

Wszechświat Cząstek Elementarnych dla Humanistów

Model Standardowy

Aleksander Filip Żarnecki

Wykład ogólnouniwersytecki



21 listopada 2023

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

- 1 Rachunek zaburzeń (przypomnienie)
- 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)

przyporządkujemy odpowiednie wyrażenie algebraiczne, zależne od rodzaju oddziaływania, typu cząstki, jej parametrów (ładunku, energii, pędu, polaryzacji) itp.

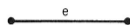
Następnie musimy tylko pracowicie przekształcić otrzymane wyrażenie na amplitudę, żeby dostać interesujący nas wynik. Dla najprostszych procesów można to zrobić na kartce papieru. Dla bardziej skomplikowanych mamy dedykowane programy komputerowe...

Diagramy Feynmana


zestaw reguł dla
Modelu Standardowego

F.Haltzen, A.D.Martin,
Quarks and Leptons

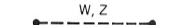




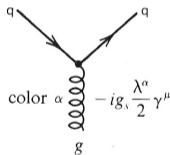
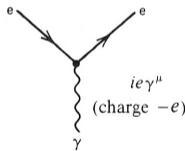
$$\frac{i}{(\not{p} - m)}$$



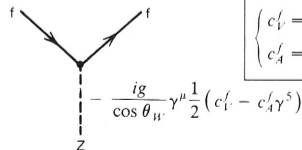
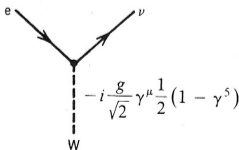
$$\frac{-ig_{\mu\nu}}{p^2}$$



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



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

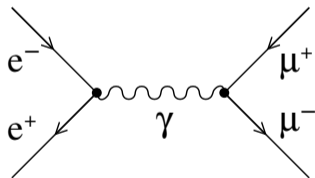


$$\left\{ \begin{aligned} c_V^f &= T_f^3 - 2 \sin^2 \theta_W Q_f \\ c_A^f &= T_f^3 \end{aligned} \right.$$

Przykład oszacowanie zależności od energii zderzenia

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: $\sim \sqrt{E}$

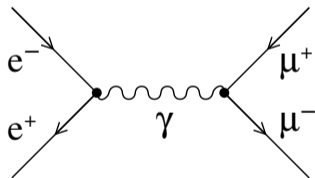
Ostatecznie okazuje się, że amplituda nie zależy od energii:

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

Przykład oszacowanie zależności od energii zderzenia

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:

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

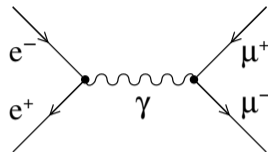
gdzie dla zderzenia wiązek przeciwbieżnych $s = 4 E^2$

zaniedbujemy ew. wkład od wymiany Z^0

Prawdopodobieństwo reakcji

Dlaczego narysowaliśmy tylko diagram z wymianą jednego fotonu?

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



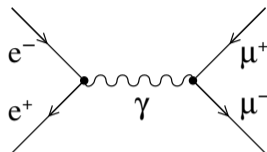
Prawdopodobieństwo reakcji

Dlaczego narysowaliśmy tylko diagram z wymianą jednego fotonu?

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

Ten diagram daje dominujący wkład bo α_{em} jest małe! $\sim \frac{1}{137}$

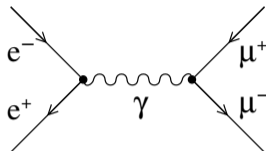
wiodący rząd rachunku (ang. leading order, LO)



Prawdopodobieństwo reakcji

Dlaczego narysowaliśmy tylko diagram z wymianą jednego fotonu?

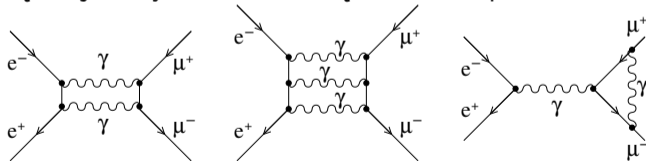
dwa wierzchołki $\Rightarrow \sigma \sim \alpha_{em}^2$



Ten diagram daje dominujący wkład bo α_{em} jest małe! $\sim \frac{1}{137}$

wiodący rząd rachunku (ang. leading order, LO)

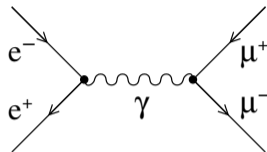
Procesy z wymianą większej liczby fotonów też są możliwe, np:



Prawdopodobieństwo reakcji

Dlaczego narysowaliśmy tylko diagram z wymianą jednego fotonu?

