

Pytania:

- Czy istnienie i natura oddziaływań wynika z zasad pierwszych (jakich?)
- Jak pojawiają się masy cząstek?
- Czy symetrie C,P,T są zachowane? Jak odkryć ich łamanie?

Symetrie cechowania

- W elektrodynamice klasycznej wprowadzamy czterowektor pola A^μ
- Równania Maxwella

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}$$

- są niezmiennicze względem transformacji

Znaczenie pól A, ϕ :
[kwantowy] efekt
Bohna-Aharonova

$$\begin{aligned}\vec{A} &\rightarrow \vec{A} + \vec{\nabla}\theta \\ \phi &\rightarrow \phi - \frac{\partial}{\partial t}\theta\end{aligned}$$

gdzie

$$\begin{aligned}\vec{B} &= \vec{\nabla} \times \vec{A} \\ \vec{E} &= -\nabla\phi - \frac{\partial}{\partial t}\vec{A}\end{aligned}$$



GEORGE STREET

PI

AMARONE

THE CAPITAL BUILDING

Fully Refurbished
Offices
To Let
3,553
to 9,523 sq ft
0131 247 3814



JAMES CLERK MAXWELL

FRS FRSE

1831 – 1879

MATHEMATICAL PHYSICIST

Unveiled on November 25th 2008

by The Presiding Officer of The Scottish Parliament,
Alex Fergusson, MSP.

This monument was erected with the generous support of

Fellows of The Royal Society of Edinburgh

Standard Life

David & Elaine Power Charitable Foundation

EDINBURGH WORLD HERITAGE

ROYAL BANK OF SCOTLAND

JAMES CLERK MAXWELL FOUNDATION

DAEWON TRUST OF EDINBURGH

MICHAEL ATKIN

BONNIE & JOHN JACOBS

JAMES & PATRICIA

ROYAL SOCIETY

ROYAL SOCIETY OF EDINBURGH

INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONICS ENGINEERS

INSTITUTE OF PHYSICS

ROYAL SOCIETY OF CHEMISTRY

LONDON MATHEMATICAL SOCIETY

EDINBURGH MATHEMATICAL SOCIETY

UNIVERSITY OF EDINBURGH

UNIVERSITY OF ABERDEEN

KINGS COLLEGE LONDON

TRINITY COLLEGE, CAMBRIDGE

CAMBRIDGE LABORATORY, CAMBRIDGE

HERIOT-WATT UNIVERSITY

THE INSTITUTE OF MATHEMATICS AND ITS APPLICATIONS

Alexander Stoddart sc. Paisley, 2008

Black Isle Bronze, founders, Naim

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}$$

dokładniej

To oczywiście równoważne
równaniu Diraca

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\Psi(x) - m\bar{\Psi}(x)\Psi(x)$$

Dowolna
stała

Jeśli stała zależy
od współrzędnych
czasoprzestrzennych

$$\Psi(x) \xrightarrow{U(1)} \Psi'(x) \equiv e^{i\theta} \Psi(x)$$

$$\partial_\mu\Psi(x) \xrightarrow{U(1)} e^{i\theta} (\partial_\mu + i\partial_\mu\theta) \Psi(x)$$

$$A_\mu(x) \xrightarrow{U(1)} A'_\mu(x) \equiv A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\theta$$

$$D_\mu\Psi(x) \equiv [\partial_\mu - ieA_\mu(x)]\Psi(x)$$

Wprowadzamy pochodną
kowariantną aby
skompensować lokalność
stałej θ

wtedy

Pochodna
niezmiennik

$$D_\mu \Psi(x) \xrightarrow{U(1)} (D_\mu \Psi)'(x) \equiv \exp\{i\theta\} D_\mu \Psi(x)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &\equiv i \bar{\Psi}(x) \gamma^\mu D_\mu \Psi(x) - m \bar{\Psi}(x) \Psi(x) \\ &= \mathcal{L}_0 + e A_\mu(x) \bar{\Psi}(x) \gamma^\mu \Psi(x) \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{\text{kin}} \equiv -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

Lagrangian
niezmienniczy
ze względu na
lokalną
transformację
U(1)!

Wprowadziliśmy pole A
i otrzymaliśmy oddziaływanie!

wniosek

- Oddziaływanie (i pola je przenoszące) pojawia się z żądania niezmienniczości lagrangianu względem lokalnej grupy symetrii
- Zauważmy także, że niezmienniczość cechowania zabrania istnienia masywnego fotonu

Przypadek QCD: $SU(3)$, kolor i gluony

$$\mathcal{L}_0 = \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f \quad [\lambda^a, \lambda^b] = 2if^{abc} \lambda^c$$

$$q_f \equiv \text{kolor: } (q_f^1, q_f^2, q_f^3)$$

$$q_f^\alpha \longrightarrow (q_f^\alpha)' = U^\alpha_\beta q_f^\beta$$

$$U = \exp \left\{ -ig_s \frac{\lambda^a}{2} \theta_a \right\},$$

$$D^\mu q_f \equiv \left[\partial^\mu - ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_a^\mu(x) \right] q_f \equiv [\partial^\mu - ig_s G^\mu(x)] q_f$$

$$D^\mu \longrightarrow (D^\mu)' = U D^\mu U^\dagger; G^\mu \longrightarrow (G^\mu)' = U G^\mu U^\dagger - \frac{i}{g_s} (\partial^\mu U) U^\dagger$$

$$G^{\mu\nu}(x) \equiv \frac{i}{g_s} [D^\mu, D^\nu] = \partial^\mu G^\nu - \partial^\nu G^\mu - ig_s [G^\mu, G^\nu] \equiv \frac{\lambda^a}{2} G_a^{\mu\nu}(x),$$

$$G_a^{\mu\nu}(x) = \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu + g_s f^{abc} G_b^\mu G_c^\nu$$

$$G^{\mu\nu} \longrightarrow (G^{\mu\nu})' = U G^{\mu\nu} U^\dagger$$

gluony

Niezmienniczy lagrangian względem SU(3)

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} \equiv -\frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a + \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) q_f$$

Propagator gluonowy

Propagator kwarkowy

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4} (\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu) (\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a) + \sum_f \bar{q}_f^\alpha (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f^\alpha$$

$$+ g_s G_a^\mu \sum_f \bar{q}_f^\alpha \gamma_\mu \left(\frac{\lambda^a}{2} \right)_{\alpha\beta} q_f^\beta$$

Oddziaływanie gluon-kwark-kwark

$$- \frac{g_s}{2} f^{abc} (\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu) G_\mu^b G_\nu^c - \frac{g_s^2}{4} f^{abc} f_{ade} G_b^\mu G_c^\nu G_\mu^d G_\nu^e$$

Oddziaływanie 3 gluonów

No i 4 gluonów

- Zarówno fotony jak i gluony są bozonami, które są bezmasowe
- A co z masywnymi bozonami oddziaływań słabych?
- Okazuje się, że można pogodzić żądanie niezmienniczości cechowania z pojawieniem się mas wprowadzając **pola skalarne!**

