

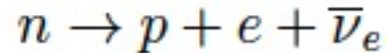
Wstęp do fizyki cząstek

wykład 5b

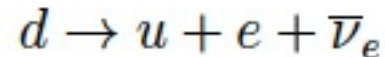
29.3.2021 godz. 10:15

Oddziaływania słabe

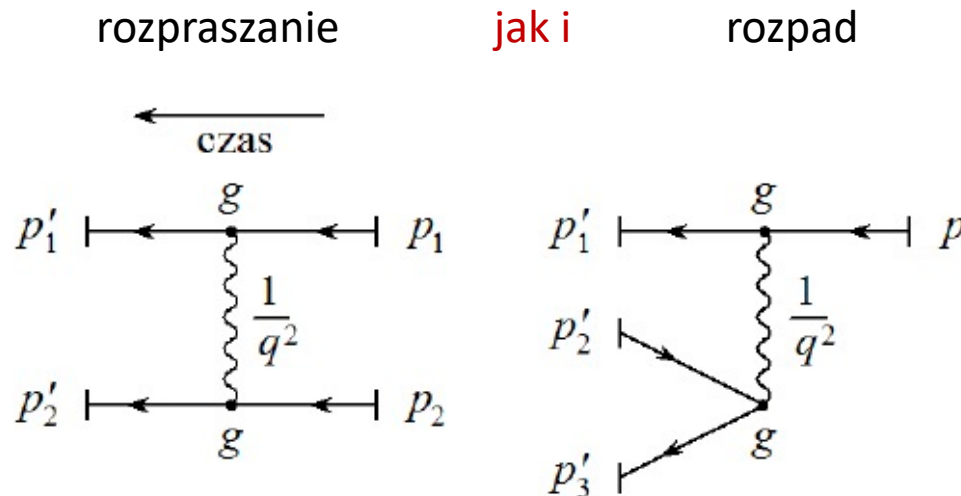
Są to oddziaływania odpowiedzialne za rozpad beta



Dziś wiemy, że rozpad ten zachodzi na poziomie elementarnym, jako rozpad kwarku d

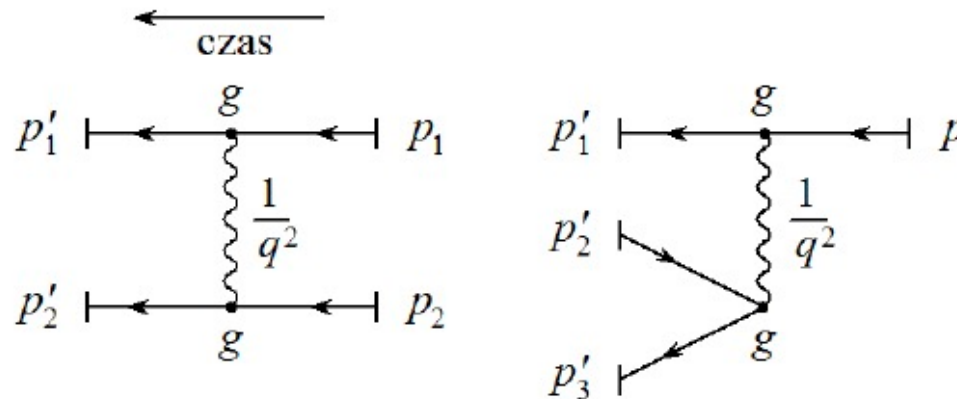


Ponieważ kwarki d i u tworzą dublet, narzuca się, aby rozpad ten opisać w oparciu o oddziaływania oparte na grupie cechowania SU(2). Oddziaływania opisują zarówno

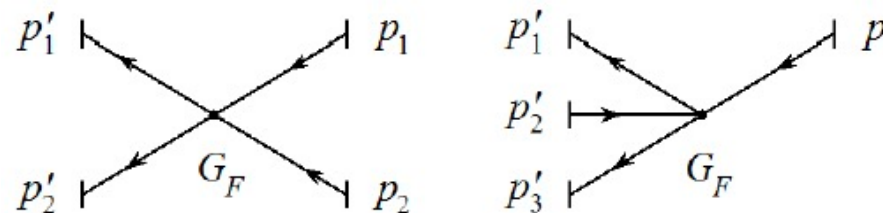


W przypadku rozpadu beta bozon pośredniczący zmienia typ kwarku i ładunek.