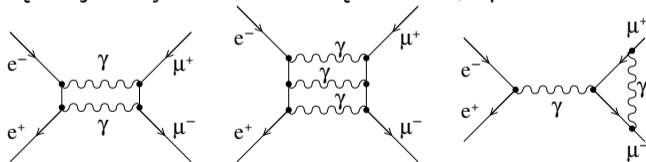
dwa wierzchołki $\Rightarrow \sigma \sim \alpha_{em}^2$



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 α_{em}

\Rightarrow procesy “wyższych rzędów” (ang. higher order)

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

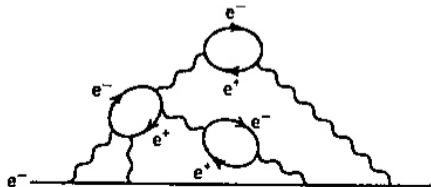
Ładunek elementarny

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.

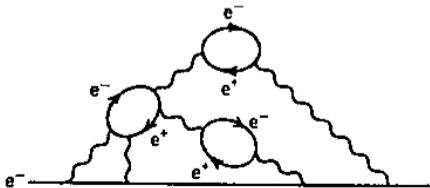
Ale w QED elektron nigdy **nie jest** “goły”.
Cały czas emituje **wirtualne fotony**, które z kolei mogą konwertować w **pary $e^+ e^-$** (w dowolne dwie cząstki naładowane).



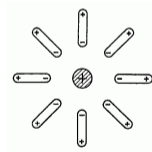
Ładunek elementarny

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.

Elektromagnetyczna “stała” sprzężenia

Efekt “polaryzacji próżni” widzimy w naszych rachunkach: 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”

Zamieniając w rachunkach α_0 na $\alpha_{em}(Q^2)$ możemy “zapomnieć” o poprawkach pętlowych...

Elektromagnetyczna “stała” sprzężenia

Efekt “polaryzacji próżni” widzimy w naszych rachunkach: 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).

Elektromagnetyczna “stała” sprzężenia

Efekt “polaryzacji próżni” widzimy w naszych rachunkach: 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} :

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

gdzie α_o - “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 $\alpha_o \rightarrow \infty$!?...

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 zmierzaliśmy 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 zmierzaliśmy 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 !

⇒ **Biegająca stała sprzężenia**

Renormalizacja

Kramersa (1938) zauważył, 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.

Renormalizacja

Kramersa (1938) zauważył, 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” (“prawdziwych”, bez poprawek, “gołych”).

Renormalizacja

Kramersa (1938) zauważył, 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” (“prawdziwych”, bez poprawek, “gołych”).

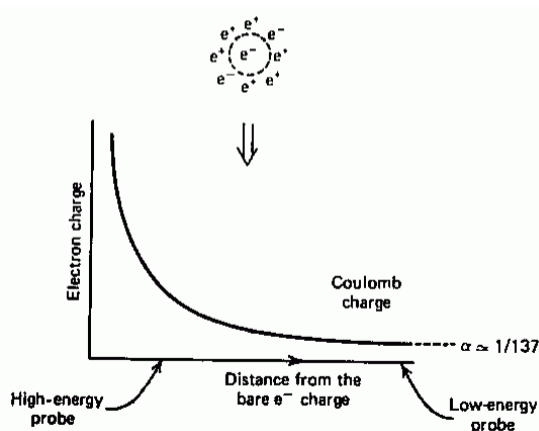
Teoria musi być renormalizowalna, żeby mogła dawać wiarygodne, ścisłe przewidywania!

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

Biegająca stała sprzężenia QED

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

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



Biegająca stała sprzężenia QED

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



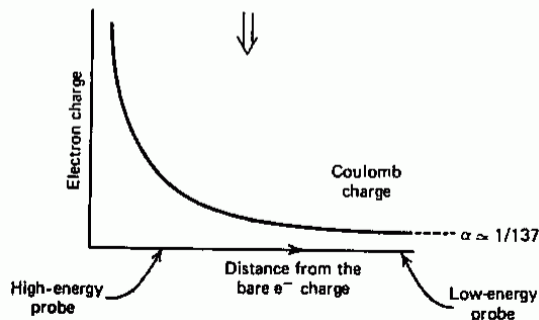
$$\alpha_{em}(0) \approx \frac{1}{137}$$

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

Jego obserwowany ładunek rośnie!