Mechanizm spontanicznego łamania symetrii

- Analogia z przejściem fazowym przy którym powstaje nadprzewodnik: teoria Ginzburga Landaua startuje z lagrangianu

$$\mathcal{L} = - (\nabla - ie\mathbf{A})\phi \cdot (\nabla + ie\mathbf{A})\phi^* - m^2|\phi|^2 - \lambda|\phi|^4 - \frac{1}{2}(\nabla \times \mathbf{A})^2$$

$$-\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\nabla \times \mathbf{A})^2 + |(\nabla - ie\mathbf{A})\phi|^2 + m^2|\phi|^2 + \lambda|\phi|^4.$$

ϕ jest odpowiednikiem par BCS (bozony), m^2 jest parametrem proporcjonalnym do $(T-T_c)$, gdzie T_c jest temperaturą przejścia w nadprzewodnik, dlatego $m^2 > 0$, gdy $T > T_c$, $m^2 < 0$ gdy $T < T_c$

Można pokazać, że lagrangian prowadzi do prądu, który w połączeniu z r. Maxwella (p. Ampera) daje efekt Meissnera (pole magnetyczne nie wnika do próbki dla $T < T_c$)
pole magnetyczne efektywnie masywne

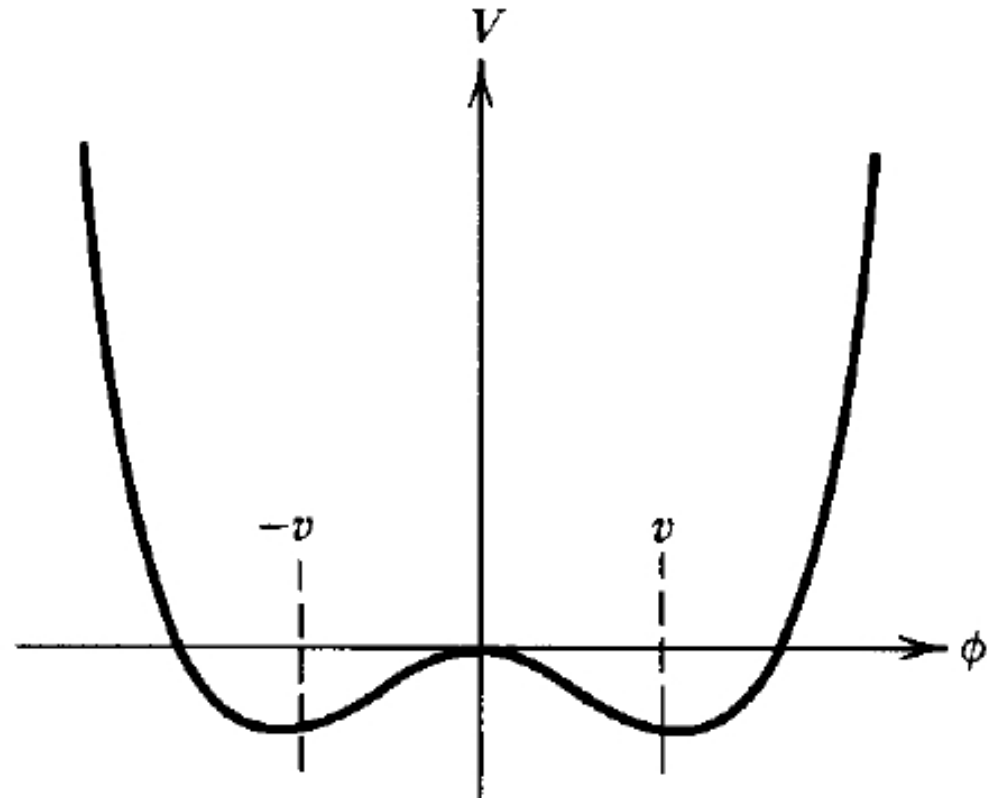
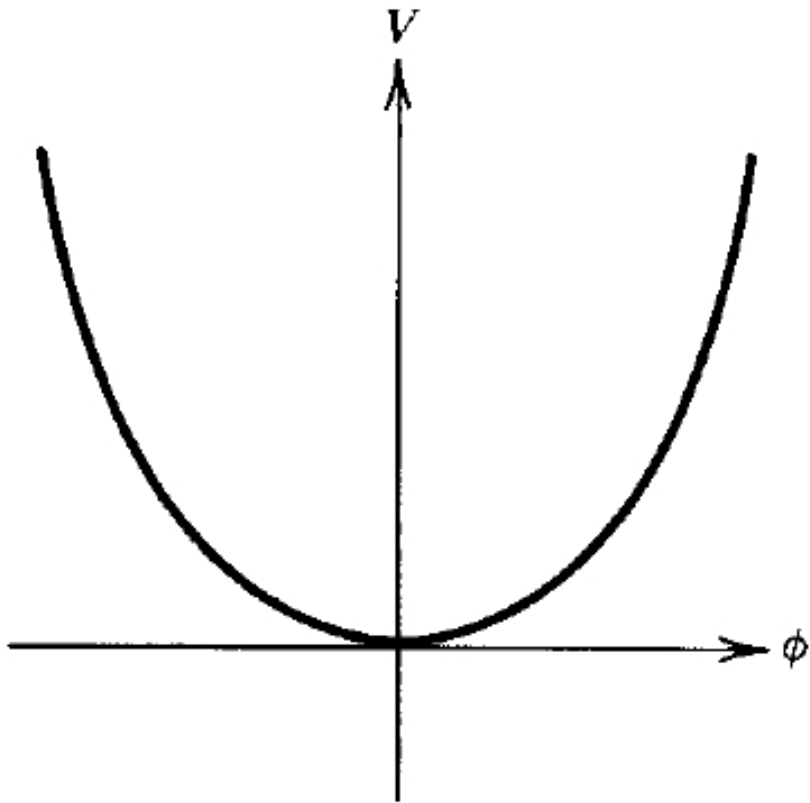
Potencjał Higgsa: pola skalarne

$$\mathcal{L} = T - V = 1/2(\partial_\mu\phi)^2 - (1/2\mu^2\phi^2 + 1/4\lambda\phi^4)$$

