UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

287

DRCC - IFGW

SE

$$U(a)\,U(-a) = U(-a)\,U(a) = 1 \qquad U(-a) = e^{-ia}$$

ENTÃO A TRANSFORMAÇÃO $U(a) = e^{ia}$ FAZ UM GRUPO.

ALÉM DISTO, TEMOS

$$U(a_1)\,U(a_2) = U(a_2)\,U(a_1)$$

A ORDEM NÃO IMPORTA

DEFINIÇÃO DE UM GRUPO ABELIANO.

A CONSEQUÊNCIA É A EXISTÊNCIA DE UMA CORRENTE CONSERVADA.

OUTRO EXEMPLO É ROTAÇÕES.

O GRUPO DE TRANSFORMAÇÕES COM UM PARÂMETRO LIVRE É CHAMADO DE $U(1)$, COMO ELA DEPENDE DE UM PARÂMETRO CONTÍNUO ENTÃO É CHAMADO GRUPO DE LIE.

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil

Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

EXEMPLO DE GRUPO DISCRETO, A OPERAÇÃO PARIDADE É ATUANDO ~~NO~~ EM QUADRIVETOR.

$$P = \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix}$$

É UM GRUPO? NÃO MAS P e I SIM,

$$P^2 = I = PP^{-1} \qquad \boxed{P^{-1} = P}$$

MAS NÃO EXISTE UM PARÂMETRO CONTÍNUO QUE LIGA

P e I.

SE $U(\alpha)$ É UMA SIMETRIA, E POR CAUSA QUE É UM GRUPO DE LIE, PODEMOS EXPANDIR PARA UMA TRANSFORMAÇÃO INFINITESIMAL.

$$\boxed{U(\alpha) = 1 + i\alpha}$$

PORTANTO A TRANSFORMAÇÃO

$$\psi(x) \to \psi'(x') = (1 + i\alpha)\psi(x) \qquad \delta\psi(x) = \psi'(x') - \psi(x) = i\alpha\psi(x)$$

SE $U(\alpha)$ É UMA SIMETRIA ENTÃO A AÇÃO DEVE SER INVARIANTE POR ESTA TRANSFORMAÇÃO

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

(289)

DRCC - IFGW

$\delta S = 0 \longleftrightarrow \delta \mathcal{L} = 0$

SIMETRIA $\longrightarrow$

PARA O LAGRANGIANO DE DIRAC

$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\partial_\mu \psi_a, \psi_a)$

ORDENADOS

$$\delta\mathcal{L} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi}\underbrace{\delta\psi}_{i\alpha\psi} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \psi}\underbrace{\delta(\partial_\mu\psi)}_{i\alpha\partial_\mu\psi} + \underbrace{\delta\bar\psi}_{-i\alpha\bar\psi}\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\bar\psi} + \underbrace{\delta(\partial_\mu\bar\psi)}_{-i\alpha\partial_\mu\bar\psi}\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\bar\psi)}$$

ENTÃO

$$\delta\mathcal{L} = i\alpha\left\{\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\psi}\psi + \underbrace{\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)}\partial_\mu\psi}\right\} - i\alpha\left\{\bar\psi\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\bar\psi} + (\partial_\mu\bar\psi)\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\bar\psi)}\right\}$$

INTEGRAND POR PARTE

$$\left[\partial_\mu\left[\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)}\psi\right] - \partial_\mu\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)}\right)\psi\right]$$

EL EL

$$\delta\mathcal{L} = i\alpha\left\{\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\psi} - \partial_\mu\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)}\right)\right\}\psi - i\alpha\bar\psi\left\{\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\bar\psi} - \partial_\mu\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\partial_\mu\bar\psi}\right\}$$

$$+ i\alpha\partial_\mu\left[\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\partial_\mu\psi}\right)\psi - \bar\psi\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\partial_\mu\bar\psi}\right)\right]$$

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil
Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

SE

$$\psi(x) \to \psi'(x') = e^{i\alpha(x)}\psi(x)$$

ENTÃO A DERIVADA

$$\partial_\mu \psi(x) \longrightarrow \partial'_\mu \psi'(x') = \partial_\mu \left[e^{i\alpha(x)} \psi(x) \right]$$

$$\boxed{\partial'_\mu \psi'(x') = \partial_\mu \alpha \, e^{i\alpha(x)} \psi(x) + e^{i\alpha} \partial_\mu \psi}$$

ENTÃO ESTA QUANTIDADE NÃO É COVARIANTE, ~~LOGO~~ É

O LAGRANGEANO?

$$\mathcal{L}(x) \to \mathcal{L}'(x') = i\bar{\psi}'(x') \gamma^\mu \partial'_\mu \psi'(x') - m \bar{\psi}'(x')\psi'(x')$$

$$= i\bar{\psi}(x) e^{-i\alpha(x)} \gamma^\mu \left[i\alpha e^{i\alpha(x)} \psi(x) + e^{i\alpha(x)} \partial_\mu \psi \right]$$

$$- m \bar{\psi}(x)\psi(x) e^{-i\alpha(x)} e^{i\alpha(x)} \neq \mathcal{L}(x)$$

NÃO É UMA SIMETRIA

PODEMOS ALTERAR A TRANSFORMAÇÃO PARA QUE SEJA UMA

SIMETRIA, ANTERIORMENTE

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

$$\partial_\mu \psi \to e^{i\alpha} \partial_\mu \psi$$

$$\bar{\psi} \to e^{-i\alpha}\bar{\psi}$$

$$\bar{\psi}\partial_\mu \psi(x) \to e^{-i\alpha} e^{i\alpha} \bar{\psi} \partial_\mu (x)$$