Zależność jest jednak bardzo słaba:

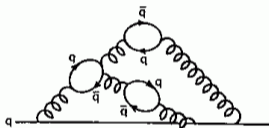
$$\alpha_{em}(M_Z^2) \approx \frac{1}{128}$$



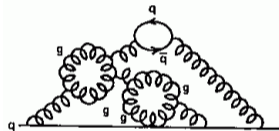
Biegąca stała sprzężenia QCD

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**:

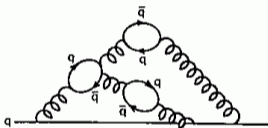
$$\left[\text{gluon} \right] \rightarrow \left[\text{gluon} \right] \left\{ 1 - \text{quark loop} - \text{gluon loop} + \dots \right\}$$

The diagram shows the renormalization of a gluon propagator. On the left, a curly line representing a gluon is enclosed in square brackets. An arrow points to the same curly line in brackets, followed by a curly brace containing a series of terms: '1' (representing the tree-level propagator), a minus sign, a quark loop diagram (a circle with a quark line and a quark-antiquark line), another minus sign, a gluon loop diagram (a circle with two gluon lines), and a plus sign followed by an ellipsis '...'.

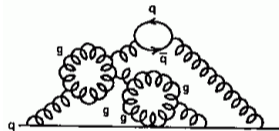
Biegąca stała sprzężenia QCD

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 diagram shows a curly line representing a gluon propagator. An arrow points to another curly line, followed by a curly bracket containing a series of terms: '1', a quark loop diagram (a circle with a quark line and an antiquark line), a minus sign, a gluon loop diagram (a circle with a gluon line), and a plus sign followed by an ellipsis.

Ale dominującą wkłady od pętli gluonowych, które mają przeciwny znak niż od kwarkowych !!!

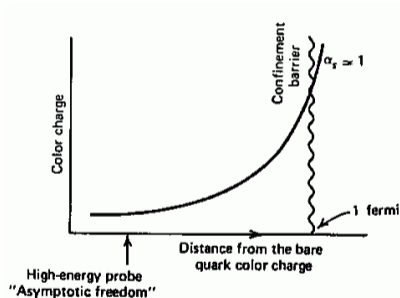
Biegająca stała sprzężenia QCD

W podobny sposób jak dla QED otrzymujemy zależność:

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

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

Obecność pętli gluonowych zmienia charakter zależności (znak w mianowniku):



Biegąca stała sprzężenia QCD

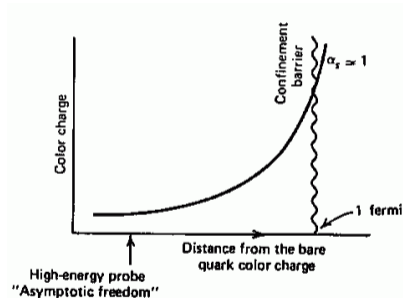
W podobny sposób jak dla QED otrzymujemy zależność:

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

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

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

Obecność pętli gluonowych zmienia charakter zależności (znak w mianowniku):



Biegająca stała sprzężenia QCD

W podobny sposób jak dla QED otrzymujemy zależność:

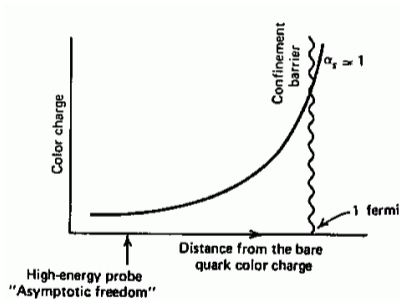
$$\alpha_S(Q^2) = \frac{\alpha_S(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_S(\mu^2)}{12\pi} (33 - 2n_f) \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)}$$

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

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

Dla małych odległości (dużych Q^2) oddziaływania silne stają się coraz słabsze \Rightarrow asymptotyczna swoboda QCD ($\alpha_S \ll 1$)

