

Wykład XIX:

- Odkrycie fotonu
- Efekt Comptona
- Photon Collider
- Efekt Dopplera
- Oddziaływanie grawitacyjne

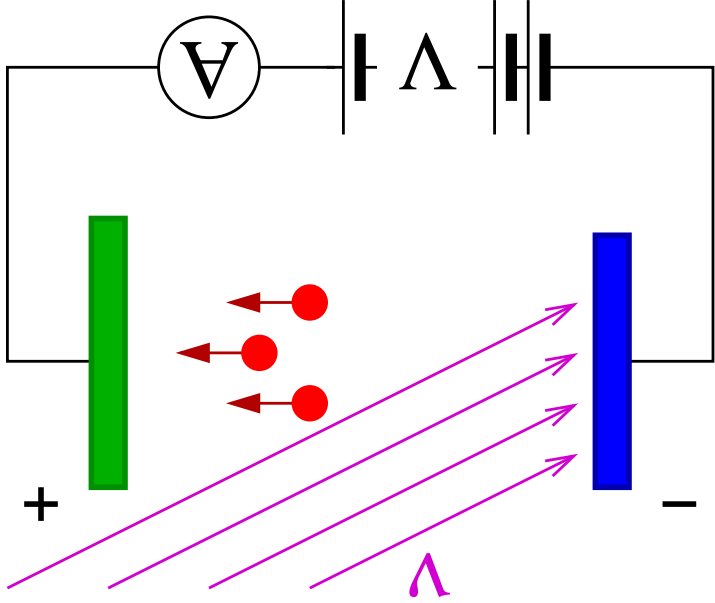
Foton

Fizyka I (B+C)

Zjawisko fotoelektryczne

Odkryte przypadkowo przez Hertza w 1887 r.

Światło padające na metalową płytkę powoduje uwalnianie elektronów \Leftrightarrow przepływ prądu.



Doświadczenia wskazały, że energia uwalnionych elektronów zależy wyjątkowo od **częstotliwości światła** (długości fali) i **materiału katody**.

minimalna energia potrzebna do uwolnienia elektronu z metalu.

W - "praca wyjścia",

$$E_e = E_\gamma - W = h\nu - W$$

Energia foto-elektronów:

FOTONY

światła

Zjawisko fotoelektryczne wyjaśnił Einstein (1905) wprowadzając kwanty

Opis falowy przewidywał, że prąd zależy wyjątkowo od natężenia światła, a nie zależy od częstotliwości!

Odkrycie fotonu

Odkrycie fotonu

Natura światła

Fotony to **kwanty** promieniowania elektromagnetycznego. Przenoszą **oddziaływania** między cząstkami narażowanymi. Mają naturę **korpuskularno-falową**:

- **fala** elektromagnetyczna, opisana równaniami Maxwella
podlega interferencji, dyfrakcji, zatamaniu

- **cząstka** o ustalonej energii i pędzie, ale zerowej masie
 $m_\gamma \equiv 0 \Leftrightarrow \beta \equiv 1$

może zderzać się z innymi cząstkami, być pochłaniana lub rozpraszana

Im **wyższa częstość** (mniejsza długość fali) promieniowania, tym **wyższa energia** pojedynczego fotonu \Rightarrow **wyrazniejsze efekty korpuskularne**

$$E_\gamma = p_\gamma c = h\nu = \frac{h}{\lambda}$$

W zjawisku fotoelektrycznym, foton "zderza się" z elektronem, $\gamma + e_- \rightarrow e_-$ (proces typu $2 \rightarrow 1$), i przekazuje mu energię konieczną do opuszczenia metalu.

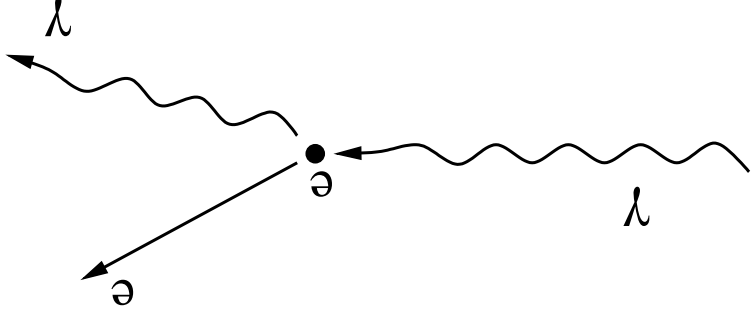
Efekt Comptona

Rozpraszanie fotonów

W wyniku rozpraszania w materii,
 promieniowanie X stawało się mniej
 przenikliwe \Rightarrow zmieniła długości fali

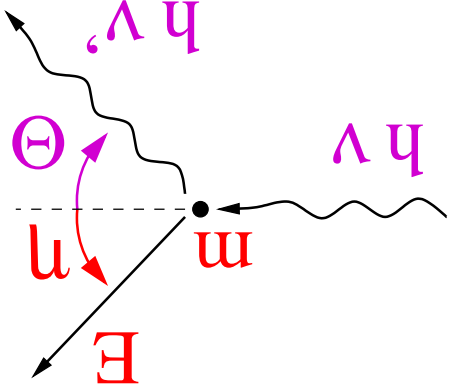
Opis tego zjawiska zaproponował w 1923
 roku A.H.Compton.

Fotony promieniowania X rozpraszają się
 na elektronach w atomie



oddając im część swojej energii.