Oddziaływania słabe



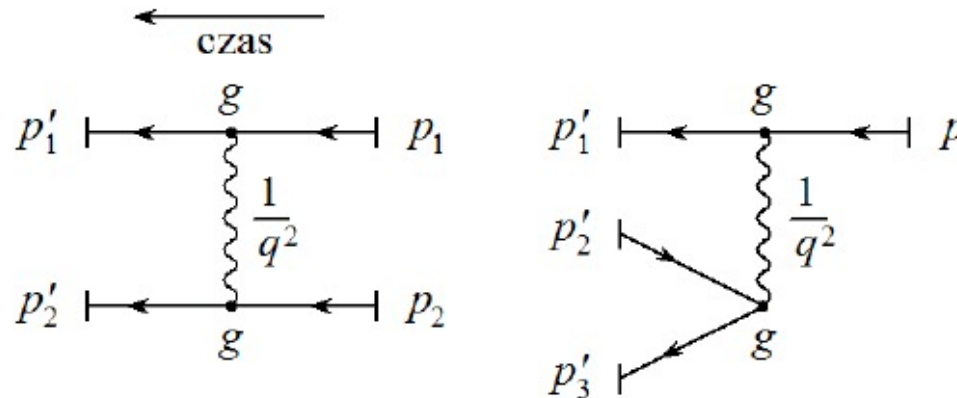
W latach 1933-34 Enrico Fermi, zaproponował teorię rozpadu beta opartą o oddziaływania czterofermionowe



Taka teoria jest nierenormalizowalna, gdyż stała sprzężenia G_F ma wymiar (pojawiają się nieskończoności, których nie da się usunąć)

$$G_F = 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

Stała Fermiego

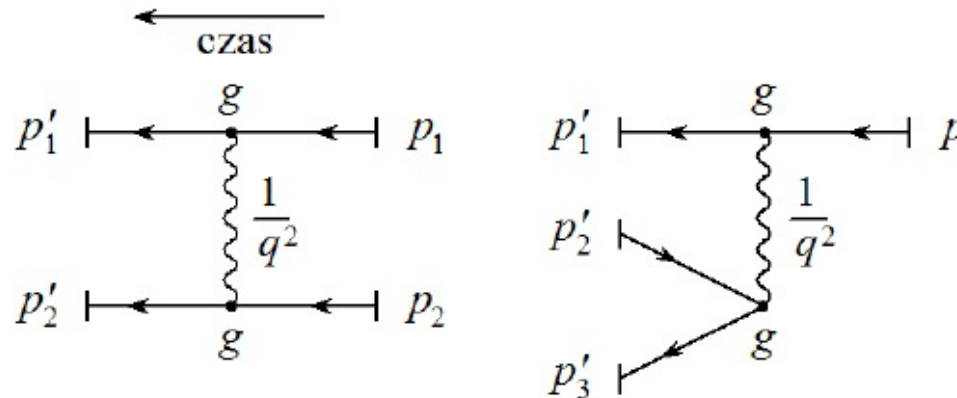


W teorii z symetrią cechowania

$$G_F \sim g^2 \frac{1}{q^2}$$

ale stała Fermiego nie zależy od q .

Stała Fermiego



W teorii z symetrią cechowania

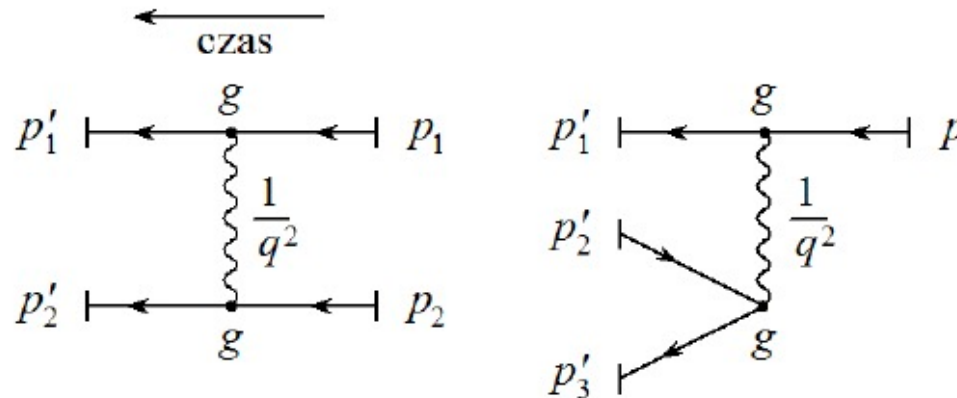
$$G_F \sim g^2 \frac{1}{q^2}$$

ale stała Fermiego nie zależy od q .

Gdyby bozony pośredniczące miały masę, to dla małych przekazów pędu:

$$G_F \sim g^2 \frac{1}{q^2} \rightarrow g^2 \frac{1}{q^2 - M^2} \underset{q^2 \ll M^2}{\sim} -g^2 \frac{1}{M^2}$$

Stała Fermiego



W teorii z symetrią cechowania

$$G_F \sim g^2 \frac{1}{q^2}$$

ale stała Fermiego nie zależy od q .