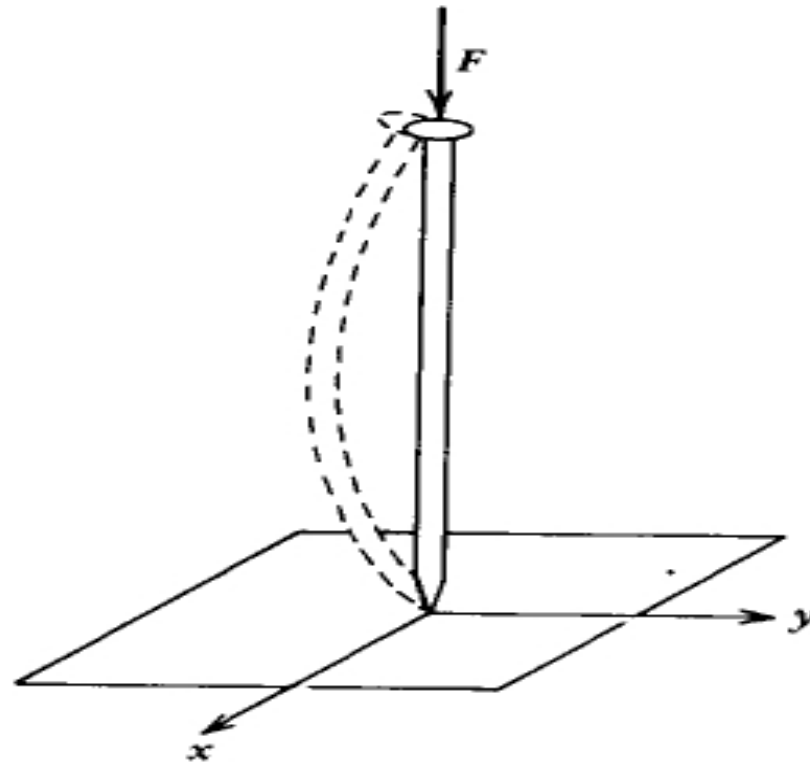
$$\frac{\partial V}{\partial\phi} = \phi(\mu^2 + \lambda\phi^2) = 0$$

$$\phi_{min} = \pm\sqrt{-\mu^2/\lambda}$$

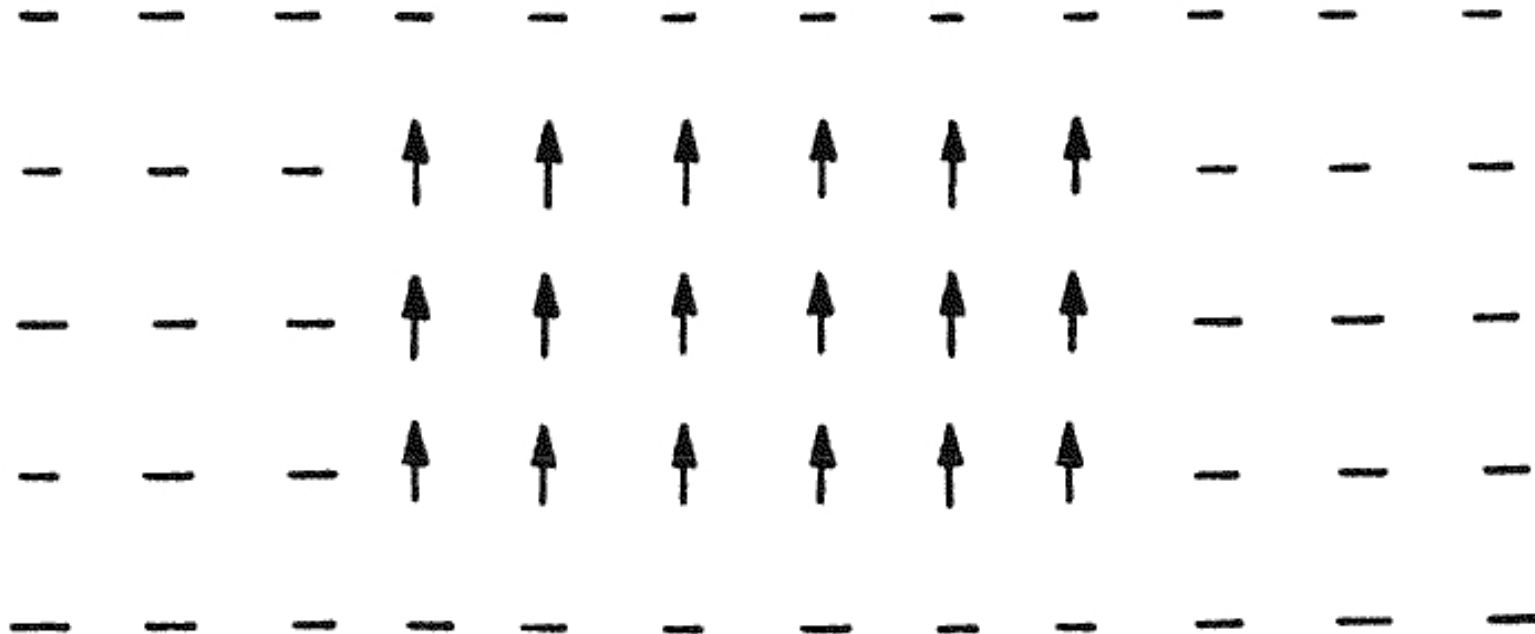
Spontaniczne łamanie symetrii



Takie przypadki się zdarzają, nawet w klasycznej mechanice



lub ciele stałym (także mechanice kwantowej,...)



Domeny spinowe

Zobaczmy co takie niezerowe minimum daje w przypadku transformacji cechowania $U(1)$

Niezmienniczy gdy: $\mathcal{L} = D_\mu^\dagger \phi^* D^\mu \phi - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda(\phi^* \phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$

$$\phi \rightarrow e^{i\Theta(x)} \phi$$

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$$

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \Theta(x)$$

Wokół minimum

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (v + \eta(x) + i\zeta(x))$$

$$\mathcal{L}' = \frac{1}{2} (\partial_\mu \zeta)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 - v^2 \lambda \eta^2 + \frac{1}{2} e^2 v^2 A_\mu A^\mu + \dots$$

$$m_\zeta = 0, \quad m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2}, \quad m_A = ev$$

Mechanizm Higgsa

- Mechanizm, w którym po stanicznym złamaniu symetrii pojawiają się cząstki masywne nazywamy mechanizmem Higgsa
- Higgs oryginalnie przedstawił koncepcję przy pomocy grupy U(1), Glashow, Weinberg, Salam oparli mechanizm o łamanie grupy SU(2), dokładniej

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2,$$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_\alpha \\ \phi_\beta \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}.$$

Generatory grupy SU(2) (macierze Pauliego)

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{i\alpha_a \tau_a / 2} \phi$$

Teraz mamy 3 pola gauge dla SU(2)

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a$$

$$W_\mu \rightarrow W_\mu - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha - \alpha_a \times W_\mu^a$$

$$(\mathbf{D}_\mu \phi)^*(\mathbf{D}^\mu \phi)$$

- Człon ten daje masy bozonów!

$$\begin{aligned} \left| ig \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \phi \right|^2 &= \frac{g^2}{8} \left| \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{g^2 v^2}{8} \left[(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 + (W_\mu^3)^2 \right], \end{aligned}$$

Dlaczego $SU(2)$ i $U(1)$?

