

Wszechświat Cząstek Elementarnych dla Humanistów

Model Standardowy

Aleksander Filip Żarnecki

Wykład ogólnouniwersytecki



3 grudnia 2019

- 1 Rachunek zaburzeń
- 2 Renormalizacja
- 3 Twierdzenie Noether
- 4 Spontaniczne łamanie symetrii
- 5 Mechanizm Higgsa
- 6 Model Standardowy

- 1 Rachunek zaburzeń
- 2 Renormalizacja
- 3 Twierdzenie Noether
- 4 Spontaniczne łamanie symetrii
- 5 Mechanizm Higgsa
- 6 Model Standardowy

Diagramy Feynmana

Diagramy Feynmana nie są wyłącznie “ilustracją” przebiegu danego procesu.

Dają nam one także ścisłe reguły liczenia odpowiednich amplitud!

Każdemu elementowi diagramu

- wierzchołkom oddziaływania
- liniom wewnętrznym (tzw. propagatorom)
- liniom zewnętrznym (cząstki stanu początkowego i końcowego)

przyporządkowujemy odpowiednie wyrażenie algebraiczne, zależne od typu cząstki, rodzaju oddziaływania itp.

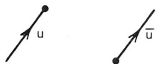
Następnie musimy tylko pracowicie przekształcić otrzymane wyrażenie na amplitudę, żeby dostać interesujący nas wynik.

Dla najprostszych procesów można to zrobić na kartce papieru.

Dla bardziej skomplikowanych mamy dedykowane programy komputerowe...

Diagramy Feynmana

zestaw reguł dla Modelu Standardowego



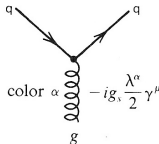
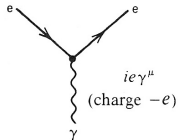
$$\frac{i}{\not{p} - m}$$



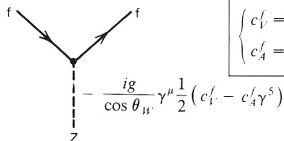
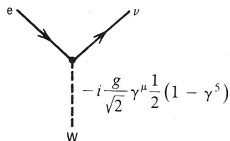
$$\frac{-ig_{\mu\nu}}{p^2}$$



$$\frac{-i(g_{\mu\nu} - p_\mu p_\nu / M^2)}{p^2 - M^2}$$



$$\left\{ \begin{aligned} \alpha_s &= \frac{g_s^2}{4\pi} \\ &= \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \log(Q^2/\Lambda^2)} \end{aligned} \right.$$

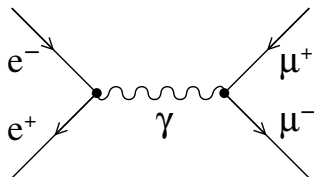


$$\left\{ \begin{aligned} c_V^f &= T_f^3 - 2\sin^2\theta_W Q_f \\ c_A^f &= T_f^3 \end{aligned} \right.$$

Przykład

Proces

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$$



Do amplitudy procesu wliczamy:

- dwa wierzchołki: nie zależą od energii
sprężenie fotonu proporcjonalne do ładunku fermionu q_f
- propagator fotonu: $\sim 1/E^2$
- zewnętrzne fermiony: $\sim \sqrt{E}$

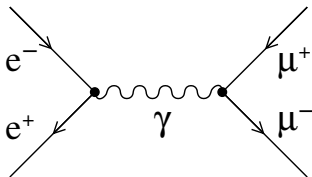
Ostatecznie okazuje się, że amplituda nie zależy od energii:

$$\mathcal{M}_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-} \sim \frac{1}{E^2} (\sqrt{E})^4 q_e q_\mu = q_e q_\mu$$

Przykład

Proces

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$$



Do amplitudy procesu wliczamy:

- dwa wierzchołki: nie zależą od energii
sprężenie fotonu proporcjonalne do ładunku fermionu q_f
- propagator fotonu: $\sim 1/E^2$
- zewnętrzne fermiony: $\sim \sqrt{E}$

Uwzględniając czynniki kinematyczne prawdopodobieństwo reakcji (przekrój czynny) wynosi:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{3s}$$

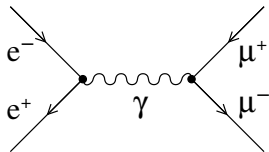
gdzie dla zderzenia wiązek przeciwbieżnych $s = 4 E^2$

zaniedbujemy ew. wkład od wymiany Z^0

Prawdopodobieństwo reakcji

Dlaczego narysowaliśmy tylko diagram z wymianą jednego fotonu?

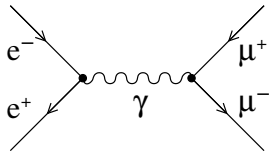
dwa wierzchołki $\Rightarrow \sigma \sim \alpha_{em}^2$



Prawdopodobieństwo reakcji

Dlaczego narysowaliśmy tylko diagram z wymianą jednego fotonu?

dwa wierzchołki $\Rightarrow \sigma \sim \alpha_{em}^2$

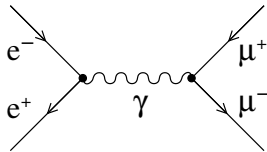


Ten diagram daje dominujący wkład bo α_{em} jest małe! $\sim \frac{1}{137}$
wiodący rząd rachunku (ang. leading order, LO)

Prawdopodobieństwo reakcji

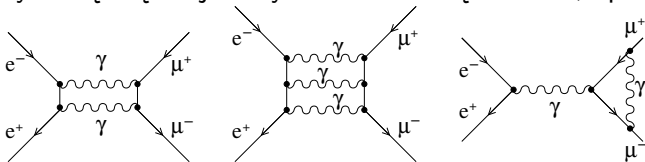
Dlaczego narysowaliśmy tylko diagram z wymianą jednego fotonu?

dwa wierzchołki $\Rightarrow \sigma \sim \alpha_{em}^2$



Ten diagram daje dominujący wkład bo α_{em} jest małe! $\sim \frac{1}{137}$
wiodący rząd rachunku (ang. leading order, LO)

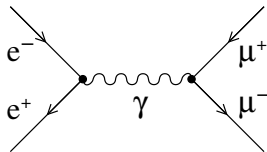
Procesy z wymianą większej liczby fotonów też są możliwe, np:



Prawdopodobieństwo reakcji

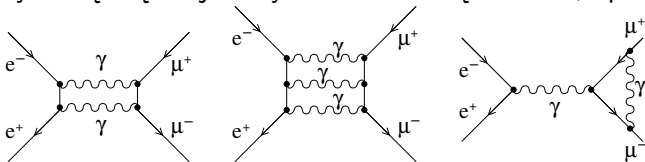
Dlaczego narysowaliśmy tylko diagram z wymianą jednego fotonu?

dwa wierzchołki $\Rightarrow \sigma \sim \alpha_{em}^2$



Ten diagram daje dominujący wkład bo α_{em} jest małe! $\sim \frac{1}{137}$
wiodący rząd rachunku (ang. leading order, LO)

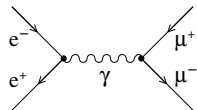
Procesy z wymianą większej liczby fotonów też są możliwe, np:



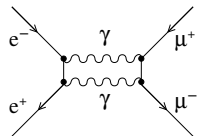
Ale większa liczba wierzchołków oznacza, że są “**tłumione**” wyższymi potęgami $\alpha_{em} \Rightarrow$ procesy “**wyższych rzędów**” (ang. higher order)

Stosowane nazewnictwo

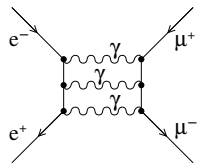
Najprostszy diagram: LO (leading order)



Jeden dodatkowy foton: NLO (next-to-leading order)



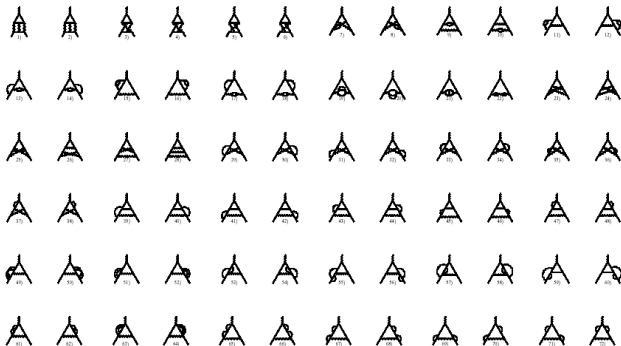
Dwa dodatkowe fotony: NNLO
(next-to-next-to-leading order)



Kolejne: NNNLO (często zapisywane jako N^3LO) itd.

Rachunek zaburzeń znakomicie sprawdza się dla oddziaływań elektromagnetycznych ($\alpha_{em} \approx 1/137$) i słabych ($\alpha_w \approx 1/32$)
 Potrafimy obliczać poprawki nawet do 5 rzędu!

Przykład: diagramy poprawek NNNLO dla wierzchołka $\mu\mu\gamma$

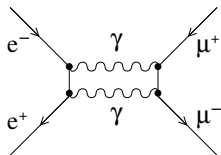


Niestety dla oddziaływań silnych działa dużo gorzej...

- 1 Rachunek zaburzeń
- 2 Renormalizacja**
- 3 Twierdzenie Noether
- 4 Spontaniczne łamanie symetrii
- 5 Mechanizm Higgsa
- 6 Model Standardowy

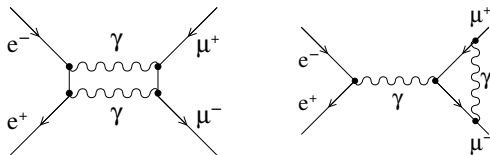
Poprawki wyższych rzędów

Oprócz diagramów z wymianą dodatkowych fotonów między cząstkami stanu początkowego i końcowego,



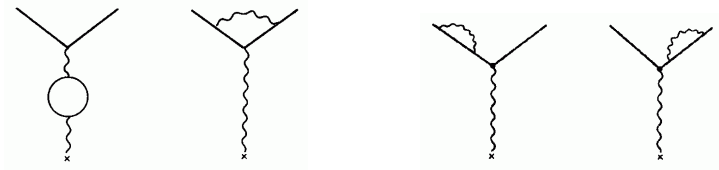
Poprawki wyższych rzędów

Oprócz diagramów z wymianą dodatkowych fotonów między cząstkami stanu początkowego i końcowego, pojawiają się też tzw. **diagramy pętlowe**



Poprawki wyższych rzędów

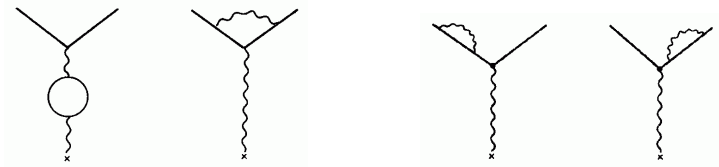
Oprócz diagramów z wymianą dodatkowych fotonów między cząstkami stanu początkowego i końcowego, pojawiają się też tzw. **diagramy pętlowe**



Cztery możliwe rodzaje “pętelek” przy każdym wierzchołku...

Poprawki wyższych rzędów

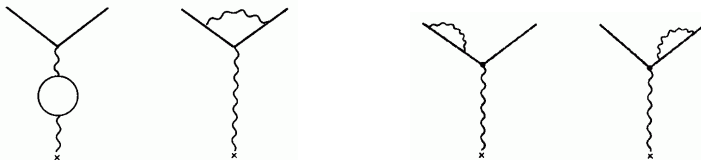
Oprócz diagramów z wymianą dodatkowych fotonów między cząstkami stanu początkowego i końcowego, pojawiają się też tzw. **diagramy pętlowe**



Są to diagramy wyższego rzędu (NLO), ale ich wkład (**szczególnie pierwszego**) nie może być zaniedbany! Powinniśmy **posumować** (zcałkować) diagram po **wszystkich możliwych energiach** wirtualnej cząstki w pętli!

Poprawki wyższych rzędów

Oprócz diagramów z wymianą dodatkowych fotonów między cząstkami stanu początkowego i końcowego, pojawiają się też tzw. **diagramy pętlowe**



Są to diagramy wyższego rzędu (NLO), ale ich wkład (**szczególnie pierwszego**) nie może być zaniedbany! Powinniśmy **posumować** (zcałkować) diagram po **wszystkich możliwych energiach** wirtualnej cząstki w pętli!

Dla pierwszego diagramu z sumowania po energii elektronu dostajemy

$$\mathcal{M}_{NLO} = \frac{1}{3\pi} \alpha_{em} \log\left(\frac{Q^2}{E_{max}^2}\right) \cdot \mathcal{M}_{LO}$$

gdzie E_{max} jest maksymalną dopuszczalną energią elektronu w pętli
 $Q^2 = |q^2|$ jest wartością wirtualności wymienianego fotonu

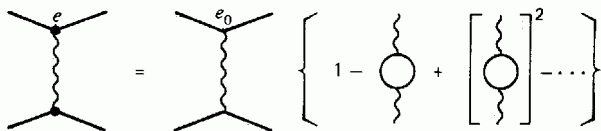
Poprawki pętlowe

Dodanie kolejnej pętli do linii fotonowej zawsze daje taką samą poprawkę, w stosunku do wyniku uzyskanego w niższym rzędzie \Rightarrow sumę można przedstawić jako szereg geometryczny:

$$\begin{array}{c} e \\ \diagup \quad \diagdown \\ | \\ \text{wavy line} \\ | \\ \diagdown \quad \diagup \\ e \end{array} = \begin{array}{c} e_0 \\ \diagup \quad \diagdown \\ | \\ \text{wavy line} \\ | \\ \diagdown \quad \diagup \\ e_0 \end{array} \left\{ 1 - \begin{array}{c} \text{wavy line} \\ | \\ \text{circle} \\ | \\ \text{wavy line} \end{array} + \left[\begin{array}{c} \text{wavy line} \\ | \\ \text{circle} \\ | \\ \text{wavy line} \end{array} \right]^2 - \dots \right\}$$