Obecność pętli gluonowych zmienia charakter zależności (znak w mianowniku):



- 1 Rachunek zaburzeń (przypomnienie)
- 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 zamiast metrów to nie zmieni 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 zamiast metrów to nie zmieni 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. r. Schrödingera, 1925)

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

Mechanika kwantowa

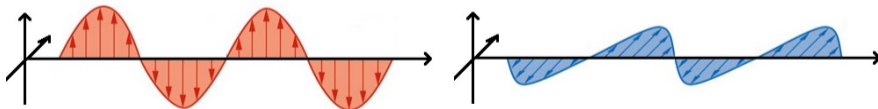
Ruch cząstki to rozchodzenie się “fali prawdopodobieństwa”. Falę opisuje tzw. funkcja falowa $\psi(\vec{r}, t)$, której ewolucję potrafimy opisać odpowiednimi równaniami (np. r. Schrödingera, 1925)

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

Funkcje falowe są zespolone (wartość “dwuwymiarowa”), ale wynik pomiaru **nie zależy od fazy**

Faza (“polaryzacja fali”, “kierunek” w płaszczyźnie zespolonej) jest **nieistotna!**

⇒ dodatkowa **symetria cechowania** (obrotu w płaszczyźnie zespolonej)



Mechanika kwantowa

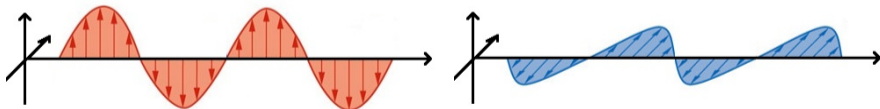
Ruch cząstki to rozchodzenie się “fali prawdopodobieństwa”. Falę opisuje tzw. funkcja falowa $\psi(\vec{r}, t)$, której ewolucję potrafimy opisać odpowiednimi równaniami (np. r. Schrödingera, 1925)

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

Funkcje falowe są zespolone (wartość “dwuwymiarowa”), ale wynik pomiaru **nie zależy od fazy**

Faza (“polaryzacja fali”, “kierunek” w płaszczyźnie zespolonej) jest **nieistotna!**

⇒ dodatkowa **symetria cechowania** (obrotu w płaszczyźnie zespolonej)



Niezmienniczość praw przyrody względem transformacji cechowania

⇒ Zasada Zachowania Ładunku

Funkcja falowa

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

Funkcja falowa

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 powinna też być 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

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 powinna też być 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 (przypomnienie)
- 2 Renormalizacja
- 3 Twierdzenie Noether
- 4 Spontaniczne łamanie symetrii**
- 5 Mechanizm Higgsa
- 6 Model Standardowy

Łamanie symetrii

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)**.

Łamanie symetrii

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...**

Łamanie symetrii

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?

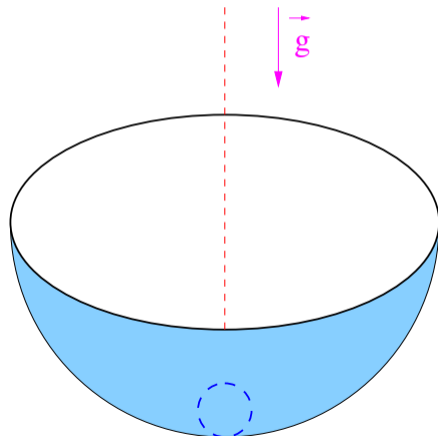
Czy w symetrycznym świecie mogą istnieć stany łamiące symetrię?

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 - pokaz



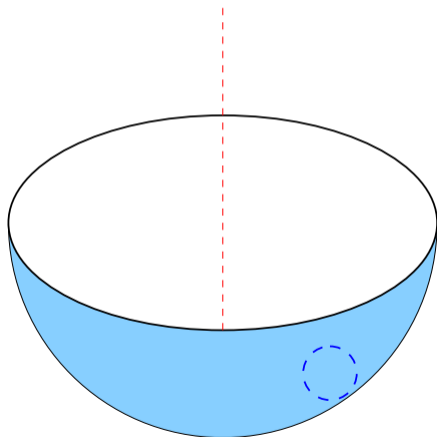
Analogia klasyczna

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 !...

