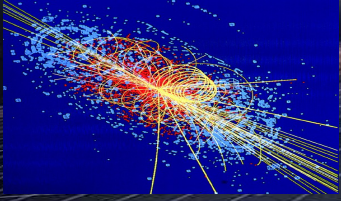


Wszechświat cząstek elementarnych

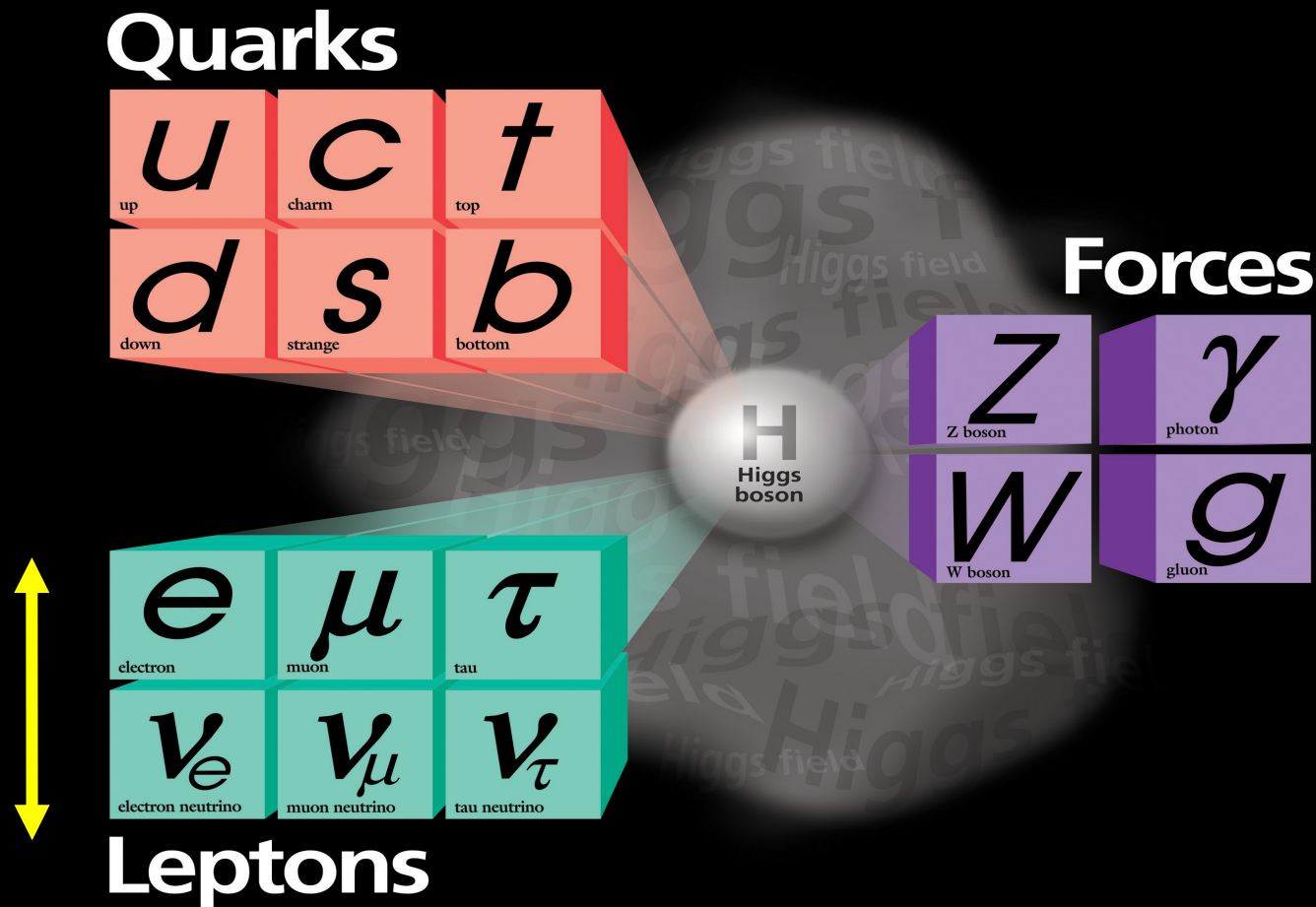


WYKŁAD 10

29.04.2009

**Prawdopodobieństwo
procesów dla bardzo
dużych energii,
konieczność istnienia
cząstki Higgsa**

Cząstki fundamentalne w Modelu Standardowym



Teoria relatywistyczna

- Najbardziej bezpośredni przejaw t. relatywistycznej to czas życia cząstek – dłuższy jeśli cząstka się porusza jest to tzw. dylatacja czasu.

Podobny efekt - skrócenie (długości) Lorentza

- Rola pomiaru - transf. Lorentza wiąże pomiary w różnych układach odniesienia
- Niezmienniczość relatywistyczna
obrotowa, przesunięcia w czasie i przestrzeni
- znane wcześniej (przed Einsteinem)
- Niezmienniczość relatywistyczna wzg zmiany układu odniesienia – stała prędkość
- Prędkość światła stała w układach odniesienia poruszających się ze stałą prędkością względem siebie

