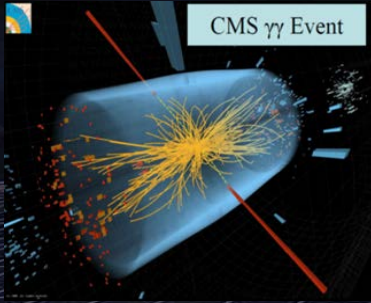


Wszechświat cząstek elementarnych



WYKŁAD 10

Maria Krawczyk, Wydział Fizyki UW

Teoria cząstek elementarnych- opis zdarzeń
Rachunek zaburzeń i nieskończoności
Renormalizacja
Prawdopodobieństwo procesów
dla dużych energii
i konieczność istnienia cząstki Higgsa

Opis zdarzeń z udziałem cząstek elementarnych

- Efekty relatywistyczne i kwantowe.
Procesy powstawania i znikania cząstek, oraz ich mieszanie i rozpady → formalizm **Kwantowej Teorii Pola (Quantum Field Theory, QFT)**
(zastosowana już w kwantowej elektrodynamice)
- Technika obliczeniowa QFT
 - rachunek zaburzeń: drzewa (tree) i pętle (loops, poprawki kwantowe, poprawki radiacyjne)
 - język obrazkowy (diagramy Feynmana)

Teoria cząstek elementarnych

- 1948 – nowa faza mechaniki kwantowej (kw. teorii pola) precyzyjne pomiary wymagały precyzyjnych obliczeń
 - Metoda Feynmana: diagramy i reguły Feynmana obliczeń to dziś uniwersalne narzędzie fizyki cząstek

pierwsze zastosowanie w elektrodynamice kwantowej (QED)
 - QED opisuje oddz. elektronów z fotonami. Trudności bo poprawki kwantowe **nieskończone**. Sposób „usunięcia” nieskończoności → **procedura renormalizacji**
 - Oddziaływania słabe – jeszcze większe TRUDNOŚCI. Propozycja: **nowe oddziaływanie, nowe cząstki** → teoria oddz. elektroślabych z bozonami W/Z i cząstką Higgsa **renormalizowalna** (poddająca się renormalizacji)
- Nagroda Nobla: Glashow, Salam, Weinberg 1979 (W/Z)
t’Hooft, Veltman 1999 (renormalizowalność)

Efekty relatywistyczne

(szczególna teoria względności)

- Najbardziej bezpośredni przejaw efektów relatywistycznych w fizyce cząstek elementarnych to czas życia cząstek poruszających się z prędkościami bliskimi prędkości światła – dłuższy czas życia, jeśli cząstka się porusza (*jest to tzw. dylatacja czasu*)

Miony, które powstają w górnych warstwach atmosfery docierają na powierzchnię Ziemi tylko dzięki wydłużonemu czasowi życia (inaczej przebyłyby tylko ok. 660 m).

- Podobny efekt to **skrócenie długości (Lorentza)**
- Istotna rola pomiaru → transformacja Lorentza wiąże pomiary w różnych układach odniesienia (analog transf. Galileusza)
- Szczególna teoria względności Einsteina opiera się o postulaty:
 - Niezmienniczości relatywistycznej praw względem zmiany układu odniesienia (dla układów poruszających się ze stałą prędkością)
 - Stałą prędkość światła w układach odniesienia poruszających się ze stałą prędkością względem siebie (*bardzo nieintuicyjne*)

Niezmienniczość Lorentza, niezmienniczość Poincare

- Niezmienniczość praw względem obrotów i zmiany układu odniesienia (poruszających się ze stałymi prędkościami) → niezmienniczość Lorentza

Niezmienniczość Lorentza plus niezmienniczość względem przesunięć w czasie i przestrzeni → niezmienniczość Poincare

NIE WSZYSTKO JEST WZGLĘDNE!!

Jeśli proces fizyczny jest zabroniony w jakimś układzie odniesienia to jest zabroniony w każdym układzie, np rozpad cząstki

- Ale, do opisu nieraz wygodny pewien konkretny układ.

Zasada zachowania energii i pędu

- Dla wszystkich procesów rozpadów i rozpraszania cząstek swobodnych spełniona jest zasada zachowania energii i pędu
- Dla swobodnego elektronu proces $e \rightarrow e \gamma$ nie może być zrealizowany. *Dlaczego?*
Spoczywający elektron ma najniższą możliwą energię, po emisji fotonu nie może mieć mniejszej.
A jeśli w jednym układzie jest to niemożliwe to w innym układzie też nie jest możliwe

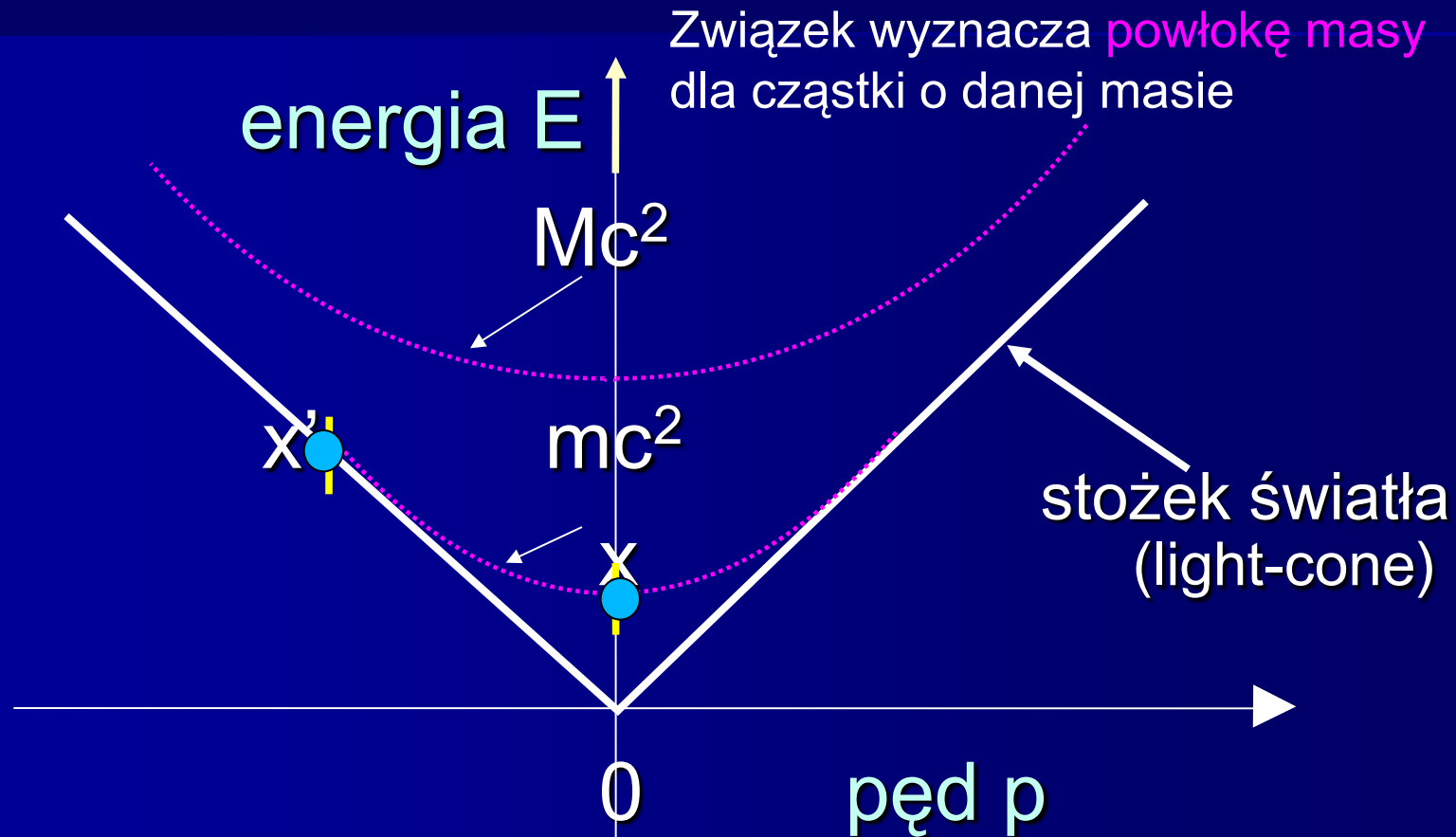
*Jest to możliwe dla elektronu w atomie, bo elektron przechodzi do niższego stanu.
W materii emisja fotonów też jest możliwa \rightarrow promieniowanie hamowania
(bremsstrahlung)*