⇒ **co nam to mówi!?**



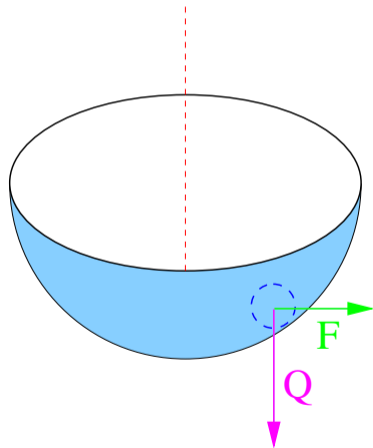
Analogia klasyczna - pokaz (2)



Analogia klasyczna

Możliwe wytłumaczenia:

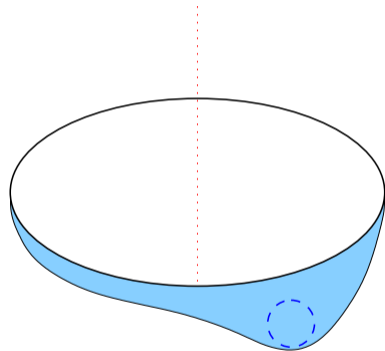
- na kulkę działa dodatkowa siła, skierowana **pod kątem**



Analogia klasyczna

Możliwe wytłumaczenia:

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



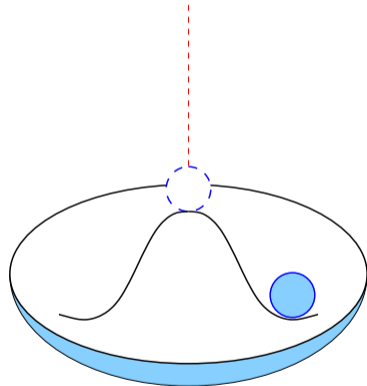
Analogia klasyczna

Możliwe wytłumaczenia:

- na kulkę działa dodatkowa siła, skierowana **pod kątem**
- 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** (równorzędnych) położen równowagi



Analogia klasyczna

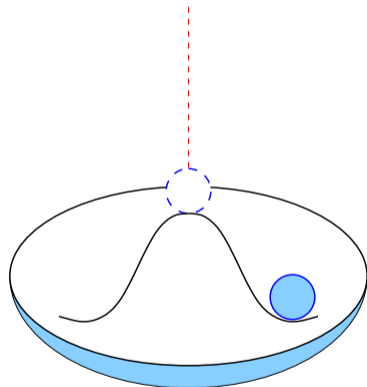
Możliwe wytłumaczenia:

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

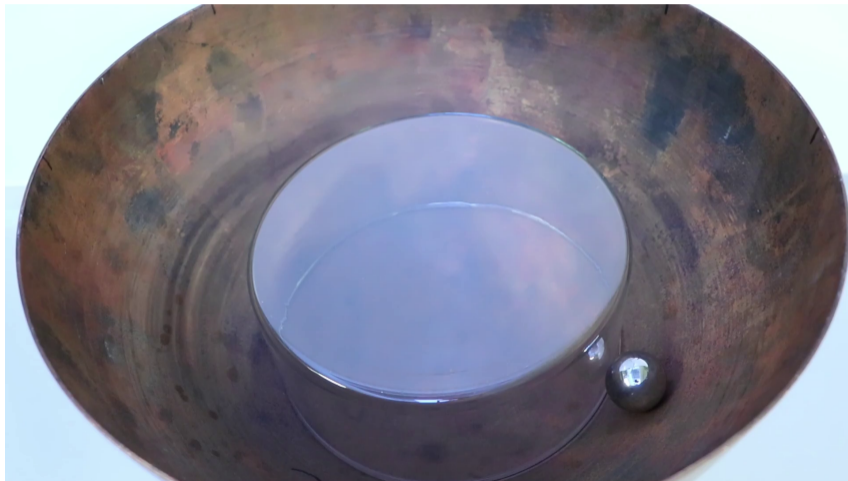
ale położenie na osi nie jest stanem równowagi trwałej