Poprawki pętlowe

Dodanie kolejnej pętli do linii fotonowej zawsze daje taką samą poprawkę, w stosunku do wyniku uzyskanego w niższym rzędzie \Rightarrow sumę można przedstawić jako szereg geometryczny:



$$e = e_0 \left\{ 1 - \text{loop} + [\text{loop}]^2 - \dots \right\}$$

Wynik dodania wszystkich diagramów dla ładunku elementarnego e_0 jest równoważny wyjściowemu diagramowi z efektywną wartością e ładunku

$$e^2 = \frac{e_0^2}{1 - \frac{e_0^2}{12\pi^2} \log\left(\frac{Q^2}{E_{max}^2}\right)}$$

Poprawki pętlowe

Dodanie **kolejnej pętli** do linii fotonowej zawsze daje **taką samą poprawkę**, w stosunku do wyniku uzyskanego w niższym rzędzie \Rightarrow sumę można przedstawić jako **szereg geometryczny**:

$$e = e_0 \left\{ 1 - \text{loop} + \left[\text{loop} \right]^2 - \dots \right\}$$

Wynik dodania wszystkich diagramów dla **ładunku elementarnego e_0** jest równoważny wyjściowemu diagramowi z **efektywną wartością e ładunku**

$$e^2 = \frac{e_0^2}{1 - \frac{e_0^2}{12\pi^2} \log\left(\frac{Q^2}{E_{max}^2}\right)}$$

\Rightarrow poprawki wyższych rzędów możemy “ukryć” **redefiniując ładunek!**

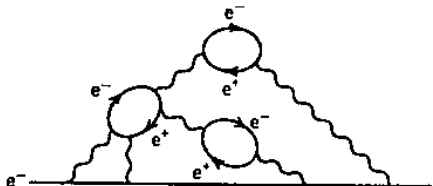
Ładunek elementarny

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

Ładunek elementarny

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

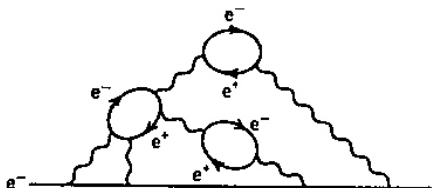
Ale w QED elektron nigdy nie jest “goły”.
Cały czas emituje wirtualne fotony, które z kolei mogą konwertować w pary e^+e^- (w dowolne dwie cząstki naładowane).



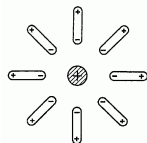
Ładunek elementarny

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 dowolne dwie cząstki naładowane).



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



"Polaryzacja próżni"
 \Rightarrow "efektywny" ładunek elektronu jest mniejszy niż "goły" ładunek.

Renormalizacja

Po zsumowaniu wiodących poprawek wszystkich rzędów wciąż pozostaje zależność mierzonego ładunku od E_{max} (maksymalnej energii wirtualnego elektronu w pętli). Możemy to zapisać w postaci związku na α_{em}

$$\alpha_{em}(Q^2) = \frac{\alpha_0}{1 - \frac{\alpha_0}{3\pi} \log\left(\frac{Q^2}{E_{max}^2}\right)}$$

gdzie α_0 - “goła” stała sprzężenia, $\alpha_{em}(Q^2)$ - stała “efektywna”

Renormalizacja

Po zsumowaniu wiodących poprawek wszystkich rzędów wciąż pozostaje zależność mierzonego ładunku od E_{max} (maksymalnej energii wirtualnego elektronu w pętli). Możemy to zapisać w postaci związku na α_{em}

$$\alpha_{em}(Q^2) = \frac{\alpha_0}{1 - \frac{\alpha_0}{3\pi} \log\left(\frac{Q^2}{E_{max}^2}\right)}$$

gdzie α_0 - “goła” stała sprzężenia, $\alpha_{em}(Q^2)$ - stała “efektywna”

Problem w tym, że **nie ma** żadnego ograniczenia na E_{max} !
(jeśli fluktuacje są odpowiednio krótkie, zgodnie z zasadą nieoznaczoności).

Renormalizacja

Po zsumowaniu wiodących poprawek wszystkich rzędów wciąż pozostaje zależność mierzonego ładunku od E_{max} (maksymalnej energii wirtualnego elektronu w pętli). Możemy to zapisać w postaci związku na α_{em}

$$\alpha_{em}(Q^2) = \frac{\alpha_0}{1 - \frac{\alpha_0}{3\pi} \log\left(\frac{Q^2}{E_{max}^2}\right)}$$

gdzie α_0 - “goła” stała sprzężenia, $\alpha_{em}(Q^2)$ - stała “efektywna”

Problem w tym, że nie ma żadnego ograniczenia na E_{max} !
(jeśli fluktuacje są odpowiednio krótkie, zgodnie z zasadą nieoznaczoności).

Dla $E_{max} \rightarrow \infty$ mamy jednak: $\alpha_{em}(Q^2) \rightarrow 0$!?

Albo musimy dopuścić możliwość, że $\alpha_0 \rightarrow \infty$!?...

Renormalizacja

Wyjściem z sytuacji jest “renormalizacja”.

Rezygnujemy z niefizycznej (bo niemierzalnej) koncepcji “gołego ładunku”.
Takie same poprawki pętlowe pojawiają się w każdym procesie, nie możemy ich wyeliminować, nigdy nie zmierzmy tylko wiodącego diagramu...

Renormalizacja

Wyjściem z sytuacji jest “renormalizacja”.

Rezygnujemy z niefizycznej (bo niemierzalnej) koncepcji “gołego ładunku”.
Takie same poprawki pętlowe pojawiają się w każdym procesie, nie możemy ich wyeliminować, nigdy nie zmierzmy tylko wiodącego diagramu...

Jako “punkt odniesienia” wprowadzamy dowolną skalę μ^2 .

Może to być skala przy której najdokładniej zmierzylśmy α_{em}

Otrzymujemy związek między stałymi sprzężenia przy skalach Q^2 i μ^2 :

$$\alpha_{em}(Q^2) = \frac{\alpha_{em}(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha_{em}(\mu^2)}{3\pi} \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)}$$

⇒ wyeliminowaliśmy (niefizyczną) zależności od E_{max}

Renormalizacja

Wyjściem z sytuacji jest “renormalizacja”.

Rezygnujemy z niefizycznej (bo niemierzalnej) koncepcji “gołego ładunku”.
 Takie same poprawki pętlowe pojawiają się w każdym procesie, nie możemy ich wyeliminować, nigdy nie zmierzmy tylko wiodącego diagramu...

Jako “punkt odniesienia” wprowadzamy dowolną skalę μ^2 .

Może to być skala przy której najdokładniej zmierzylimy α_{em}

Otrzymujemy związek między stałymi sprzężenia przy skalach Q^2 i μ^2 :

$$\alpha_{em}(Q^2) = \frac{\alpha_{em}(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha_{em}(\mu^2)}{3\pi} \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)}$$

⇒ wyeliminowaliśmy (niefizyczną) zależności od E_{max}

⇒ pojawiła się zależność stałej sprzężenia od skali Q^2 !