- Dla swobodnego fotonu rozpad $\gamma \rightarrow e^+e^-$ też nie jest możliwy, bo obserwator poruszający się w kierunku fotonu widzi foton o niższym pędzie (czyli energii, bo $E=pc$)...

Ale w pobliżu jądra – możliwy bo są inni uczestnicy procesu

Energia i pęd dla cząstki *swobodnej*

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



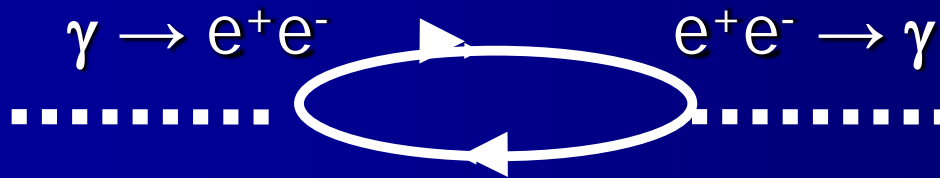
zmiana układu odniesienia: $x \rightarrow x'$

(cząstka na **powłoce masy** = cząstka swobodna)

Linie wewnętrzne w diagramach

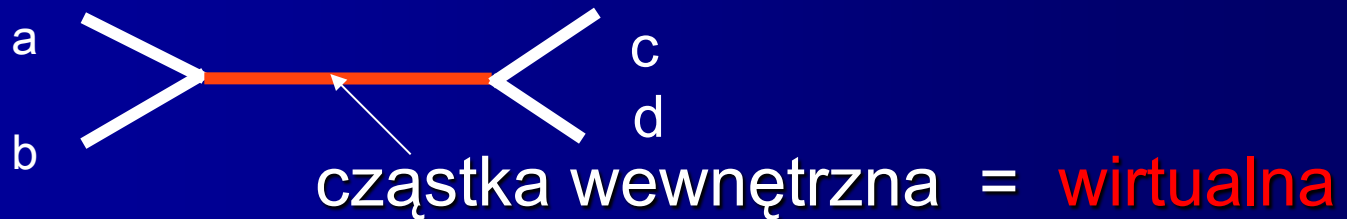
Mechanika kwantowa dopuszcza istnienie cząstek wirtualnych - są cząstki dla których $E^2 \neq p^2 + m^2$ ($c=1$) (cząstki „poza powłoką masy”) –

istnieją krótko i nie są obserwowane bezpośrednio, np. w pętlach



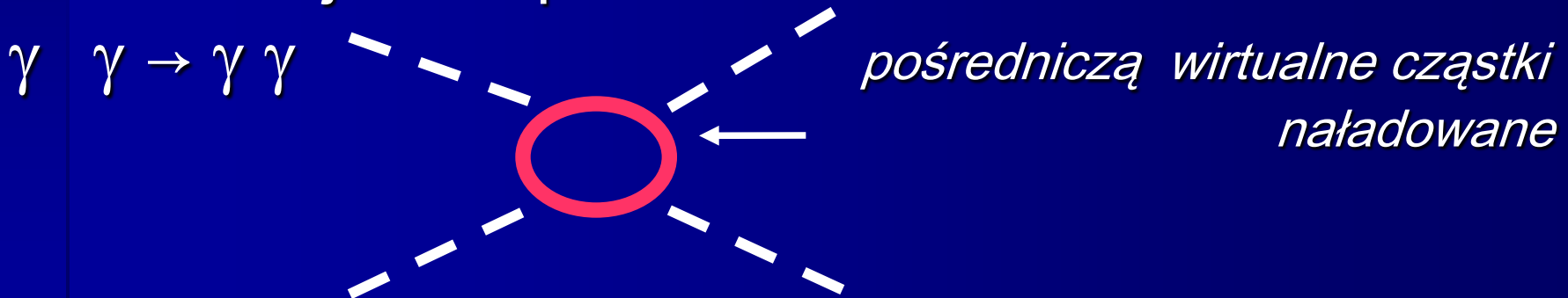
Cząstki wewnętrzne (wirtualne)

Przykład: W zderzeniu dwóch cząstek **a, b** produkowane są dwie cząstki **c, d**: $a+b \rightarrow c+d$



Dzięki cząstkom wirtualnym:

- uwzględniamy interferencję *(jeśli w zderzeniu ab produkcja cd możliwa jest na dwa sposoby to jak przechodzenie światła przed dwie szczeliny)*
- możliwe jest rozpraszanie światła na świetle



fotony jako cząstki neutralne nie oddziałują wprost ze sobą)

Amplitudy prawdopodobieństwa i prawdopodobieństwa procesów

- Jeżeli znamy własności cząstek i ich sprzężeń możemy obliczyć prawdopodobieństwa procesów
- Cząstki początkowe wytwarzamy lub przygotowujemy, ale końcowe możemy tylko obserwować
- Musimy uwzględnić **interferencję amplitud**, gdyż z określonego stanu początkowego do określonego stanu końcowego przejście na wiele sposobów
(*różne kanały procesu*)
- Diagramy Feynmana dla wszystkich kanałów procesu
→ **sumujemy amplitudy prawdopodobieństwa a nie same prawdopodobieństwa**

Pytanie: który konkretnie 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.
- Występują cząstki wirtualne (o różnych energiach) z dowolnie wielkimi energiami. Sumowanie po wkładach od takich cząstek może prowadzić do nieskończonego prawdopodobieństwa badanego procesu.
- Pytanie: czy wkłady od takich procesów z wirtualnymi cząstkami daleko poza powłoką masy są jakoś tłumione? Nierzaz nie są ...