Niezmienniczość Lorentza, niezmienniczość Poincare

- Obroty i zmiana układu (stała prędkość) → niezmienniczość Lorentza

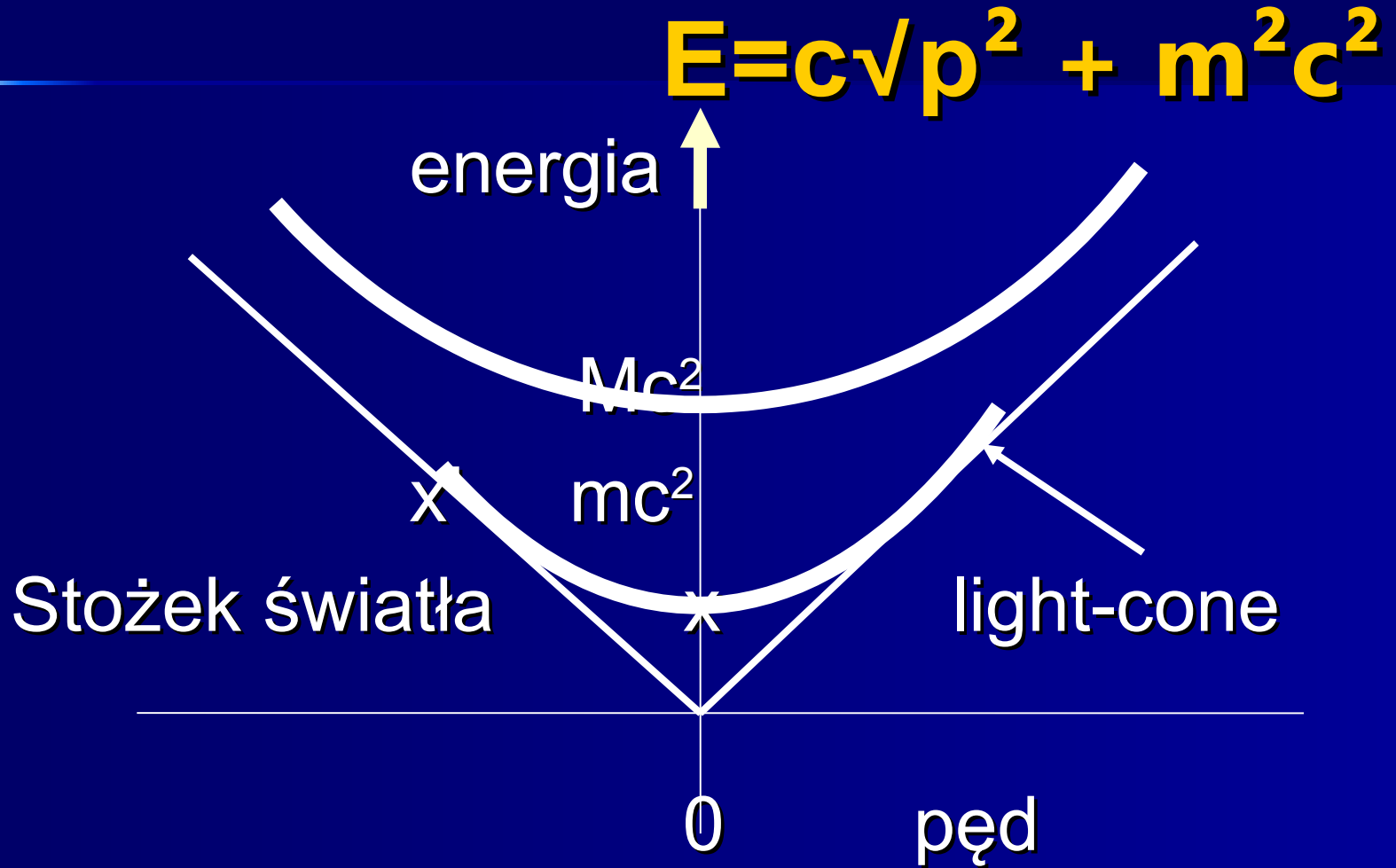
Niezmienniczość Lorentza plus niezmienniczość wzg przesunięcie w czasie i przestrzeni to niezmienniczość Poincare

Obie znane przed Einsteinem

- Jeśli proces fizyczny jest zabroniony to jest zabroniony w każdym układzie, np rozpad
- Do opisu nieraz wygodny pewien układ.

Energia i pęd dla cząstki swobodnej

$$E = c\sqrt{p^2 + m^2c^2}$$



Zmiana układu odniesienia: $x \rightarrow x'$ (powłoka masy)

Teoria cząstek elementarnych

- 1948 – nowa faza mechaniki kwantowej
precyzyjne pomiary wymagały precyzyjnych obliczeń
→ **metoda Feynmana**
- Diagramy Feynmana i reguły Feynmana
dziś uniwersalne narzędzie fizyki cząstek
wpierw zastosowane w kwantowej elektrodynamice
(QED – Quantum Electrodynamics)
- QED – oddz. elektronów z fotonami; trudności
(nieskończoności w poprawkach kwantowych)
ale istnieje sposób obejścia **procedura renormalizacji**
- Oddziaływania słabe $n \rightarrow p e \bar{\nu}_e$ – TRUDNOŚCI a
renormalizacja bezradna. Propozycja – nowe
oddziaływanie, nowe cząstki → teoria oddz. słabych
z bozonami W/Z i cząstką Higgsa renormalizowalna!
- Nagroda Nobla: Glashow, Salam, Weinberg 1979 (W/Z)
t'Hooft, Veltman 1999 (renormalizowalność)

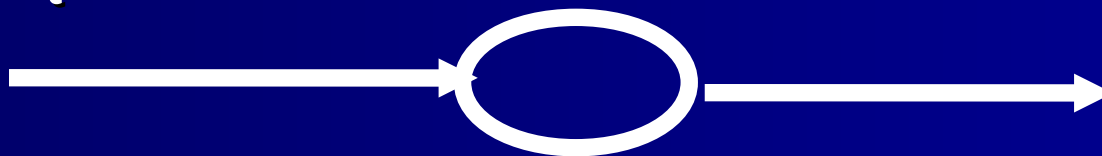
Diagramy i reguły Feynmana

- Diagramy – cząstki reprezentujemy przez linie a akt oddziaływania przez punkt przecięcia (wierzchołek)
- Np. emisja fotonu przez elektron



strzałki – przepływ ład. el. (ujemnego)

