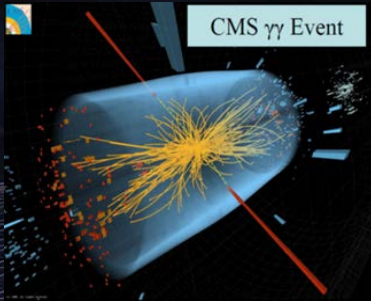


# Wszechświat cząstek elementarnych dla humanistów



## WYKŁAD 9

Maria Krawczyk, A.Filip Żarnecki, 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

- Istotne są 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

- od 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 są **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 jest **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

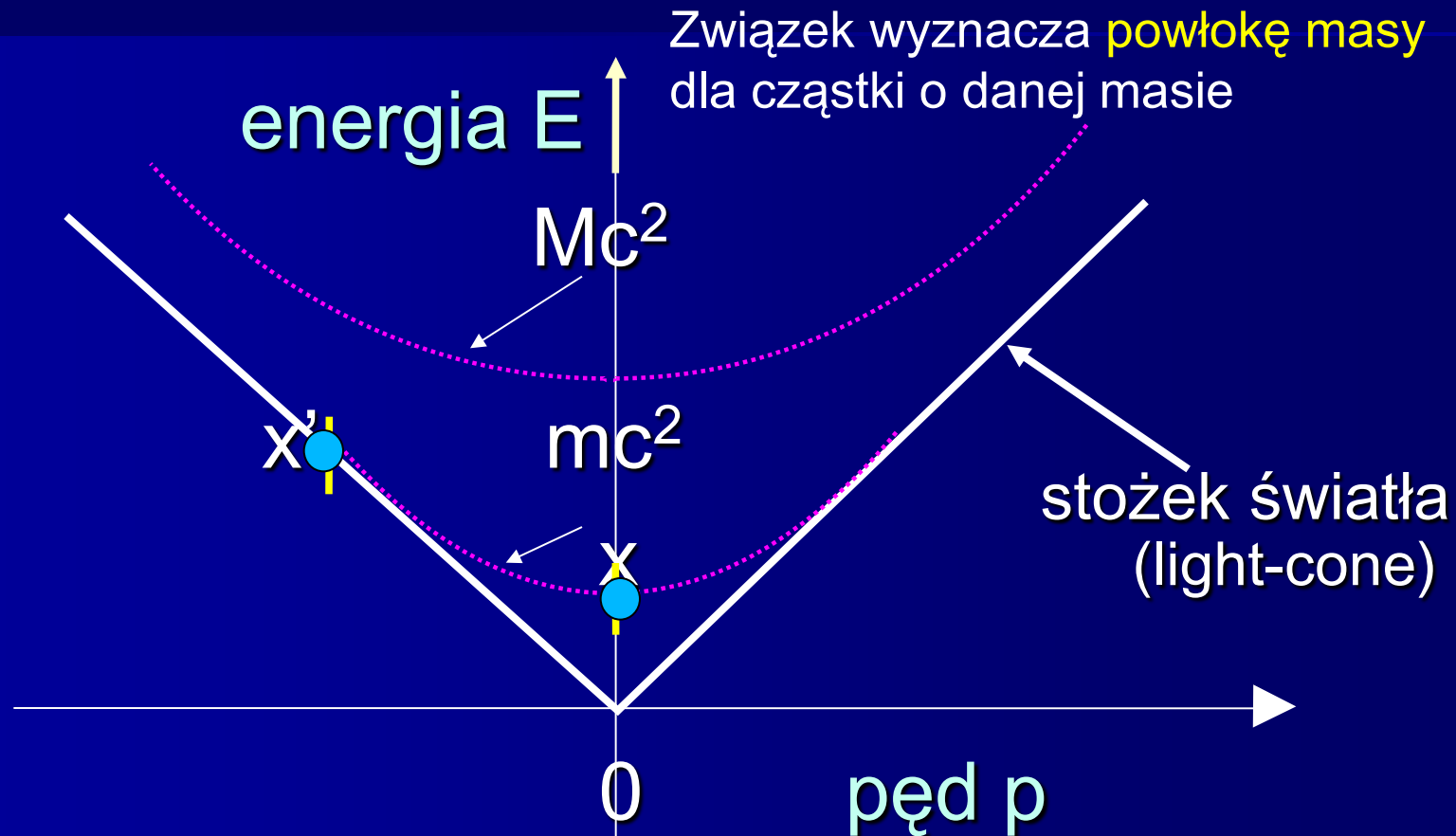
*Jest to możliwe dla elektronu w atomie, bo elektron przechodzi do niższego stanu.  
W materii emisja fotonów też jest możliwa → promieniowanie hamowania (bremsstrahlung)*