Tłumienie wkładu od pętli

- Zwykle tłumienie większe dla cząstek bardziej wirtualnych (*bardziej poza powłoką masy*)
- Tłumienie zależy również od typu cząstki, szczególnie istotny jest spin cząstki wirtualnej
(W procesach zachowuje się całkowity moment pędu: jeżeli w stanie początkowym występuje 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**
- Tłumienie zależy też od typu sprzężenia

Nieskończoności

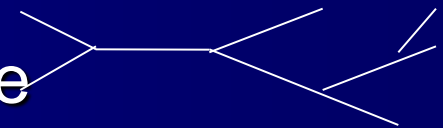
i renormalizacja

- Problem z fotonem (spin 1)? – nieskończone wkłady od różnych diagramów QED kasują się, co wykazali w 1948 Feynman, Tomonaga, Schwinger (Nobel 1964)
procedura renormalizacji
- QED prowadzi więc do skończonych przewidywań - bardzo precyzyjnych przewidywań, np. dla anomального momentu magnetycznego mionu → *patrz dalej*
- Dla oddziaływań słabych z bozonami W i Z (też spin 1) – problem jest większy, ale uwzględnienie nowych oddziaływań i nowych diagramów pomaga

Rachunek zaburzeń

- Przewidywania teoretyczne dla określonego procesu: musimy sumować wkłady, w tym z wieloma wierzchołkami
- Ale to jest nieskończony szereg wyrazów...
 - radzimy sobie jeśli np. kolejne wyrazy małe

(małe zaburzenia, inaczej perturbacje)



- Np. w QED mała stała sprzężenia

$$\alpha = e^2 / (4 \pi) \sim 1/137$$

i następny człon w szeregu prop. do α^2 - wkład ok. 1%

- Rachunek zaburzeń (rachunek perturbacyjny) – im więcej wyrazów w szeregu uwzględnimy (wyrazów wyższego rzędu w stałej sprzężenia, czyli potęg stałej sprzężenia) tym większa precyzja przewidywań teorii

Anomalny moment magnetyczny mionu (inaczej $g-2|_{\mu}$)

Moment magnetyczny wiąże się ze spinem cząstki s
spin i moment magn.

to są wielkości wektorowe

$$\vec{\mu} = g_{\mu} \frac{e\hbar}{2m_{\mu}c} \vec{s} ; \quad g_{\mu} = 2(1 + a_{\mu})$$

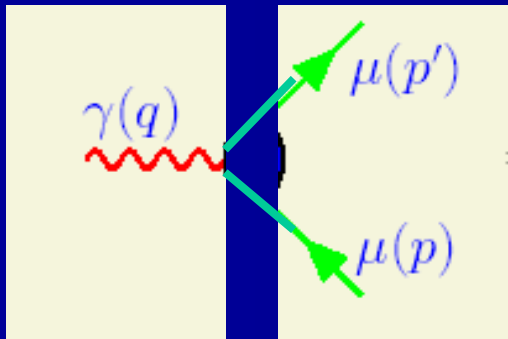
Dla cząstki fundamentalnych o spinie $\frac{1}{2}$ najprostszy akt oddziaływania z polem (elektro)magnetycznym $\rightarrow g=2$ stąd odstępstwo (czyli $g-2$) nosi nazwę anomального momentu magnetycznego

Pierwsze pomiary dla elektronu w 1922! Potem w 1948r

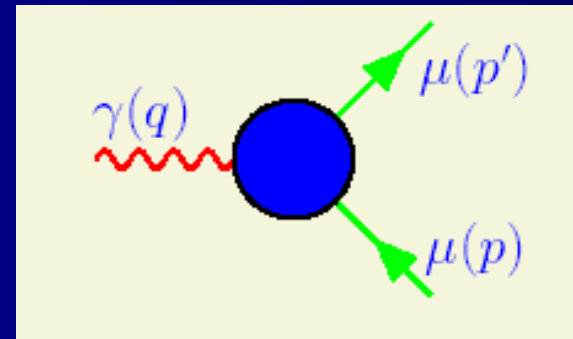
Stern, Gerlach 22: $g_e = 2$; **Kusch, Foley 48:** $g_e = 2(1.00119 \pm 0.00005)$

Skąd anomalia a_μ (dla mionu)?

Z dodatkowych oddziaływań ...



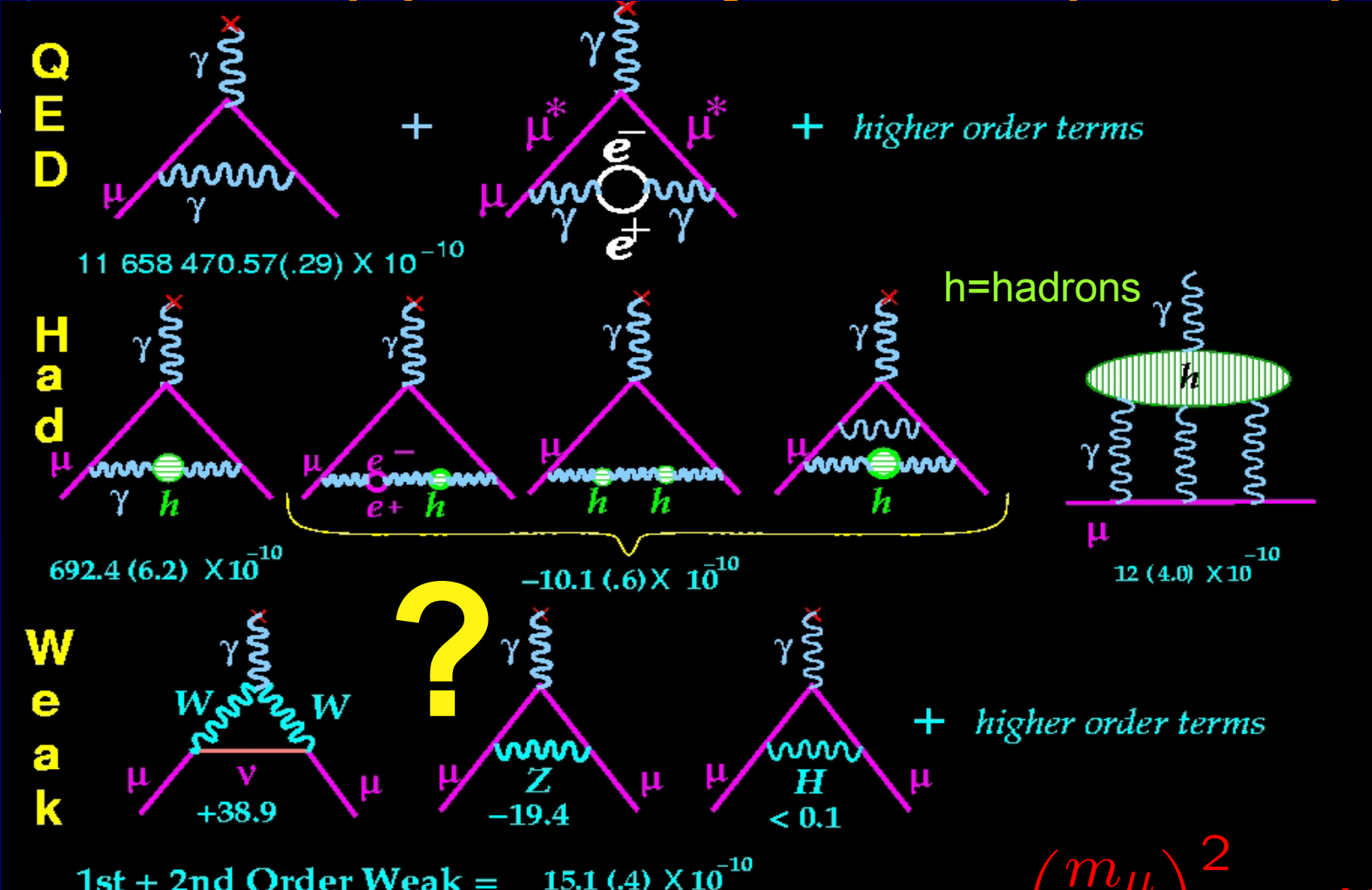
$g=2$ dla mionu
gdy tylko takie sprzężenie
(oddziaływanie)