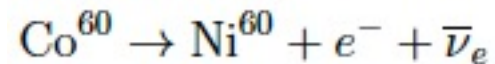
Gdyby bozony pośredniczące miały masę, to dla małych przekazów pędu:

$$G_F \sim g^2 \frac{1}{q^2} \rightarrow g^2 \frac{1}{q^2 - M^2} \underset{q^2 \ll M^2}{\sim} -g^2 \frac{1}{M^2}$$

Ale symetria cechowania gwarantuje, że $M = 0$. Jak to obejść? Mechanizm Higgsa.

Łamanie parzystości

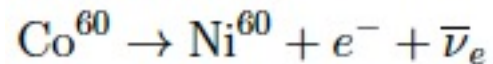
1957 pani Chieng_Shiung Wu (Columbia University, NY) badała rozpad spolaryzowanej próbki kobaltu



w temperaturze 1 stopnia Kelvina. Zaobserwała, że więcej elektronów jest emitowanych w kierunku przeciwnym do kierunku polaryzacji.

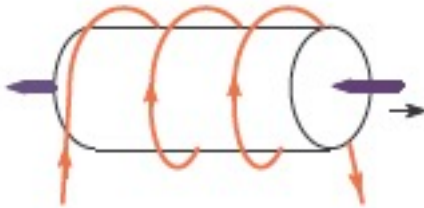
Łamanie parzystości

1957 pani Chieng_Shiung Wu (Columbia University, NY) badała rozpad spolaryzowanej próbki kobaltu



w temperaturze 1 stopnia Kelvina. Zaobserwała, że więcej elektronów jest emitowanych w kierunku przeciwnym do kierunku polaryzacji.

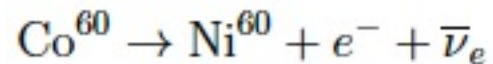
Dlaczego ten wynik świadczy o łamaniu P?



Prąd płynący w cewce zgodnie z ruchem wskazówek zegara generuje pole magnetyczne, które polaryzuje jądra kobaltu (strzałka ozn. elektrony)

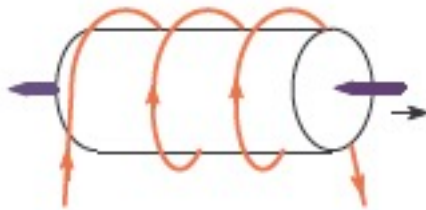
Łamanie parzystości

1957 pani Chieng-Shiung Wu (Columbia University, NY) badała rozpad spolaryzowanej próbki kobaltu

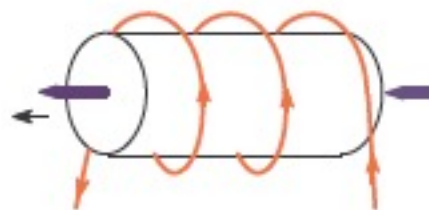


w temperaturze 1 stopnia Kelvina. Zaobserwowała, że więcej elektronów jest emitowanych w kierunku przeciwnym do kierunku polaryzacji.

Dlaczego ten wynik świadczy o łamaniu P?



Prąd płynący w cewce zgodnie z ruchem wskazówek zegara generuje pole magnetyczne, które polaryzuje jądra kobaltu (strzałka ozn. elektrony)

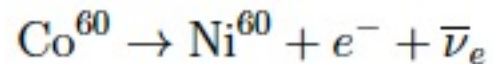


odbicie

Pole magnetyczne jest nie zmeinia się, elektrony lecą w przeciwnym kierunku, zgodnie z polem (sprzeczność)

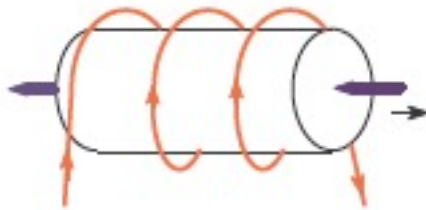
Łamanie parzystości

1957 pani Chieng_Shiung Wu (Columbia University, NY) badała rozpad spolaryzowanej próbki kobaltu

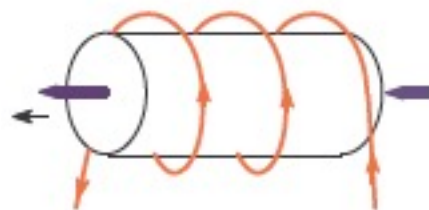


w temperaturze 1 stopnia Kelvina. Zaobserwowała, że więcej elektronów jest emitowanych w kierunku przeciwnym do kierunku polaryzacji.

Dlaczego ten wynik świadczy o łamaniu P?

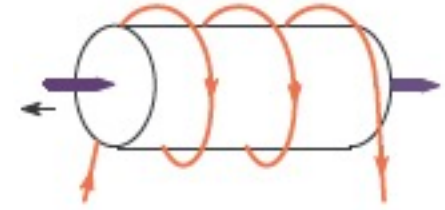


Prąd płynący w cewce zgodnie z ruchem wskazówek zegara generuje pole magnetyczne, które polaryzuje jądra kobaltu (strzałka ozn. elektrony)



odbicie

Pole magnetyczne jest nie zmeinia się, elektrony lecą w przeciwnym kierunku, zgodnie z polem (sprzeczność)

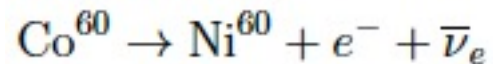


sprzezenie ladunkowe

Zmiana znaku ładunku nośników prądu zmienia kierunek pola magn.