⇒ **Biegąca stała sprzężenia**

Biegająca stała sprzężenia

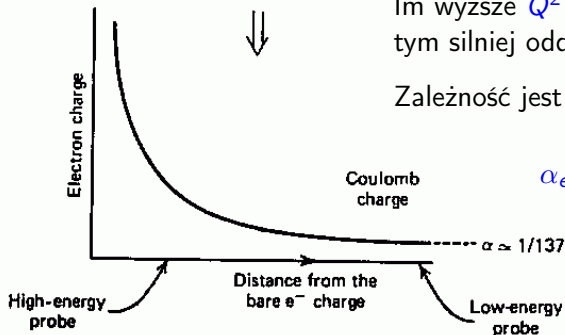
“Tablicowa” wartość odpowiada oddziaływaniu na duże odległości, czyli z małym przekazem energii $Q^2 \rightarrow 0$:



$$\alpha_{em}(0) \approx \frac{1}{137}$$

Im wyższe Q^2 (\Rightarrow **mniejsze odległości**) tym silniej oddziałuje elektron.

Zależność jest jednak bardzo słaba:



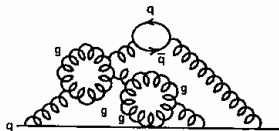
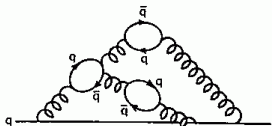
$$\alpha_{em}(M_Z^2) \approx \frac{1}{128}$$

Biegająca stała sprzężenia

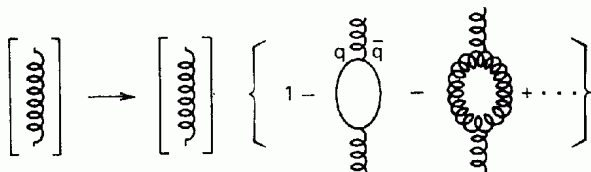
Z podobną (ale nie identyczną) sytuacją mamy do czynienia w oddziaływaniach silnych.

Kwark emituje wirtualne gluony, które mogą konwertować w pary $q\bar{q}$:

Gluony mogą jednak także konwertować na pary gluonów:



Musimy sumować poprawki od pętli kwarkowych i gluonowych:

$$\left[\text{gluon} \right] \rightarrow \left[\text{gluon} \right] \left\{ 1 - \text{quark loop} - \text{gluon loop} + \dots \right\}$$


The diagrammatic equation shows the renormalization of a gluon propagator. On the left, a gluon line is enclosed in square brackets. An arrow points to the right-hand side, which consists of a gluon line in brackets followed by a curly brace containing a series of terms: a constant '1', a quark loop correction (a loop of quark and antiquark lines connected by gluon lines), a gluon loop correction (a loop of gluon lines), and an ellipsis indicating higher-order terms.

Biegająca stała sprzężenia

W podobny sposób jak dla QED otrzymujemy zależność

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{\alpha_S(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_S(\mu^2)}{12\pi} (33 - 2 n_f) \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)}$$

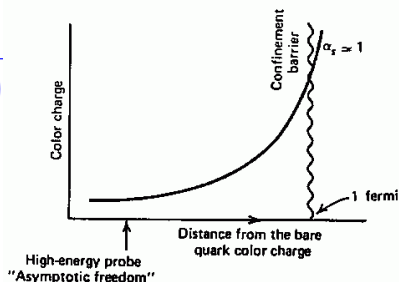
n_f jest liczbą "aktywnych" zapachów kwarków (kwarków, dla których $m_q^2 < Q^2$).

Oddziaływania silne rosną dla $Q^2 \rightarrow 0 \Rightarrow$ uwięzienie kwarków ($\alpha_S \gg 1$)

Dla dużych Q^2 oddziaływania silne stają coraz słabsze

\Rightarrow asymptotyczna swoboda QCD ($\alpha_S \ll 1$)

Obecność pętli gluonowych zmienia charakter zależności:



Podsumowanie

Idea renormalizacji pochodzi od Kramersa (1938).

Zauważył on, że w elektrodynamice kwantowej (QED) nieskończoności występują tylko w kilku wyrażeniach związanych z masą i ładunkiem.

Zarówno masa jak i ładunek są wolnymi parametrami QED, teoria nie przewiduje ich wartości.

Podsumowanie

Idea renormalizacji pochodzi od Kramersa (1938).

Zauważył on, że w elektrodynamice kwantowej (QED) nieskończoności występują tylko w kilku wyrażeniach związanych z masą i ładunkiem.

Zarówno masa jak i ładunek są wolnymi parametrami QED, teoria nie przewiduje ich wartości.

Możemy przedefiniować te parametry tak, żeby “ukryć” w nich występujące w rachunkach nieskończoności.

Pozbywamy się nieskończoności posługując się wielkościami mierzonymi zamiast parametrów “teoretycznych” (bez poprawek, “gołych”).

Podsumowanie

Idea renormalizacji pochodzi od Kramersa (1938).

Zauważył on, że w elektrodynamice kwantowej (QED) nieskończoności występują tylko w kilku wyrażeniach związanych z masą i ładunkiem.

Zarówno masa jak i ładunek są wolnymi parametrami QED, teoria nie przewiduje ich wartości.

Możemy przedefiniować te parametry tak, żeby “ukryć” w nich występujące w rachunkach nieskończoności.

Pozbywamy się nieskończoności posługując się wielkościami mierzonymi zamiast parametrów “teoretycznych” (bez poprawek, “gołych”).

Teoria musi być renormalizowalna, żeby dawać ściśle przewidywania!

Za pokazanie, że teoria oddziaływań elektroślabych jest renormalizowalna Gerard 't Hooft i Martin J. G. Veltman otrzymali Nagrodę Nobla 1999.

- 1 Rachunek zaburzeń
- 2 Renormalizacja
- 3 Twierdzenie Noether**
- 4 Spontaniczne łamanie symetrii
- 5 Mechanizm Higgsa
- 6 Model Standardowy

Twierdzenie Noether (1918)

Każdej ciągłej symetrii praw fizyki (czyli takiemu przekształceniu, które nie zmienia zachowania badanych układów fizycznych) odpowiada prawo zachowania.

Jest to jedno z najbardziej fundamentalnych praw współczesnej fizyki

Twierdzenie Noether (1918)

Każdej ciągłej **symetrii** praw fizyki (czyli takiemu przekształceniu, które nie zmienia zachowania badanych układów fizycznych) odpowiada **prawo zachowania**.

Jest to jedno z najbardziej fundamentalnych praw współczesnej fizyki

Przykład 1

Jeśli zmienimy czas z letniego na zimowy to nie zmienia to praw fizyki.

Pomiar czasu można rozpocząć w dowolnym momencie, nie istnieje “czas absolutny” (wyróżniona chwila $t = 0$)

Twierdzenie Noether (1918)

Każdej ciągłej symetrii praw fizyki (czyli takiemu przekształceniu, które nie zmienia zachowania badanych układów fizycznych) odpowiada prawo zachowania.

Jest to jedno z najbardziej fundamentalnych praw współczesnej fizyki

Przykład 1

Jeśli zmienimy czas z letniego na zimowy to nie zmienia to praw fizyki.