- Fermiony występują parami (rodziny fermionowe), zachowanie liczb leptonowych
- 2 bozony naładowane, 1 neutralny, foton
- Startujemy z teorii z bezmasowymi polami W^a (3 stany) oraz B , mamy też 4 pola skalarne w sektorze Higgsa, które po spontanicznym złamaniu symetrii dają jedną masywną cząstkę oraz 3 bezmasowe pola skalarne
- 3 bezmasowe pola skalarne dają polaryzację podłużną dla 3 bezmasowych pól cechowania: pola te stają się masywne

$$G \equiv SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \psi_2(x) = u_R, \quad \psi_3(x) = d_R$$

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \psi_2(x) = (\nu_e)_R, \quad \psi_3(x) = e_R^-$$

$$\mathcal{L}_0 = \sum_{j=1}^3 i \bar{\Psi}_j(x) \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_j(x)$$



Niezmiennik gdy:

$$\psi_j(x) \xrightarrow{G} \psi'_j(x) \equiv \exp \{i\vec{\tau}\vec{\alpha}/2\} \exp \{iy_j\beta\} \psi_j(x)$$

$$D_\mu \psi_j(x) \equiv \left[\partial_\mu - ig \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig' y_j B_\mu \right] \psi_j(x)$$

Transformacje względem SU(2)

I względem U(1)

Prąd naładowany

$$\mathcal{L} \longrightarrow \frac{g}{2} \bar{\Psi}_1 \gamma^\mu (\vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu) \Psi_1 + g' B_\mu \sum_j y_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu \Psi_j$$

$$\vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu = \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix}$$

$$W_\mu^\pm \equiv (W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) / \sqrt{2},$$

$$\mathcal{L}_{\text{cc}} = \frac{g}{2\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^+ [\bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) d + \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) e] + \text{h.c.} \right\} .$$

$$-ig\mathbf{J}_\mu \cdot \mathbf{W}^\mu = -ig\bar{\chi}_L \gamma_\mu \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}^\mu \chi_L$$

$SU(2)_L$,

Sprzężenia fermionów z polami cechowania

$$-i\frac{g'}{2}j_\mu^Y B^\mu = -ig'\bar{\psi}\gamma_\mu \frac{Y}{2}\psi B^\mu$$

$U(1)_Y$,

Transformacje cechowania dla pół fermionowych

$$\begin{aligned}\chi_L &\rightarrow \chi'_L = e^{i\alpha(x)\cdot\mathbf{T} + i\beta(x)Y}\chi_L, \\ \psi_R &\rightarrow \psi'_R = e^{i\beta(x)Y}\psi_R,\end{aligned}$$

Y niezerowe dla dubletów i singletów (tak je nazywamy)

leptony

$$\begin{aligned}\chi_L &= \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L & T = \frac{1}{2}, Y = -1, \\ \psi_R &= e_R^- & T = 0, Y = -2.\end{aligned}$$

kwarki

$$\chi_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \psi_R = u_R, \quad d_R.$$

Jeszcze inaczej (Halzen)

Relacja, która jest spełniona i definiuje Y:

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2},$$

Masa bozonów

$$\begin{aligned}
 & \left| \left(-ig\frac{\tau}{2} \cdot \mathbf{W}_\mu - i\frac{g'}{2} B_\mu \right) \phi \right|^2 \\
 &= \frac{1}{8} \left| \begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g'B_\mu & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -gW_\mu^3 + g'B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 \\
 &= \frac{1}{8} v^2 g^2 \left[(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 \right] + \frac{1}{8} v^2 (g'B_\mu - gW_\mu^3)(g'B^\mu - gW^{3\mu}) \\
 &= \left(\frac{1}{2} v g \right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{8} v^2 (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix},
 \end{aligned}$$

$M_W = 1/2 v g$

To trzeba zdiagonalizowac, aby otrzymać bezmasowy foton oraz masywną cząstkę Z

```
In[1]:= F = {{W3}, {B}}; Mp = {{g^2, -g gp}, {-g gp, gp^2}};
```

```
In[2]:= MatrixForm[%]
```

```
Out[2]//MatrixForm=
```

$$\begin{pmatrix} g^2 & -g gp \\ -g gp & gp^2 \end{pmatrix}$$

Obrót do stanów fizycznych
tak, aby foton bezmasowy

```
In[3]:= res = 1/8 v^2 Transpose[F].Mp.F
```

```
Out[3]= {{1/8 v^2 (W3 (-B g gp + g^2 W3) + B (B gp^2 - g gp W3))}}
```

```
In[4]:= rules = {W3 -> c Z + s A, B -> -s Z + c A};
```

```
In[5]:= Collect[res[[1, 1]] /. rules /. gp -> g s / c, {A, Z}, Simplify] /. c^2 -> 1 - s^2
```

```
Out[5]=  $\frac{g^2 v^2 Z^2}{8 c^2}$ 
```

```
In[6]:= mz2 = % * 2 / Z^2
```

```
Out[6]=  $\frac{g^2 v^2}{4 c^2}$ 
```

Masy fermionów: lagrangian Yukawy

Człon zabroniony,
dlaczego?

$$\mathcal{L}_m = -m\bar{\Psi}\Psi = -m(\bar{\Psi}_L\Psi_R + \bar{\Psi}_R\Psi_L)$$

Na szczęście mamy pola skalarne:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_Y = & c_1 (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} d_R + c_2 (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(0)\dagger} \\ -\phi^{(+)\dagger} \end{pmatrix} u_R \\ & + c_3 (\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} e_R + \text{h.c.}\end{aligned}$$

Po SSB:

$$\mathcal{L}_Y = \frac{1}{\sqrt{2}} (v + H) \{c_1 \bar{d}d + c_2 \bar{u}u + c_3 \bar{e}e\}$$

$$m_d = -c_1 v / \sqrt{2}; m_u = -c_2 v / \sqrt{2}; m_e = -c_3 v / \sqrt{2}.$$

Stałe Yukawy nieokreślone (wolne parametry modelu)

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

← Oddziaływania bozonów

$$+ \bar{L} \gamma^\mu \left(i \partial_\mu - g \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) L$$

$$+ \bar{R} \gamma^\mu \left(i \partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) R$$

← Oddziaływania bozonów z fermionami

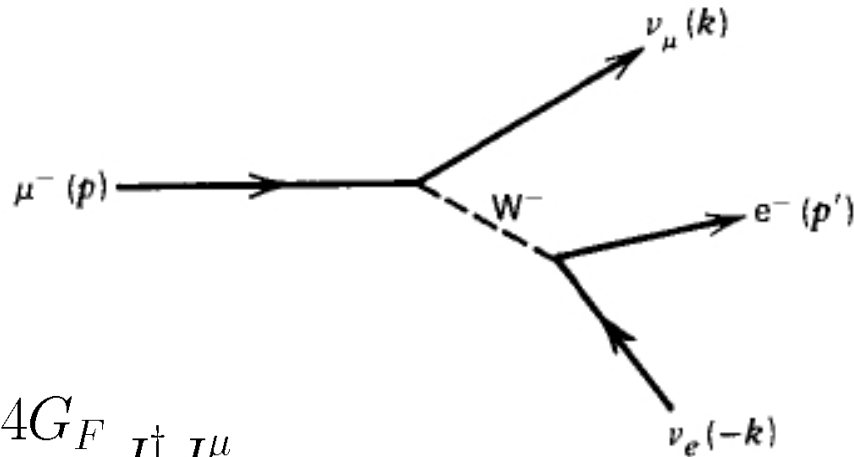
$$+ \left| \left(i \partial_\mu - g \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi)$$