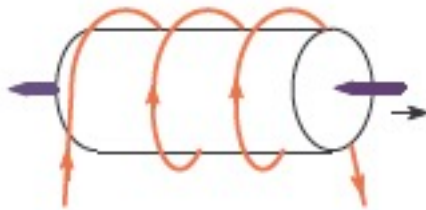
Łamanie parzystości

1957 pani Chieng_Shiung Wu (Columbia University, NY) badała rozpad spolaryzowanej próbki kobaltu

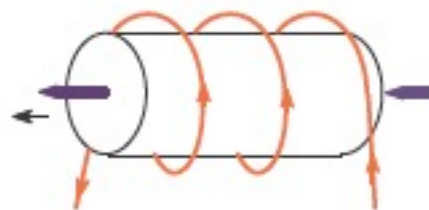


w temperaturze 1 stopnia Kelvina. Zaobserwała, że więcej elektronów jest emitowanych w kierunku przeciwnym do kierunku polaryzacji.

Dlaczego ten wynik świadczy o łamaniu P?

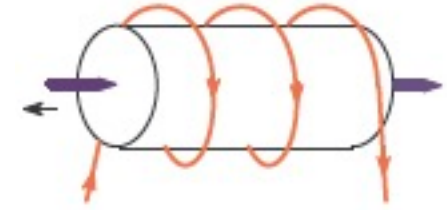


Prąd płynący w cewce zgodnie z ruchem wskazówek zegara generuje pole magnetyczne, które polaryzuje jądra kobaltu (strzałka ozn. elektrony)



odbicie

Pole magnetyczne jest nie zmeinia się, elektrony lecą w przeciwnym kierunku, zgodnie z polem (sprzeczność)



sprzezenie ladunkowe

Zmiana znaku ładunku nośników prądu zmienia kierunek pola magn. CP jest zachowane

Mieszanie Cabibbo

Okazuje się, że w rozpadzie beta

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

bierze udział stan d'

$$d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C$$

gdzie kąt mieszania $\theta_C = 13,15^\circ$

Mieszanie Cabibbo

Okazuje się, że w rozpadzie beta

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

bierze udział stan d'

$$d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C$$

gdzie kąt mieszania $\theta_C = 13,15^\circ$

W rzeczywistości mieszanie jest bardziej skomplikowane, jeśli uwzględnić wszystkie sześć kwarków.

Oddziaływania elektro-słabe

W rzeczywistości oddziaływania słabe opisujemy równocześnie z elektromagnetyzmem

$$SU(2) \times U(1)$$

Trzy bozony pośredniczące W_μ^k , $k = 1, 2, 3$ związane z grupą $SU(2)$
i jeden B_μ związany z grupą $U(1)$ łamanie parzystości!

Oddziaływania elektro-słabe

W rzeczywistości oddziaływania słabe opisujemy równocześnie z elektromagnetyzmem

$$SU(2) \times U(1)$$

Trzy bozony pośredniczące W_μ^k , $k = 1, 2, 3$ związane z grupą $SU(2)$
i jeden B_μ związany z grupą $U(1)$ łamanie parzystości!

Mechanizm Higgsa nadaje masy bozonom $W_\mu^+ = W_\mu^1 - iW_\mu^2$ $W_\mu^- = W_\mu^1 + iW_\mu^2$

wymusza mieszanie $B = A \cos \theta_W - Z \sin \theta_W$
 $W^3 = Z \cos \theta_W + A \sin \theta_W$ *kąt Weinberga*

gdzie A jest bezmasowym fotonem, a Z neutralnym bozonem oddziaływań słabych.

Oddziaływania elektro-słabe

W rzeczywistości oddziaływania słabe opisujemy równocześnie z elektromagnetyzmem

$$SU(2) \times U(1)$$

Trzy bozony pośredniczące W_μ^k , $k = 1, 2, 3$ związane z grupą $SU(2)$
i jeden B_μ związany z grupą $U(1)$ łamanie parzystości!

Mechanizm Higgsa nadaje masy bozonom $W_\mu^\pm = W_\mu^1 \mp iW_\mu^2$ $W_\mu^0 = W_\mu^3 + \sqrt{3}B_\mu$

wymusza mieszanie $B = A \cos \theta_W - Z \sin \theta_W$

$$W^3 = Z \cos \theta_W + A \sin \theta_W$$

gdzie A jest bezmasowym fotonem, a Z neutralnym bozonem oddziaływań słabych.