Relatywistyczne zderzenie dwóch ciał
 tak samo jak w przypadku cząstek



Zasady zachowania:

$$E : h\nu + m = h\nu' + E$$

$$p_{\parallel} : h\nu = h\nu' \cos\theta + p \cos\eta$$

$$p_{\perp} : 0 = h\nu' \sin\theta - p \sin\eta$$

Efekt Comptona

Przekształcając otrzymujemy:

$$\begin{aligned} E &= h(\nu - \nu') + m \\ p \cos \eta &= h(\nu - \nu' \cos \theta) \\ p \sin \eta &= h\nu' \sin \theta \end{aligned}$$

Podnosząc stronami do kwadratu i zestawiając do masy elektronu:

$$\begin{aligned} m^2 &= E^2 - p^2 \\ &= (h(\nu - \nu') + m)^2 - h^2(\nu - \nu' \cos \theta)^2 \\ &= m^2 + h^2\nu^2 + h^2\nu'^2 - 2h^2\nu\nu' + 2mh(\nu - \nu') \\ &\quad - h^2\nu^2 + 2h^2\nu\nu' \cos \theta - h^2\nu'^2 \cos^2 \theta - h^2\nu'^2 \sin^2 \theta \\ \Leftrightarrow m h \nu &= h\nu' (m + h\nu(1 - \cos \theta)) \\ h\nu' &= \frac{1 + \frac{m}{h\nu}(1 - \cos \theta)}{h\nu} \\ \lambda' &= \lambda + \frac{m c}{h} (1 - \cos \theta) \end{aligned}$$

Efekt Comptona

Małe energie fotonów

W granicy małych energii fotonu $h\nu \gg m$

$$h\nu' = h\nu \frac{m + h\nu(1 - \cos\theta)}{m} \approx h\nu$$

\Rightarrow foton rozprasza się bez straty energii.

Odpowiada to klasycznemu zderzeniu „pocisku”, m_1 , z dużo cięższą „tarczą”, $m_2 \gg m_1$.

Foton zachowuje energię, ale **zmienia się wektor pędu** (kierunek !)

Energia rozproszonego elektronu:

$$E = h\nu - h\nu' + m$$

$$= \frac{h\nu(1 - \cos\theta) + m}{h\nu + m(1 - \cos\theta) + m^2}$$

W granicy $h\nu \gg m$:
energia elektronu:

$$E \approx m$$

• pęd rozproszonego elektronu:

$$p \approx h\nu \sqrt{2(1 - \cos\theta)}$$

Efekt Comptona

Duże energie fotonów

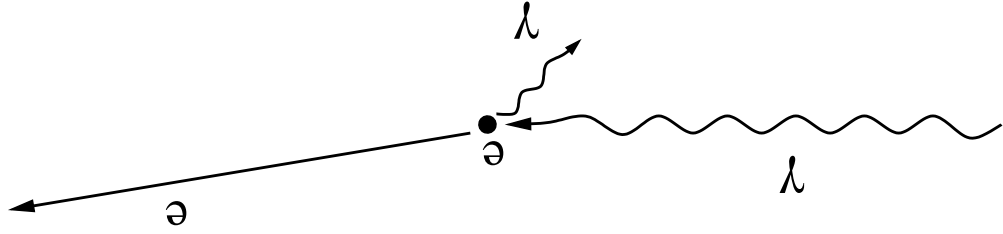
W granicy dużych energii fotonu $h\nu \gg m$ (przyjmując $\cos \theta \neq 1$, czyli $\theta \neq 0$)

$$h\nu' \approx \frac{1 - \cos \theta}{m} \rightarrow 0$$

$$E \approx h\nu + m$$

⇒ foton przekazuje **spoczywającemu** elektronowi praktycznie całą swoją

energię



traktować jako **cząstkę bezmasową**.

pominąć - **elektron**, tak jak foton, można

Dla $h\nu \gg m$ masę elektronu można

zderzenie centralne i elastyczne)

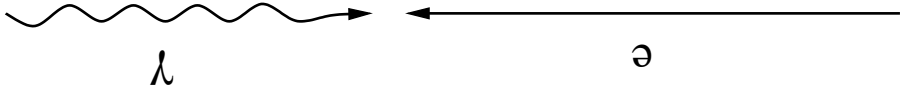
ciał o równych masach (zakładając

Odpowiada to klasycznemu zderzeniu

Efekt Comptona

Rozpraszanie na wiązce elektronów

Możemy jednak rozważyć rozpraszanie fotonów o energii $h\nu$ na przeciwbieżnej wiązce elektronów o energii $E_e \gg m$.



Transformacja Lorentza do układu elektronu:

$$\gamma = \frac{E_e}{m}$$

$$\beta \approx 1$$

Energia fotonu w układzie elektronu:

$$h\nu^* = \gamma(1 + \beta)h\nu$$

$$\approx \frac{2E_e}{m} \cdot h\nu \gg h\nu$$

Rozpraszanie do tyłu

W rozpraszaniu na spoczywającym elektronie najniższą energię będzie miał foton rozproszony „do tyłu”

($\cos \theta = -1$):

$$h\nu' = \frac{h\nu \cdot m}{2h\nu + m} > h\nu$$

To, że foton zawsze traci energię związane jest jednak z wyborem układu odniesienia!