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

293

DRCC - IFGW

PRECISAMOS REPETIR O MESMO PASSO PARA UMA TRANSFORMA-
ÇÃO LOCAL

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

$$D_\mu \psi \to e^{i\alpha} D_\mu \psi$$

$$\bar\psi \to e^{-i\alpha(x)}\bar\psi(x)$$

$$\bar\psi' D_\mu' \psi' = e^{-i\alpha} e^{i\alpha}\bar\psi D_\mu \psi$$

PRECISAMOS ACHAR A OPERAÇÃO $D_\mu \psi \to e^{i\alpha} D_\mu \psi$

QUADRIVETOR

$$D_\mu = \partial_\mu + \beta A_\mu$$

↳ UM QUADRIVETOR GERAL

$$D_\mu\psi = \partial_\mu\psi + \beta A_\mu\psi \to D_\mu'\psi' = (\partial_\mu\psi + \beta A_\mu\psi)'$$

$$= \partial_\mu\psi' + \beta A_\mu'\psi'$$

$$= e^{i\alpha(x)}\partial_\mu\psi + \partial_\mu\alpha\, e^{i\alpha}\psi$$

$$+ \beta A_\mu' e^{i\alpha}\psi$$

COMO

$$\partial_\mu\psi \to e^{i\alpha(x)}\partial_\mu\psi + \partial_\mu\alpha\, e^{i\alpha(x)}\psi$$

$$\beta A_\mu\psi \to +\beta A_\mu'\psi\, e^{i\alpha(x)}$$

$$D_\mu \to e^{i\alpha(x)} D_\mu\psi = e^{i\alpha(x)}(\partial_\mu + \alpha A_\mu)\psi$$

ENTÃO DEVEMOS TER $e^{i\alpha(x)}[\partial_\mu\psi + i\partial_\mu\alpha\,\psi] + \beta A_\mu' e^{i\alpha(x)} = e^{i\alpha}(\partial_\mu + \beta A_\mu)\psi$

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil

Tel.: (0192)39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192)39-3127

ESTA CONDIÇÃO É POSSÍVEL SE

$$i\partial_\mu \alpha(x)\psi + \beta A'_\mu \psi = \beta A_\mu \psi$$

SE

$$i\partial_\mu \alpha(x) + \beta A'_\mu = \beta A_\mu$$

$$\boxed{A'_\mu = A_\mu - \frac{i}{\beta}\partial_\mu \alpha(x)}$$ → ESTA TRANSFORMAÇÃO É A TRANSFORMAÇÃO DE GAUGE LOCAL DO ELETROMAGNETISMO.

COMO ACHAR A CONSTANTE β?

$$\mathcal{L}_1 \to \mathcal{L}_2 = i\bar\psi D_\mu \gamma^\mu \psi - m\bar\psi\psi = i\bar\psi \partial_\mu \gamma^\mu\psi + i\beta\bar\psi A_\mu \gamma^\mu \psi - m\bar\psi\psi$$

$i\bar\psi \partial_\mu \gamma^\mu \psi - m\bar\psi\psi$ ~~eei~~

SABEMOS DA INTERAÇÃO ELETROMAGNÉTICA, $\underline{\beta = -ie}$

ENTÃO A TRANSFORMAÇÃO

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

$$A_\mu(x) \to A'_\mu = A_\mu + e\,\partial_\mu \alpha(x)$$

FAZ A LAGRANGEANA $\mathcal{L}_2$ SER INVARIANTE POR ESTA TRANSFORMAÇÃO.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

295

DRCC - IFGW

O CAMPO A_μ É O CAMPO DE GAUGE QUE ACOPLA UMA PARTÍCULA DE DIRAC DE CARGA $-e$ DA MESMA FORMA DO CAMPO DE FÓTONS. O NOVO TERMO PODE SER ESCRITO COMO $-j^\mu A_\mu$. SE ESTE É O CAMPO DE FÓTONS PRECISAMOS INTRODUZIR A DINÂMICA DOS CAMPOS A_μ.

SE FIZERMOS

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$$

O TERMO $F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ É INVARIANTE POR TRANSFORMAÇÃO DO CAMPO A_μ:

EM ELETRODINÂMICA CLÁSSICA SE DEFINE $\alpha(x) = \frac{1}{e}\alpha'(x)$.

ENTÃO $\boxed{A_\mu \to A_\mu' = A_\mu + \partial_\mu \alpha'(x)}$

$$A_\mu \to A_\mu' = A_\mu + e\,\partial_\mu \alpha(x)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \longrightarrow \partial_\mu(A_\nu + e\,\partial_\nu\alpha) - \partial_\nu(A_\mu + e\,\partial_\mu\alpha(x))$$

$$= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + \underbrace{e\,\partial_\mu\partial_\nu\alpha - e\,\partial_\nu\partial_\mu\alpha(x)}$$

É INVARIANTE.

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil
Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

SE ADICIONÁSSEMOS O TERMO DE MASSA

$$\frac{m^2}{2} A^\mu A_\mu \longrightarrow \frac{m^2}{2}(A'_\mu A'_\mu) \neq \frac{m^2}{2} A_\mu A^\mu$$

CAMPOS VETORIAIS MASSIVOS NÃO SÃO INVARIANTES POR TRANSFORMAÇÃO DE GAUGE.

EXPERIMENTALMENTE TEMOS $M_\gamma < 4{,}5\,10^{-16} \frac{eV}{c^2} \left(1\,10^{-18} \frac{eV}{c^2}\right)$

ENTÃO OBTEMOS A QED POR RAZÕES BEM DISTINTAS

PELA QUESTÃO DE OBTER UMA LAGRANGIANA SIMÉTRICA POR TRANSFORMAÇÕES DE GAUGE DE LORENTZ.

DIGRESSÃO

1º TEOREMA DE NOETHER → TRANSFORMAÇÕES DE PARÂMETROS GLOBAIS → CORRENTE CONSERVADA

2º TEOREMA DE NOETHER → TRANSFORMAÇÕES DE PARÂMETROS LOCAIS → CORRENTE CONSERVADA ∃ DE TENSORES ANTISSIMÉTRICOS.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

DRCC-IFGW

TRANSFORMAÇÕES DO ESPAÇO-TEMPO

- ROTAÇÕES — $\vec{L}$
- BOOSTS — $\vec{S}$
- TRANSLAÇÕES — $\vec{P}, E$

TRANSFORMAÇÕES INTERNAS

CARGAS CONSERVADAS

PODEMOS TER UMA TRANSFORMAÇÃO QUE MISTURA TRANSFORMAÇÕES DO ESPAÇO TEMPO E INTERNAS.

A RESPOSTA É NÃO.