Bozony W^\pm nie są diagonalne w przestrzeni rodzajów kwarków (mieszanie Cabibbo)

Oddziaływania elektro-słabe

W rzeczywistości oddziaływania słabe opisujemy równocześnie z elektromagnetyzmem

$$SU(2) \times U(1)$$

Trzy bozony pośredniczące W_μ^k , $k = 1, 2, 3$ związane z grupą $SU(2)$
i jeden B_μ związany z grupą $U(1)$ łamanie parzystości!

Mechanizm Higgsa nadaje masy bozonom $W_\mu^\pm = W_\mu^1 \mp iW_\mu^2$ $W_\mu^0 = W_\mu^3 + \sqrt{3}B_\mu$

wymusza mieszanie $B = A \cos \theta_W - Z \sin \theta_W$

$$W^3 = Z \cos \theta_W + A \sin \theta_W$$

gdzie A jest bezmasowym fotonem, a Z neutralnym bozonem oddziaływań słabych.

Bozony W^\pm nie są diagonalne w przestrzeni rodzajów kwarków (mieszanie Cabibbo)

Ten sam mechanizm Higgsa nadaje masy fermionom (kwarkom, leptonom i neutrinom(?))

Prosty model o symetrii U(1)

Ten model wyjaśnia działanie mechanizmu Higgsa bez zbędnych komplikacji technicznych.
Rozważmy zespolone pole skalarne (wykład 1):

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 + i \phi_2)$$

Lagrangian:

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - V(\Phi^\dagger \Phi)$$

Globalna symetria U(1)

$$\Phi \rightarrow e^{-i\alpha} \Phi$$

Prosty model o symetrii U(1)

Ten model wyjaśnia działanie mechanizmu Higgsa bez zbędnych komplikacji technicznych.
Rozważmy zespolone pole skalarne (wykład 1):

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 + i \phi_2)$$

Lagrangian:

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - V(\Phi^\dagger \Phi)$$

Globalna symetria U(1)

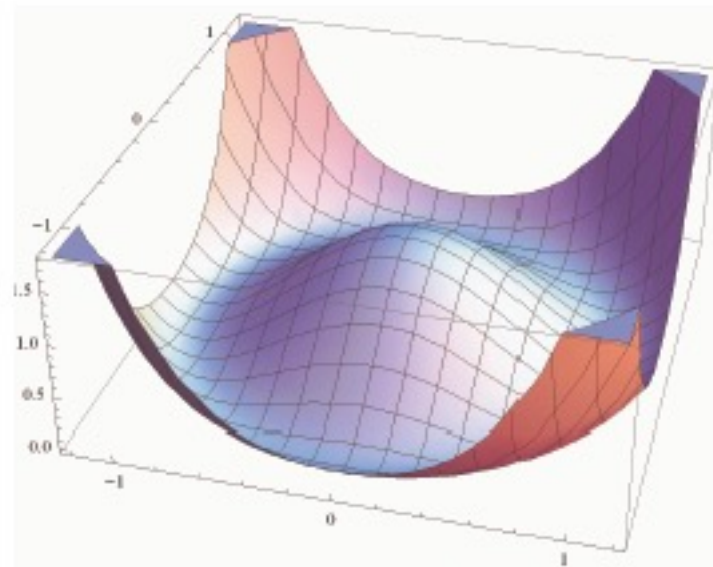
$$\Phi \rightarrow e^{-i\alpha} \Phi$$

Wybierzmy

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \frac{m^2}{2\phi_0^2} [\Phi^\dagger \Phi - \phi_0^2]^2$$

Minimum jest zdegenerowane

$$\frac{1}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2) = \phi_0^2$$



Prosty model o symetrii U(1)

Wyberzmy jeden stan prózni: $\Phi_0 = (\phi_0, 0)$

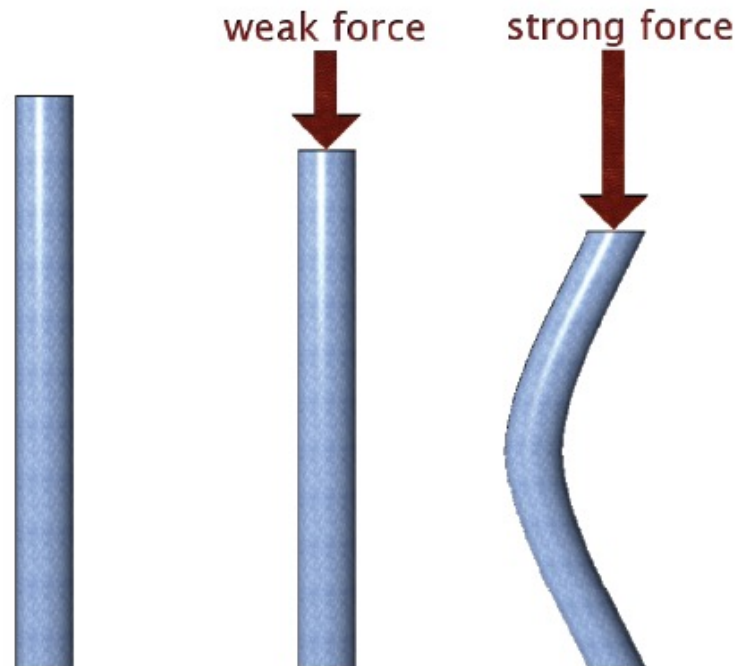
Taki stan ustala fazę na okregu minimum potencjału i łamie symetrię U(1) –
- spontaniczne łamanie symetrii