- 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:  $x \rightarrow x'$

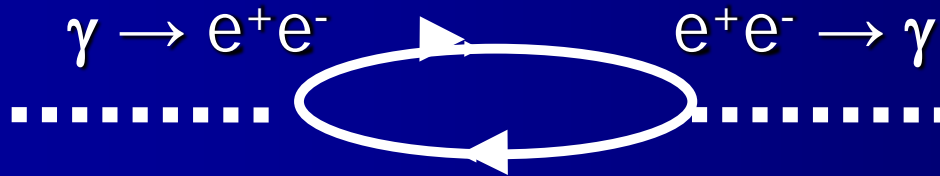
(cząstka na **powłoce masy** = cząstka swobodna)

# Cząstki wirtualne

Mechanika kwantowa dopuszcza istnienie **cząstek wirtualnych**

- są cząstki dla których  $E^2 \neq p^2 + m^2$  ( $c=1$ )  
(inna nazwa - cząstki „poza powłoką masy”)

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

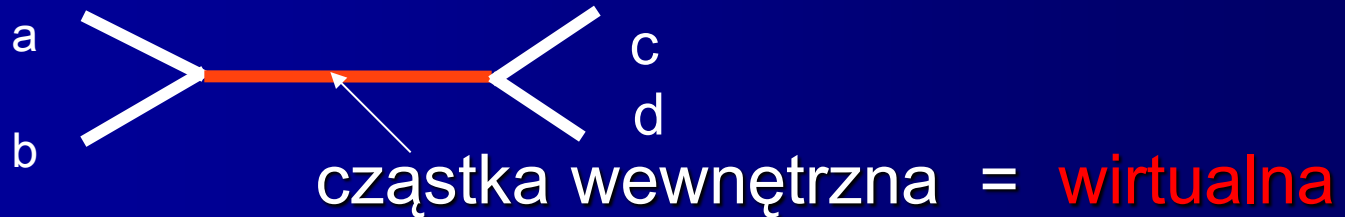


Tu w pętli krąży elektron..



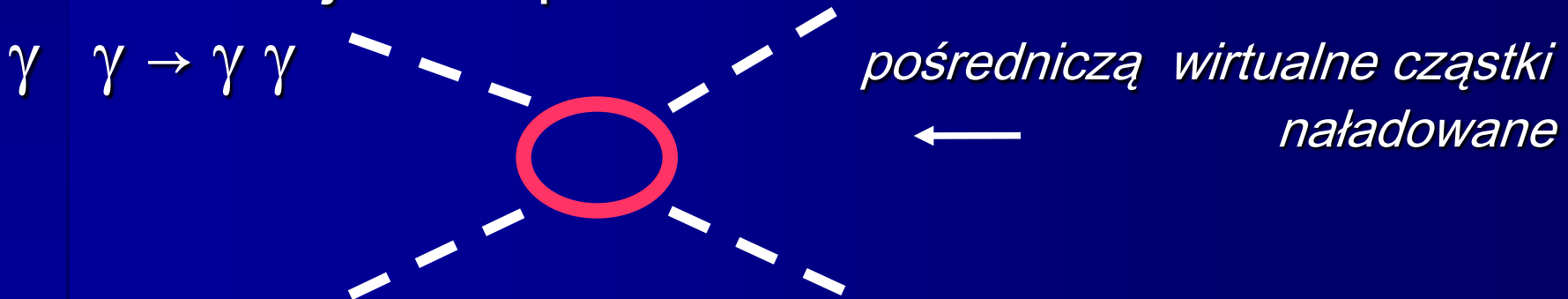
# Cząstki wewnętrzne (wirtualne)

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 uwzględniać **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 o różnych „wirtualnościach”. 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? Nieraz 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)

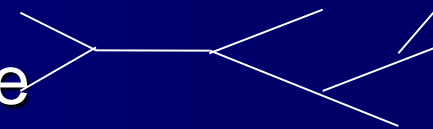
### procedura renormalizacji

- 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  $\alpha^2$  - 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*

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

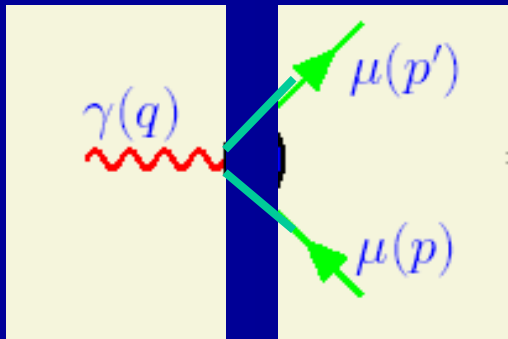
Dla cząstki fundamentalnych o spinie  $\frac{1}{2}$  najprostszy akt oddziaływania z polem (elektro)magnetycznym  $\rightarrow g=2$  stąd odstępstwo (czyli  $g-2$ ) nosi nazwę anomального momentu magnetycznego