$a=g-2 \neq 0$ dla mionu
gdy więcej oddziaływań

foton z pędem q , mion z pędem p , mion z pędem p' , $p'=p+q$
(dokładniej to są 4-pędy: (energia, 3-pęd))

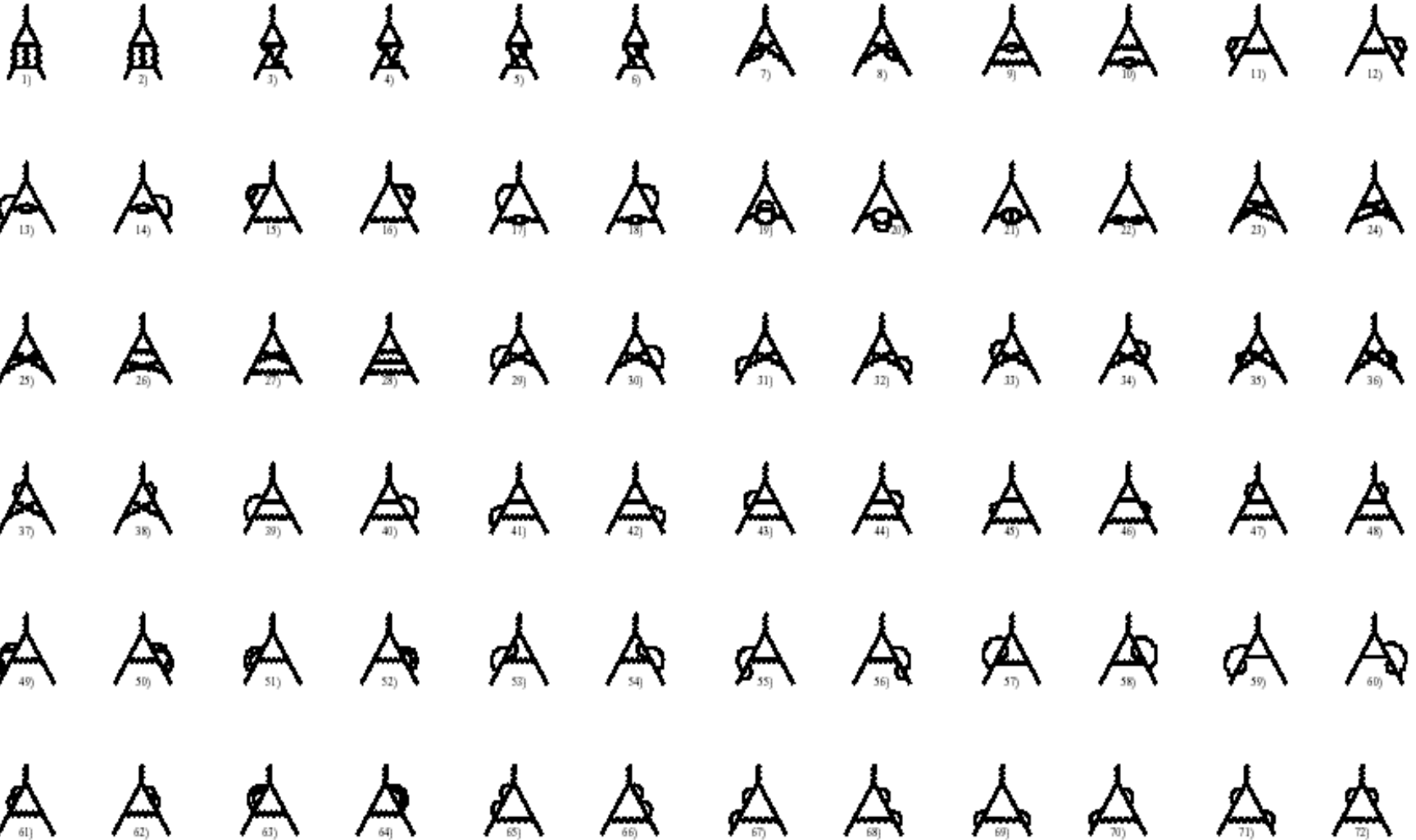
Model Standardowy: wkłady QED, od hadronów (h) i oddziaływań EW (W/Z i H)



e vs. μ : relative contribution of heavier things

$$\left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^2 \simeq 40,000$$

3-i rząd szeregu perturbacyjnego QED



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):

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

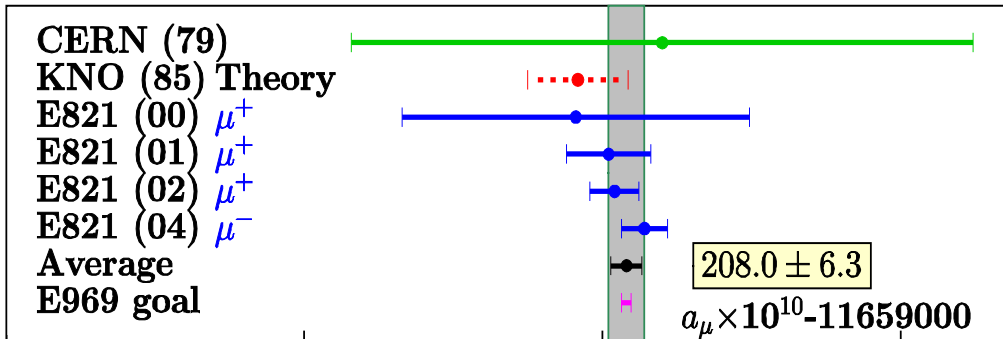
From the latest value of a_e (G. Gabrielse et al., 2006; M. Passera, 2006):

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

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

$g-2|_{\mu}$: dane-teoria (MS)

DANE



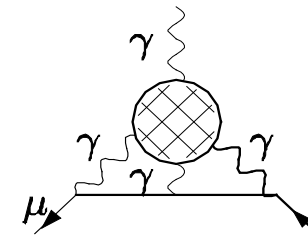
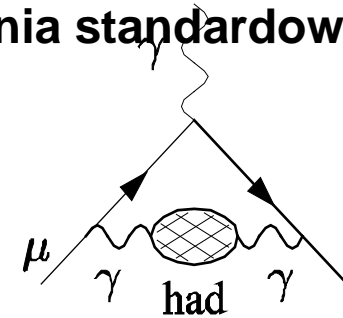
New Physics?