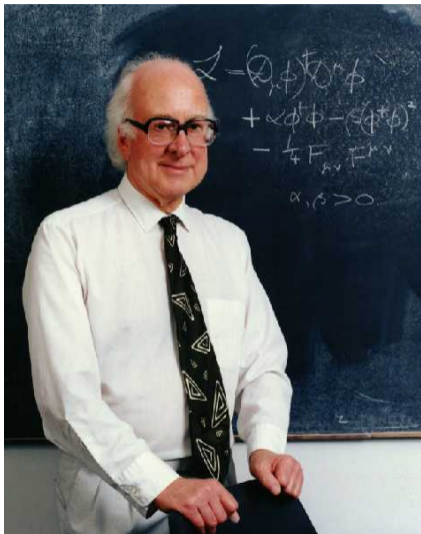
⇒ kulka stacza się wybierając jedno z **wielu możliwych** (równorzędnych) położen równowagi

Stoczenie się kulki powoduje spontaniczne złamanie symetrii !



Analogia klasyczna - pokaz (3)



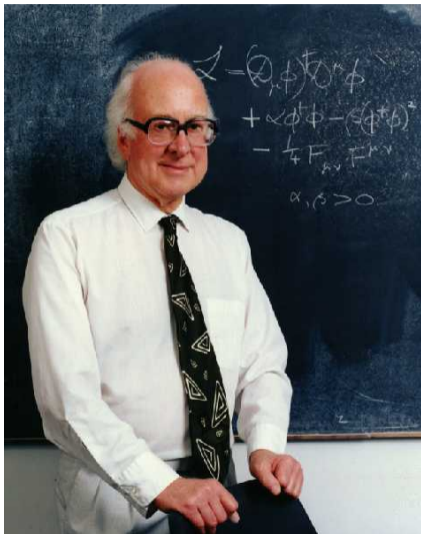


Na możliwość nadania mas nośnikom oddziaływań poprzez spontaniczne łamanie symetrii wskazał czterdzieści lat temu (1964) m.in.† Peter W. Higgs.

Mechanizm spontanicznego łamania symetrii, zwany także **mechanizmem Higgsa**, jest podstawą współczesnej teorii oddziaływań elektroslabych i całego Modelu Standardowego

Wszystkie cząstki, nie tylko bozony W^\pm i Z^0 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 i całego Modelu Standardowego

Wszystkie cząstki, nie tylko bozony W^\pm i Z^0 uzyskują **masę** poprzez **oddziaływanie z polem Higgsa**!

Teoria przewidywała także istnienie **dodatkowej cząstki**: **bozonu Higgsa**

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

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

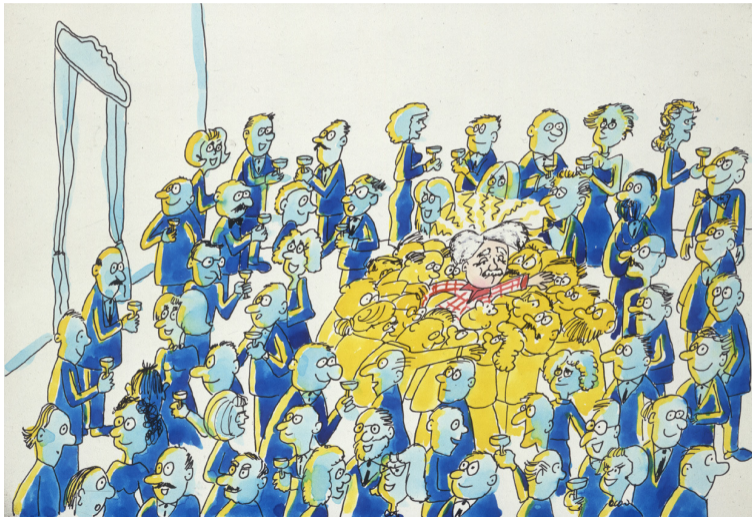
Wyobraźmy sobie salę bankietową **równomiernie** wypełnioną ludźmi (**pole Higgsa**)



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



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



Ludzie na bankiecie (**pole Higgsa**) mogą też **spontanicznie** tworzyć "zgęszczenia"



Ludzie na bankiecie (pole Higgsa) mogą też **spontanicznie** tworzyć "zgęszczenia"



Spontaniczne łamanie symetrii na poziomie kwantowym jest kluczowym elementem koniecznym do budowy **Modelu Standardowego**. Ale przykłady też znamy z życia codziennego!