TEOREMA COLEMAN-MANDULA: $\exists$ NÃO É POSSÍVEL CONSTRUIR TEORIAS QUE MISTUREM TRANSFORMAÇÕES DO ESPAÇO-TEMPO E TRANSFORMAÇÕES INTERNAS.

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin-UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil

Tel.:(0192)39-8112
Telex:(019) 1150
Fax:(0192)39-3127

O GRUPO SU(3) É UM GRUPO DAS TRANSFORMAÇÕES DE DETERMINANTE UNITÁRIO E MATRIZES UNITÁRIAS.

A MENOR REPRESENTAÇÃO DE SU(3) É DADA POR MATRIZES 3x3

$$R = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad G = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad B = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$\left[\frac{\lambda_i}{2}, \frac{\lambda_j}{2}\right] = i f_{ijk} \frac{\lambda_k}{2} \qquad i,j,k = 1, 8$$

AS MATRIZES λ_i SÃO CHAMADAS MATRIZES DE GELLMANN.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

301

DRCC - IFGW

AS MATRIZES $U(\theta_i)$ FORMAM UM GRUPO CHAMADO

UM GRUPO CHAMADO $U(2)$, TODAS AS MATRIZES 2x2 UNITÁRIAS.

$$U(\theta_i)\, U^\dagger(\theta_i) = e^{-i\theta_i\sigma_i/2}\, e^{+i\theta_j\sigma_j^\dagger/2} = e^{-i\theta_i\sigma_i/2 + i\theta_i\sigma_j^\dagger/2} = 1$$

USANDO BAKER-HAUSDORFF

$$[i\theta_i\sigma_i/2,\ i\theta_j\sigma_j^\dagger/2] = -\frac{1}{4}\theta_i\theta_j\,[\sigma_i,\sigma_j^\dagger] = -\frac{1}{4}\theta_i\theta_j\, i\,\varepsilon_{ijk}\sigma_k = 0$$

SE $i \neq j$

SE $j = 2$ $\sigma_j^\dagger = -\sigma_j$

$j \neq 2$ $\sigma_j^\dagger = \sigma_j$

$$\sigma_2\sigma_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_2\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}$$

$$[\sigma_i,\sigma_j] = i\,\varepsilon_{ijk}\sigma_k$$

$$e^{\hat{x}}\, e^{\hat{y}} = e^{\hat{x}+\hat{y} + \frac{1}{2}[\hat{x},\hat{y}]}$$

$\sigma_j^\dagger = \sigma_j$ SEMPRE

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil
Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

DRCC - IFGW

MESMO EM MECÂNICA QUÂNTICA, OS POTENCIAS A^μ

TEM EFEITO DINÂMICO.

PARA QUARKS, COMO É A INTERAÇÃO?

PARA CONSTRUIRMOS O MODELO DE QUARKS, USAMOS

COMO CONSTRUÇÃO DIFERENTES TIPOS DE QUARKS,

u, d, c, s, b, t

E CONSTRUÍMOS TODOS OS QUARKS. ESTES SÃO OS

ESTADOS DE SABORES.

ALÉM DISTO, A QUASE IDENTIDADE ENTRE PROTON E

NEUTRON FEZ INTRODUZIR A NOÇÃO DE ISOSPIN FORTE.

PARA O PROTON E O NEUTRON PODEMOS ASSUMIR

$n = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ $p = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ COMO TEMOS DOIS ESTADOS $2 = 2s+1 \to s = 1/2$

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil

Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

Podemos estender isto para incluir isospin e estranheza. Gell-Mann e Nishijima construíram estados que podem ser caracterizados por estas duas quantidades,

$S=0$ $\quad \pi, N, \Delta$

$S=1$ $\quad K^+ \; - -$

$S=-1$ $\quad \Lambda, \Sigma$

Mas isto não é uma simetria exata.

A introdução da cor

Podemos obter informação sobre o grau dinâmico dos quarks da seguinte forma, se aniquilarmos e^-e^+ para produzirmos quarks: $e^-e^+ \to q\bar{q}$.

Se espalharmos e^-e^- iremos produzir hádrons

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil

Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

EXPERIMENTALMENTE TEMOS $N_c = 3$. ESTE NÚMERO É

INTERPRETADO COMO NÚMERO DE CORES DE QUARKS

DISPONÍVEIS.

u u u

G R B

OUTRO SINAL DA COR É O DECAIMENTO

DE $\pi^0 \to \gamma\gamma$

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

DRCC-IFGW

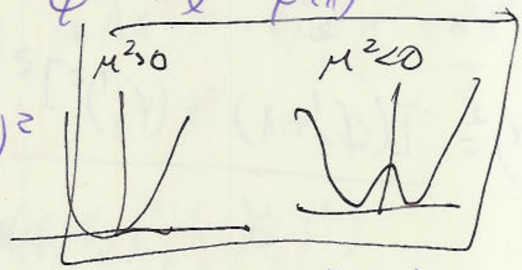
QUEBRA ESPONTANEA DE SIMETRIA

$$\mathcal{L}_1 = \partial_\mu \phi \, \partial^\mu \phi^* - \mu^2 \phi\phi^* - \lambda (\phi\phi^*)^2$$

SIMETRIA GLOBAL

$$\phi(x) \to e^{-i\alpha} \phi(x) \qquad \phi^* \to e^{i\alpha} \phi^*(x)$$

$$V(\phi, \phi^*) = \mu^2 \phi\phi^* + \lambda (\phi\phi^*)^2$$



MÍNIMO ϕ,

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

$$\phi [\mu^2 + 2\lambda \phi\phi^*] = 0 \qquad \boxed{\phi\phi^* = \frac{-\mu^2}{2\lambda}}$$

SE $\mu^2 < 0$

VAMOS REDEFINIR O CAMPO

$$\phi = \phi' + \chi$$

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

$$\langle \phi \rangle_0 = \langle \chi \rangle_0$$

= SE ESCOLHERMOS A FASE DE ϕ REAL

$$\langle \phi \rangle_0 = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$$

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil

Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

ENTÃO O LAGRANGEANO

$$\mathcal{L}_2 = \frac{\partial_\mu \phi_1'^2}{2} + \frac{(2\mu^2)\phi_1'^2}{2} + \frac{\partial_\mu \phi_2'^2}{2}$$

$$+ \mu^2 (\phi_1' (\phi_1'^2 + \phi_2'^2) - \frac{\lambda}{8}(\phi_1'^4 + \phi_2'^4)^2$$

ESTE LAGRANGEANO TEM AS SEGUINTES CARACTERÍSTICAS

- CAMPO ϕ_1' TEM MASSA $m_{\phi_1'} = -2\mu^2$

  ϕ_2' NÃO TEM MASSA

- $\exists$ MAIS A SIMETRIA DE FASE $U(1)$.