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

niezgodność na poziomie 3.2

odchylenia standardowego

(3.2 σ)



TEORIA

Experiment	Value ($a_{\mu} \times 10^{10} - 11659000$)	Significance (σ)
EJ 95 (e^+e^-)	181.3 ± 16.0	[1.6 σ]
DEHZ03 (e^+e^-)	180.9 ± 8.0	[2.7 σ]
DEHZ03 (+ τ)	195.6 ± 6.8	[1.3 σ]
GJ03 (e^+e^-)	179.4 ± 9.3	[2.5 σ]
SN03 (e^+e^- TH)	169.2 ± 6.4	[4.3 σ]
HMNT03 (e^+e^- incl.)	183.5 ± 6.7	[2.7 σ]
TY04 (e^+e^-)	180.6 ± 5.9	[3.2 σ]
TY04 (+ τ)	188.9 ± 5.9	[2.2 σ]
DEHZ06 (e^+e^-)	180.5 ± 5.6	[3.3 σ]
HMNT06 (e^+e^-)	180.4 ± 5.1	[3.4 σ]
FJ06 (e^+e^-) { LbL _{BPP,HK,KN}	177.6 ± 6.4	[3.3 σ]
FJ06 (e^+e^-) { LbL _{FJ}	179.3 ± 6.8	[3.2 σ]
FJ06 (e^+e^-) { LbL _{MV}	182.9 ± 6.1	[2.9 σ]

Nowe obliczenia teoretyczne w Modelu Standardowym (2013)

z pracy Dermisek, Rava – maj 2013

The discrepancy between the measured value of the muon anomalous magnetic moment [17] and the SM prediction,

3.4 σ

$$\Delta a_{\mu}^{exp} = a_{\mu}^{exp} - a_{\mu}^{SM} = 2.7 \pm 0.80 \times 10^{-9}, \quad (28)$$

Dane doświadczalne z Brookhaven z roku 2006

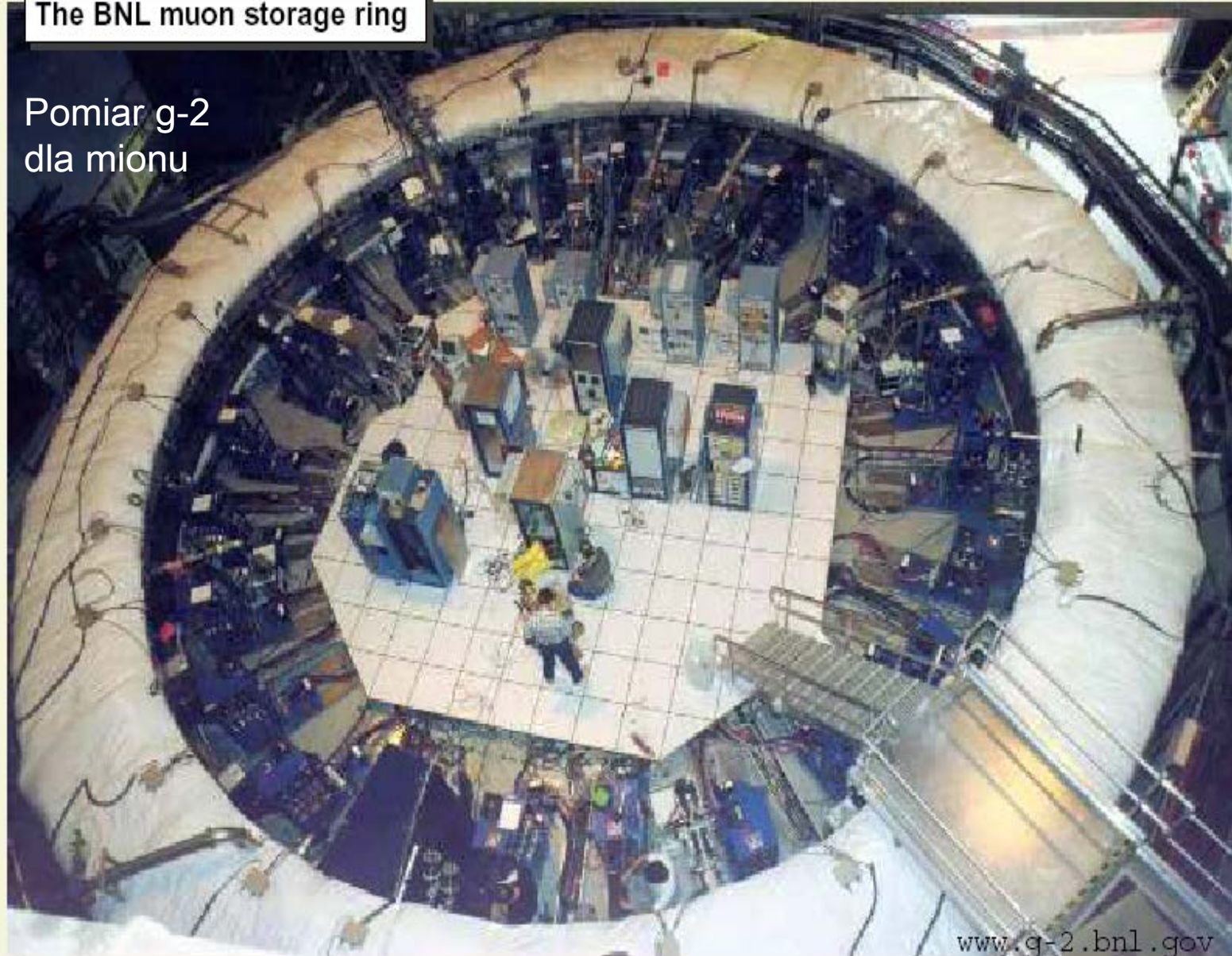
[17] G. W. Bennett *et al.* [Muon G-2 Collaboration], “Final Report of the Muon E821 Anomalous Magnetic Moment Measurement at BNL,” *Phys. Rev. D* **73**, 072003 (2006) [hep-ex/0602035].