Prosty model o symetrii U(1)

Wyberzmy jeden stan prózni: $\Phi_0 = (\phi_0, 0)$

Taki stan ustala fazę na okregu minimum potencjału i łamie symetrię U(1) –
- spontaniczne łamanie symetrii

Analogia klasyczna z prętem:

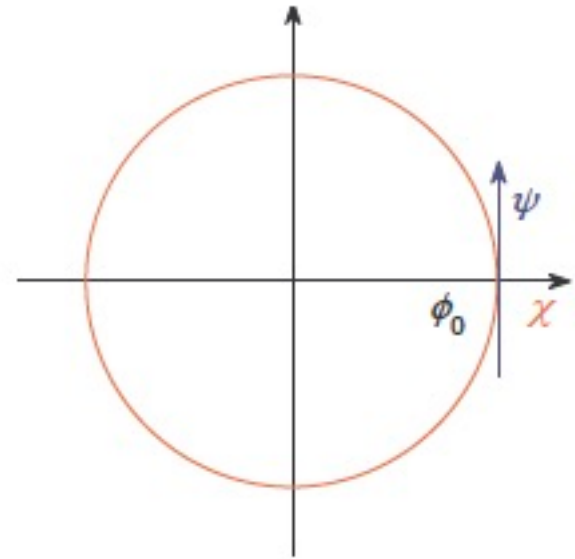


Prosty model o symetrii U(1)

Próżnia $\Phi_0 = (\phi_0, 0)$

Pola dynamiczne: $\Phi = \phi_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}(\chi(x) + i\psi(x))$

Mamy dwa wzbudzenia: ψ w kierunku symetrii potencjału oraz χ w kierunku prostopadłym

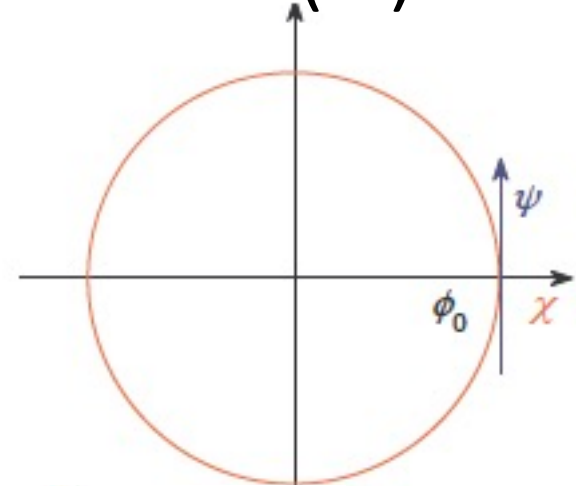


Prosty model o symetrii U(1)

Próżnia $\Phi_0 = (\phi_0, 0)$

Pola dynamiczne: $\Phi = \phi_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}(\chi(x) + i\psi(x))$

Mamy dwa wzbudzenia: ψ w kierunku symetrii potencjału oraz χ w kierunku prostopadłym



Przepiszmy $\mathcal{L} = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - V(\Phi^\dagger \Phi)$ $V(\Phi^\dagger \Phi) = \frac{m^2}{2\phi_0^2} [\Phi^\dagger \Phi - \phi_0^2]^2$

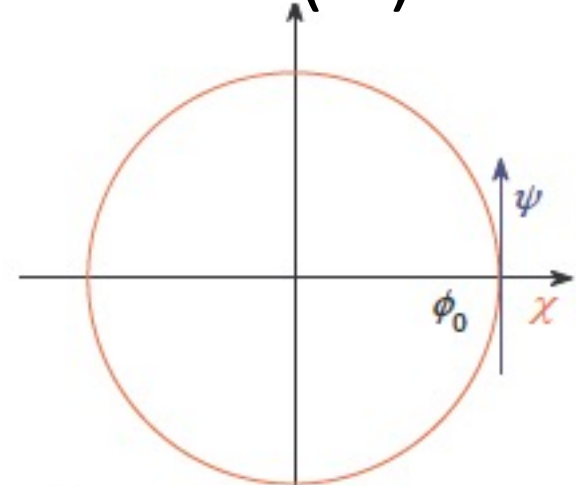
w nowych zmiennych $\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi + \frac{1}{2} \partial_\mu \psi \partial^\mu \psi - \frac{m^2}{2\phi_0^2} \left[\sqrt{2}\phi_0 \chi + \frac{1}{2} \chi^2 - \frac{1}{2} \psi^2 \right]^2$