QUAL O LAGRANGEANO: U(1)

$$\mathcal{L}_1 = \frac{1}{2}\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi^* - \mu^2 \phi\phi^* - \lambda(\phi\phi^*)^2$$

COMO $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0$ ~~...~~ TEMOS O TERMO DE MASSA

$-m^2\phi\phi^* = +\mu^2\phi\phi^*$ ~~É NEGATIVO~~ TEM MASSAS QUADRADAS NEGATIVAS

O $\mathcal{L}_2$ LAGRANGEANO TEM ESTADOS DE MASSA NULA, $\phi_2' = 0$.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

DRCC-IFGW

TEORIAS DE GAUGE ABELIANAS COM QUEBRA ESPONTÂNEA DE SIMETRIA

$$\mathcal{L}_1 = \underbrace{(\partial_\mu + ig W_\mu)}_{D_\mu}\phi\,(\partial_\mu - ig W_\mu)\phi^* - V(\phi, \phi^*)$$

D_μ DERIVADA COVARIANTE

O POTENCIAL É O MESMO

$$V = \mu^2|\phi|^2 + \lambda(\phi\phi^*)^2$$

O LAGRANGIANO $\mathcal{L}_1$ É INVARIANTE POR

$$\phi(x) \to e^{-ig\lambda(x)}\phi(x)$$

$$W_\mu \to W_\mu + \partial_\mu\lambda(x)$$

$$(\partial_\mu + igW_\mu)\phi \to (\partial_\mu + igW_\mu')\phi' = (\partial_\mu + ig(W_\mu + \partial_\mu\lambda))[e^{-ig\lambda(x)}\phi(x)]$$

$$= \cancel{-ig\partial_\mu\lambda(x)e^{-ig\lambda(x)}\phi(x)} + e^{-ig\lambda(x)}\partial_\mu\phi + igW_\mu e^{-ig\lambda(x)}\phi(x)$$

$$\cancel{+ig(\partial_\mu\lambda)e^{-ig\lambda(x)}\phi(x)} = e^{-ig\lambda(x)}D_\mu$$

SE $\mu^2 > 0$ DESCREVE A ELETRODINÂMICA DE UM ESCALAR CARREGADO

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin-UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil
Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

SE $\mu^2 < 0$,

$$(\mu^2 + 2\lambda \phi \phi^*)\phi = 0 \qquad \langle\phi\rangle_0 = e^{i\theta}\sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$$

TODA A PARTE DO POTENCIAL É IDÊNTICA AO CASO ANTERIOR.

A DIFERENÇA É A PARTE CINÉTICA,

$$\mathcal{L}_2 = (\partial_\mu + ig W_\mu)\Big(\underbrace{\frac{\phi_1'}{\sqrt{2}} + i\frac{\phi_2'}{\sqrt{2}}}_{\phi'} + \langle\phi\rangle_0\Big)\Big(\partial_\mu - igW_\mu\Big)\Big(\underbrace{\frac{\phi_1'}{\sqrt{2}} - i\frac{\phi_2'}{\sqrt{2}}}_{\phi'} + \langle\phi\rangle_0\Big)$$

$$+ V(\phi_1', \phi_2') =$$

PODEMOS SEPARAR NOS ~~TERMO~~ TERMOS DIRETOS E NOS CRUZADOS,

$$= (\partial_\mu + igW_\mu)\phi'(\partial^\mu - igW_\mu)\phi'^* + (\partial_\mu + igW_\mu)\phi'(\partial_\mu - igW_\mu)\langle\phi\rangle_0$$

$$+ (\partial_\mu + igW_\mu)\langle\phi\rangle_0)(\partial_\mu - igW_\mu)\phi'^* + (\partial_\mu + igW_\mu)\langle\phi\rangle_0(\partial^\mu - igW^\mu)$$

$$\langle\phi\rangle_0$$

$$= \quad (\partial_\mu + igW_\mu)\phi'(-igW_\mu\langle\phi\rangle_0) + \boxed{igW_\mu\langle\phi\rangle_0(\partial_\mu - iW_\mu)\phi'^*}$$

$$+ \quad igW_\mu\langle\phi\rangle_0(-igW^\mu)\langle\phi\rangle_0$$

$$= \boxed{} - igW^\mu\langle\phi\rangle_0\Big\{(\partial_\mu + igW_\mu)\phi' - (\partial_\mu - igW_\mu)\phi'^*\Big\}$$

$$\cancel{\partial_\mu\phi' - \partial_\mu\phi' + igW_\mu\phi' + igW_\mu\phi'}$$

$$+ g^2\langle\phi\rangle_0^2 W_\mu W^\mu \quad = \boxed{}\ \cancel{+ igW^\mu\langle\phi\rangle_0\, 2igW_\mu\phi}$$

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

319

DRCC - IFGW

$$\mathcal{L}_2 = \Box - ig W^\mu \langle\phi\rangle_0 \left\{ \partial_\mu(\phi' - \phi'^*) + igW_\mu(\phi' + \phi'^*) \right\}$$

$$+ g^2 \langle\phi\rangle_0^2 W_\mu W^\mu \quad - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$