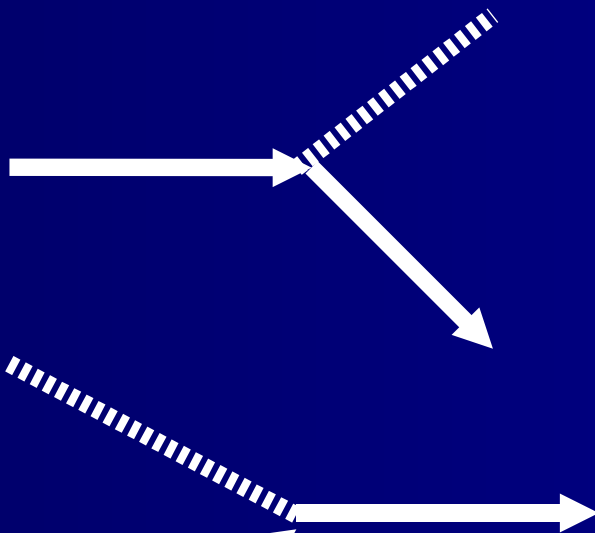
- Pętle



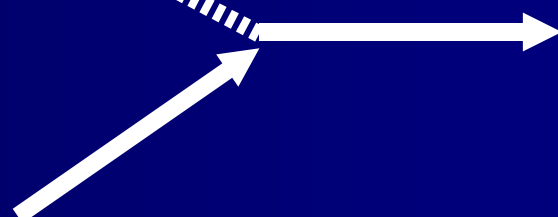
Procesy skrzyżowane ee gamma

Czas $t \rightarrow$

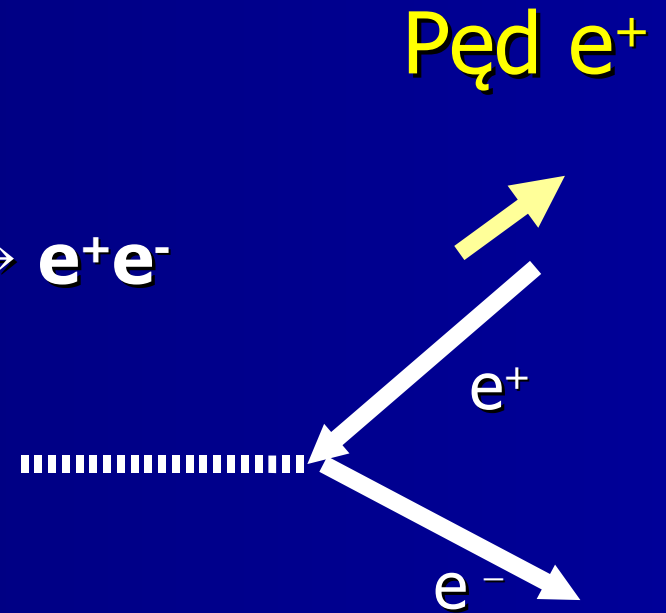
$e^- \rightarrow e^- \gamma$



$\gamma e^- \rightarrow e^-$



$\gamma \rightarrow e^+ e^-$



strzałka do tyłu –
ładunek dodatni

Zasada zachowania energii i pędu

- Dla swobodnego elektronu proces $e \rightarrow e \gamma$ nie może być zrealizowany, ale jest możliwy dla elektronu w atomie (elektron przechodzi do niższego stanu)
- Spoczywający elektron ma najniższą możliwą energię, po emisji fotonu nie może mieć mniejszej – a jeśli w jednym układzie niemożliwe to w innym układzie też nie jest możliwe
- Dla swobodnego fotonu rozpad na e^+e^- też nie jest możliwe bo obserwator lecący w kierunku fotonu widzi foton o niższym pędzie (energii)
Ale w pobliżu jądra – może (rysunek)
- W materii – emisja fotonów – promieniowanie hamowania (bremsstrahlung)

Linie wewnętrzne

- Mechanika kwantowa pozwala na istnienie cząstek z niedostępnymi energiami ale przez krótki czas (zasada Heinsenberga $\Delta E \sim 1/\Delta t$)
Np. elektrony mogą mieć zerowa a nawet ujemną energię, lub b. dużą energię dla spoczywającego e więc np. kreacja i anihilacja par



- Cząstki wirtualne –cząstki dla których $E^2 \neq p^2 + m^2$ (cząstki „poza powłoką masy”) istnieją krótko i nie są obserwowane bezpośrednio

Diagramy Feynmana cd

Typowe zderzenie:



- Dzięki cząstkom wirtualnym
 - uwzględniamy interferencję
 - możliwe jest rozpraszanie światła na świetle (jako cząstki neutralne nie oddziałują wprost)



Amplitudy i prawdopodobieństwa procesów

- Jeżeli znamy własności cząstek i sprzężeń → obliczenia prawdopodobieństwa procesów
- Cząstki początkowe wytwarzamy lub przygotowujemy
a końcowe możemy tylko obserwować
- Interferencja: z określonego stanu początkowego do określonego stanu końcowego na wiele sposobów → wiele diagramów należy uwzględnić
(→ **suma amplitud**)
- Pytanie: który proces się zdarzył – to jak pytanie którą szczeliną przeszedł foton ...