Prosty model o symetrii U(1)

Próżnia $\Phi_0 = (\phi_0, 0)$

Pola dynamiczne: $\Phi = \phi_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}(\chi(x) + i\psi(x))$

Mamy dwa wzbudzenia: ψ w kierunku symetrii potencjału oraz χ w kierunku prostopadłym



Przepiszmy $\mathcal{L} = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - V(\Phi^\dagger \Phi)$ $V(\Phi^\dagger \Phi) = \frac{m^2}{2\phi_0^2} [\Phi^\dagger \Phi - \phi_0^2]^2$

w nowych zmiennych $\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi + \frac{1}{2} \partial_\mu \psi \partial^\mu \psi - \frac{m^2}{2\phi_0^2} \left[\sqrt{2}\phi_0 \chi + \frac{1}{2} \chi^2 - \frac{1}{2} \psi^2 \right]^2$

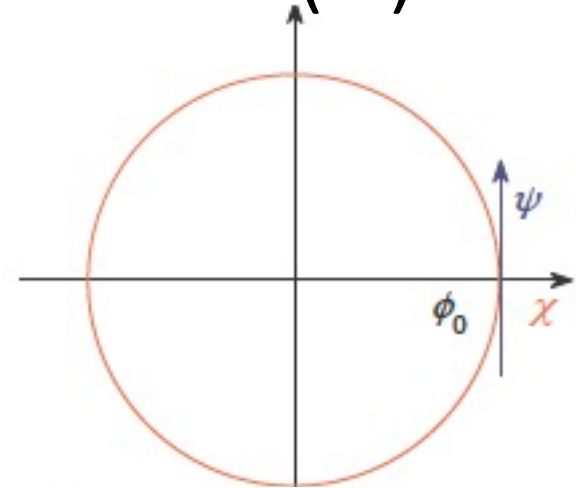
Zauważmy $[\dots]^2 = 2\phi_0^2 \chi^2 + \text{wyższe potęgi}$ Wyższe potęgi to oddziaływanie \mathcal{L}_{int}

Prosty model o symetrii U(1)

Próżnia $\Phi_0 = (\phi_0, 0)$

Pola dynamiczne: $\Phi = \phi_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}(\chi(x) + i\psi(x))$

Mamy dwa wzbudzenia: ψ w kierunku symetrii potencjału oraz χ w kierunku prostopadłym



Przepiszmy $\mathcal{L} = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - V(\Phi^\dagger \Phi)$ $V(\Phi^\dagger \Phi) = \frac{m^2}{2\phi_0^2} [\Phi^\dagger \Phi - \phi_0^2]^2$

w nowych zmiennych $\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi + \frac{1}{2} \partial_\mu \psi \partial^\mu \psi - \frac{m^2}{2\phi_0^2} \left[\sqrt{2}\phi_0 \chi + \frac{1}{2} \chi^2 - \frac{1}{2} \psi^2 \right]^2$

Zauważmy $[\dots]^2 = 2\phi_0^2 \chi^2 + \text{wyższe potęgi}$ Wyższe potęgi to oddziaływanie \mathcal{L}_{int}

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi - m^2 \chi^2 + \frac{1}{2} \partial_\mu \psi \partial^\mu \psi + \mathcal{L}_{\text{int}}$$

pole z masą pole bezmasowe

Twierdzenie Goldstone'a

Na każdy złamany kierunek symetrii (generator) przypada bezmasowe pole skalarne tzw. bozon Goldstone'a. Twierdzenie udawadnia się ściśle w teorii pola.

Jest to prawda w bardziej skomplikowanych przypadkach. Np. dla oddziaływań silnych bozonami Goldstone'a są cząstki π , a w przypadku ogólniejszym oktet mezonów pseudoskalarnych.

Nie są one bezmasowe, bo kwarki mają masy, ale ten mechanizm tłumaczy dlaczego mezony pseudoskalarne są lekkie.

Twierdzenie Goldstone'a

Na każdy złamany kierunek symetrii (generator) przypada bezmasowe pole skalarne tzw. bozon Goldstone'a. Twierdzenie udawadnia się ściśle w teorii pola.

Jest to prawda w bardziej skomplikowanych przypadkach. Np. dla oddziaływań silnych bozonami Goldstone'a są cząstki π , a w przypadku ogólniejszym oktet mezonów pseudoskalarnych.

Nie są one bezmasowe, bo kwarki mają masy, ale ten mechanizm tłumaczy dlaczego mezony pseudoskalarne są lekkie.

Higgs i jemu współcześni byli zaniepokojeni faktem, że w przyrodzie nie ma bezmasowych bozonów. Motywacją Higgsa było pytanie: jak obejść twierdzenie Goldstone'a.