Przykład 1: Kostka do gry jest symetrycznym sześcianem: - **pokaz**



Ale ustawia się spontanicznie jedną ze ścianek do góry (**całkowicie losowo**)

Spontaniczne łamanie symetrii na poziomie kwantowym jest kluczowym elementem koniecznym do budowy **Modelu Standardowego**. Ale przykłady też znamy z życia codziennego!

Przykład 2: Ustawiony pionowo ołówek zachowuje symetrię obrotu wokół osi pionowej:



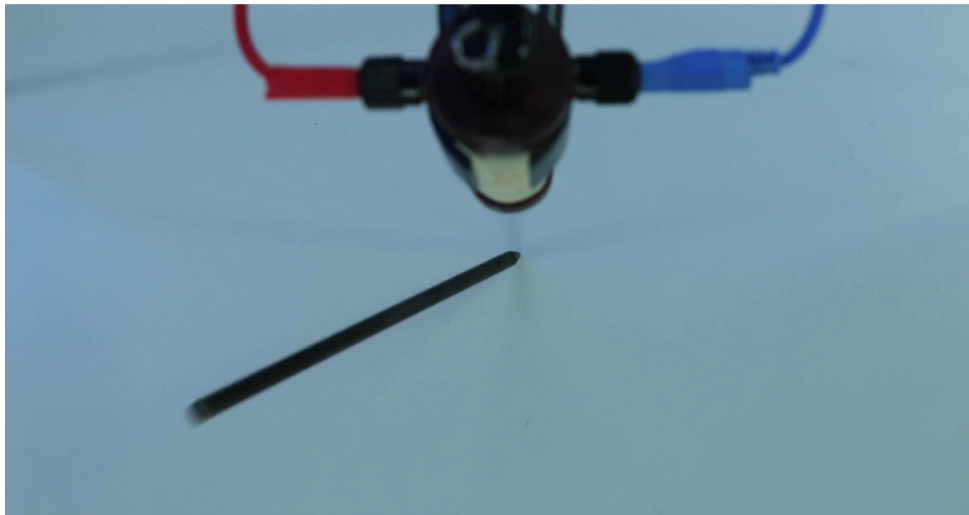
Spontaniczne łamanie symetrii na poziomie kwantowym jest kluczowym elementem koniecznym do budowy **Modelu Standardowego**. Ale przykłady też znamy z życia codziennego!

Przykład 2: Ustawiony pionowo ołówek zachowuje symetrię obrotu wokół osi pionowej:



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

Upadający "ołówki" - pokaz



Spontaniczne łamanie symetrii na poziomie kwantowym jest kluczowym elementem koniecznym do budowy **Modelu Standardowego**. Ale przykłady też znamy z życia codziennego!

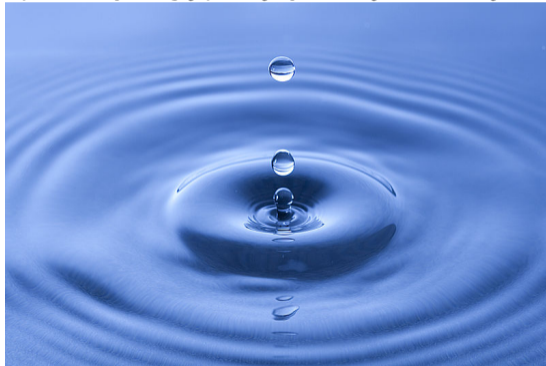
Przykład 3: Zasiadanie przy okrągłym stole:



Gdy pierwsza osoba sięgnie (**spontanicznie**) po chleb z prawej lub lewej strony złamie symetrię, 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 4: 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 4: Spadające krople wody mają pełną symetrię obrotową:



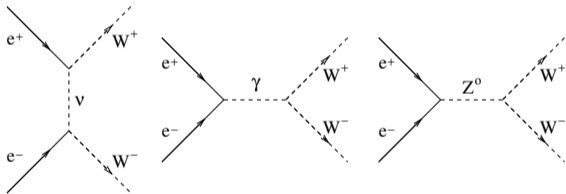
Ale gdy zamarzają tworzą płatki śniegu o mniejszej symetrii...

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

Przewidywania modelu

Pełna teoria powinna dawać **skończone przewidywania** dla wszystkich możliwych procesów.