Nieskończoności

- Opis procesu - uwzględniamy wszystkie możliwe diagramy (procesy) pozwalające na przejście od stanu początkowego do stanu końcowego
- Procesy z cząstkami wirtualnymi (o różnych energiach) ale w niektórych z nich cząstki te mogą mieć dowolnie wielkie energie
Pytanie: czy te wkłady są tłumione?
- Nieraz nie są tłumione → nieskończone prawdopodobieństwo procesu

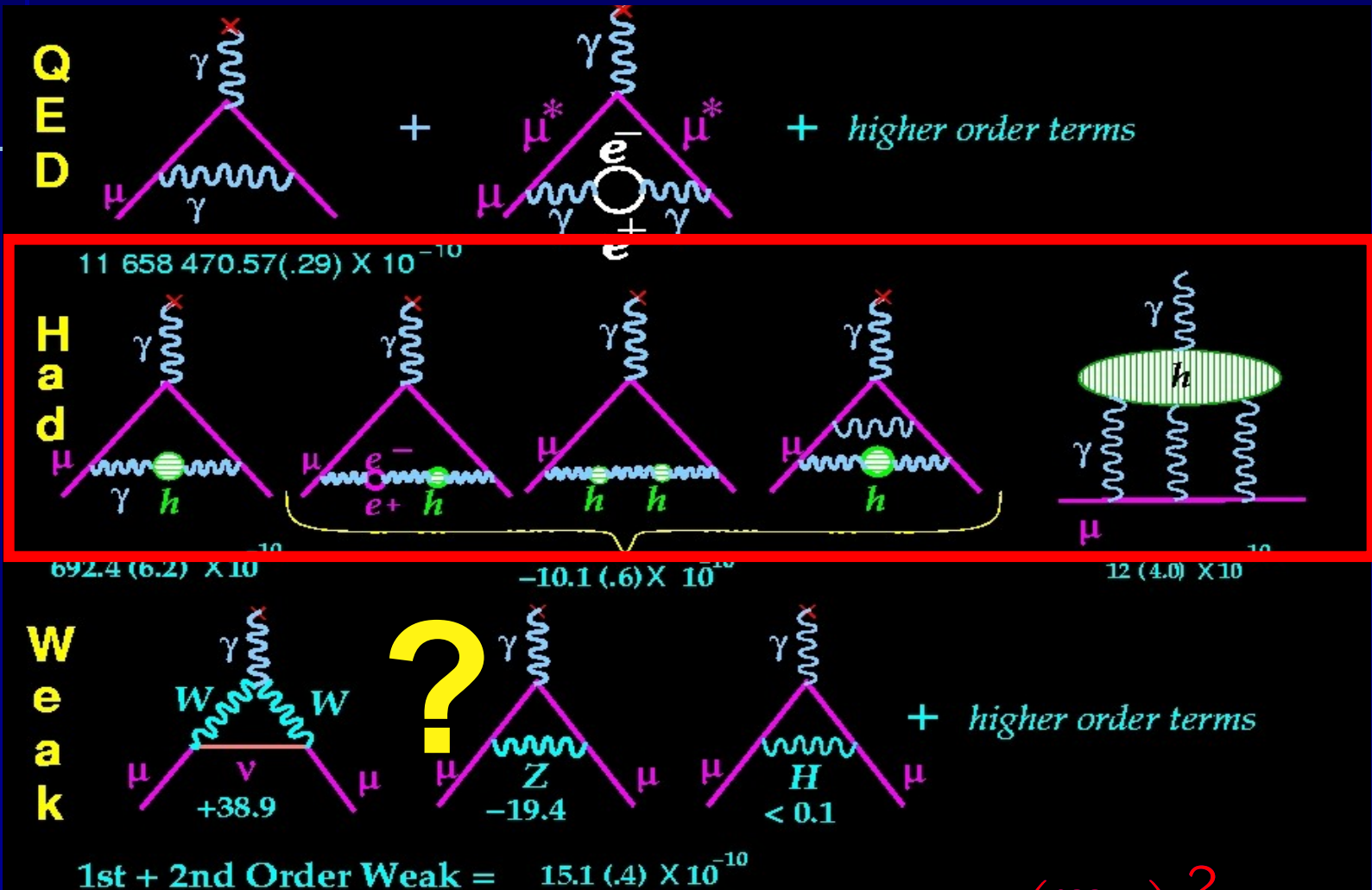
Tłumienie wkładu od pętli

- Tłumienie większe – dla cząstek bardziej wirtualnych
- Zależy od typu cząstki, szczególnie ważne jest jaki jest spin; zachowanie momentu pędu czyli jeżeli w stanie początkowym cząstka ze spinem – to w stanie końcowym wystąpi cząstka ze spinem albo cząstki bezspinowe ale ze wzajemnym momentem pędu
- Im spin większy tym mniejsze tłumienie dla dużych wirtualności - problemy z cząstkami ze spinem 1
- Zależy też od typu sprzężenia