Prosty model o lokalnej symetrii U(1)

Lokalna symetria U(1) $\Phi \rightarrow e^{-i\alpha(x)}\Phi$.

wymaga wprowadzenia pola cechowania

$$\mathcal{L} = [(\partial_\mu - igA_\mu) \Phi^\dagger] [(\partial^\mu + igA^\mu) \Phi] - V(\Phi^\dagger\Phi) + \dots$$

Kropki oznaczają lagrangian dla pola A_μ

Prosty model o lokalnej symetrii U(1)

Lokalna symetria U(1) $\Phi \rightarrow e^{-i\alpha(x)}\Phi$.

wymaga wprowadzenia pola cechowania

$$\mathcal{L} = [(\partial_\mu - igA_\mu)\Phi^\dagger][(\partial^\mu + igA^\mu)\Phi] - V(\Phi^\dagger\Phi) + \dots$$

Kropki oznaczają lagrangian dla pola A_μ

Różnica w stosunku do poprzedniego modelu polega na tym, że możemy *lokalnie*, w każdym punkcie dokonać takiej transformacji, żeby pole $\Phi(x)$ było rzeczywiste (cechowanie unitarne)

$$\Phi(x) = \phi_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}h(x), \quad h(x) - \text{rzeczywiste}$$

nie ma pola ψ

Prosty model o lokalnej symetrii U(1)

Lokalna symetria U(1) $\Phi \rightarrow e^{-i\alpha(x)}\Phi$.

wymaga wprowadzenia pola cechowania

$$\mathcal{L} = [(\partial_\mu - igA_\mu)\Phi^\dagger][(\partial^\mu + igA^\mu)\Phi] - V(\Phi^\dagger\Phi) + \dots$$

Kropki oznaczają lagrangian dla pola A_μ

Różnica w stosunku do poprzedniego modelu polega na tym, że możemy *lokalnie*, w każdym punkcie dokonać takiej transformacji, żeby pole $\Phi(x)$ było rzeczywiste (cechowanie unitarne)

$$\Phi(x) = \phi_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}h(x), \quad h(x) - \text{rzeczywiste}$$

nie ma pola ψ

Lagrangian dzielimy na swobodny i oddziaływania $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{free}} + \mathcal{L}_{\text{int}}$

$$\mathcal{L}_{\text{free}} = \frac{1}{2}\partial_\mu h\partial^\mu h - m^2 h^2 + g^2\phi_0^2 A_\mu A^\mu + \dots$$

Prosty model o lokalnej symetrii U(1)

Lokalna symetria U(1) $\Phi \rightarrow e^{-i\alpha(x)}\Phi$.

wymaga wprowadzenia pola cechowania

$$\mathcal{L} = [(\partial_\mu - igA_\mu)\Phi^\dagger][(\partial^\mu + igA^\mu)\Phi] - V(\Phi^\dagger\Phi) + \dots$$

Kropki oznaczają lagrangian dla pola A_μ

Różnica w stosunku do poprzedniego modelu polega na tym, że możemy *lokalnie*, w każdym punkcie dokonać takiej transformacji, żeby pole $\Phi(x)$ było rzeczywiste (cechowanie unitarne)

$$\Phi(x) = \phi_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}h(x), \quad h(x) - \text{rzeczywiste}$$

nie ma pola ψ

Lagrangian dzielimy na swobodny i oddziaływania $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{free}} + \mathcal{L}_{\text{int}}$

$$\mathcal{L}_{\text{free}} = \frac{1}{2}\partial_\mu h\partial^\mu h - m^2 h^2 + \boxed{g^2\phi_0^2 A_\mu A^\mu} + \dots$$

masa bozonu
pośredniczącego!

Prosty model o lokalnej symetrii $U(1)$

Policzmy stopnie swobody:

Przed złamaniem symetrii

- bezmasowe pole wektorowe – 2 stopnie swobody,
- zespolone pole skalarne – 2 stopnie swobody,

Po złamaniu symetrii

- masowe pole wektorowe – 3 stopnie swobody,
- jedno skalarne pole rzeczywiste – 1 stopień swobody.

Podsumowanie

Lagrangian ma lokalną symetrię U(1), ale stan próżni łamie tę symetrię, w wyniku czego bozon pośredniczący ("foton") dostaje masę.

Znika bezmasowe pole skalarne.

Pozostaje masywny skalar – tzw. bozon Higgsa

$$\mathcal{L}_{\text{free}} = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - m^2 h^2 + g^2 \phi_0^2 A_\mu A^\mu + \dots$$

Nie ma związku między masą A , a masą cząstki h . Dlatego masa cząstki Higgsa jest wolnym parametrem teorii i dopiero odkrycie bozonu Higgsa w 2012 pozwoliło ją zmierzyć:

$$m_H = 125 \text{ GeV}$$

Model SU(2) x U(1) na następnym wykładzie.