COMO

$$\phi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \qquad \phi^* = \frac{\phi_1 - i\phi_2}{\sqrt{2}} \qquad \phi - \phi^* = \frac{2i\phi_2}{\sqrt{2}}$$

$$\phi + \phi'^* = \frac{2\phi_1}{\sqrt{2}}$$

ENTÃO

$$\mathcal{L}_2 = \Box - igW^\mu \langle\phi\rangle_0 \left\{ \frac{2i}{\sqrt{2}} \partial_\mu \phi_2' + igW_\mu\left(\frac{2\phi_1'}{\sqrt{2}}\right) \right\}$$

$$+ g^2 \langle\phi\rangle_0^2 W_\mu W^\mu = \Box + \sqrt{2}\, g \langle\phi\rangle_0 (W^\mu \partial_\mu \phi_2') + g^2 W^\mu W_\mu \langle\phi\rangle_0 \phi_1' \sqrt{2}$$

$$\Box \to (\partial_\mu + igW_\mu)\phi'(\partial_\mu - igW_\mu)\phi'^* = \frac{\partial_\mu \phi_1' \partial_\mu \phi_1'}{2} + \frac{\partial_\mu \phi_2' \partial_\mu \phi_2'}{2}$$

$$+ g^2 \langle\phi\rangle_0^2 W_\mu W_\mu$$

INTERPRETAÇÃO, UM TERMO DE MASSA PARA W^μ, UMA INTERAÇÃO DO W^μ COM ACOPLAMENTO DERIVATIVO, E UMA INTERAÇÃO $W^\mu W_\mu$ E O ϕ_1.

O W_μ TEM UMA MASSA $2g^2\langle\phi\rangle_0^2$

Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

O LAGRANGEANO $\mathcal{L}_2$ É INVARIANTE DE GAUGE COMO

$$\frac{\phi_1'}{\sqrt{2}} + \phi_0 + i\frac{\phi_2'}{\sqrt{2}} \longrightarrow e^{ig\Lambda(x)}\left[\frac{\phi_1'}{\sqrt{2}} + \phi_0 + \frac{\phi_2'}{\sqrt{2}}\right]$$

$$W_\mu \to W_\mu + \partial_\mu \Lambda(x)$$

COM ESTE LAGRANGEANO TEMOS UMA TERMO DE MASSA PARA O BOSON W^μ.

QUANTOS CAMPOS EXISTEM EM $\mathcal{L}_2$? 3 CAMPO W_μ COM MASSA

$\frac{2}{5}$ ϕ_1' e ϕ_2'

ORIGINALMENTE TINHAMOS

$W_\mu \to 2$ MASSA ZERO

$\frac{2}{4}$ ϕ_1 e ϕ_2

O GRAU DE LIBERDADE A MAIS É O BOSON DE NAMBU GOLDSTONE ϕ_2'.

PODEMOS USAR A LIBERDADE DE GAUGE PARA ELIMINAR O CAMPO $\phi_2'(x)$.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

315

DRCC-IFGW

SE ESCREVERMOS O CAMPO ORIGINAL POR

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\, e^{i\theta(x)}\, \eta(x)$$

ONDE $\theta(x)$ e $\eta(x)$ SÃO CAMPOS REAIS.

SE FIZERMOS A TRANSFORMAÇÃO DE GAUGE,

$$\phi(x) \rightarrow e^{-i\theta(x)}\, \phi(x) = \frac{\eta(x)}{\sqrt{2}}$$

E COMO PARA SER INVARIANTE $\quad W_\mu(x) \rightarrow W_\mu' = W_\mu + \partial_\mu \theta(x)$.

AGORA O CAMPO $\phi(x)$ TEM APENAS A PARTE REAL

$$\langle \phi(x) \rangle = \langle \frac{e^{i\theta(x)}\eta(x)}{\sqrt{2}} \rangle$$

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

$$\langle \phi \rangle = \frac{\langle \eta(x) \rangle}{\sqrt{2}} + i\,\frac{\langle \theta(x) \rangle \langle \eta(x) \rangle}{\sqrt{2}}$$

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil
Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

FAZEMO NA FORMA POLAR, $\quad (v+\eta(x)+i\Theta(x))/\sqrt{2} = \frac{v}{\sqrt{2}} + \phi'$

$$\phi(x) = e^{i\frac{\Theta(x)}{v}}(v+\eta)/\sqrt{2} \qquad \langle\phi\rangle_0 = \frac{v}{\sqrt{2}}$$

$$\boxed{\phi = \phi' + \langle\phi\rangle_0} \qquad \boxed{\begin{aligned}\langle\eta\rangle &= 0\\ \langle\Theta\rangle &= 0\end{aligned}}$$

$$\phi' = \phi - \langle\phi\rangle_0 = \frac{(v+\eta(x)+i\Theta(x))}{\sqrt{2}} - \frac{v}{\sqrt{2}} = \frac{(\eta(x)+i\Theta(x))}{\sqrt{2}}$$

$$\mathcal{L}_2 = (\partial_\mu + igW_\mu)\left(\frac{\eta(x)+i\Theta(x)}{\sqrt{2}} + \frac{v}{\sqrt{2}}\right)(\partial^\mu - igW^\mu)\left(\frac{\eta(x)-i\Theta(x)}{\sqrt{2}} + \frac{v}{\sqrt{2}}\right)$$

$$- V(\phi,\eta,\Theta) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

$$= \frac{(\partial_\mu\eta(x))\partial^\mu(\eta)}{2} + \frac{(\partial_\mu\Theta(x))^2}{2} + \frac{(\partial_\mu + igW_\mu)}{\sqrt{2}}\left(\cancel{\eta(x)+i\Theta(x)}\;\frac{\eta(x)}{\sqrt{2}} + \frac{v}{\sqrt{2}}\right)$$

$$(\partial_\mu - igW_\mu)\left(\cancel{\quad}\;\frac{-i\Theta(x)}{\sqrt{2}}\right) + (\partial_\mu + igW_\mu)\left(\frac{i\Theta(x)}{\sqrt{2}}\right)(\partial^\mu - igW^\mu)\left(\frac{\eta(x)+v}{\sqrt{2}}\right)$$

$$+ \frac{g^2v^2}{2}W_\mu W^\mu =$$

TEMOS

$$\frac{(\partial_\mu\phi_2)\partial^\mu\phi_2}{2} + \sqrt{2}\,g\,\overset{v/\sqrt{2}}{\langle\phi\rangle_0}\,W^\mu\partial_\mu\phi_2 + \frac{g^2v^2}{2}W_\mu W^\mu = \cancel{\quad}^{\,2}v^2$$

$$\frac{(\partial_\mu\phi_2)^2}{2} + g v\,\cancel{\partial}\,W_\mu\partial^\mu\phi_2 + \frac{g^2v^2}{2}W_\mu W^\mu = \frac{g^2v^2}{2}\left[W_\mu W_\mu + \frac{2}{gv}W_\mu\partial^\mu\phi_2 + \frac{1}{g^2v^2}(\partial_\mu\phi_2)^2\right]$$