(układ związany z elektronem)

Photon Collider

Rozpraszanie na wiązce elektronów

Przyjmijmy, że foton rozprasza się "do tyłu" ($\cos \theta = -1$). Energia rozproszonego fotonu w układzie elektronu:

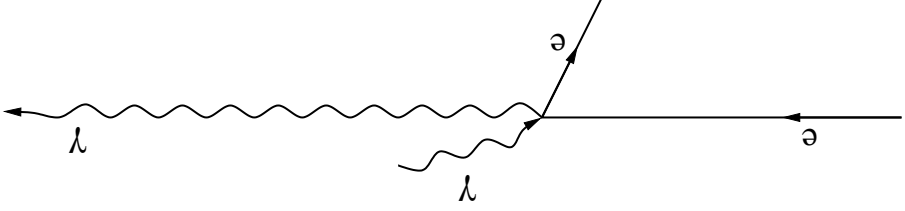
$$h\nu^* = \frac{2h\nu^* + m}{h\nu^* \cdot m}$$

$$\approx \frac{2E_e h\nu \cdot m}{4E_e h\nu + m^2}$$

Wracając do układu laboratoryjnego:

(transformacja taka sama, bo pęd fotonu zmieniał kierunek)

$$h\nu' \approx \frac{2E_e}{m} \cdot h\nu^*$$



większość swojej energii.

⇒ elektron może przekazać fotonowi

Wysoką energią wiązki, $4E_e h\nu \gg m^2$

$$h\nu' \approx E_e \cdot \frac{4E_e h\nu}{4E_e h\nu + m^2}$$

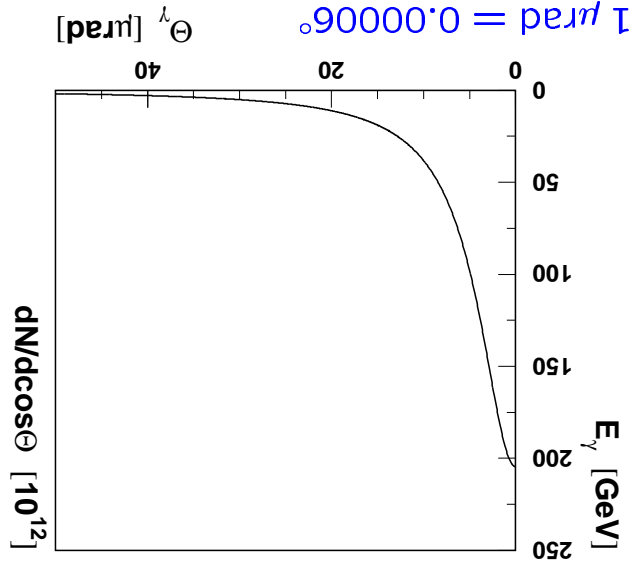
Otrzymujemy:

„Akcelerator” fotonów

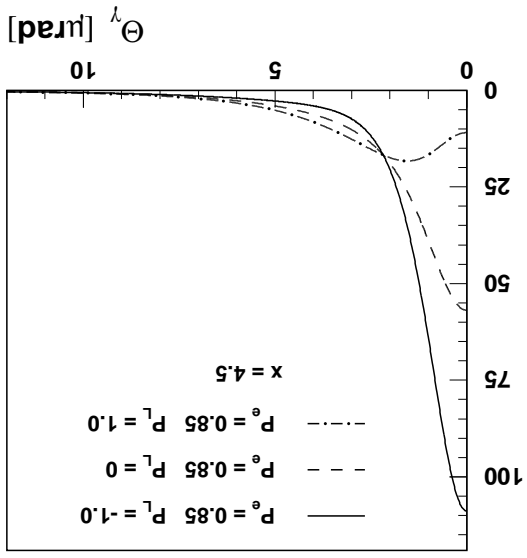
Photon Collider

Rozpraszając intensywną wiązkę światła laserowego ($\lambda \approx 1\mu\text{m}$ - podczerwień) na wiązce elektronów ($E_e = 250\text{ GeV}$) możemy otrzymać silnie **skolimowaną wiązkę fotonów** o energiach sięgających **200 GeV**!