Brookhaven,
USA

W lipcu br.
urządzenie
przetrans-
portowano
do
Fermilabu
(Chicago)
<http://muon-g-2.fnal.gov/bigmove/>

The BNL muon storage ring

Pomiar g-2
dla mionu



www.g-2.bnl.gov

Małe, b. precyzyjne doświadczenie przy niskich energiach - www.g-2.bnl.gov

Idea renormalizacji

- Idea renormalizacji pochodzi od Kramersa (1938) - w QED nieskończoności występują tylko w kilku wyrażeniach, związanych z masą i ładunkiem elektrycznym. Posługując się wielkościami mierzonymi w doświadczeniu, pozbywamy się nieskończoności w następujący sposób:

A -wyrażenie dla wielkości fizycznej; niech poprawka pierwszego rzędu Δ zawiera nieskończony wkład Δ' ,

$$A = e_0(1 + \Delta) + \dots = e_0(1 + \Delta' + \dots)(1 + \Delta'' + \dots) = e_{\text{fiz}}(1 + \Delta'' + \dots),$$

czyli przewidywania dla wielkości fiz. A skończone (Δ'' - skończone)

(+... wyrazy wyższego rzędu w ładunku elektrycznym)

Przykład: nieskończoności nie ma w końcowych wyrażeniach dla anormalnego momentu magnetycznego mionu ani elektronu. Występują na etapach pośrednich i są takie same w wyrażeniach dla ładunku elektrycznego jak i momentu magn. Możemy wyrazić jedno przez drugie, a dla ładunku elektrycznego przyjąć wartość doświadczalną...

Trik bardzo skuteczny

nazwa uczona: renormalizacja

- Ładunek elektryczny jest wolnym (wyjściowym) parametrem QED, masa elektronu m_e – też
- Teoria nie przewiduje wartości tych parametrów – to możemy w nich „ukryć” nieskończoności
- Jeżeli nieskończoności tylko w wyrażeniach dla wolnych parametrów teorii → teoria jest renormalizowalna

Renormalizacja działa dobrze

choć świadczy o niedoskonałości teorii

- dobrze, że można kłopotliwe człony wyizolować i powiązać z pomiarami fizycznych parametrów
- Problemy teorii typu QED:
 - teoria jedynie perturbacyjna
 - występują nieskończoności
(choć można je izolować)

Tak skonstruowana teoria QED
w bardzo dobrej zgodności z danymi

wyniki dla $g=2$ najdokładniejsze pomiary i obliczenia w fizyce cząstek!!!

Nierenormalizowalność

- Są teorie z nieskończonościami zawartymi nie tylko w wolnych parametrach
- Długo sądzono, że teorie z cząstkami o spinie 1, ale innymi niż foton, są nierenormalizowalne
- Dziś wiemy, że można mieć renormalizowalne teorie z cząstkami o spinie 1 – o ile są to teorie z cechowaniem (**gauge theories**), dokładnie
→ **teorie nieprzemienne (teorie Yanga-Millsa)**
Dalej przeanalizujemy sektor elektrosłaby

Grawitacja inna: to teoria z cechowaniem, ale nierenormalizowalna

Symetria nieprzemienne → asymptotyczna swoboda

- Dla grup symetrii nieprzemiennej (tzn. takich dla których wynik dwóch kolejnych przekształceń zależy od kolejności ich wykonywania), jak $SU(2)$ czy $SU(3)$, bozony cechowania są „naładowane” i oddziałują ze sobą
- To powoduje, że „siła” sprzężeń maleje wraz z wzrostem energii oddziaływania i maleniem odległości między cząstkami (odwrotnie niż dla oddz. e-m) - **asymptotyczna swoboda** (np. dla kwarków)

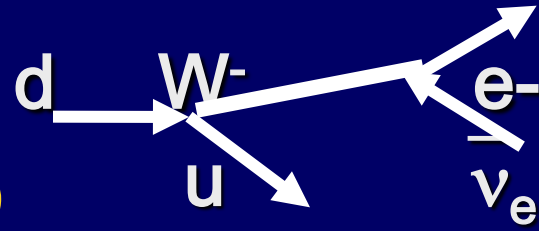
Wiemy już, że

- to dzięki temu rachunek zaburzeń możliwy dla oddziaływań kwarków w LHC
- ale to też prowadzi do **uwięzienia kwarków**- dlatego w LHC zderzenia protonów, a nie kwarków

Zachowanie teorii dla dużych energii

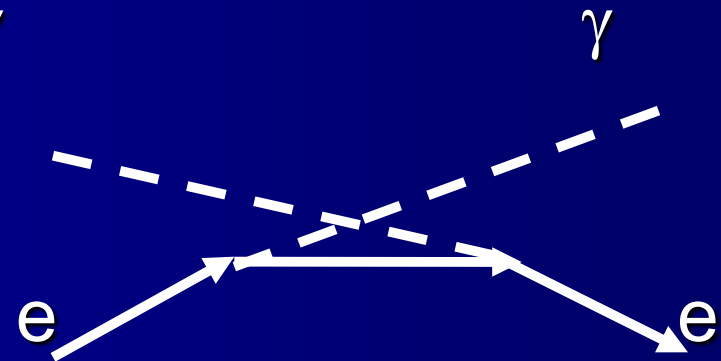
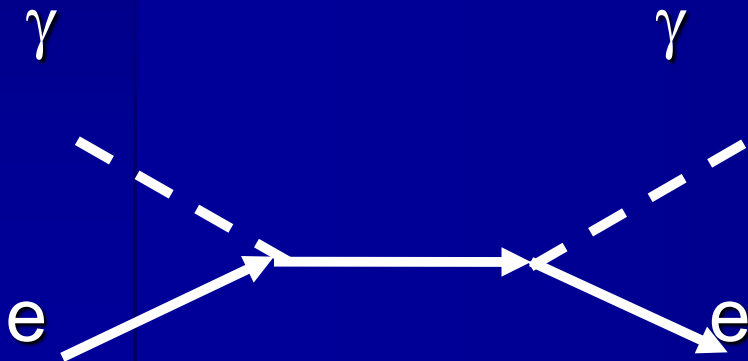
- Źłe, jeśli prawdopodobieństwo procesów rośnie z energią, gdyż może przekroczyć 1, czyli 100%
- Rozpraszanie Comptona – w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń dwa diagramy, każdy diagram daje wkład rosnący z energią, ale suma diagramów – OK (kasowanie)
- Kasowanie wynika ze struktury teorii (symetria cechowania)

Rozpad $d \rightarrow u e \bar{\nu}_e$



Oddziaływania elektrosłabe (EW)

- Bozon W jest bardzo masywny (80.4 GeV), więc w rozpadzie kwarku d (masa \sim MeV) bozon W jest bardzo wirtualny, daleko poza powłoką masy (rozpad $d (W^-)$ i rozpad $d (W^+)$)
- Bozon W ma spin 1 \rightarrow kłopoty z renormalizowalnością
- Aby dokładnie przedyskutować ten problem najpierw przeanalizujemy rozpraszanie Comptona $\gamma e \rightarrow \gamma e$ (QED), są tu dwa diagramy:



Obliczenia prawdopodobieństw- reguły (gry) Feynmana

- Każdej linii i wierzchołkowi w diagramach Feynmana przypisujemy określony czynnik. Tu śledzimy tylko energię E .
- Wchodzący lub wychodzący foton (w danym procesie) (i każda cząstka o **spinie 1**) – czynnik E .
Foton wirtualny – czynnik 1
- Wchodząca lub wychodząca cząstka o **spinie $\frac{1}{2}$** - czynnik \sqrt{E} , wirtualna cząstka o spinie $\frac{1}{2}$ - czynnik $1/E$
- Wchodząca lub wychodząca cząstka o **spinie 0** - czynnik 1, wirtualna cząstka o spinie 0 - czynnik $1/E^2$
- Ale są jeszcze **dodatkowe czynniki** wynikające ze sprzężeń, np. wirtualny bozon W sprzęgający się do dwóch rzeczywistych (na powłoce masy) cząstek z obu końców – czynnik $1/E^2$

Mnożymy czynniki \rightarrow amplituda prawdopodobieństwa A
(prawdopodobieństwo = $|A|^2$)

Gramy: obliczamy amplitudę dla procesu Comptona w oparciu o reguły Feynmana

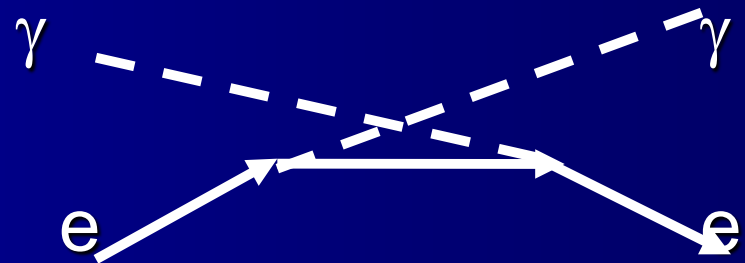
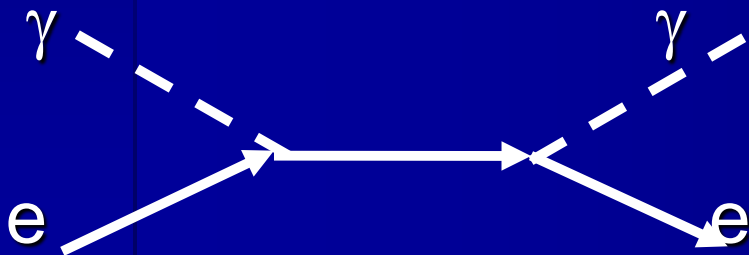
Dla tego procesu amplituda rośnie z energią jak

$$E^2 (\sqrt{E})^2 1/E = E^2$$

(zaś prawdopodobieństwo E^4)

„Złe” zachowanie każdego z diagramów, ale w sumie (dodajemy amplitudy!) kasują się te wkłady i uzyskany wynik jest niezależny od energii

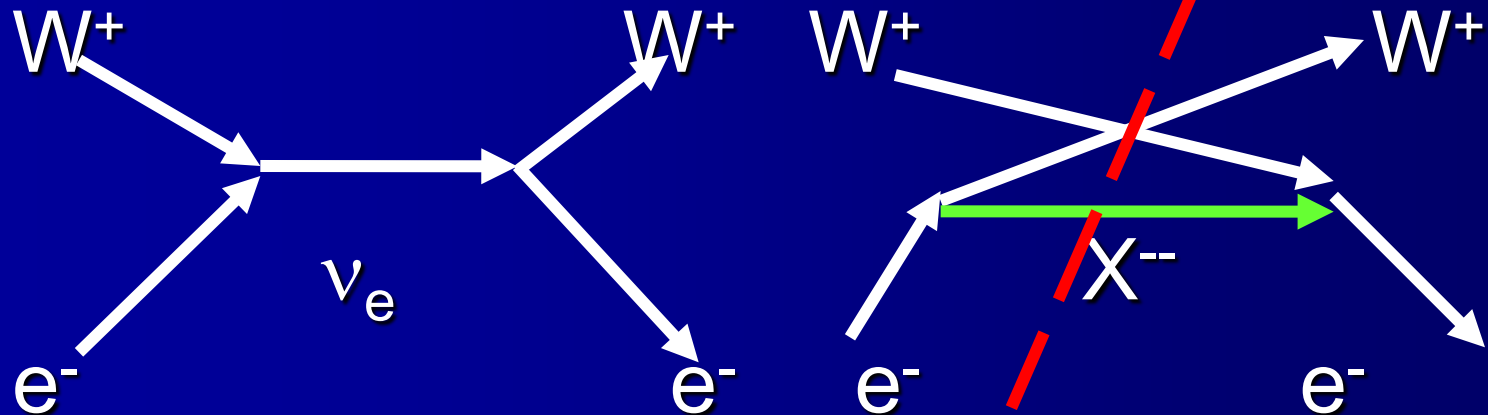
$\gamma e \rightarrow \gamma e$



Rozpraszanie bozonów W

Tu strzałki na liniach W
oznaczają pędy

■ Zastępując γ przez W



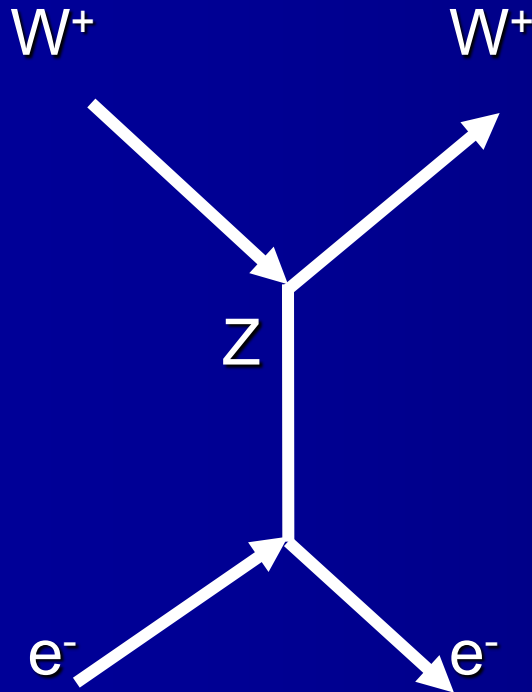
Zachowanie ładunku X^{--} podwójnie naładowana

cząstka: **ale taka cząstka nie istnieje!**

Więc złe zachowanie (amplituda): $E^2 (\sqrt{E})^2 1/E = E^2$

Neutralny bozon Z konieczny!

- Uwzględniając diagram z bozonem Z



Zachowanie E^2 (\sqrt{E})² (**wierzchołek $WWZ \sim E$**)/ $E^2 = E^2$, i dobry znak sprzężenia WWZ – kasowanie jak dla procesu Comptona !