Pierwsze pomiary dla elektronu w 1922! Potem w 1948r

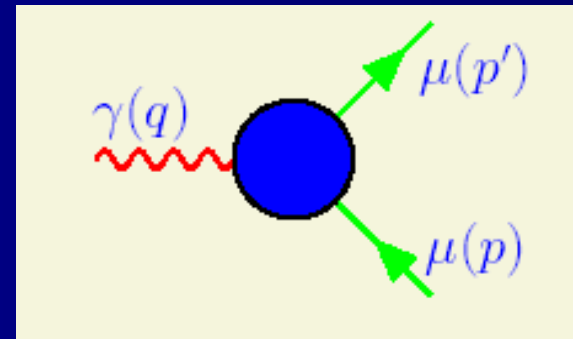
**Stern, Gerlach 22:**  $g_e = 2$ ; **Kusch, Foley 48:**  $g_e = 2(1.00119 \pm 0.00005)$

# Skąd anomalia $a_\mu$ (dla mionu)?

Z dodatkowych oddziaływań ...



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

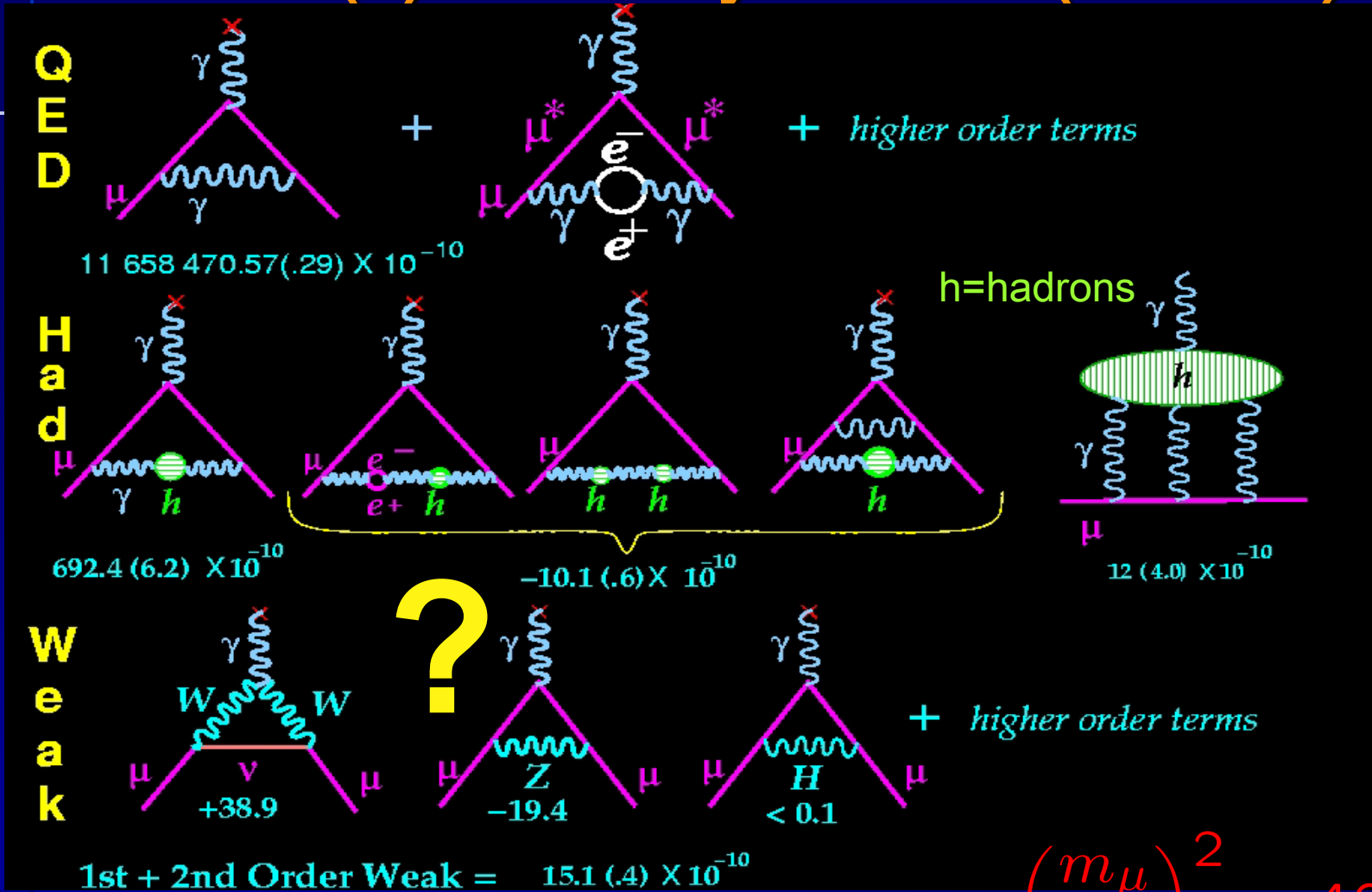


$a=g-2 \neq 0$  dla mionu  
gdy więcej oddziaływań

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



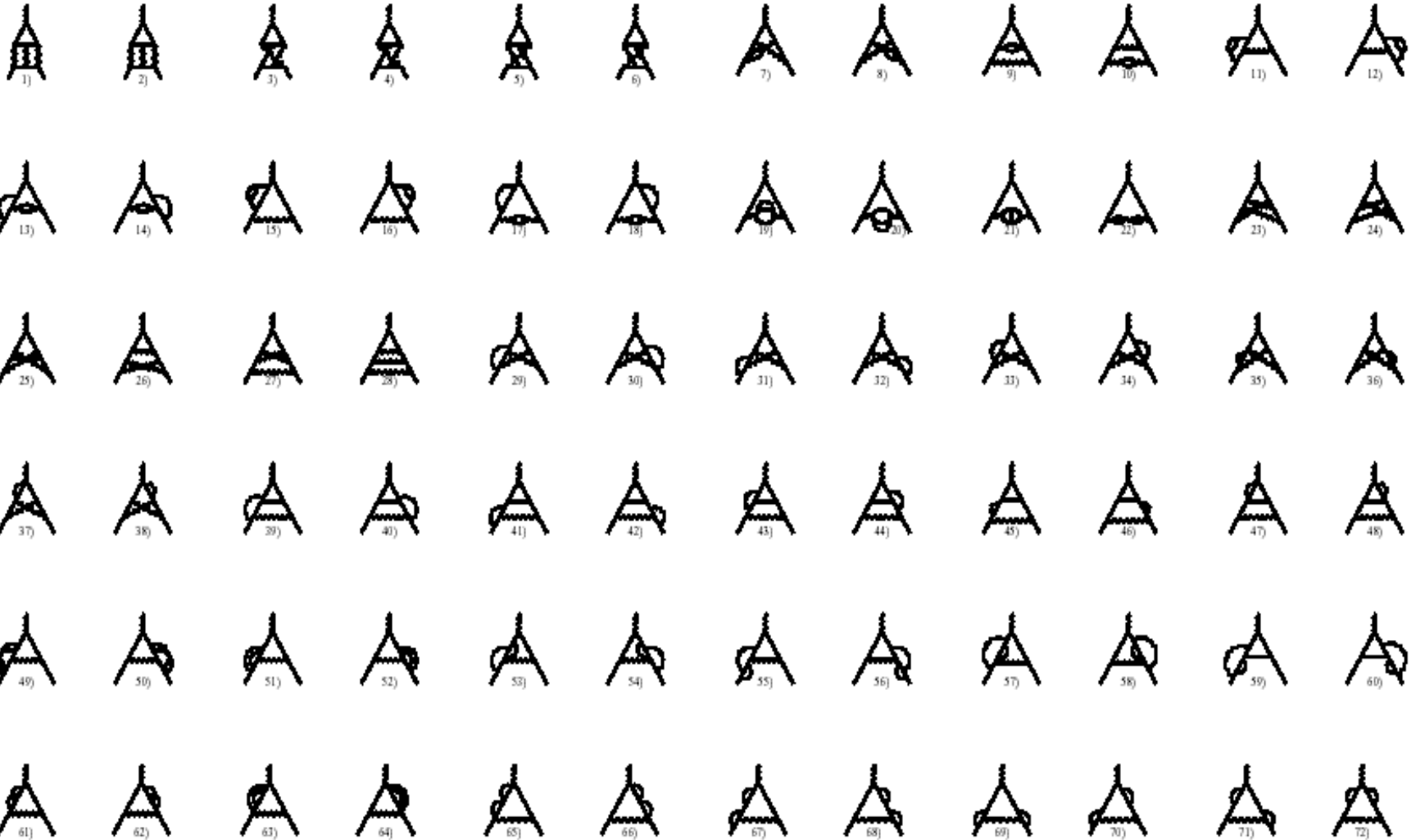
# Model Standardowy: wkłady QED, od hadronów (h) i oddziaływań EW (W/Z i H)



e vs.  $\mu$ : relative contribution of heavier things