← Masy i sprzężenia bozonów cząstki Higgsa

$$- (G_1 \bar{L} \phi R + G_2 \bar{L} \phi_c R + \text{h})$$

← Masy fermionów i ich sprzężenia z cząstką Higgsa

Model Fermiego (także rozpady beta)



$$\mathcal{L} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} J_\mu^\dagger J^\mu$$

Teoria efektywna Fermiego

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}$$

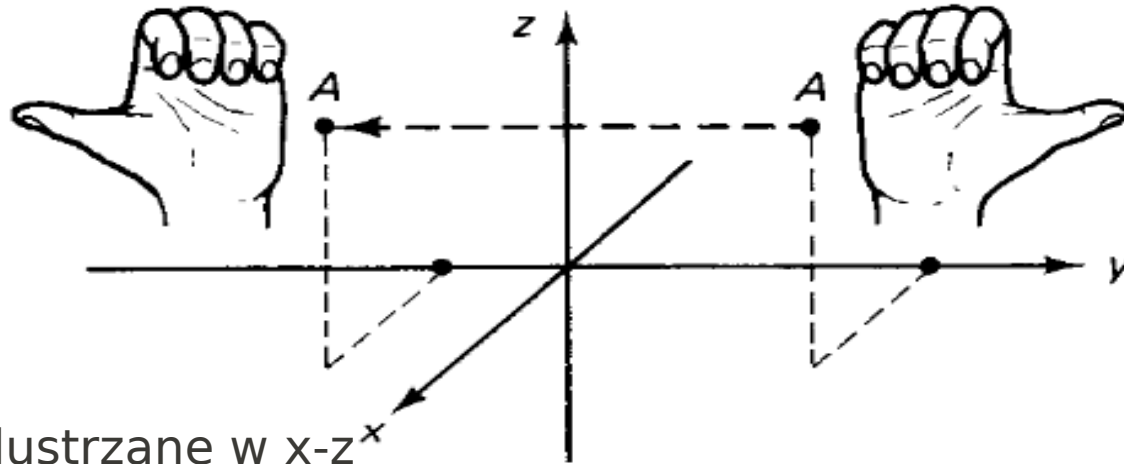
Identyfikacja stałej Fermiego,
 $M_W^2 \gg q^2$

$$\mathfrak{M} = \left(\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_{\nu_\mu} \gamma^\sigma \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) u_\mu \right) \frac{1}{M_W^2 - q^2} \left(\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_e \gamma_\sigma \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) u_{\nu_e} \right)$$

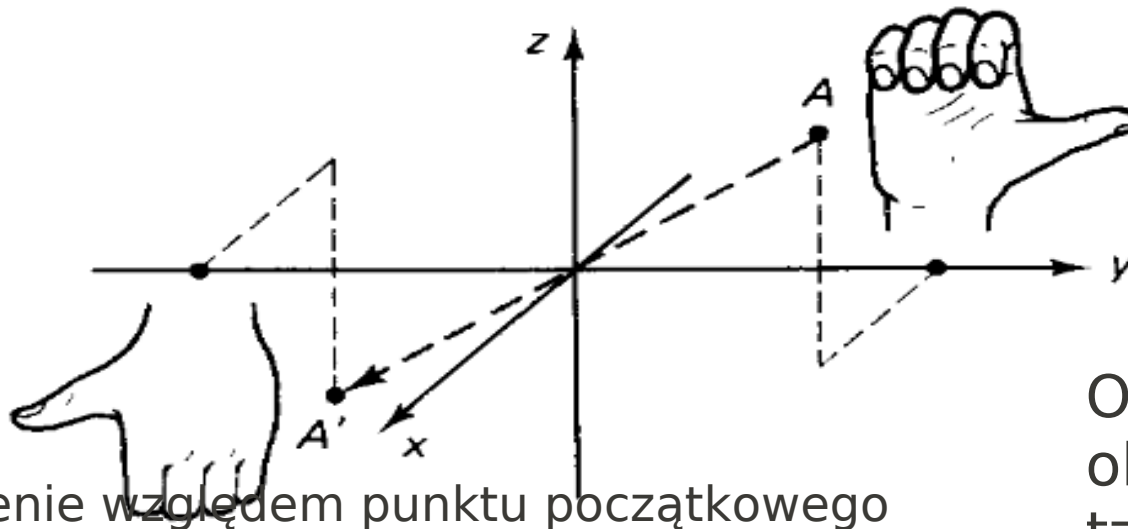
Symetria P

- Teoria Fermiego zakładała, że oddziaływania słabe, podobnie jak elektromagnetyczne zachowują **parzystość**

- Dwa hasła: odbicie, odwrócenie



$$(x, y, z) \rightarrow (x, -y, z)$$



$$(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z)$$

Odwrócenie to odbicie plus obrót o 180 (względem y):
tzw. **operator parzystości P**



Wykład XII: Model Standardowy, J. Gluza

Prologue



→ “Tell me, why should symmetry be of importance?” asked Chairman Mao Zedong.

That was on May 30, 1974, when China was still in the turmoil of the Cultural Revolution and the Gang of Four was at the zenith of its power. I was especially depressed to find, in that ancient land of civilization, that education had been almost totally suspended. I hoped desperately that somehow there would be a way to improve, however slightly, the course of events.

At about six o'clock that morning, the phone in my room at the Beijing Hotel had rung unexpectedly. I was told that Mao would like to see me in one hour at his residence in Zhong Nan Hai, inside the former imperial palace. I was even ← more surprised that when he saw me the first thing he wanted to find out about was symmetry in physics.

- W tym czasie każda nieodpowiednia odpowiedź mogła mieć duże znaczenie... jak wyjaśnił T.D.Lee Mao czym jest symetria?
- Odpowiedź w książce T.D.Lee „Symmetries, Asymmetries, and the world of Particles” (i na wykładzie ;)