Pomiar czasu można rozpocząć w dowolnym momencie, nie istnieje “czas absolutny” (wyróżniona chwila $t = 0$)

Prawa przyrody są niezmiennicze względem przesunięcia w czasie

⇒ Zasada Zachowania Energii

Twierdzenie Noether (1918)

Każdej ciągłej symetrii praw fizyki (czyli takiemu przekształceniu, które nie zmienia zachowania badanych układów fizycznych) odpowiada prawo zachowania.

Jest to jedno z najbardziej fundamentalnych praw współczesnej fizyki

Przykład 2

Jeśli odległość będziemy mierzyć w jardach to nie zmienia to praw fizyki.

Wybór jednostki długości i punktu zerowego jest zawsze umowny, nie istnieje wyróżniony układ odniesienia

Twierdzenie Noether (1918)

Każdej ciągłej **symetrii** praw fizyki (czyli takiemu przekształceniu, które nie zmienia zachowania badanych układów fizycznych) odpowiada **prawo zachowania**.

Jest to jedno z najbardziej fundamentalnych praw współczesnej fizyki

Przykład 2

Jeśli odległość będziemy mierzyć w jardach to nie zmienia to praw fizyki.

Wybór jednostki długości i punktu zerowego jest zawsze umowny, nie istnieje wyróżniony układ odniesienia

Prawa przyrody są **niezmiennicze względem przesunięcia w przestrzeni**

⇒ Zasada Zachowania Pędu

Mechanika kwantowa

Ruch cząstki to rozchodzenie się “fali prawdopodobieństwa”

Falę opisuje tzw. funkcja falowa $\psi(\vec{r}, t)$, której ewolucję potrafimy opisać odpowiednimi równaniami (np. równanie Schrödingera, 1925)

Kwadrat amplitudy funkcji falowej daje nam **prawdopodobieństwo**

znalezienia cząstki w danym miejscu i danej chwili czasu $p = |\psi(\vec{r}, t)|^2$

Mechanika kwantowa

Ruch cząstki to rozchodzenie się "fali prawdopodobieństwa"

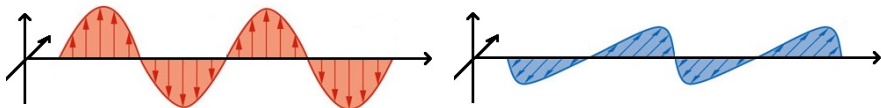
Falę opisuje tzw. funkcja falowa $\psi(\vec{r}, t)$, której ewolucję potrafimy opisać odpowiednimi równaniami (np. równanie Schrödingera, 1925)

Kwadrat amplitudy funkcji falowej daje nam **prawdopodobieństwo** znalezienia cząstki w danym miejscu i danej chwili czasu $p = |\psi(\vec{r}, t)|^2$

Funkcje falowe są zespolone, ale wynik pomiaru **nie zależy od fazy**

Faza ("polaryzacja fali") jest **nieistotna!**

⇒ dodatkowa **symetria cechowania**



Mechanika kwantowa

Ruch cząstki to rozchodzenie się "fali prawdopodobieństwa"

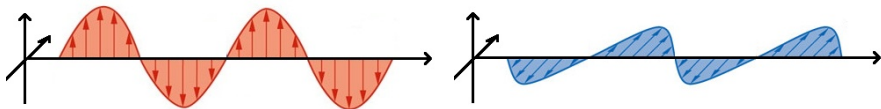
Falę opisuje tzw. funkcja falowa $\psi(\vec{r}, t)$, której ewolucję potrafimy opisać odpowiednimi równaniami (np. równanie Schrödingera, 1925)

Kwadrat amplitudy funkcji falowej daje nam **prawdopodobieństwo** znalezienia cząstki w danym miejscu i danej chwili czasu $p = |\psi(\vec{r}, t)|^2$

Funkcje falowe są zespolone, ale wynik pomiaru **nie zależy od fazy**

Faza ("polaryzacja fali") jest **nieistotna!**

⇒ dodatkowa **symetria cechowania**



Niezmienniczość względem transformacji cechowania

⇒ Zasada Zachowania Ładunku

Funkcja falowa

Transformacja **obrotu fazy** o **ustalony** kąt α : $\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \cdot \psi(x)$

\Rightarrow “globalna” symetria cechowania

Funkcja falowa

Transformacja **obrotu fazy** o **ustalony** kąt α : $\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \cdot \psi(x)$
 \Rightarrow **“globalna”** symetria cechowania

Jeśli faza funkcji falowej nie jest mierzalna to czy nasza teoria jest też niezmiennicza względem **“lokalnej”** symetrii cechowania:

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \cdot \psi(x)$$

gdzie kąt obrotu fazy $\alpha(x)$ zależy od położenia (i czasu) ?

Funkcja falowa

Transformacja **obrotu fazy** o **ustalony** kąt α : $\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \cdot \psi(x)$
 \Rightarrow “**globalna**” symetria cechowania

Jeśli faza funkcji falowej nie jest mierzalna to czy nasza teoria jest też niezmiennicza względem “**lokalnej**” symetrii cechowania:

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \cdot \psi(x)$$

gdzie kąt obrotu fazy $\alpha(x)$ zależy od położenia (i czasu) ?

Nie jest to możliwe dla swobodnej cząstki.

Musimy dodać do teorii opis oddziaływań elektromagnetycznych (!)

Z **niezmienniczości** względem **lokalnej** symetrii cechowania otrzymujemy

Elektrodynamikę Kwantową (QED)

pełną teorię oddziałujących ładunków elektrycznych i fotonów

- 1 Rachunek zaburzeń
- 2 Renormalizacja
- 3 Twierdzenie Noether
- 4 Spontaniczne łamanie symetrii**
- 5 Mechanizm Higgsa
- 6 Model Standardowy

Założenie **symetrii cechowania** pozwala na bardzo prosty i elegancki **opis wszystkich oddziaływań** cząstek w Modelu Standardowym, w języku kwantowej teorii pola. **Opis taki wprowadzono z powodzeniem dla oddziaływań elektromagnetycznych (QED) i silnych (QCD).**

Założenie **symetrii cechowania** pozwala na bardzo prosty i elegancki **opis wszystkich oddziaływań** cząstek w Modelu Standardowym, w języku kwantowej teorii pola. **Opis taki wprowadzono z powodzeniem dla oddziaływań elektromagnetycznych (QED) i silnych (QCD).**

Z **symetrii** cechowania wynika jednak, że wszystkie nośniki oddziaływań powinny być **bezmasowe**.

Foton nie ma masy, podobnie gluon...

Założenie **symetrii cechowania** pozwala na bardzo prosty i elegancki **opis wszystkich oddziaływań** cząstek w Modelu Standardowym, w języku kwantowej teorii pola. **Opis taki wprowadzono z powodzeniem dla oddziaływań elektromagnetycznych (QED) i silnych (QCD).**

Z **symetrii** cechowania wynika jednak, że wszystkie nośniki oddziaływań powinny być **bezmasowe**.

Foton nie ma masy, podobnie gluon...