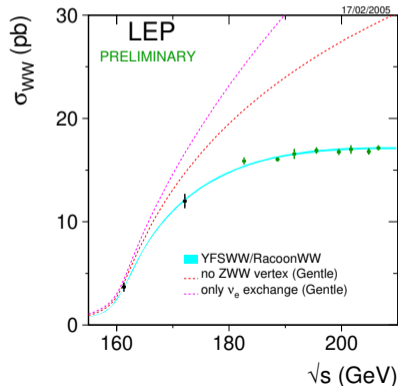
Produkcja par bozonów W^+W^- w zderzeniach e^+e^- : wkład od **trzech** różnych procesów



Sprężenia wynikają z symetrii/struktury **Modelu Standardowego**

⇒ ścisłe przewidywania teoretyczne

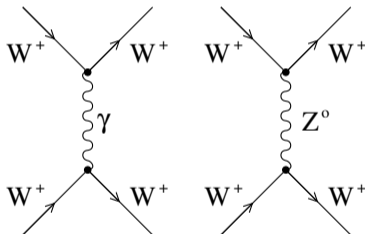
Doświadczalnie potwierdzone **kasowanie rozbieżności** od różnych procesów



Przewidywania modelu

Pełna teoria powinna dawać **skończone przewidywania** dla wszystkich możliwych procesów.

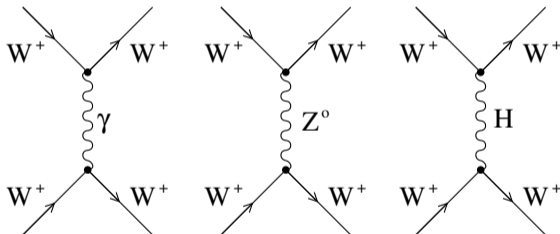
Rozbieżności pojawiają się także w rachunkach rozpraszania bozonów W^+



Przewidywania modelu

Pełna teoria powinna dawać **skończone przewidywania** dla wszystkich możliwych procesów.

Rozbieżności pojawiają się także w rachunkach rozpraszania bozonów W^+

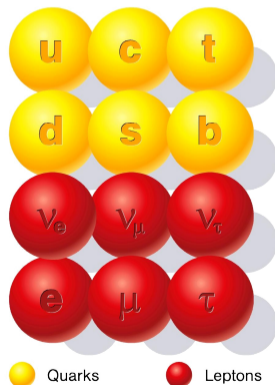


Dodatkowy diagram z wymiana bozonu Higgsa (H) konieczny, aby uzyskać skończone wyniki w granicy dużych energii zderzenie... **Bozon Higgsa nie tylko "nadaje masy", ale też zapewnia uzyskanie konsyntenych wyników... Jest naturalnym "towarzyszem" bozonów Z^0 ...**

Cząstki fundamentalne

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

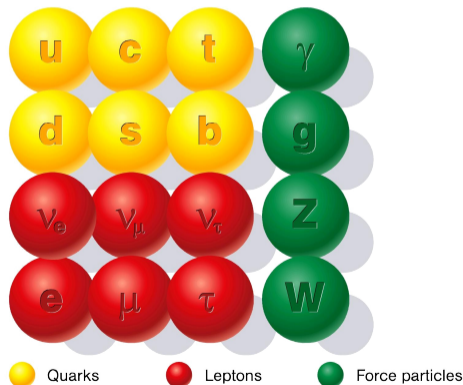
- cząstki materii
 kwarki i leptony



Cząstki fundamentalne

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

- 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**

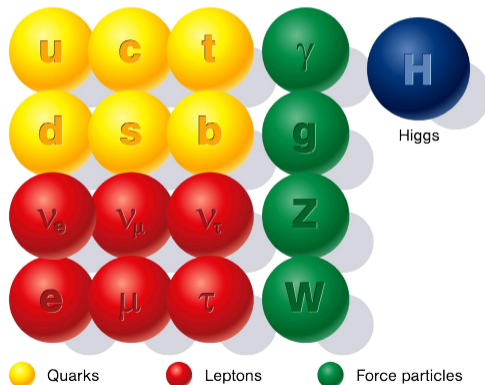
- cząstki materii
kwarki i leptony

- 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 kwantowych teorii pola (Quantum Field Theory, QFT).

Oddziaływania fundamentalne

Opis oddziaływań w Modelu Standardowym oparty jest na formalizmie 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 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 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 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 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...