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

317

DRCC-IFGW

ENTÃO O PROBLEMA É

$$\frac{g^2 v^2}{2}\left[W_\mu + \frac{1}{gv} \partial_\mu \phi_2 \right]^2$$

SE ~~FIZEMOS~~ FIZERMOS UMA TRANSFORMAÇÃO DE GAUGE

$$W_\mu \to W_\mu' = W_\mu + \frac{1}{gv} \partial_\mu \phi_2'$$ ENTÃO

$$\lambda(x) = \frac{\phi_2'}{gv}$$

DEVEMOS FAZER

$$\phi \to \phi' = e^{-ig\frac{\phi_2'}{gv}} \phi(x) = e^{-i\frac{\phi_2'}{v}} \phi(x) = e^{\frac{i\phi_2'}{v}} e^{\frac{i\phi_2'}{v}} \frac{(v+\eta)}{\sqrt{2}}$$

$$= \frac{v+\eta}{\sqrt{2}}$$

ESTA TRANSFORMAÇÃO FAZ O CAMPO ϕ'

FICAR APENAS UM TERMO REAL.

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 + \frac{\partial_\mu^2 \eta^2}{2} - \frac{1}{4} F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{g^2 v^2}{2} W_\mu' W'^\mu$$

$$+ V(\eta)$$

AGORA TEMOS UMA LAGRANGIANA COM 2 CAMPOS: η e W_μ'

AMBOS MASSIVOS.

A INVARIÂNCIA DE GAUGE FOI QUEBRADA

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin-UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil
Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

PODEMOS COM UMA TRANSFORMAÇÃO DE GAUGE RECUPERAR

A TEORIA COM OS MESMOS GRAUS DE LIBERDADE DA

TEORIA ORIGINAL.

OBTEMOS UMA TEORIA DE GAUGE MASSIVA, VIA

QUEBRA ESPONTÂNEA DE SIMETRIA.

AGORA ATÉ ESTE MOMENTO TRATAMOS DE TEORIAS ABELIANAS,

O QUE ACONTECE SE USAMOS TEORIAS NÃO-ABELIANAS.

PRIMEIRO FAREMOS UMA TEORIA GLOBAL SU(2).

IREMOS ASSUMIR QUE TEMOS UM TRIPLETO

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \end{pmatrix} \qquad \text{com } \phi_1, \phi_2, \phi_3 \text{ reais}$$

$$\phi \to \phi' = e^{ig\vec{\alpha}\cdot\vec{T}}\,\phi$$

A ALGEBRA SU(2) É $[T^i, T^j] = i\,\varepsilon_{ijk} T^k$

$$T^3 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

UMA POSSÍVEL REPRESENTAÇÃO É

$$(T^j)_{kl} = -i\,\varepsilon_{jkl} \qquad \begin{matrix} j=1 \\ k,l=1 \end{matrix}$$

$$T^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \qquad T^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

UNICAMP

A DERIVADA COVARIANTE É $D_\mu = \partial_\mu + ig\vec{T}\cdot\vec{b}_\mu$

NA REPRESENTAÇÃO ADJ.

$$(D_\mu)_{kl} = (\partial_\mu)_{kl} + ig(T^j)_{kl} b^j_\mu = \delta_{kl}\partial_\mu + ig(-i\varepsilon_{jkl})b^j_\mu$$

$$\boxed{(D_\mu)_{kl} = \delta_{kl}\partial_\mu + g\,\varepsilon_{jkl}\,b^j_\mu}$$

A ÚNICA MUDANÇA É O TERMO NA DERIVADA COVARIANTE.

COMO QUEBRAR A SIMETRIA?

$$\langle\phi\rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v \end{pmatrix} = \delta_{i3}v$$

ENTÃO $\frac{1}{2}(\delta_{kl}\partial_\mu\phi_l + g\,\varepsilon_{jkl}\,b^j_\mu\phi_l)(\delta_{ki}\partial^\mu\phi_i + g\,\varepsilon_{pkq}\,b^p_\mu\phi_q)$

$\phi_l = \delta_{l3}v$

O TERMO DE MASSA É $(g\varepsilon_{jk3}\,b^j_\mu v)\,g\varepsilon_{pk3}\,b^p_\mu v = \frac{g^2v^2(b^1_\mu)^2 + g^2v^2(b^2_\mu)^2}{2}$

$$g^2\varepsilon_{jkl}\,\varepsilon_{pkq}\,b^j_\mu\,\phi_l\,b^\mu_p\,\phi_q = g^2(\delta_{jp}\delta_{lq} - \delta_{jl}\delta_{pq})\,b^j_\mu b^\mu_p\,\phi_l\phi_p$$

$$\varepsilon_{kjl}\,\varepsilon_{kpq} = A\,\delta_{jl}\,\delta_{pq} + B\,\delta_{jp}\,\delta_{lq} = \delta_{jp}\delta_{lq} - \delta_{jl}\delta_{pq}$$

$$\varepsilon_{123}\,\varepsilon_{123} + \varepsilon_{223}\,\varepsilon_{223} + \varepsilon_{323}\,\varepsilon_{323} = 1 = A\,\delta_{23}\,\delta_{23} + B\,\delta_{22}\,\delta_{33} = 1$$

$B = 1$

$$\longrightarrow g^2\left(b^\mu\cdot b_\mu\,\phi^2 - (\vec{b}^\mu\cdot\vec{\phi})^2\right)$$

Universidade Estadual de Campinas
Caixa Postal 1170
13100 Campinas SP Brasil

$\langle\phi_i\rangle_0 = \delta_{i3}v$

Telefone: PABX (0192) 39-1301
Telex: (019) 1150

NESTE CASO TEMOS DOIS BOSONS DE GAUGE MASSIVOS

$$M_{e^1} = M_{e^2} = \sqrt{2}\, g v$$

E UM COM MASSA ZERO $M_{e^3} = 0$.

