekonstruować energie wszystkich obserwowanych cząstek potrzebujemy alternatywnej metody pomiaru \Rightarrow **kalorymetry**

Kalorymetry: urządzenia w których wpadające cząstki lub strugi cząstek są **całkowicie absorbowane**, a część deponowanej energii zamieniana jest na **mierzalny sygnał**

W wyniku oddziaływania cząstki tworzą się kaskady cząstek wtórnych

- kalorymetry elektromagnetyczne mierzą energie elektronów i fotonów
- kalorymetry hadronowe - innych cząstek stabilnych (oprócz mionów i neutrin)

Kalorymetry

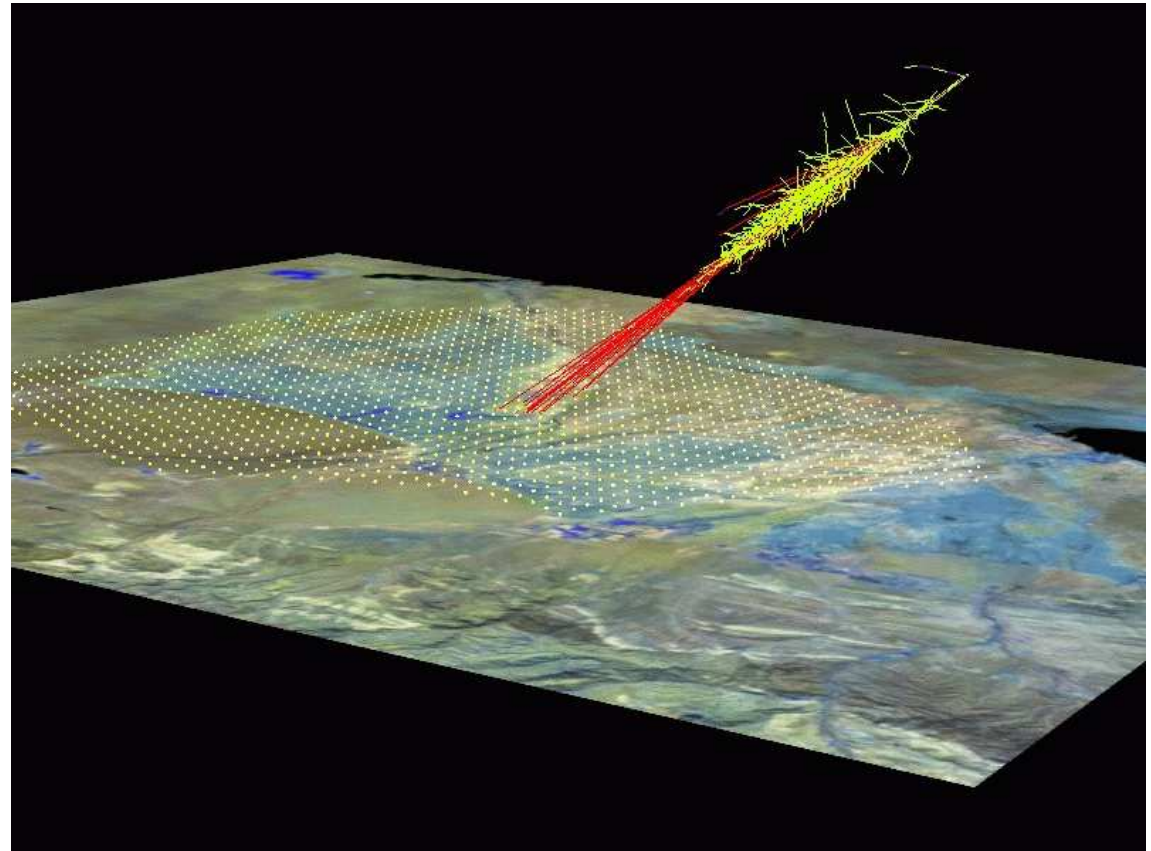
Wielkie pęki atmosferyczne

Kaskady hadronowe i E-M powstają nie tylko w dedykowanych detektorach.

Obserwujemy je także w atmosferze Ziemi, w wyniku oddziaływania promieniowania kosmicznego najwyższych energii.

Budowane są coraz większe detektory do ich pomiaru.

Projekt “**Pierre Auger Observatory**”:
obserwacja **promieniowania czerenkowa** i **fluorescencji**
wielkich pęków atmosferycznych.



1600 detektorów na obszarze 3000 km²