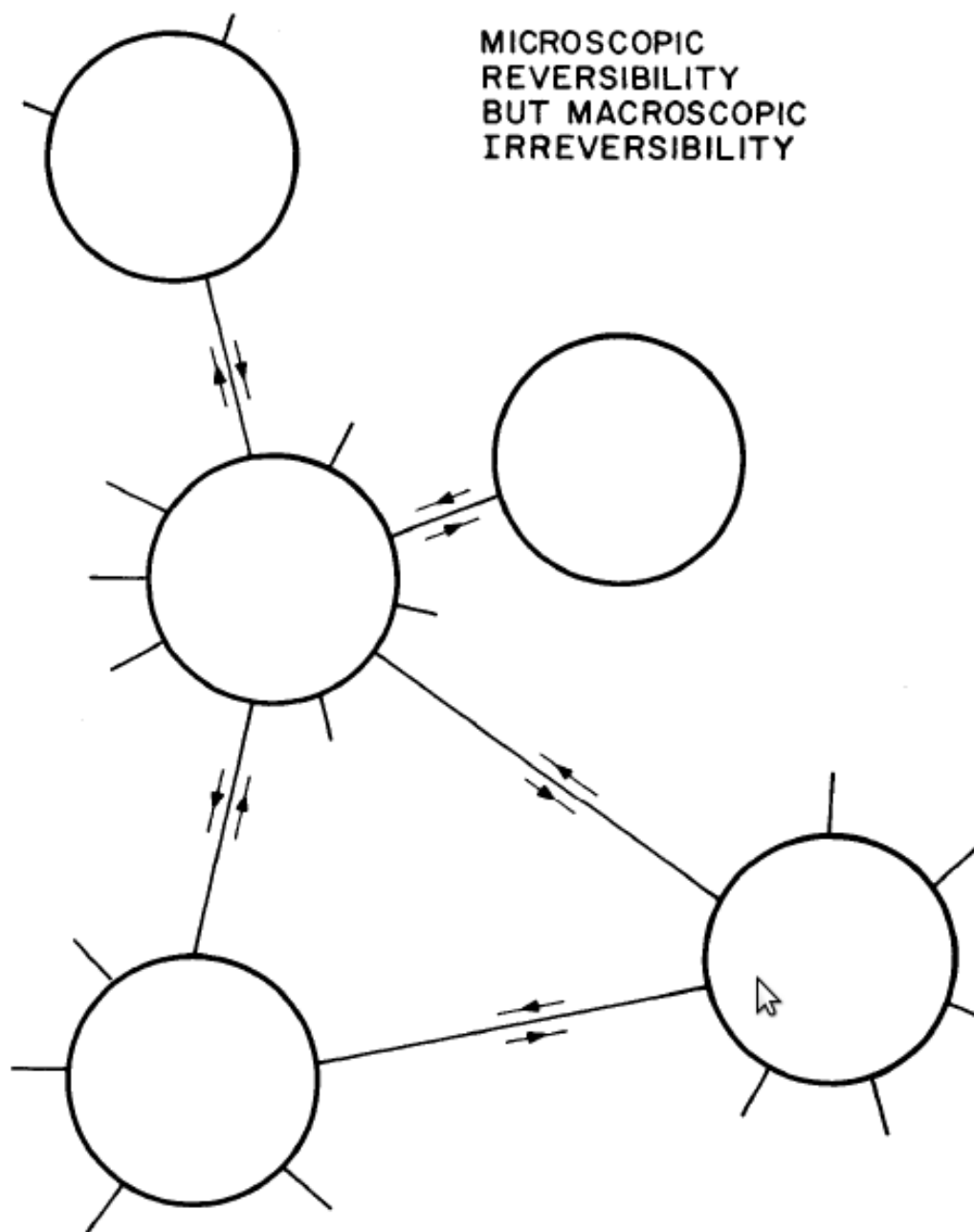


Figure 6b. If we maintain the same number of flights in each direction on any route (i.e., microscopic reversibility), but remove destination signs, gate numbers, and all other information, then it is nearly impossible to find our way back (i.e., macroscopic irreversibility).

Symetria P

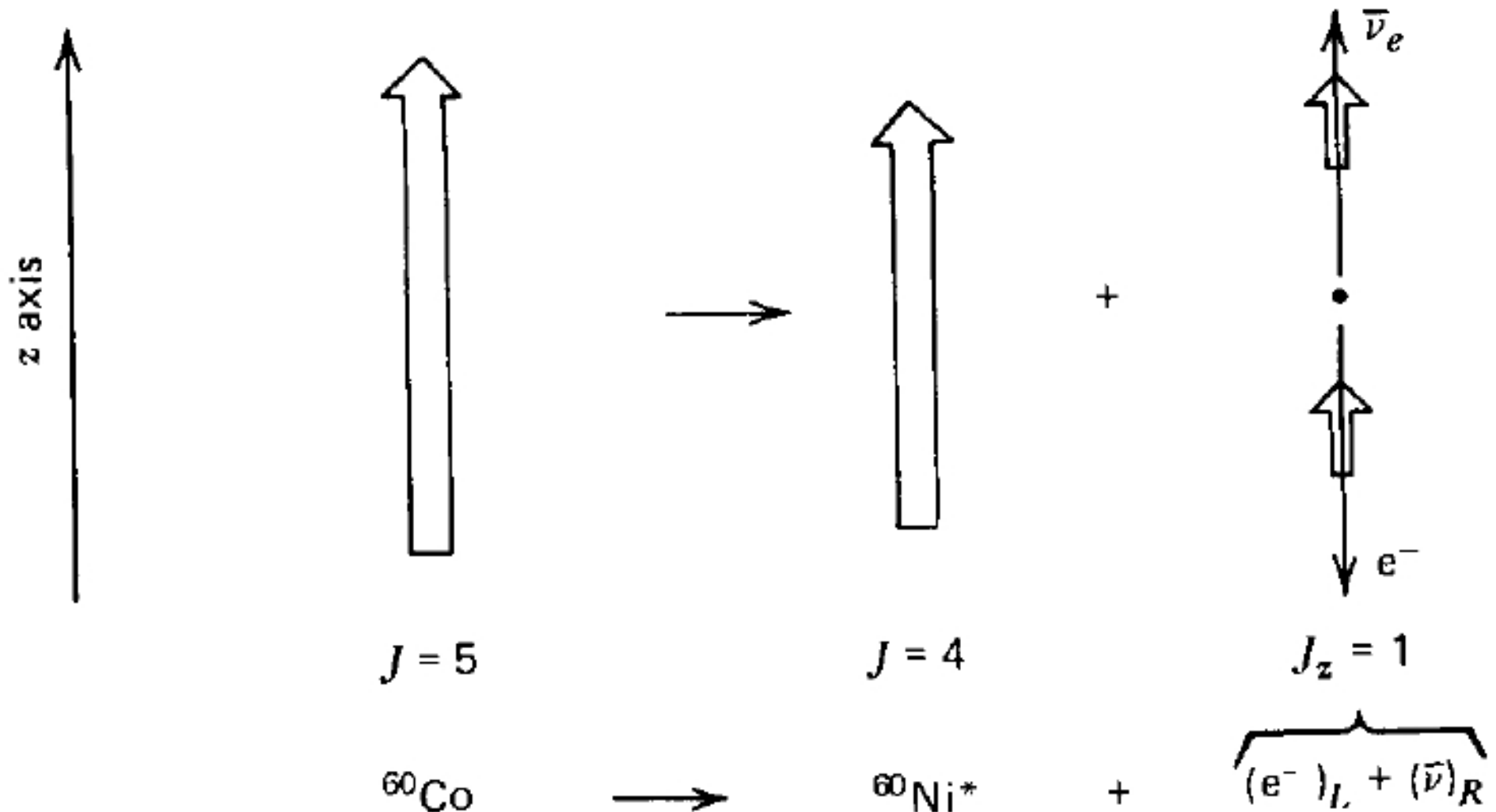
- $P(x)=-x$; $P(v)=-v$; $P(p)=-p$, ale $P(L)=+L$ (pseudowektory); $P(S)=-S$ (skrętność cząstki zmienia się przy operacji P)
- Mówimy o pseudo (axial) wektorach, co ciekawe ponieważ pole magnetyczne B (tak jak moment pędu L) jest pseudowektorem, B i E nie mogą być bezpośrednio dodane (tak jak skalar+wektor nie ma sensu), dlatego np. w równaniu Lorentza mamy $E+q v \times B$
- Co więcej: iloczyn skalarny dwóch wektorów nie zmienia znaku przy operacji P, ale wektora i pseudowektora tak (mówimy o pseudoskalarach)