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

# 3-i rząd szeregu perturbacyjnego QED



## QED Contribution $a_\mu^{\text{QED}}$

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

Terms up to  $\alpha^3$  are known analytically, a recent more accurate numerical calculation of the  $\alpha^4$  terms and the leading  $\log \alpha^5$  terms gave

(T. Kinoshita and M. Nio, 2005; A.L. Kataev, 2006):

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

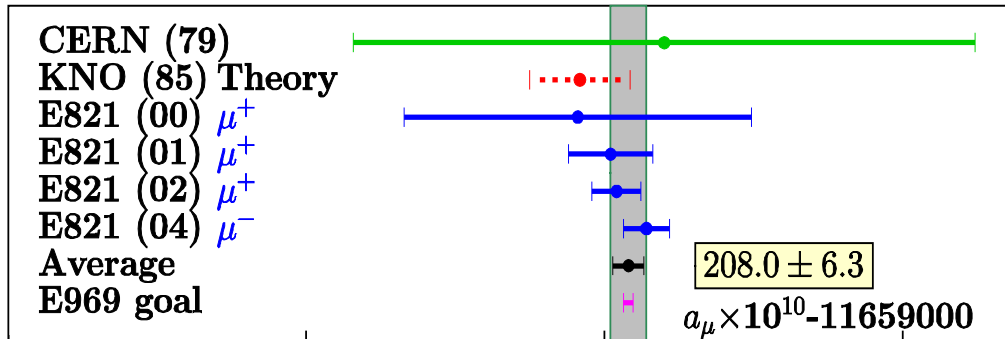
From the latest value of  $a_e$  (G. Gabrielse et al., 2006; M. Passera, 2006):