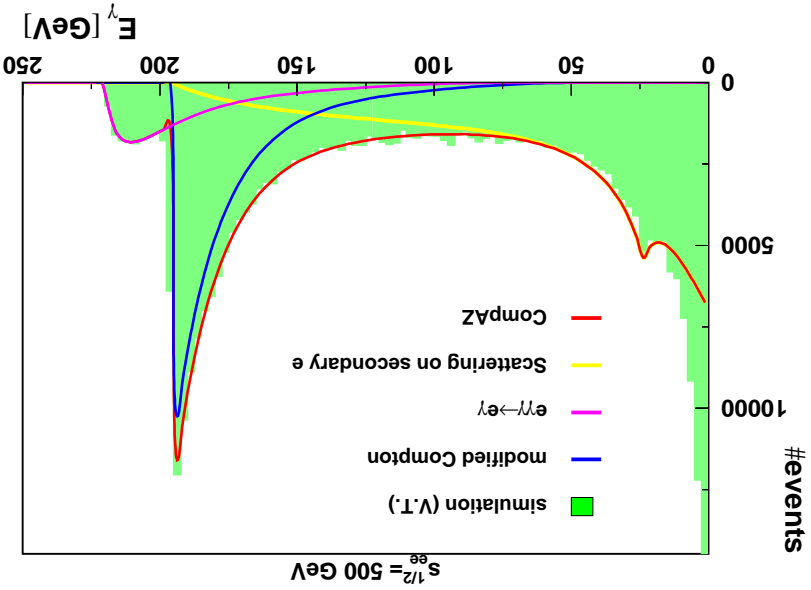
Energia w funkcji kąta



Intensywność wiązki

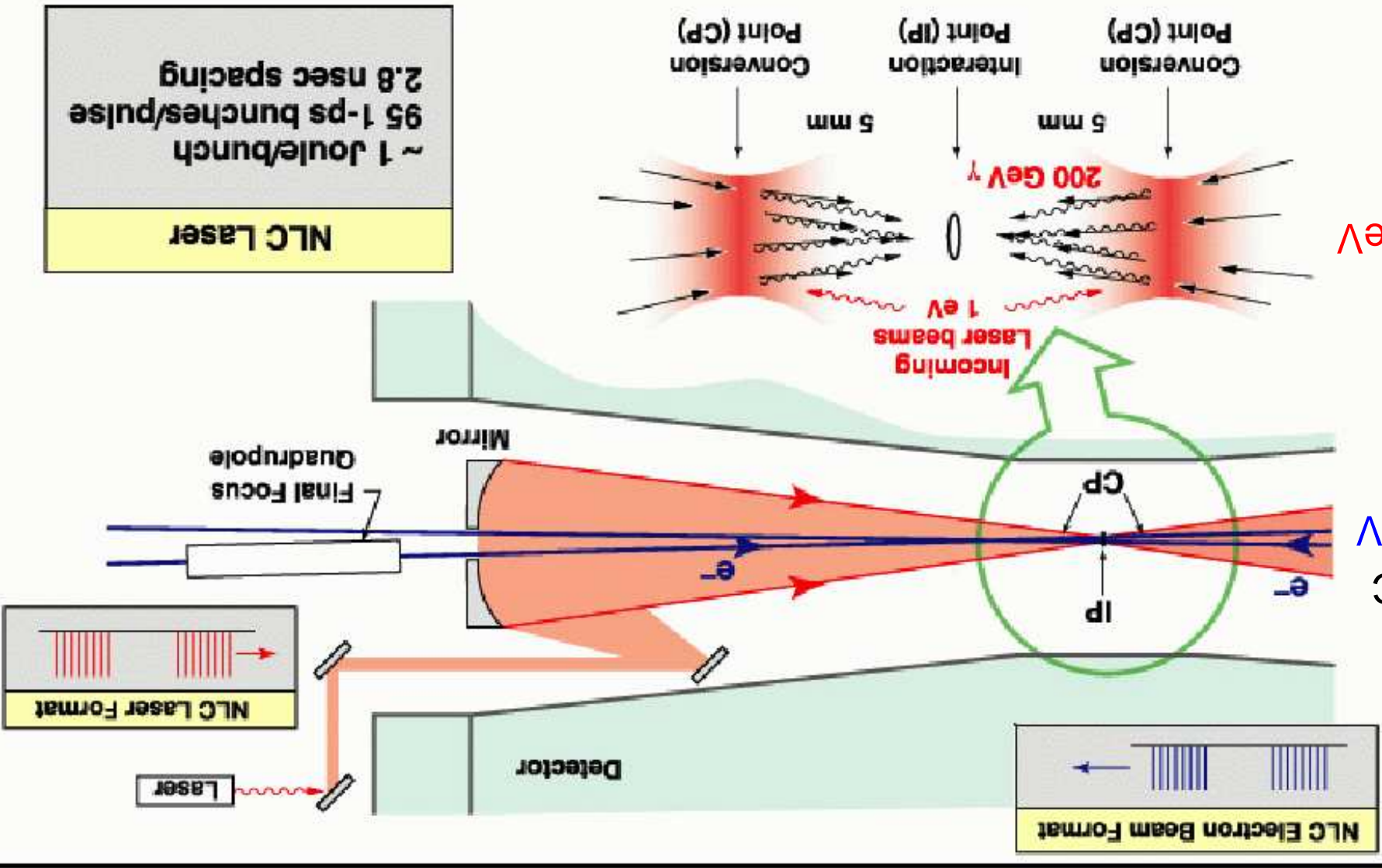
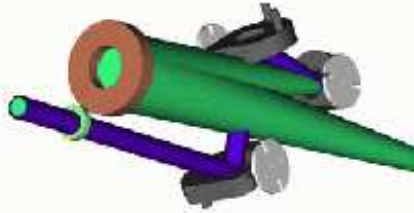


Rozkład energii



Możliwość uzyskiwania **przeciwbieżnych wiązek fotonów** o bardzo wysokich energiach (do 400 GeV) i bardzo wysokiej intensywności, jest poważnie dyskutowaną opcją w projektach przyszłych akceleratorów liniowych e^+e^- .

Photon Colliders – The marriage of lasers and electron linear colliders

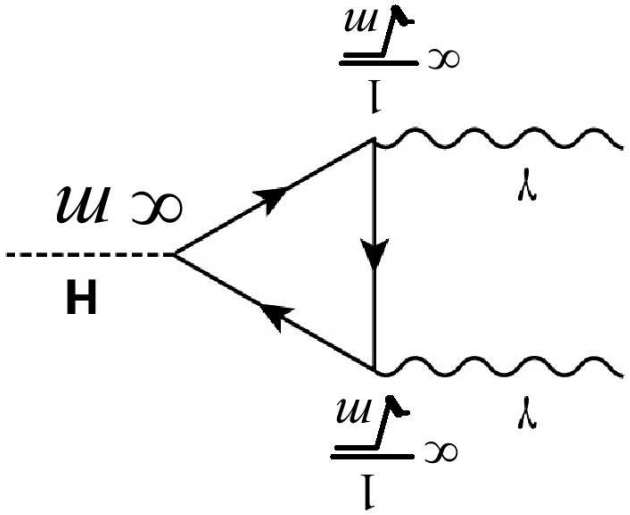
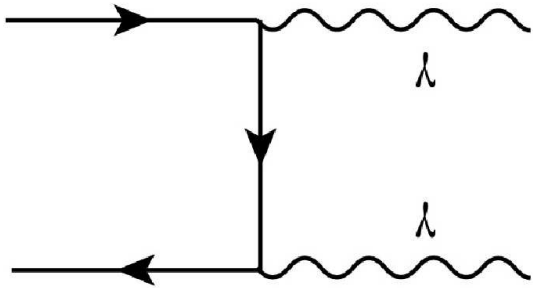