SE FIZERMOS

$$T_1 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -iv \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0$$

$$T_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} iv \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0$$

$$T_3 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v \end{pmatrix} = \cancel{\begin{pmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} iv \\ \\ \end{pmatrix}}$$

$$\to \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = 0$$

SE TIVESSEMOS ESCOLHIDO $\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ v \end{pmatrix}$

$$T_1 \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -iv \\ iv \end{pmatrix} \neq 0$$

$$T_2 \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} iv \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0$$

$$T_3 \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -iv \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0$$ ENTÃO TEREMOS 3

ESTADOS MASSIVOS.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

331

DRCC-IFGW

$$\phi_i = \frac{v}{2}\delta_{i2} + \frac{v\,\delta_{i3}}{2} \qquad \vec{b}^\mu \cdot \vec{\phi} = v\, b_2^\mu + v\, b_3^\mu$$

ENTÃO

$$v^2 g^2 \left[(b_1^\mu)^2 + (b_2^\mu)^2 + (b_3^\mu)^2 \cancel{\phi} - \cancel{(b_2)^2} - \cancel{b_3^2} * 2 b_2 b_3 \right]$$

$$v^2 g^2 \left[(b_1^\mu)^2 - 2 b_2 \cdot b_3 \right]$$

AUTOVALORES

$$M^2 = \begin{pmatrix} 2 & 0 & \phi \\ \phi & \phi & -2 \\ \phi & -2 & \phi \end{pmatrix} \frac{v^2 g^2}{4} \qquad (1-\lambda)\left[\lambda^2 - 4\right] = 0$$

$$\lambda = 1$$

$$\lambda = \pm 2$$

$$g\, \varepsilon_{j\mu\ell}\, b_\mu^j\, (v\delta_{\ell 2} + v\delta_{\ell 3})\; g\, \varepsilon_{p\mu q}\, b_\mu^p\, (v\,\delta_{q2} + v\delta_{q3})$$

$$v^2 g^2 \varepsilon_{j\mu 2}\, b_\mu^j\, \varepsilon_{p\mu 2}\, b_\mu^p = g^2 v^2 \varepsilon_{132}\, b_\mu^1\, \varepsilon_{132}\, b_\mu^1 = g^2 v^2 (b_\mu^1)^2$$

$$+ g^2 v^2 \varepsilon_{312}\, b_\mu^3\, \varepsilon_{312}\, b_\mu^3 \qquad g^2 v^2 (b_\mu^3)^2$$

$$\sum_i \phi_i^2 = \sum_i v^2 \delta_{i2} + v^2 \delta_{i3} = \frac{2v^2}{4} = \frac{v^2}{2} \quad \text{ENTÃO} \quad \cancel{g^2 (b^\mu b_\mu (v^2\delta_{i2} + v^2\delta_{i3})}$$

$$\vec{b}^\mu \cdot \vec{\phi} = \frac{v\, b^{\mu 2} + v\, b^{\mu 3}}{2} \qquad g^2 \frac{b^\mu b_\mu\, 2v^2}{4} - g^2 \left(\frac{v b^{\mu 2} + v b^{\mu 3}}{2}\right)^2$$

$$g^2 v^2 \left[\frac{\left((b^{\mu 1})^2 + (b^{\mu 2})^2 + (b^{\mu 3})^2\right) 2}{4} - \frac{(b^{\mu 2})^2}{4} - \frac{(b^{\mu 3})^2}{4} - \frac{2 b^{\mu 2} b^{\mu 3}}{4} \right]$$

$$\frac{g^2 v^2}{4}\left[2(b_\mu^1)^2 + (b^{\mu 2})^2 + (b^{\mu 3})^2 - 2 b^{\mu 2} b^{\mu 3} \right] \qquad M^2 = \begin{pmatrix} 2 & 0 & \phi \\ \phi & 1 & -2 \\ \phi & -2 & 1 \end{pmatrix}$$

$$(2-\lambda)\left[(1-\lambda)^2 - 4\right] \qquad (\lambda - 1) = \pm 2$$

$$\lambda^2 - 2\lambda + 1 - 4 = \lambda^2 - 2\lambda - 3 = 0 \qquad \lambda = 1 \pm 2$$

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil
Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

SO(3) LOCAL

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(D_\mu\phi)D^\mu\phi) - V(\phi,\phi) - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$$

QUANTOS GRAUS DE LIBERDADE TEM ESTE LAGRANGIANO

3 ESCALARES REAIS $\times 1$

3 VETORES NAO MASSIVOS $\times 2$

9 GRAUS DE LIBERDADE

SE ASSUMIMOS $\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v \end{pmatrix}$ OS CAMPOS DESLOCADOS SÃO ξ e η.

A EXPANSÃO É

$$\phi = \exp\left(\frac{i}{v}(\xi_1 T^1 + \xi_2 T^2)\right)\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v+\eta \end{pmatrix}$$

PODEMOS ELIMINAR OS CAMPOS ξ_1 e ξ_2 POR UMA TRANSFORMAÇÃO DE GAUGE

$$\phi \to \phi' = e^{-\frac{i}{v}(\xi_1 T^1 + \xi_2 T^2)}\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v+\eta \end{pmatrix}$$

NO LAGRANGIANO $\mathcal{L}_\phi$ TEMOS

1 CAMPO ESCALAR REAL MASSIVO — 1

2 CAMPOS VETORIAIS DE MASSA $\times 3 = 6$

1 " " SEM MASSA $\times 2 = 2$

9

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

DRCC - IFGW

TEORIAS NÃO ABELIANAS

O GRUPO SU(2)

$$\begin{pmatrix}x'\\y'\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}a&b\\c&d\end{pmatrix}\begin{pmatrix}x\\y\end{pmatrix}$$

TODAS AS TRANSFORMAÇÕES UNITÁRIAS E COM DETERMINANTE UNITÁRIO

$|x'|^2+|y'|^2$ = INVARIANTE   4 CONDIÇÕES: NORMALIZAÇÃO E ORTOGONALIDADE

det = 1

$$\begin{pmatrix}x'\\y'\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}a&b\\-b^*&a^*\end{pmatrix}\begin{pmatrix}x\\y\end{pmatrix}$$ APENAS DOIS ELEMENTOS