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

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

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

DANE



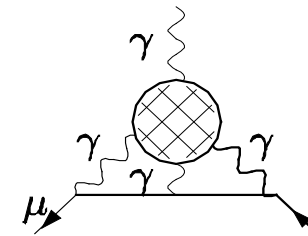
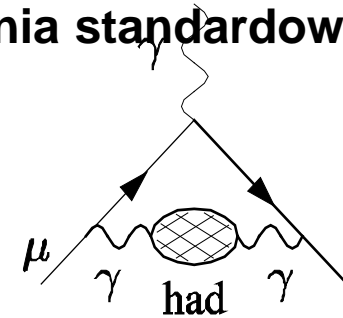
New Physics?

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

niezgodność na poziomie 3.2

odchylenia standardowego

(3.2  $\sigma$ )



TEORIA

Experiment	Value	Significance	
EJ 95 ( $e^+e^-$ )	$181.3 \pm 16.$	[1.6 $\sigma$ ]	
DEHZ03 ( $e^+e^-$ )	$180.9 \pm 8.0$	[2.7 $\sigma$ ]	
	( $+\tau$ )	$195.6 \pm 6.8$	[1.3 $\sigma$ ]
GJ03 ( $e^+e^-$ )	$179.4 \pm 9.3$	[2.5 $\sigma$ ]	
SN03 ( $e^+e^-$ TH)	$169.2 \pm 6.4$	[4.3 $\sigma$ ]	
HMNT03 ( $e^+e^-$ incl.)	$183.5 \pm 6.7$	[2.7 $\sigma$ ]	
TY04 ( $e^+e^-$ )	$180.6 \pm 5.9$	[3.2 $\sigma$ ]	
	( $+\tau$ )	$188.9 \pm 5.9$	[2.2 $\sigma$ ]
DEHZ06 ( $e^+e^-$ )	$180.5 \pm 5.6$	[3.3 $\sigma$ ]	
HMNT06 ( $e^+e^-$ )	$180.4 \pm 5.1$	[3.4 $\sigma$ ]	
FJ06 ( $e^+e^-$ )	LbL <sub>BPP,HK,KN</sub>	$177.6 \pm 6.4$	[3.3 $\sigma$ ]
	LbL <sub>FJ</sub>	$179.3 \pm 6.8$	[3.2 $\sigma$ ]
	LbL <sub>MV</sub>	$182.9 \pm 6.1$	[2.9 $\sigma$ ]