Projekt NLC
 e^- : 250 GeV

$\gamma \sim 200 \text{ GeV}$

Photon Collider

W zderzeniach $\gamma\gamma$ możemy produkować wszystkie cząstki naładowane ("czyste" oddziaływanie elektromagnetyczne), ale nie tylko...



Wyjątkowa w zderzeniach $\gamma\gamma$ jest możliwość rezonansowej produkcji bozonu Higgsa:

Ponieważ foton nie sprzęga się bezpośrednio do Higgsa, tylko przez "pętle", proces jest czuły na **WSZYSTKIE** cząstki naładowane \Rightarrow niezwykle czuły na "nową fizykę" W innych procesach **wkłady pętlowe** szybko **maleją** ze wzrostem **mas**y cząstek... Ale **sprężenie Higgsa** jest proporcjonalne do **mas**y \Rightarrow **wkłady skończone** nawet w granicy $M \rightarrow \infty$

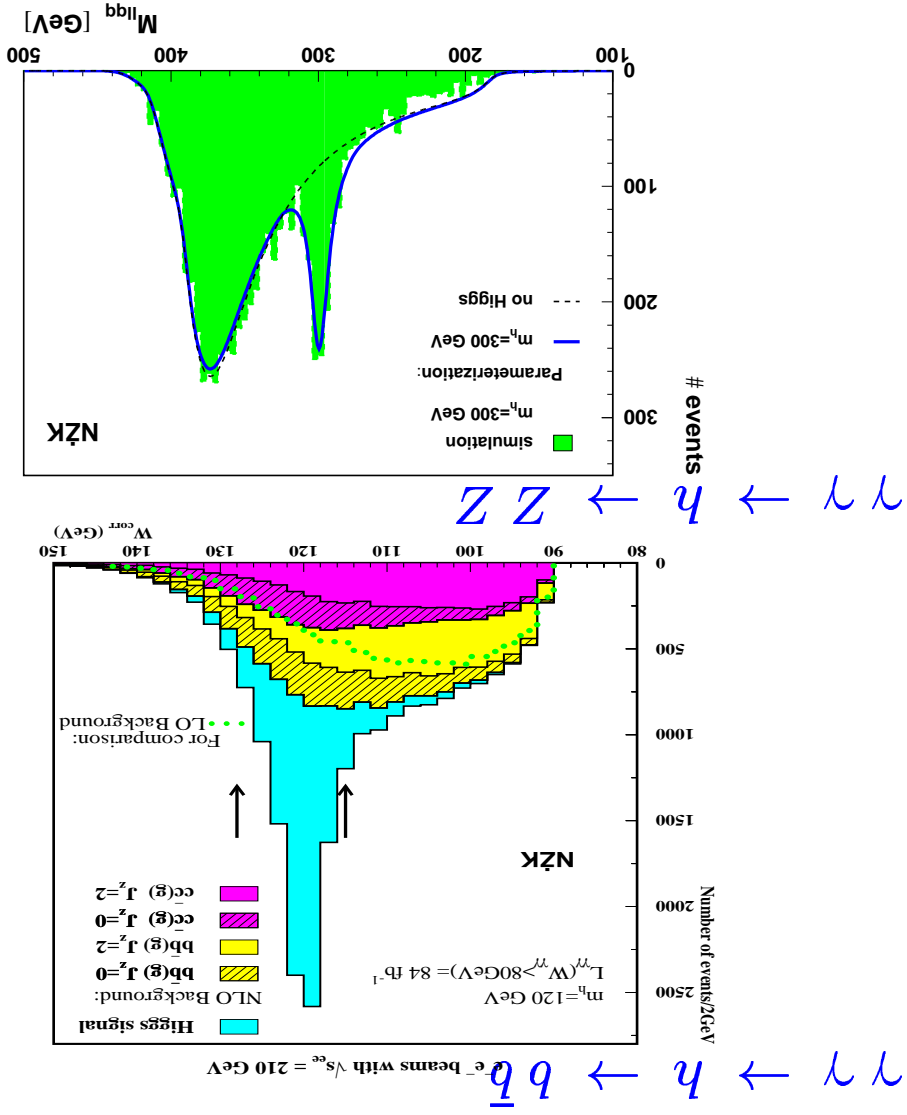
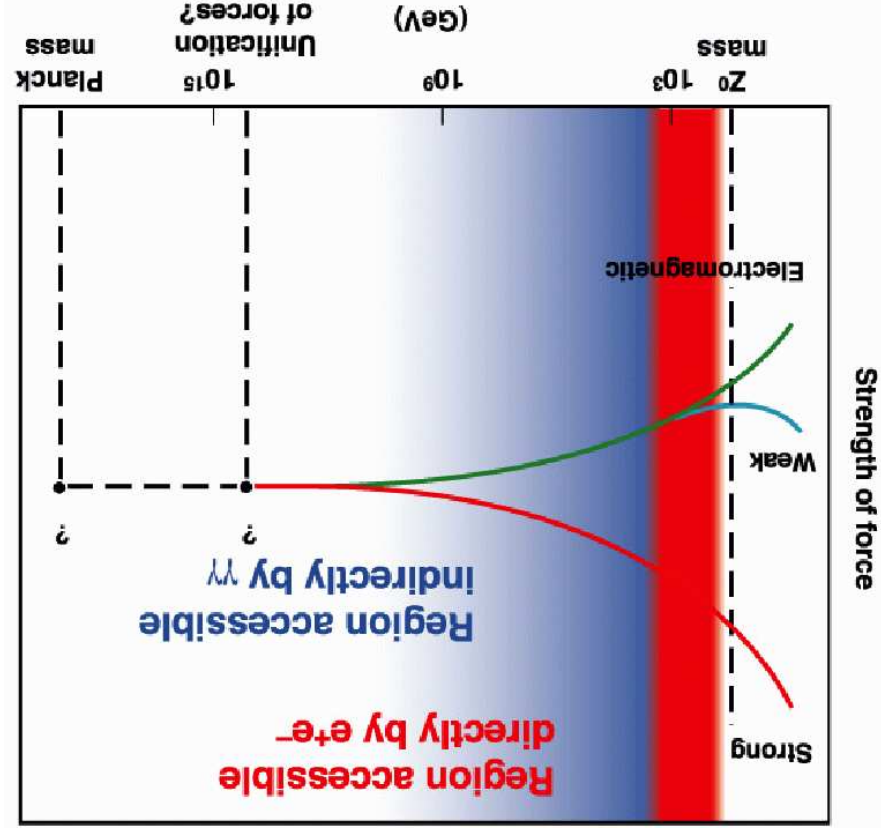
Photon Collider