Nieskończoności i renormalizacja

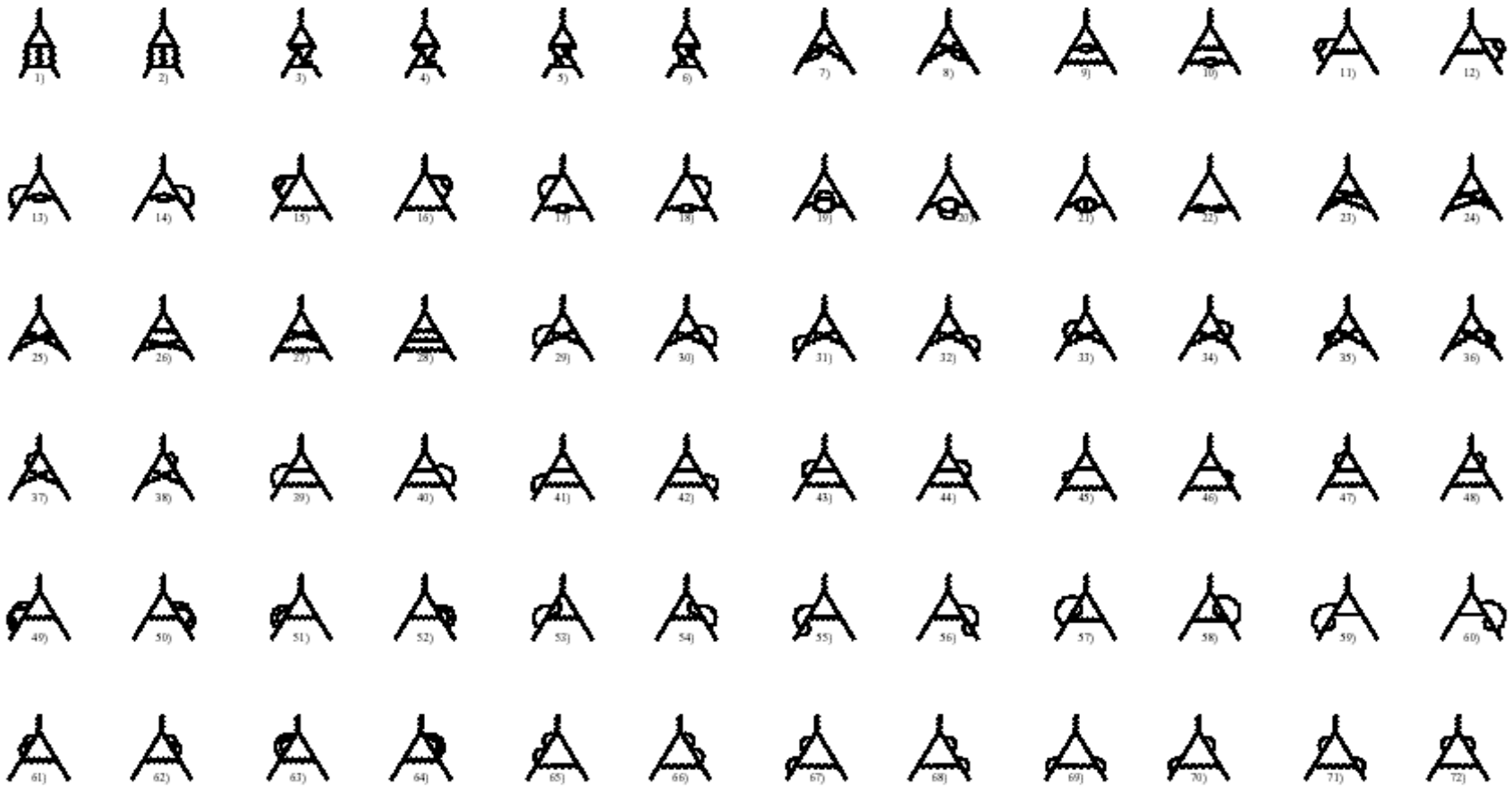
- dla fotonu – wkłady od różnych diagramów kasują się, co wykazali 1948 Feynman, Tomonaga, Schwinger (Nobel 1964) – renormalizacja.
- QED prowadzi do skończonych przewidywań. Bardzo precyzyjnych przewidywań – np. dla anomalnego momentu mionu
- Dla oddziaływań słabych w bozonami W i Z (spin 1) – problem większy ale nowe oddziaływanie i nowe diagramy mogą tu pomóc

Standard Model contributions



e vs. μ : relative contribution of heavier things $\left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^2 \simeq 40,000$

3rd order QED contributions



QED Contribution a_μ^{QED}

$$\begin{aligned} a_\mu^{\text{QED}} \cdot 10^{10} &= \sum C_i \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^i = & 11614097.3 \text{ (1-loop)} \\ &+ & 41321.8 \text{ (2-loop)} \\ &+ & 3014.2 \text{ (3-loop)} \\ &+ & 38.1 \text{ (4-loop)} \\ &+ & 0.4 \text{ (5-loop)} \end{aligned}$$

Terms up to α^3 are known analytically, a recent more accurate numerical calculation of the α^4 terms and the leading $\log \alpha^5$ terms gave (T. Kinoshita and M. Nio, 2005; A.L. Kataev, 2006):

$$a_\mu^{\text{QED}} = (116584719.4 \pm 1.4) \cdot 10^{-11}.$$

From the latest value of a_e (G. Gabrielse et al., 2006; M. Passera, 2006):

$$\alpha^{-1} = 137.035999710(96), \quad a_\mu^{\text{QED}} = (116584718.09 \pm 0.14 \pm 0.08) \cdot 10^{-11}.$$

The errors are due to: a/ $\mathcal{O}(\alpha^5)$, b/ α

$$g_{\mu} - 2$$

Eksperyment E821

Spolaryzowana wiązka mionów o energii 3.09 GeV wprowadzana była do pierścienia o średnicy 14.2 m:



$$g_\mu - 2$$

Eksperyment E821

W **jednorodnym polu magnetycznym** o indukcji 1.45 T następowała precesja **spinu względem** wektora pędu z częstością:

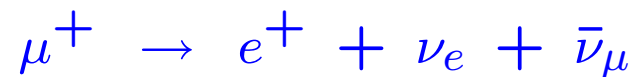
$$\vec{\omega} = -\frac{e}{m_\mu} \left[a_\mu \vec{B} - \left(a_\mu - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) \vec{\beta} \times \vec{E} \right]$$

gdzie $a_\mu = \frac{g_\mu - 2}{2}$.