# 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  $\sigma$**

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

Dane doświadczalne z Brookhaven z roku 2006

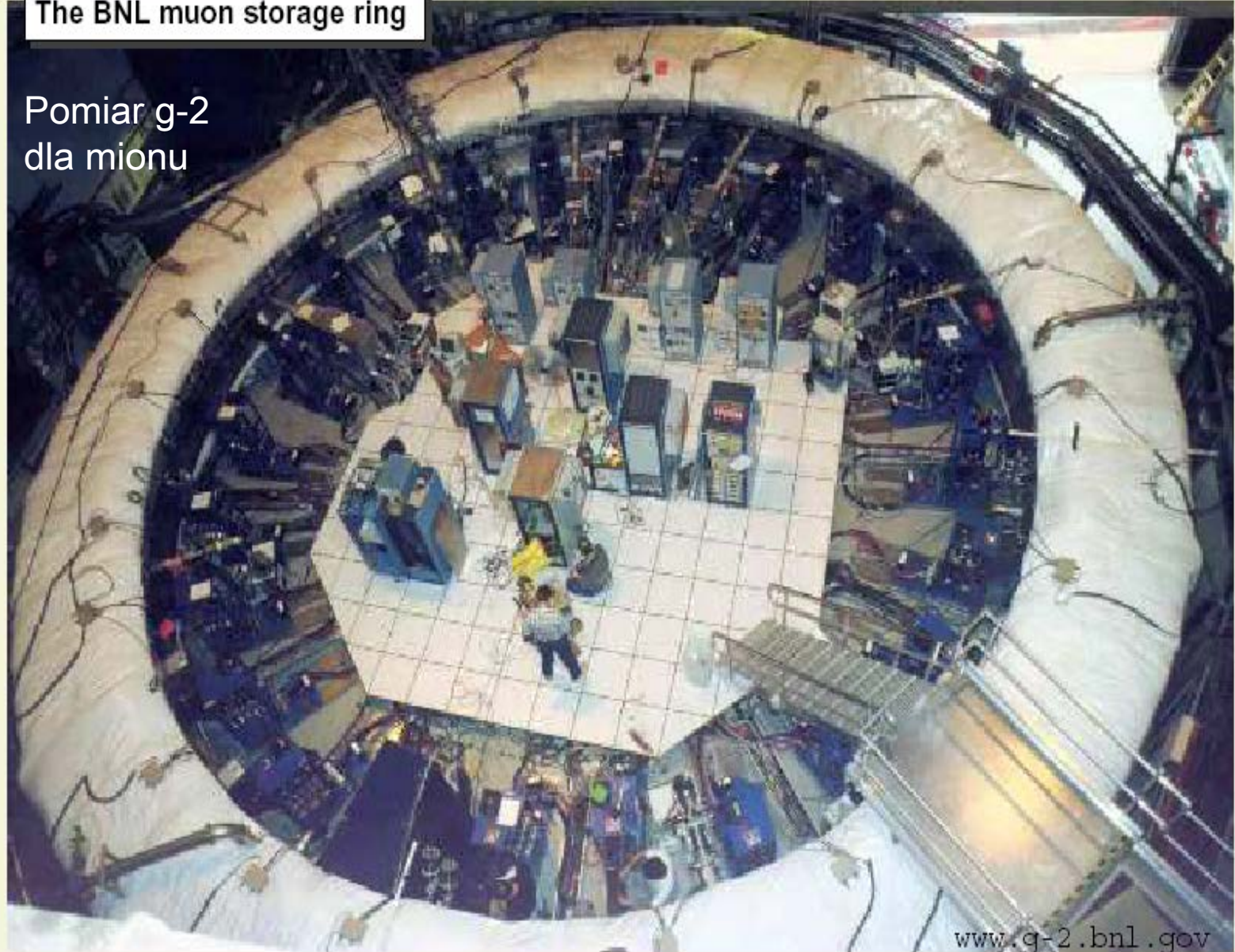
[17] G. W. Bennett *et al.* [Muon G-2 Collaboration], “Final Report of the Muon E821 Anomalous Magnetic Moment Measurement at BNL,” *Phys. Rev. D* **73**, 072003 (2006) [hep-ex/0602035].

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](http://www.g-2.bnl.gov)

Małe, b. precyzyjne doświadczenie przy niskich energiach - [www.g-2.bnl.gov](http://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  $\Delta$  zawiera **nieskończony wkład  $\Delta'$** ,

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

czyli przewidywania dla wielkości fiz. A skończone ( $\Delta''$  - **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

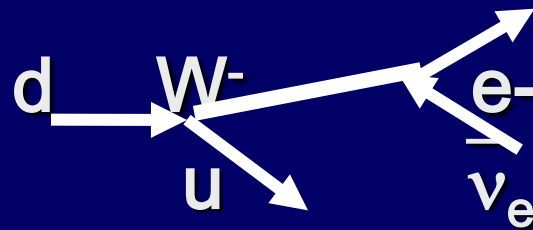
- to dzięki temu rachunek zaburzeń możliwy dla oddziaływań kwarków w LHC
- ale to też prowadzi do **uwięzienia kwarków**- dlatego w LHC zderzenia protonów, a nie kwarków

# Zachowanie teorii dla dużych energii

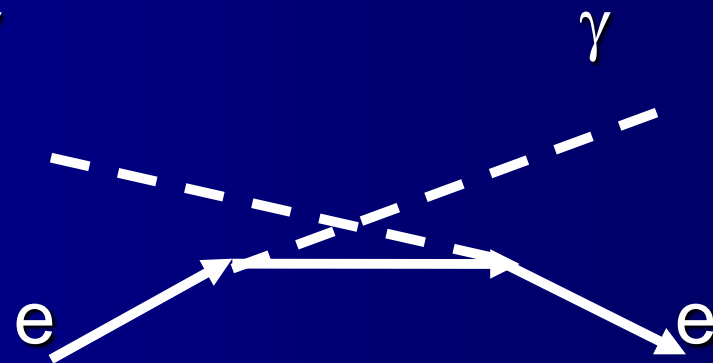
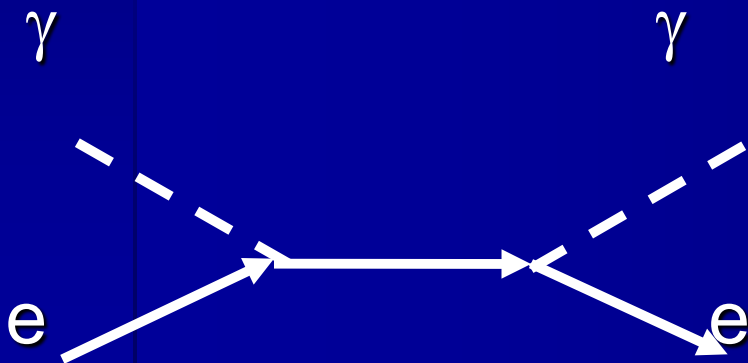
- Źłe, jeśli prawdopodobieństwo procesów rośnie z energią, gdyż może przekroczyć 1, czyli 100%
- Rozpraszanie Comptona – w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń dwa diagramy, każdy diagram daje wkład rosnący z energią, ale suma diagramów – OK (kasowanie)
- Kasowanie wynika ze struktury teorii (symetria 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 → amplituda prawdopodobieństwa  $A$**   
**(prawdopodobieństwo =  $|A|^2$ )**