Z drugiej strony **doświadczenie** pokazuje, że bozony W^\pm i Z^0 mają **niezerową masę...**

⇒ czy potrafimy pogodzić wymóg symetrii z doświadczeniem ?!

Jak sformułować kwantową teorię oddziaływań słabych?

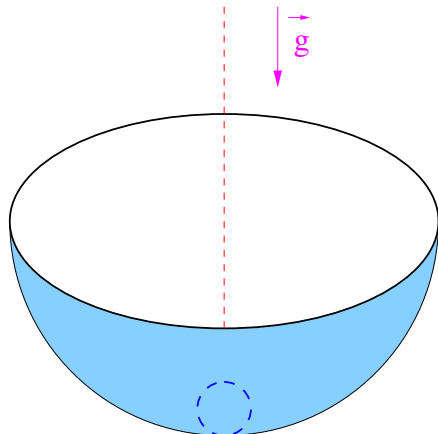
Czy w symetrycznym świecie mogą istnieć stany łamiące symetrię?

Analogia klasyczna

Podobny problem spotykamy rozważając kulkę w osiowo-symetrycznej czaszy (w jednorodnym polu grawitacyjnym).

Nawet jeśli nie znamy kształtu czaszy możemy oczekiwać, że położenie równowagi kulki znajduje się na osi symetrii czaszy.

Niezależnie od warunków początkowych kulka powinna się tam w końcu znaleźć...

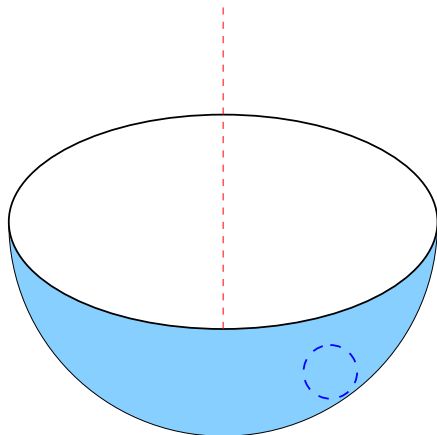


Analogia klasyczna

Podobny problem spotykamy
rozważając kulkę w
osiowo-symetrycznej czaszy
(w jednorodnym polu grawitacyjnym).

Nawet jeśli **nie znamy kształtu** czaszy
możemy oczekiwać, że **położenie**
równowagi kulki znajduje się **na osi**
symetrii czaszy.

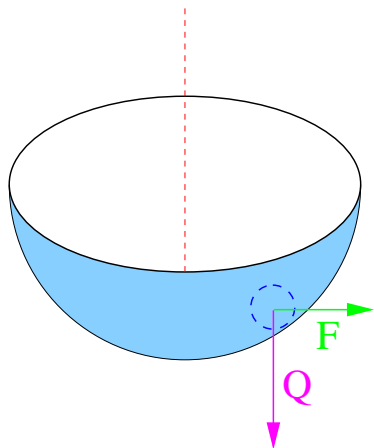
Jednak doświadczenie może wykazać,
że kulka nie znajduje się na osi
symetrii !...



Analogia klasyczna

Możliwe wytłumaczenia:

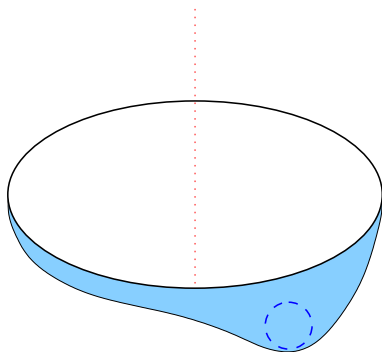
- na kulkę działa dodatkowa siła, skierowana **pod kątem** do osi



Analogia klasyczna

Możliwe wytłumaczenia:

- na kulkę działa dodatkowa siła, skierowana **pod kątem** do osi
 - czasza **nie ma symetrii** osiowej
- ⇒ w obu tych przypadkach musimy przyznać, że nasza symetria jest **“złamana”** (nie obowiązuje)



Analogia klasyczna

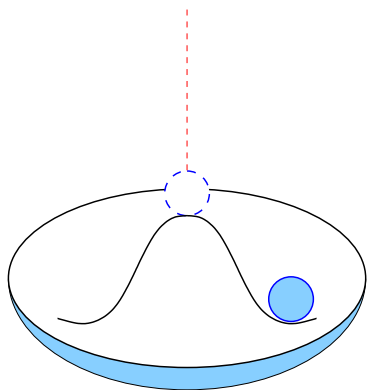
Możliwe wytłumaczenia:

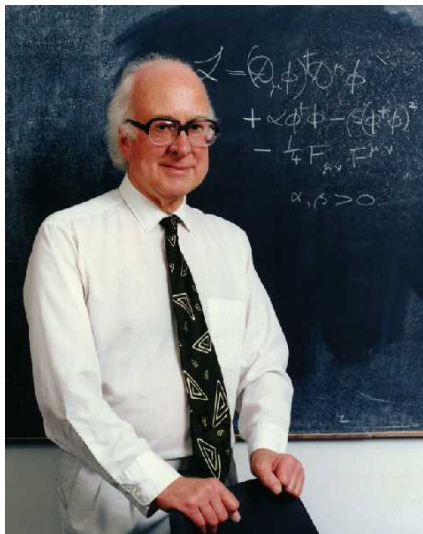
- na kulkę działa dodatkowa siła, skierowana **pod kątem** do osi
- czasza **nie ma symetrii** osiowej
 - ⇒ w obu tych przypadkach musimy przyznać, że nasza symetria jest **“złamana”** (nie obowiązuje)
- czasza **zachowuje symetrię osiową**

ale położenie na osi nie jest stanem równowagi trwałej

⇒ kulka stacza się wybierając jedno z **wielu możliwych** położen równowagi

Stoczenie się kulki powoduje spontaniczne złamanie symetrii !



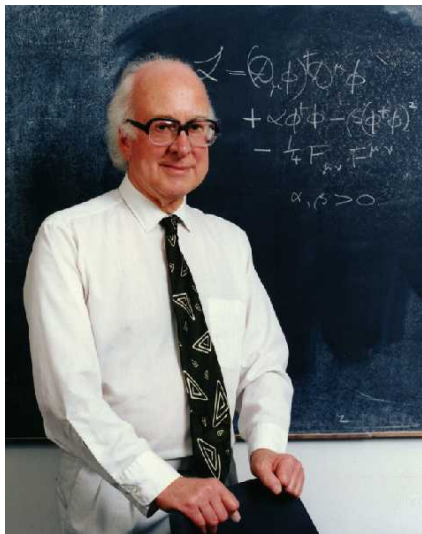


Na możliwość nadania mas nośnikom oddziaływań poprzez spontaniczne łamanie symetrii wskazał czterdzieści lat temu (1964) m.in.[†] Peter W. Higgs.

Mechanizm spontanicznego łamania symetrii, zwany także **mechanizmem Higgsa**, jest podstawą współczesnej teorii oddziaływań elektroslabych.

Wszystkie cząstki uzyskują **masę** poprzez oddziaływanie z polem Higgsa!