Wyniki symulacji prowadzonych w Warszawie:

Fizyka

Jedyny kolajder, który może "sięgnąć"

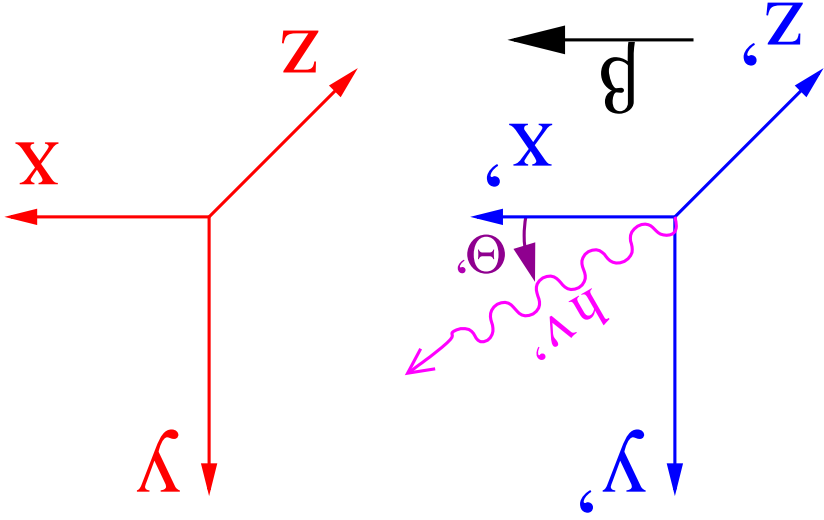
skali unifikacji



Efekt Dopplera

Transformacja Lorentza

Wyrażenia na relatywistyczny efekt Dopplera (dla światła) wynikają wprost z transformacji Lorentza i



Foton o energii $E' = h\nu'$ emitowany jest pod kątem θ' w układzie O' .

$$p'_x = E' \cos \theta' \quad p'_y = E' \sin \theta'$$

W układzie O z transformacji Lorentza:

$$h\nu = E = \gamma E' + \beta \gamma p'_x = h\nu' \gamma (1 + \beta \cos \theta')$$

Dla $\theta' = 0$ mamy:

$$\nu = \nu' \frac{1 + \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \nu' \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}$$

częstość (energia) rośnie

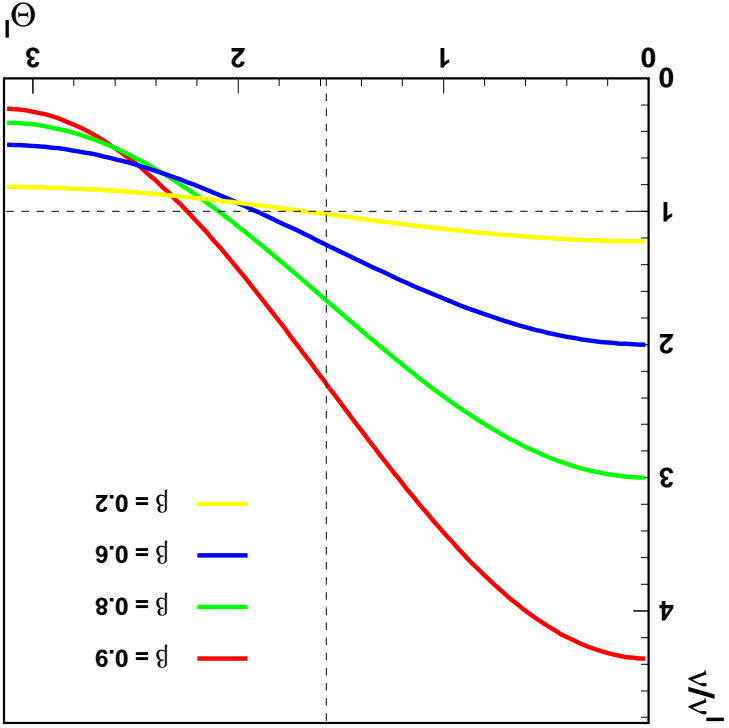
Dla $\theta' = \pi$ mamy:

$$\nu = \nu' \frac{1 - \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \nu' \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

częstość (energia) maleje

Rozkłady kątowe

Zależność częstości od kąta **emisji!**

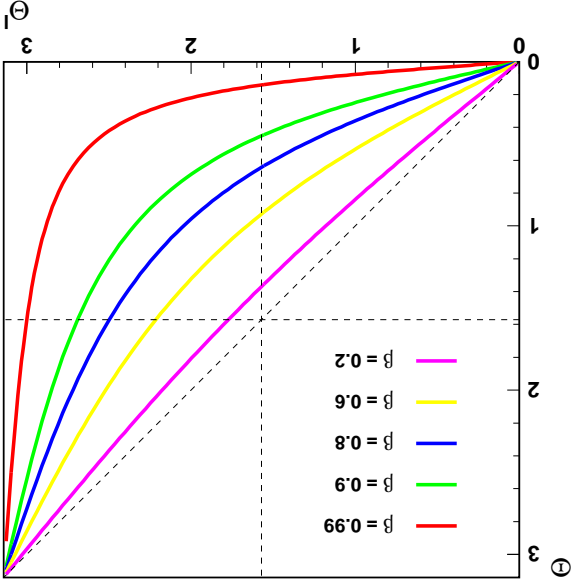


Dla $\theta' = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \nu = \gamma \nu' > \nu'$ poprzeczny efekt Dopplera

Efekt Dopplera

Obszerwany kąt lotu fotonu (kąt detekcji):

$$\cos \theta = \frac{p_x}{E} = \frac{\beta + \cos \theta'}{1 + \beta \cos \theta'}$$



Dla $\theta' = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \cos \theta = \beta \Rightarrow \theta > \frac{\pi}{2}$

Izotropowe promieniowanie szybko poruszającego się ciała jest skolimowane w kierunku ruchu...

Rozkłady kątowe

Mamy:

$$\nu = \nu' \gamma (1 + \beta \cos \theta')$$

Mozemy jednak zastosować odwrotną

transformację Lorentza ($\beta \Leftrightarrow -\beta$)

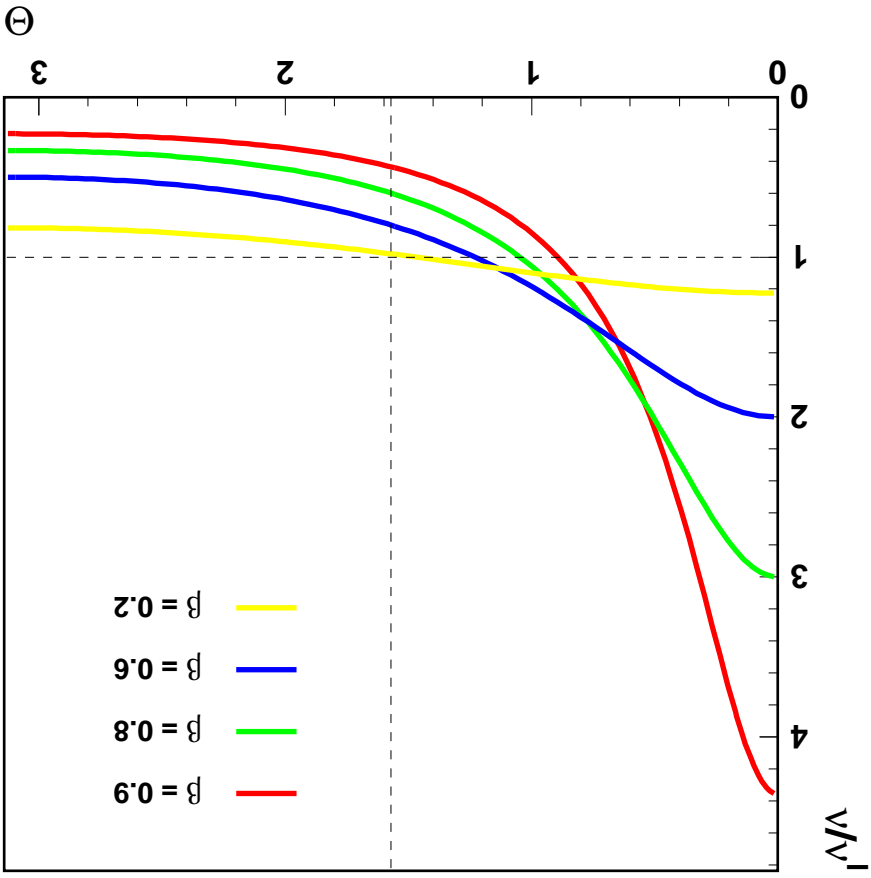
\Leftrightarrow energia w funkcji kąta **detekcji**:

$$\nu = \frac{\nu' \gamma (1 - \beta \cos \theta)}$$

Fotony rejestrowane pod kątem $\theta = \frac{\pi}{2}$ mają częstotść: $\nu = \frac{\nu'}{\gamma} > \nu'$ **iii**

Efekt Dopplera

Zależność częstotści od kąta **detekcji**



Oddziaływania grawitacyjne

Foton nie ma masy spoczynkowej, ale mimo to podlega oddziaływaniom grawitacyjnym.