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

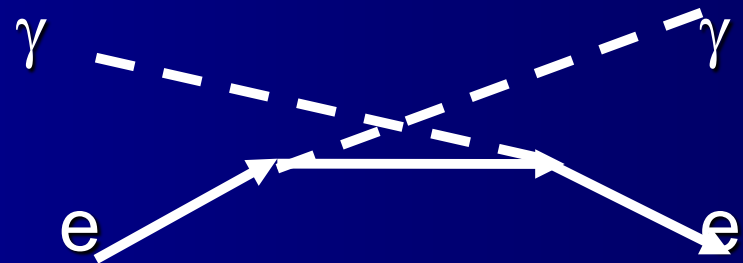
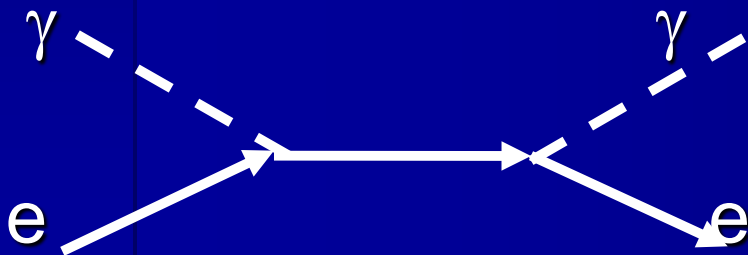
Dla tego procesu amplituda rośnie z energią jak

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

(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

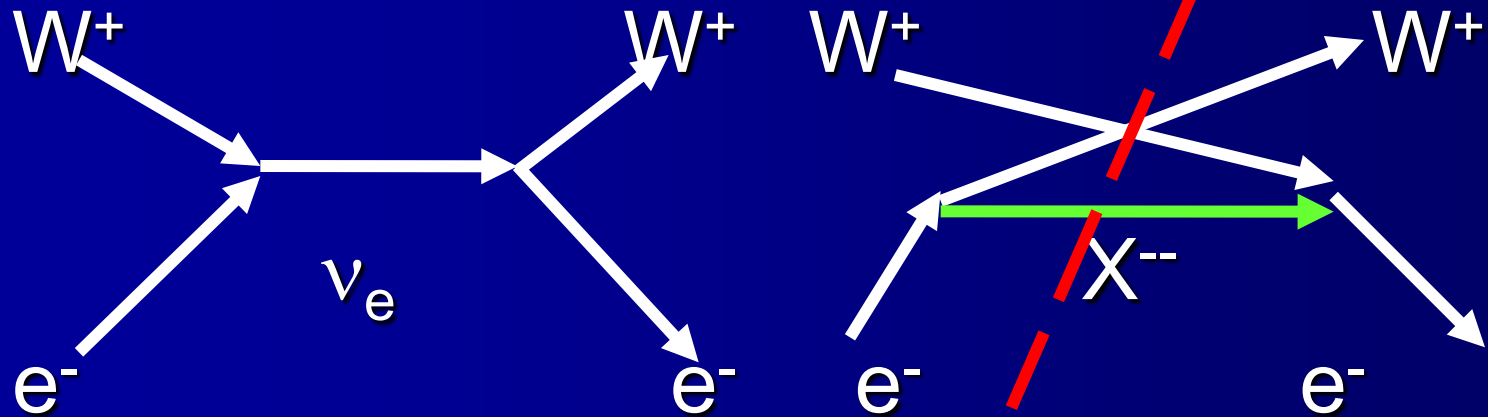
$\gamma e \rightarrow \gamma e$



# Rozpraszanie bozonów W

Tu strzałki na liniach W  
oznaczają pędy

## ■ Zastępując $\gamma$ przez W



Zachowanie ładunku  $X^{--}$  podwójnie naładowana

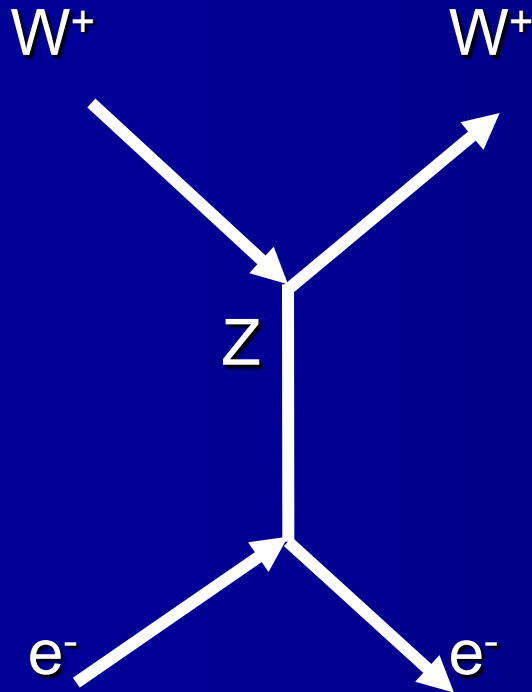
cząstka: **ale taka cząstka nie istnieje!**