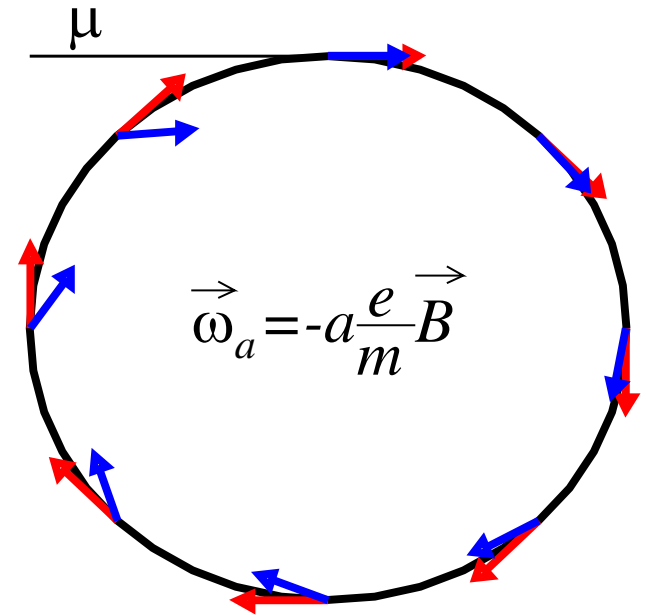
Energia wiązki została tak dobrana, że **wyraz** proporcjonalny do $\vec{\beta} \times \vec{E}$ można **zaniedbać**.

Precesja: $\sim 12^\circ$ na jedno okrążenie

Orientację spinu mionów wyznaczamy z **pomiaru energii** pozytronów z rozpadu:



W **układzie spoczynkowym** μ^+ pozytron jest częściej emitowany zgodnie z **kierunkiem spinu** \Rightarrow energie e^+ mierzone w LAB są **wyższe** dla spinu $\uparrow\uparrow$ pędu.

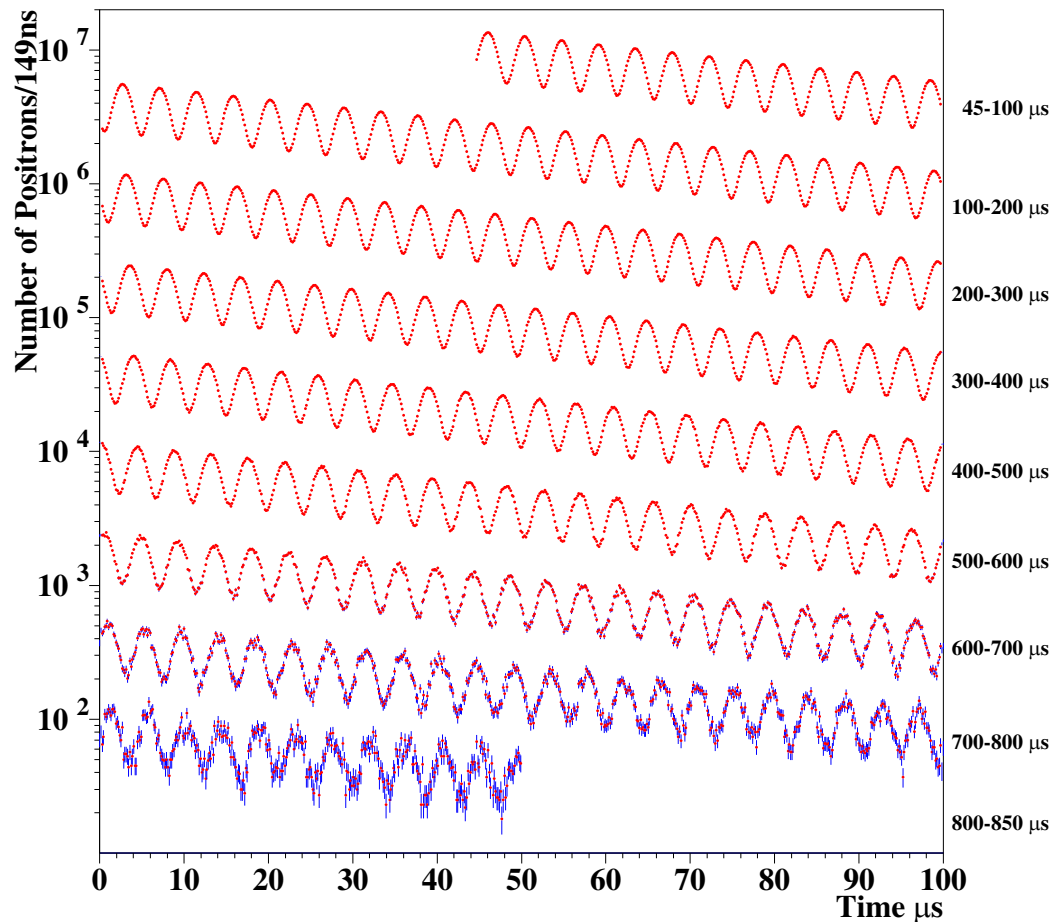


$$g_{\mu} - 2$$

Eksperyment E821

Wyniki pomiarów czasu rozpadu:

4 Billion Positrons with $E > 2$ GeV

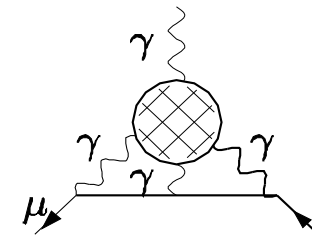
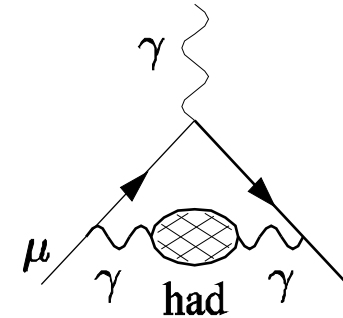
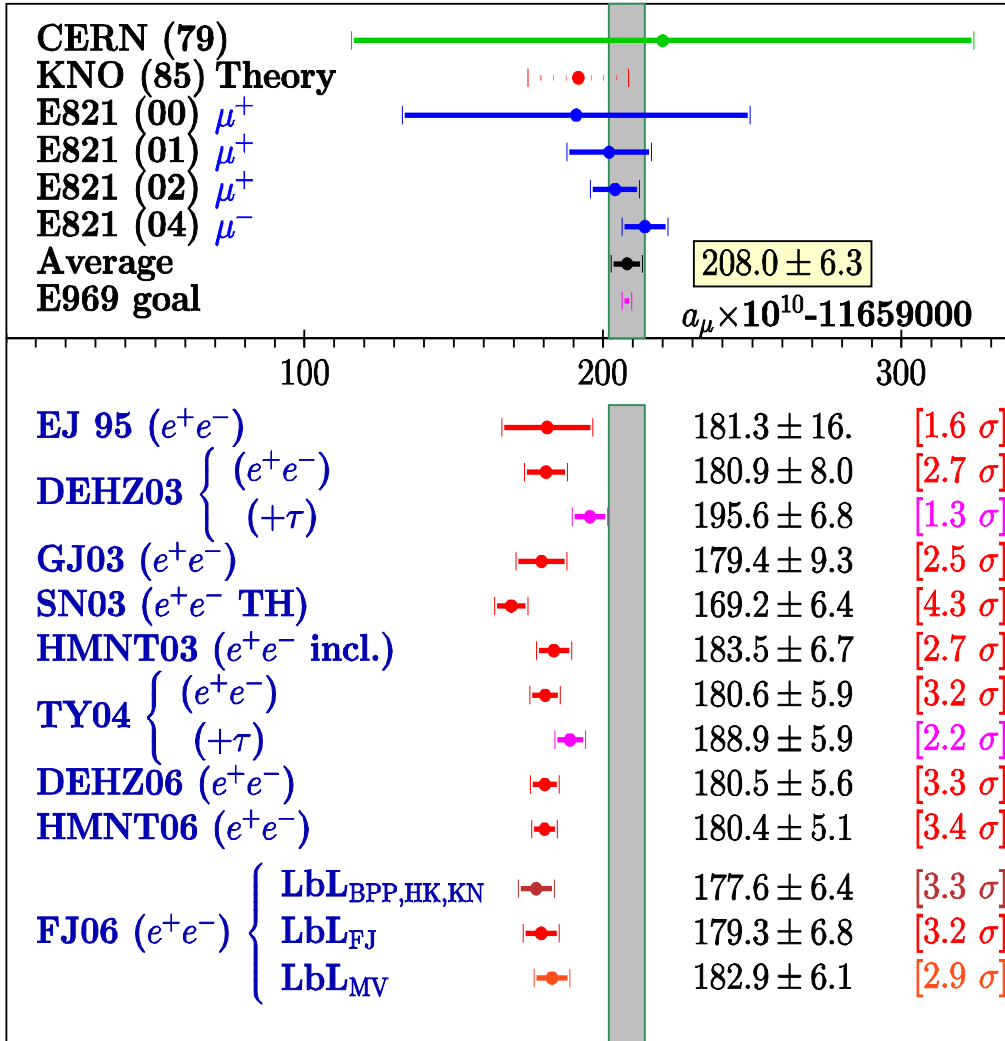


g-2 for muon (Jegerlehner'07)

New Physics?

$$\delta a_\mu = (287 \pm 91) \cdot 10^{-11}$$

3.2 σ



Rachunek zaburzeń

- Musimy sumować wkłady, w tym z większą liczbą wierzchołków
- Ale to jest nieskończony szereg...
- W wielu wypadkach nie musimy sumować do końca – np. w QED sprzężenie proporcjonalne do ładunku elektrycznego – to jest małe sprzężenie

$$e_2 \rightarrow \alpha = e_2 / (4 \pi) \sim 1/137$$

czyli kolejny człon w szeregu $\sim 1\%$

- Rachunek zaburzeń (r.perturbacyjny) - precyzja

Renormalizacja

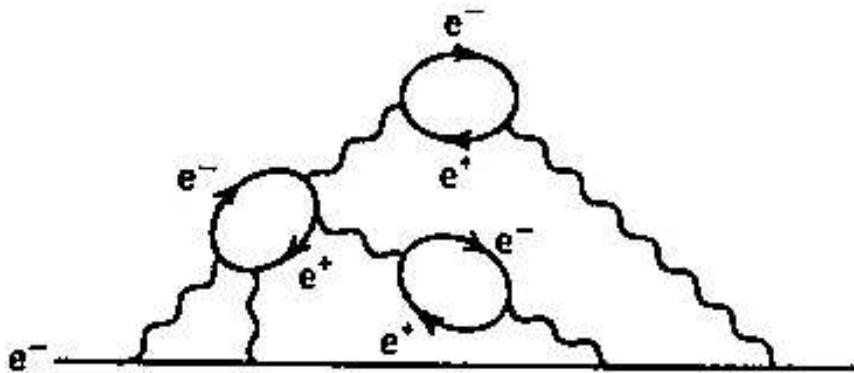
- Niezbieżność szeregu sumującego różne wkłady i energie/pędy cząstek wirtualnych
- Idea renormalizacji: 1948 Kramers dla QED – nieskończoności występują tylko w kilku określonych wyrażeniach
- Nieskończoności nie ma w anomalnym momencie magnetycznym mionu ani elektronu bo jeśli występują to takie same w obliczeniach ładunku elektrycznego oraz momentu magnetycznego. Możemy wyrazić jedno przez drugie a dla ładunku el. przyjmując wartość doświadczalną – czyli to jest **trik**

QED

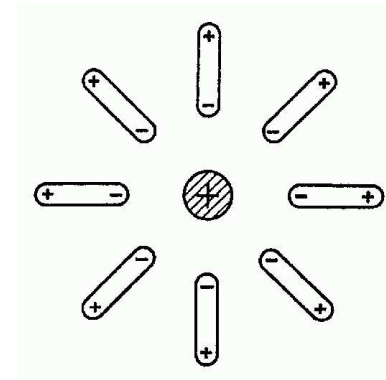
Ładunek elementarny

Ładunek elementarny chcielibyśmy zdefiniować jako wartość ładunku pojedynczego, izolowanego i nieoddziałującego elektronu.