[†] wymieniani są także Anderson, Brout, Englert, Guralnik, Hagen, Kibble i 't Hooft



Na możliwość nadania mas nośnikom oddziaływań poprzez spontaniczne łamanie symetrii wskazał czterdzieści lat temu (1964) m.in.[†] Peter W. Higgs.

Mechanizm spontanicznego łamania symetrii, zwany także **mechanizmem Higgsa**, jest podstawą współczesnej teorii oddziaływań elektroslabych.

Wszystkie cząstki uzyskują **masę** poprzez oddziaływanie z polem Higgsa!

Oczekujemy także istnienia **dotychczasowej cząstki: bozonu Higgsa**

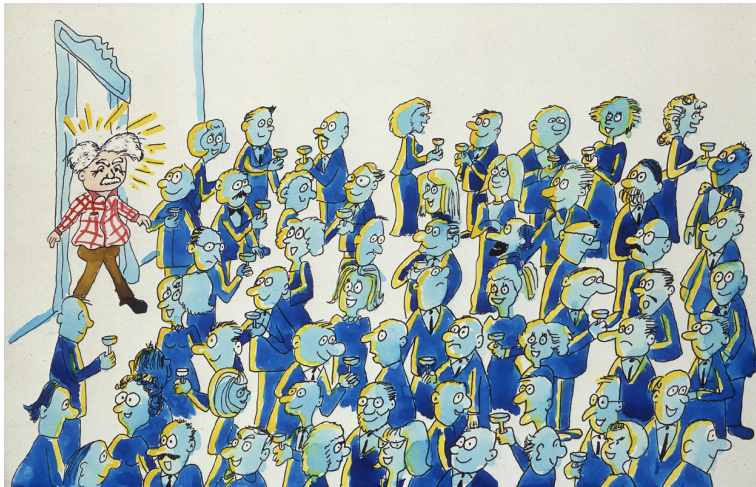
[†] wymieniani są także Anderson, Brout, Englert, Guralnik, Hagen, Kibble i 't Hooft

- 1 Rachunek zaburzeń
- 2 Renormalizacja
- 3 Twierdzenie Noether
- 4 Spontaniczne łamanie symetrii
- 5 Mechanizm Higgsa**
- 6 Model Standardowy

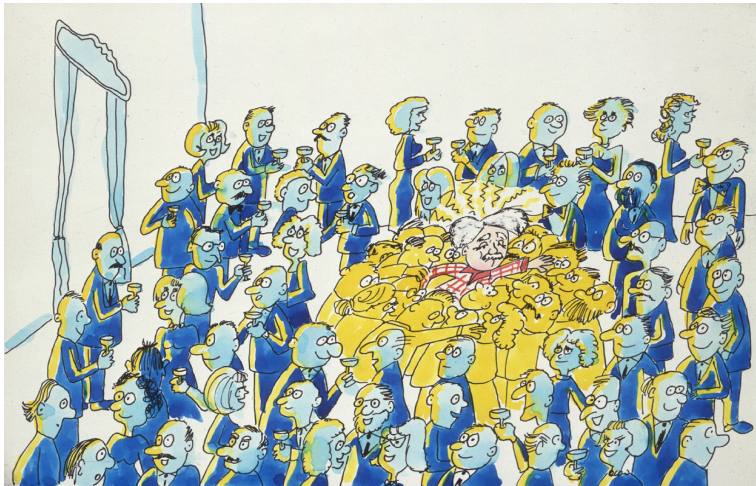
Wyobraźmy sobie salę bankietową
równomiernie wypełnioną ludźmi (pole Higgsa)



Pojawia się sławny naukowiec (bozon cechowania)
przyciągając uwagę zebranych...



Ludzie cisnący się wokół naukowca
utrudniają mu poruszanie się (nadają mu masę)



Ludzie na bankiecie (**pole Higgsa**) mogą też **spontanicznie** tworzyć “**zgęszczenia**” ⇒ oczekujemy istnienia dodatkowej **cząstki Higgsa**



Spontaniczne łamanie symetrii na poziomie kwantowym jest kluczowym elementem koniecznym do budowy **Modelu Standardowego**.

Ale przykłady też znamy z życia codziennego!

Przykład 1: Ustawiony pionowo ołówek zachowuje symetrię względem obrotu wokół osi pionowej:



Spontaniczne łamanie symetrii na poziomie kwantowym jest kluczowym elementem koniecznym do budowy **Modelu Standardowego**.

Ale przykłady też znamy z życia codziennego!

Przykład 1: Ustawiony pionowo ołówek zachowuje symetrię względem obrotu wokół osi pionowej:



Ale upadając wybiera spontanicznie jakiś (losowy) kierunek...

Spontaniczne łamanie symetrii na poziomie kwantowym jest kluczowym elementem koniecznym do budowy **Modelu Standardowego**.

Ale przykłady też znamy z życia codziennego!

Przykład 2: Zasiadanie przy okrągłym stole:



Gdy pierwsza osoba sięgnie (**spontanicznie**) po chleb z prawej lub lewej strony, wszyscy będą musieli zrobić tak samo...

Spontaniczne łamanie symetrii na poziomie kwantowym jest kluczowym elementem koniecznym do budowy **Modelu Standardowego**.

Ale przykłady też znamy z życia codziennego!

Przykład 3: Spadające krople wody mają pełną symetrię obrotową:



Spontaniczne łamanie symetrii na poziomie kwantowym jest kluczowym elementem koniecznym do budowy **Modelu Standardowego**.

Ale przykłady też znamy z życia codziennego!

Przykład 3: Spadające krople wody mają pełną symetrię obrotową:



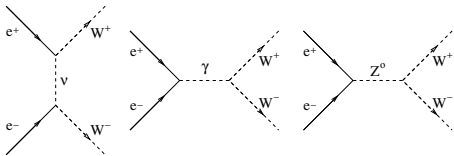
Ale gdy zamarzają tworzą płatki śniegu o mniejszej symetrii...

- 1 Rachunek zaburzeń
- 2 Renormalizacja
- 3 Twierdzenie Noether
- 4 Spontaniczne łamanie symetrii
- 5 Mechanizm Higgsa
- 6 Model Standardowy**

Przewidywania modelu

Oczekujemy, że model powinien dawać skończone przewidywania dla wszystkich możliwych procesów.

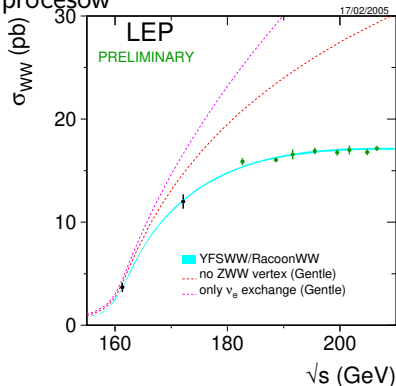
Produkcja par bozonów W^+W^- w zderzeniach e^+e^- :
wkład od trzech różnych procesów



Sprzężenia wynikają z symetrii/struktury Modelu Standardowego

⇒ ścisłe przewidywania teoretyczne

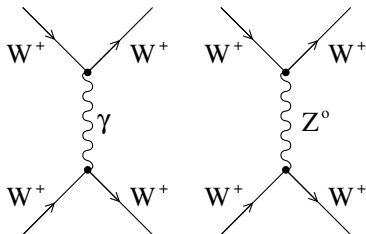
Doświadczalnie potwierdzone kasowanie rozbieżności od różnych procesów



Przewidywania modelu

Oczekujemy, że model powinien dawać **skończone przewidywania** dla wszystkich możliwych procesów.