Naruszenie symetrii P

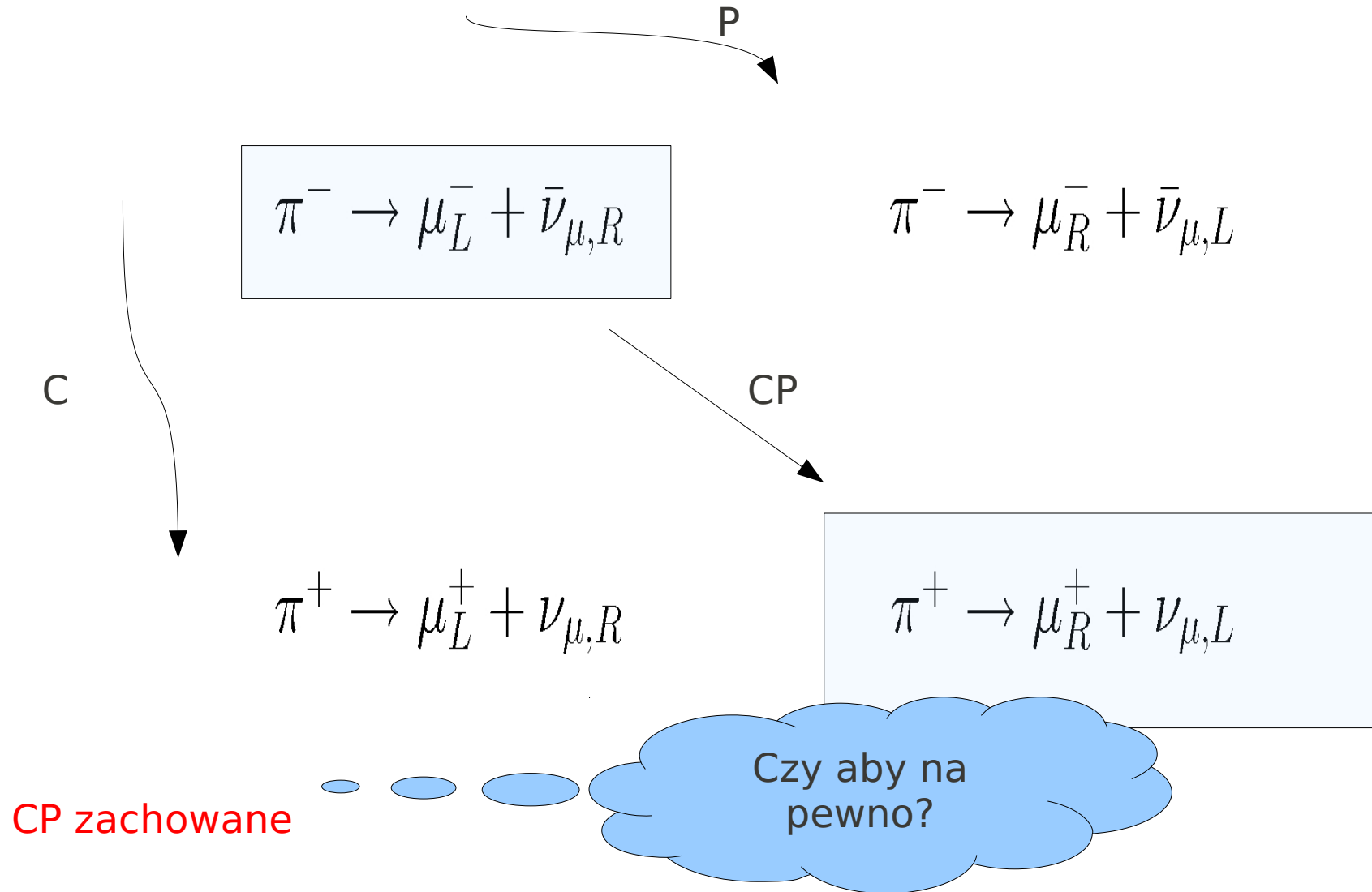
- 1956, Lee, Young (teoria)
- 1957, doświadczenie Wu
- Goldhaber, 1958: neutrino elektronowe jest lewoskrętne, antyneutrino elektronowe prawoskrętne

Doświadczenie Wu

- W niskiej temperaturze większość jąder ustawia spin w kierunku pola magnetycznego;
- Obserwujemy elektrony wylatujące w przeciwnym kierunku do pola (lewoskrętne)!