Ale w QED elektron nigdy nie jest “goły”. Cały czas emituje wirtualne fotony, które z kolei mogą konwertować w pary e^+e^- (w ogólności w dowolne dwie cząstki naładowane).



W obecności zewnętrznego pola wirtualne pary e^+e^- mogą ulec polaryzacji, podobnie jak ładunki w dielektryku:



“Polaryzacja próżni” \Rightarrow mierzony ładunek elektronu jest mniejszy niż “goły” ładunek.

Trik bardzo skuteczny

nazwa uczona: renormalizacja

- Jeżeli nieskończoności tylko w wolnych parametrach teorii (każda teoria ma takie parametry, np G_N - stała grawitacyjna)
- Ładunek el. jest wolnym (wyjściowym) parametrem QED – „input” teorii, masa elektronu m_e – też.
- Skoro teoria nie przewiduje tych parametrów – to możemy w nich ukryć nieskończoności

Renormalizacja – działa dobrze

- Ale świadczy o niedoskonałości teorii
- Dobrze, że można kłopotliwe człony wyizolować
- Problemy teorii typu QED:
 - teoria jedynie perturbacyjna
 - występują nieskończoności (choć można je izolować)
 - bardzo precyzyjne przewidywania

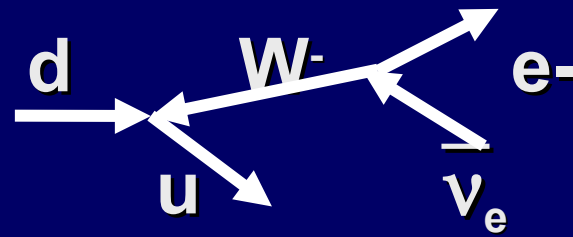
Nierenormalizowalność

- Są teorie z nieskończonościami zawartymi nie tylko w wolnych parametrach
- Długo sądzono że tak jest np. dla teorii z cząstkami o spinie 1 ale innymi niż foton
- Dziś wiemy, że można mieć renormalizowalne teorie z cząstkami o spinie 1 – o ile są to teorie z cechowaniem (**gauge theories**), dokładnie
→ **teorie Yanga-Millsa**
- Grawitacja inna – to teoria z cechowaniem ale nierenormalizowalna

Oddziaływania słabe

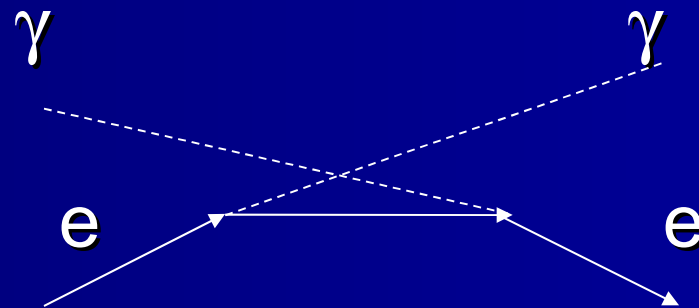
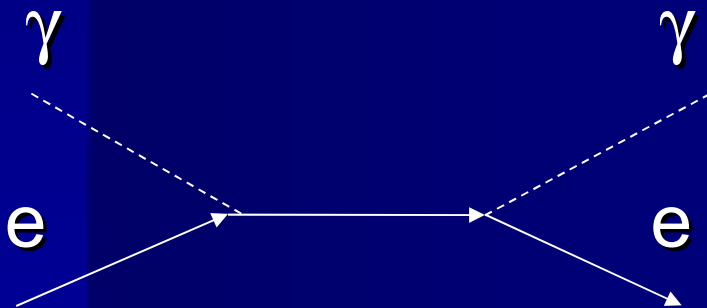
- Nie prowadzą do sił działających na dużych odległościach
- Odkrycie, Becquerel 1896
radioaktywność β
- Na poziomie fundamentalnym w rozpadzie β
 $d \rightarrow u W^-$ podstawowy wierzchołek – stała sprzężenia g („ładunek słaby”) $\alpha_w = g^2/4\pi = 1/32$
większa niż α_{em} , (ale oddziaływanie słabsze niż e-m bo masa W/Z duża)
- Strzałki na liniach zgodnie z pędem dla cząstek,
a dla antycząstek strzałka przeciwna do pędu;
 W^- - antycząstka do W^+

Rozpad $d \rightarrow u e \nu_e$



- W jest bardzo masywne (80.4 GeV)
więc w tym rozpadzie W jest bardzo wirtualne,
daleko poza powłoką masy
- Rozpad $d (W^-)$ i rozpad $\bar{d} (W^+)$;
 W ma spin 1 i mamy kłopoty z renormalizowalnością
- Aby dokładnie przedyskutować ten problem
najpierw przeanalizujemy rozpraszanie Comptona

$$\gamma e \rightarrow \gamma e$$



Zachowanie teorii dla dużych energii

- Źle jeśli prawdopodobieństwo procesów rośnie z energią, gdyż może przekroczyć 1
- Rozpraszanie Comptona – każdy diagram daje wkład rosnący z energią ale suma diagramów – OK (kasowanie)
- Kasowanie wynika ze struktury teorii (symetria cechowania) -