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



# Neutralny bozon Z konieczny!

- Uwzględniając diagram z bozonem Z



Zachowanie  $E^2$  ( $\sqrt{E}$ )<sup>2</sup> (**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 !**

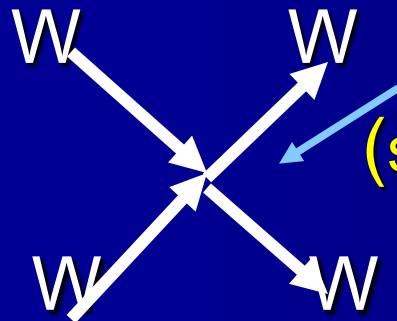
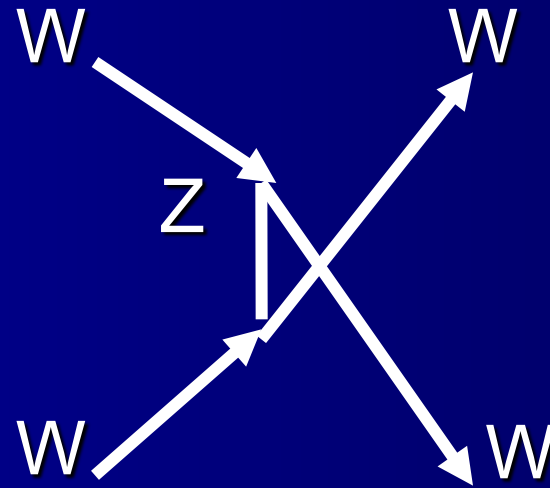
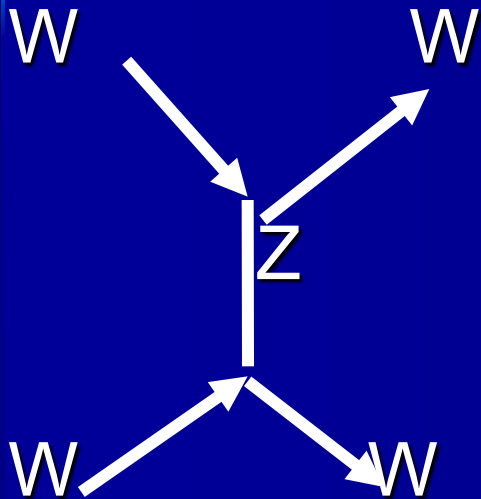
Znaleziono ją – to bozon Z !

→ 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  $W$ )

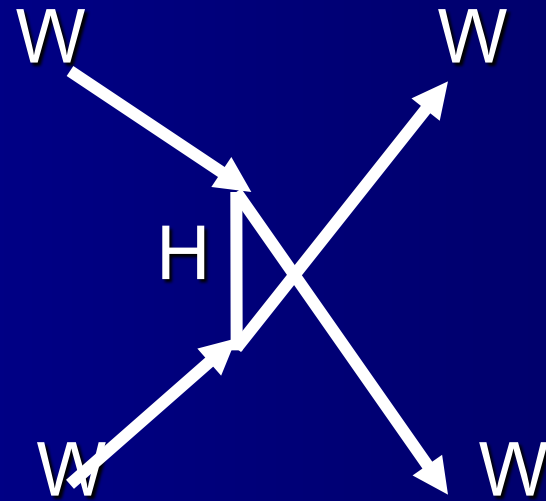
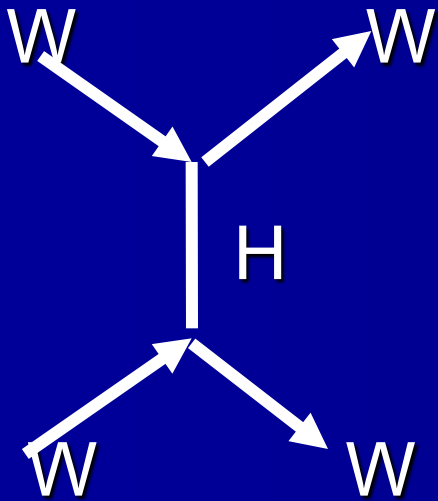
kasowanie  $E^4$  ale nie  $E^2$

# 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: najprostszy 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 dziś)

- 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 HE

- HE: 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 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*

*„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 anomalnego 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?