**Cena za dobre zachowanie z E:
musi istnieć cząstka bozon Z
z określonym oddziaływaniem !**

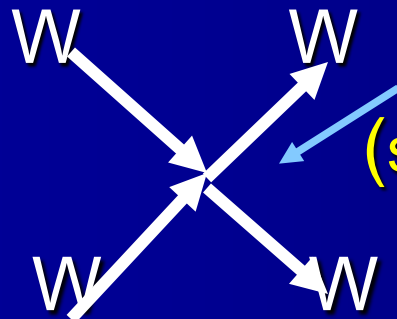
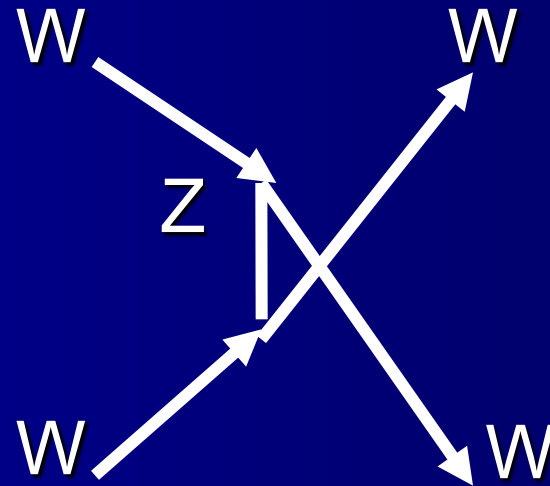
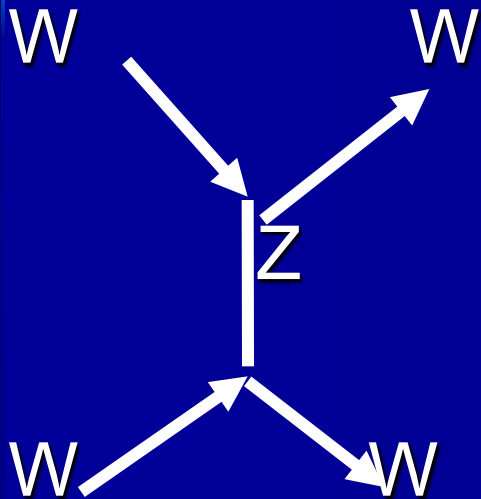
Znaleziono ją – to bozon Z !

→ sukces teorii

Rozpraszanie bozonów W na sobie

$\sim E^4$ (bo $E^4 E^2/E^2$) - coraz gorzej...

- Procesy z samymi bozonami W : $WW \rightarrow WW$



oraz nowy typ procesu
(samoodziaływanie bozonów W)

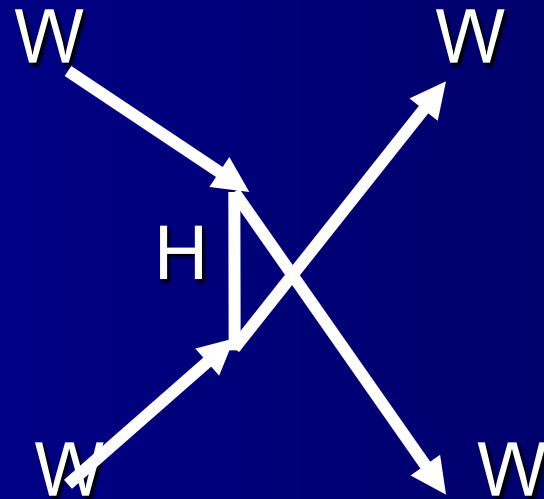
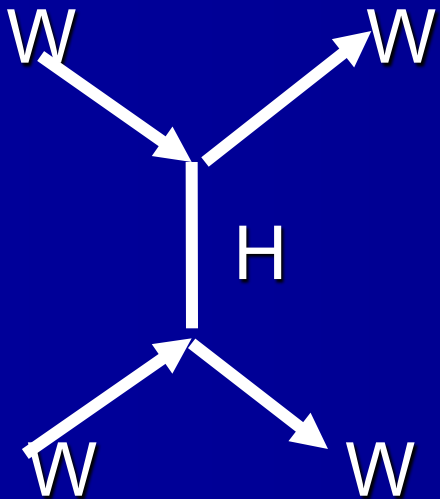
kasowanie E^4 ale nie E^2

Człon E^2 to w istocie człon $E^2 M^2$ - uwaga: potrzebna cząstka Higgsa!

- Z analizy wymiarowej wynika, że w amplitudzie pozostają człony typu $E^2 M^2$
(M- masa bozonów W lub Z)
- Musimy jeszcze dodać jakiś wkład tak aby i te człony usunąć: najprostsz diagram z wymianą cząstki o spinie 0 sprzęgającej się odpowiednio do W i Z (tak jak bozon Higgsa!)

Rozpraszanie bozonów W na sobie

- wkład od H



Sprzężenia proporcjonalne do mas cząstek do których H się sprzęga \rightarrow **wynik końcowy, to dobre zachowanie dla procesu $WW \rightarrow WW$**

Koniec? (stan na kwiecień 2014)

- Konieczność istnienia cząstki H, która sprzęga się do każdej cząstki masywnej proporcjonalnie do masy tej cząstki
- **Znaleziono w 2012 r**
- **Masa ok. 125 GeV**
- Teoria oddziaływań EW – renormalizowalna, tylko cząstka Higgsa była potrzebna i zamykamy teorię (Model Standardowy)

Zamykamy?

Generacja masy i konsystentny opis procesów dla dużych energii

- Tu konieczne aby H sprzęgała się do masy cząstek W/Z
 - cząstka Higgsa jest związana z generacją mas cząstek poprzez spontaniczne łamanie symetrii
- przewidywania dotyczące cząstki H związanej z generacją mas identyczne jak z tej analizy prawdopodobieństw dla rozpraszania $WW \rightarrow WW$
- oczekiwany związek z grawitacją (bo masy) (i strukturą Wszechświata) - o tym później

The theory ends here - Veltman

Facts and Mysteries in Elementary Particle Physics, 2003

- Samooddziaływanie H proporcjonalne do masy H
- Dla dużych mas (>500 GeV) załamuje się rachunek zaburzeń
- *„The theory ends here. We need help. Experiments must clear up this mess.”*
→ LHC pp, ILC e^+e^- (PLC $\gamma\gamma$, $e\gamma$)

Listopad 2012 : w LHC cząstka H z masą 125 GeV

(więcej na następnym wykładzie)

Pytania do wykładu

Czy fakt rozpadu cząstki zależy od układu odniesienia? –

Czy cząstka swobodna i cząstka na powłoce masy to to samo?

Dlaczego swobodny pozyton nie może wypromieniować foton i pozostać na powłoce masy?

Co to jest cząstka wirtualna?

Czy elektrodynamika kwantowa prowadzi do nieskończonych wyrażeń na etapach pośrednich?

Porównaj wartość poprawki jedno- i dwupętlowej QED dla anomального momentu magnetycznego mionu

Z jaką dokładnością znamy (r. 2013) anomalny moment magnetyczny dla mionu (doświadczenie minus przewidywanie teor.)?

Kiedy teoria jest renormalizowalna?

Poprawne zachowanie dla bardzo dużych energii prawdopodobieństwa procesów EW wymaga istnienia cząstki o spinie 0 (skalarnej). Jak taka cząstka sprzęga się do bozonów Z?

Czy odkryto cząstkę Higgsa?