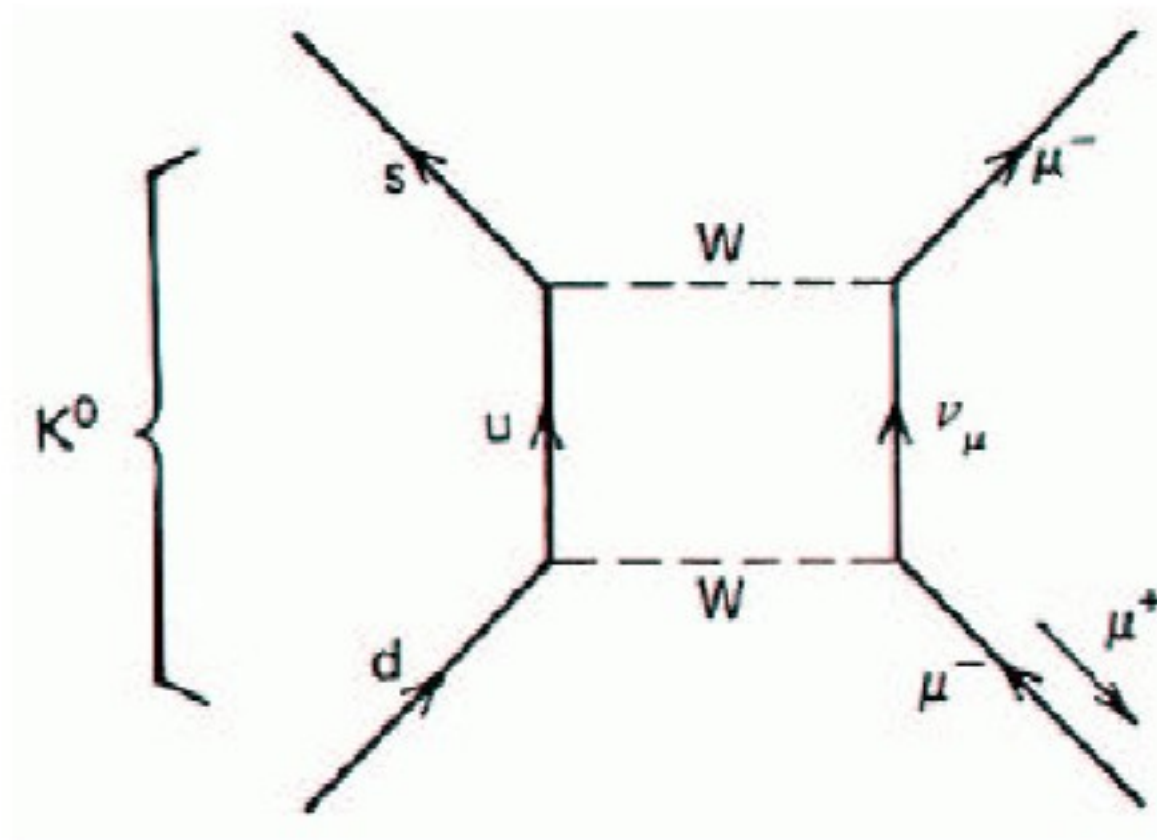


Symetria ładunkowa C (cząstka - antycząstka)



Mieszanie kwarków

- Mechanizm GIM:



Nie obserwujemy, dlaczego?

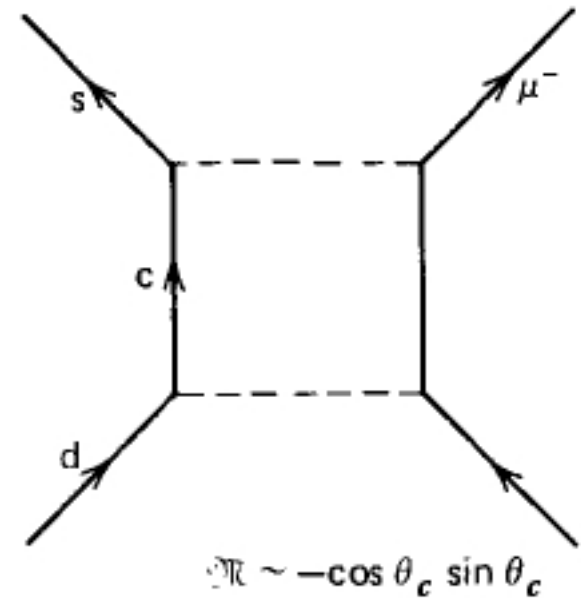
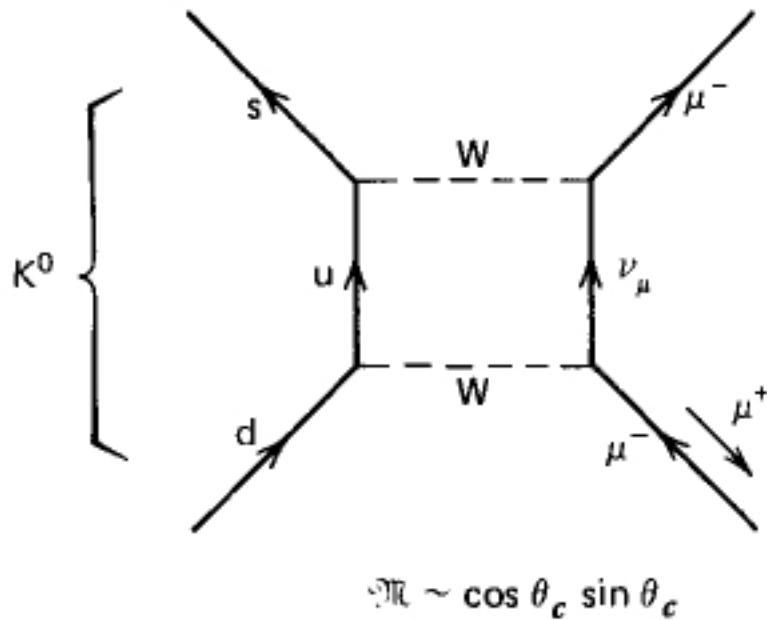
Czwarty kwark

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \dots,$$

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

$$s' = -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c.$$

Kasowanie między amplitudami



Tzw. Mechanizm GIM (Glashow, Iliopoulos, Maiani)

Trzy pokolenia

$$\mathcal{L}_{\text{cc}} = \frac{g}{2\sqrt{2}} \left\{ W_{\mu}^{+} \left[\sum_{ij} \bar{u}_i \gamma^{\mu} (1 - \gamma_5) V_{ij} d_j + \sum_l \bar{\nu}_l \gamma^{\mu} (1 - \gamma_5) l \right] + \text{h.c.} \right\}.$$

$$V = \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix}$$

Pokazanie możliwości łamania symetrii CP w sektorze kwarkowym (faza delta) zostało potwierdzone doświadczalnie, Nobel 2008 wiąże się z tą symetrią (Kobayashi, Maskawa)



The Nobel Prize in Physics 2008

"for the discovery of the mechanism of spontaneous broken symmetry in subatomic physics"

"for the discovery of the origin of the broken symmetry which predicts the existence of at least three families of quarks in nature"



Photo: University of Chicago

Yoichiro Nambu

🕒 1/2 of the prize

USA

Enrico Fermi Institute,
University of Chicago
Chicago, IL, USA



Photo: KEK

Makoto Kobayashi

🕒 1/4 of the prize

Japan

High Energy Accelerator
Research Organization
(KEK)
Tsukuba, Japan



Photo: Kyoto University

Toshihide Maskawa

🕒 1/4 of the prize

Japan

Kyoto Sangyo University;
Yukawa Institute for
Theoretical Physics
(YITP), Kyoto University
Kyoto, Japan

Mieszania kwarków

$$\left[\begin{array}{lll} |U_{ud}| = 0.973 & |U_{us}| = 0.23 & |U_{ub}| \approx 0 \\ |U_{cd}| \approx 0.24 & |U_{cs}| \approx 0.97 & |U_{cb}| \approx 0.06 \\ |U_{td}| \approx 0 & |U_{ts}| \approx 0 & |U_{tb}| \approx 1 \end{array} \right]$$

Twierdzenie CPT

- każda lokalna teoria niezmiennicza lorentzowsko z hermitowskim Hamiltonianem zachowuje symetrię CPT (Schwinger, 1961)
- Ponieważ symetria CP jest łamana (w fizyce kaonów i kwarków B), więc także symetria T
- Najlepszym testem jest badanie równości mas cząstek i antycząstek i ich czasów życia

Szansa na łamanie CP w sektorze neutrin, F. P. An et al.
Phys. Rev. Lett. 108, 171803 (2012)