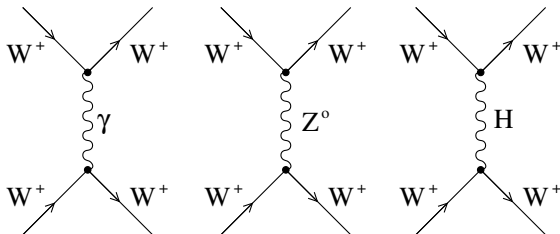
Rozbieżności pojawiają się także w rachunkach rozpraszania bozonów W^+



Przewidywania modelu

Oczekujemy, że model powinien dawać **skończone przewidywania** dla wszystkich możliwych procesów.

Rozbieżności pojawiają się także w rachunkach rozpraszania bozonów W^+



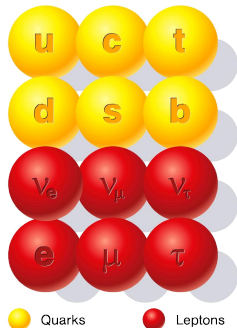
Dodatkowy diagram z wymiana bozonu Higgsa (H) konieczny, aby uzyskać skończone wyniki w granicy dużych energii zderzenie...

Bozon Higgsa nie tylko “nadaje masy”, ale też zapewnia konsystencje rachunków prowadzonych w ramach modelu...

Cząstki fundamentalne

Cząstki, które obecnie uważamy za **fundamentalne** w ramach tzw. **Modelu Standardowego** fizyki cząstek

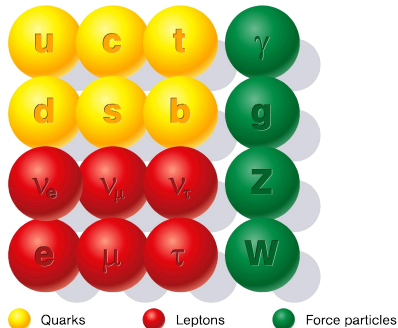
- cząstki materii
kwarki i leptony



Cząstki fundamentalne

Cząstki, które obecnie uważamy za **fundamentalne** w ramach tzw. **Modelu Standardowego** fizyki cząstek

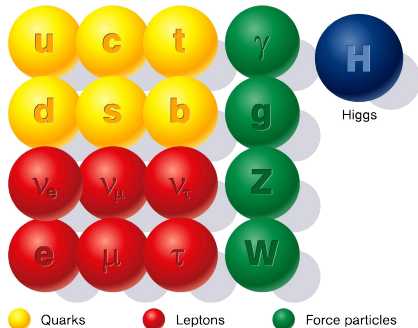
- cząstki materii
kwarki i leptony
- nośniki oddziaływań
 γ , g , W^\pm i Z^0



Cząstki fundamentalne

Cząstki, które obecnie uważamy za **fundamentalne** w ramach tzw. **Modelu Standardowego** fizyki cząstek

- cząstki materii
kwarki i leptony
- nośniki oddziaływań
 γ , g , W^\pm i Z^0
- bozon Higgsa
konieczny dla
spójności modelu
"Nadaje masy"
wszystkim cząstkom



Oddziaływania fundamentalne

Opis oddziaływań w Modelu Standardowym oparty jest na formalizmie tzw. kwantowych teorii pola (Quantum Field Theory, QFT).

Oddziaływania fundamentalne

Opis oddziaływań w Modelu Standardowym oparty jest na formalizmie tzw. kwantowych teorii pola (Quantum Field Theory, QFT).

Podstawą tego opisu jest zawsze dostrzeżenie **lokalnych symetrii cechowania**

- symetria względem obrotu fazy funkcji falowej: $U(1)$
⇒ opis oddziaływań elektromagnetycznych (QED), foton

Oddziaływania fundamentalne

Opis oddziaływań w Modelu Standardowym oparty jest na formalizmie tzw. kwantowych teorii pola (Quantum Field Theory, QFT).

Podstawą tego opisu jest zawsze dostrzeżenie **lokalnych symetrii cechowania**

- symetria względem obrotu fazy funkcji falowej: $U(1)$
⇒ opis oddziaływań elektromagnetycznych (QED), foton
- symetria względem zamiany kolorów cząstek: $SU(3)$
⇒ opis oddziaływań silnych (QCD), gluony

Oddziaływania fundamentalne

Opis oddziaływań w Modelu Standardowym oparty jest na formalizmie tzw. kwantowych teorii pola (Quantum Field Theory, QFT).

Podstawą tego opisu jest zawsze dostrzeżenie **lokalnych symetrii cechowania**

- symetria względem obrotu fazy funkcji falowej: $U(1)$
⇒ opis oddziaływań elektromagnetycznych (QED), foton
- symetria względem zamiany kolorów cząstek: $SU(3)$
⇒ opis oddziaływań silnych (QCD), gluony
- symetria względem zamiany cząstek w dubletach: $SU(2)$
⇒ opis oddziaływań słabych (model Weinberg'a-Salam'a), W^\pm , Z^0

Oddziaływania fundamentalne

Opis oddziaływań w Modelu Standardowym oparty jest na formalizmie tzw. kwantowych teorii pola (**Quantum Field Theory, QFT**).

Podstawą tego opisu jest zawsze dostrzeżenie **lokalnych symetrii cechowania**

- symetria względem obrotu fazy funkcji falowej: **$U(1)$**
⇒ opis oddziaływań elektromagnetycznych (QED), foton
- symetria względem zamiany kolorów cząstek: **$SU(3)$**
⇒ opis oddziaływań silnych (QCD), gluony
- symetria względem zamiany cząstek w dubletach: **$SU(2)$**
⇒ opis oddziaływań słabych (model Weinberg'a-Salam'a), W^\pm , Z^0

$$SM \equiv U(1) \times SU(2) \times SU(3)$$

Oddziaływania fundamentalne

Opis oddziaływań w Modelu Standardowym oparty jest na formalizmie tzw. kwantowych teorii pola (**Quantum Field Theory, QFT**).

Podstawą tego opisu jest zawsze dostrzeżenie **lokalnych symetrii cechowania**

- symetria względem obrotu fazy funkcji falowej: $U(1)$
⇒ opis oddziaływań elektromagnetycznych (QED), foton
- symetria względem zamiany kolorów cząstek: $SU(3)$
⇒ opis oddziaływań silnych (QCD), gluony
- symetria względem zamiany cząstek w dubletach: $SU(2)$
⇒ opis oddziaływań słabych (model Weinberg'a-Salam'a), W^\pm , Z^0

$$SM \equiv U(1) \times SU(2) \times SU(3)$$

+ spontaniczne łamanie symetrii konieczne do wytłumaczenia mas...