Ogólna teoria względności

⇒ oddziaływania grawitacyjne zależą od energii!

Dla fotonu:

$$m_{gr} = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}$$

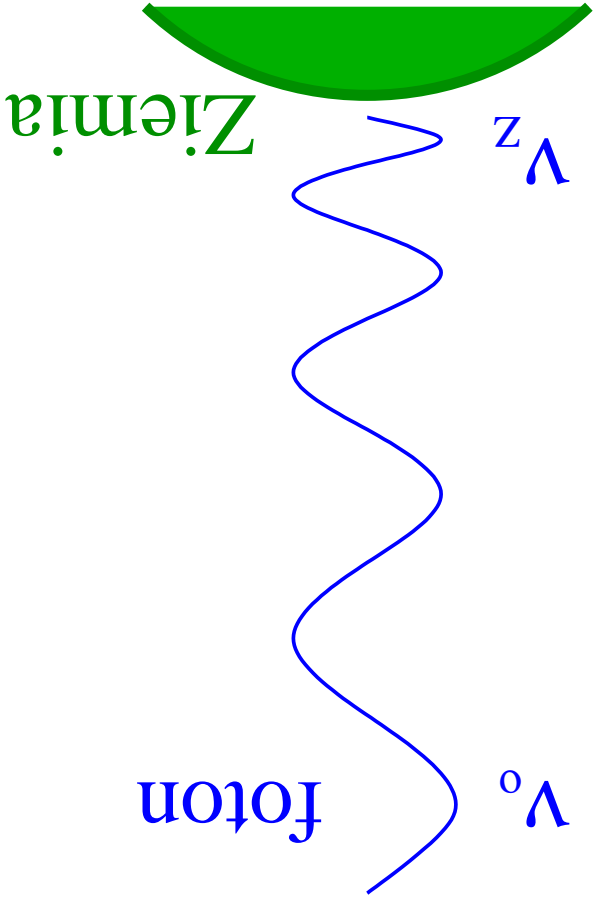
Foton "spadający" z wysokości h w polu \vec{g} :

$$h\nu_Z = h\nu_0 + m_{gr} g h$$

$$\nu_Z = \nu_0 \left(1 + \frac{g h}{c^2} \right)$$

Dla $h = 20 \text{ m}$ mamy $\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx 2 \cdot 10^{-15}$

zmierzone po raz pierwszy w 1960 r.



Fotony



Kilka obrazów
tej samej
galaktyki:



Soczewkowanie grawitacyjne

Fotony

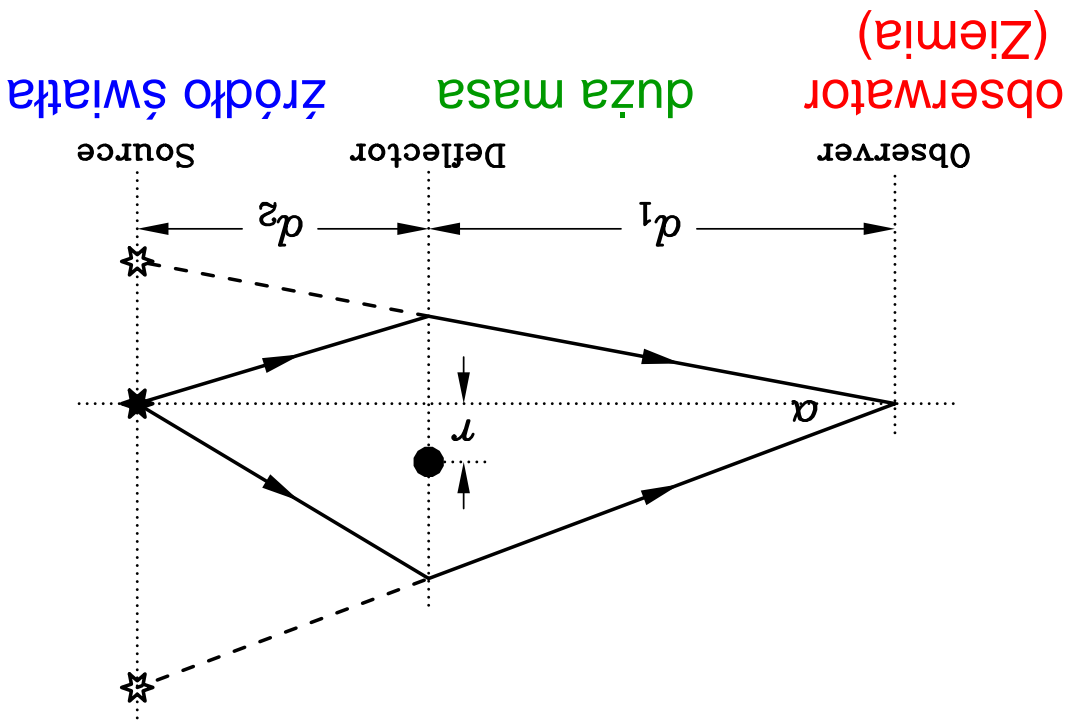
Soczewkowanie grawitacyjne

Fotony

Mikro-soczewkowanie

Odległą gwiazdę (galaktykę, ...) możemy zobaczyć w kilku kierunkach, jeśli pomiędzy nami znajduje się bardzo **masywny** obiekt

(np. gromada galaktyk)



Poświadczenie gwiazdy w wyniku og-niskowania światła w polu grawitacyjnym poruszających się masywnych obiektów