A TRANSFORMAÇÃO

$$U=\exp\left(-\tfrac{1}{2}\, i\varphi\, \hat{n}\cdot\vec{\sigma}\right)$$

REPRESENTAÇÃO IRREDUTÍVEL

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil

Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

SEJA $\psi(x) \to \psi'(x) = G(x)\psi(x)$

COM $G(x) = \exp\left(\frac{i}{2}\,\vec{\tau}\cdot\vec{\theta}(x)\right)$

E $\partial_\mu \psi \Rightarrow \quad G(\partial_\mu\psi) + (\partial_\mu G)\psi$

SE DERIVADA COVARIANTE $\quad D_\mu = 1\partial_\mu + ig B_\mu$

$$B_\mu = \frac{\vec{\tau}}{2}\cdot\vec{b}_\mu = \frac{\tau^a b^a_\mu}{2} = \begin{pmatrix} b_3 & b_1 - ib_2 \\ b_1+ib_2 & -b_3\end{pmatrix}$$

A INVARIANCIA POR TRANSFORMAÇÃO LOCAL É

$$D_\mu\psi \to D'_\mu\psi' = G(D_\mu\psi)$$

ENTÃO TEMOS

$$D'_\mu\psi' = (\partial_\mu + igB'_\mu)\psi' = \partial_\mu\psi' + igB'_\mu\psi' = G\partial_\mu\psi + (\partial_\mu G)\psi + ig\underset{G\psi}{B'_\mu\underset{\downarrow}{\psi'}}$$

LADO DIREITO

ENTÃO TEMOS $\quad = G(\partial_\mu + igB_\mu)\psi = G\partial_\mu\psi + ig\,G(B_\mu\psi)$

ENTÃO A CONEXÃO É

$$igB'_\mu(G\psi) = ig\,G(B_\mu\psi) - (\partial_\mu G)\psi$$

É UMA EQUAÇÃO MATRICIAL. ASSUMINDO QUE VALE PARA ψ.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA GLEB WATAGHIN

DRCC-IFGW

NO CASO DE $G = 1 + \frac{i}{2}\,\tau\cdot\vec{\alpha}$

$\partial_\mu G = \frac{i}{2}\,\vec{\tau}\cdot\partial_\mu\vec{\alpha}$ (325)

$B_\mu' = (1 + \frac{i}{2}\,\vec{\tau}\cdot\vec{\alpha}) B_\mu (1 - \frac{i}{2}\,\vec{\tau}\cdot\vec{\alpha})$

$(-\frac{i}{2}\,\vec{\tau}\cdot\partial_\mu\vec{\alpha})(1 - \frac{i}{2}\,\tau\cdot\vec{\alpha})$

$$i g B_\mu' G = i g G B_\mu - (\partial_\mu G)$$

PARA ISOLARMOS B_μ', MULTIPLICAMOS POR G^{-1} PELO LADO DIREITO,

$$i g B_\mu' = i g G B_\mu G^{-1} - (\partial_\mu G) G^{-1}$$

$$\boxed{B_\mu' = G B_\mu G^{-1} - \frac{(\partial_\mu G)}{i g} G^{-1}}$$

NO CASO DO ELETROMAGNETISMO

$$G = e^{i q \alpha(x)}$$

$$\partial_\mu G G^{-1} = i \partial_\mu \alpha \; G G^{-1} = q i \partial_\mu \alpha$$

$$\boxed{B_\mu' = B_\mu - \partial_\mu \alpha}$$

PARA O ELETROMAGNETISMO $G B_\mu G^{-1} = B_\mu$

PARA ACHARMOS O MOMENTO PRECISAMOS ACHAR O TENSOR $F_{\mu\nu}$. USAREMOS A DEFINIÇÃO

$$F_{\mu\nu} = \frac{1}{i g} [D_\nu, D_\mu] = \frac{1}{i g} [\partial_\nu + i g B_\nu] [\partial_\mu + i g B_\mu]$$

$$F_{\mu\nu} = \frac{1}{i g} \left[i g\, \partial_\nu B_\mu - i g\, \partial_\mu B_\nu + (i g)^2 [A_\nu, A_\mu] \right]$$

$$\tau^a \cdot b_\mu' = \tau \cdot b_\mu - \frac{1}{2} \alpha_i \varepsilon_{ijk} \tau_k b_j^\mu - \frac{i}{2}\, \vec{\tau}\cdot\partial_\mu\vec{\alpha}$$

ENTÃO $b_\mu' = b_\mu + \vec{\alpha} \times b_\mu - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha$

$\tau_k \varepsilon_{kij} \alpha_i b_j^\mu = \vec{\tau}\cdot(\vec{\alpha} \times \vec{b}^\mu)$ → INTERPRETAÇÃO: UMA É UM VETOR NO ESPAÇO INTERNO.

$$B_\mu' = B_\mu + \frac{i}{2} \alpha_i (\tau_i B_\mu - B_\mu \tau_i) - \frac{i}{2}\, \vec{\tau}\cdot\partial_\mu\vec{\alpha} + O(\alpha^2)$$

COMO $B_\mu = \frac{1}{2}\, \vec{T}\vec{b}_\mu$

$$\tau \cdot b_\mu' + \vec{\tau}\cdot b_\mu + \frac{i}{2} \alpha_i (\tau_i \tau_j b_j - \tau_j \tau_i b_j)$$

$$-\frac{i}{2}\, \tau\cdot\partial_\mu\vec{\alpha} \qquad [\tau_i, \tau_j] = i \varepsilon_{ijk} \tau_k$$

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil
Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

COMO B_ν e B_μ TÊM MATRIZES, ELAS NÃO COMUTAM

$$\boxed{F_{\mu\nu} = \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu + i g [B_\nu, B_\mu]}$$

$F^{\mu\nu}$ NÃO É INVARIANTE POR TRANSFORMAÇÕES DE

NESTE FORMATO

GAUGE MAS $Tr\, F^{\mu\nu}_{a} F^{a}_{\mu\nu}$ É INVARIANTE.

$$F_{\mu\nu} = \partial_\nu \frac{\vec{T}}{2} b_\mu - \partial_\mu \frac{\vec{T}}{2} \vec{b}_\nu + i g \frac{b^a_\nu b^b_\mu}{4} [T_a, T_b]$$

$i\varepsilon_{abc} T_c$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\nu \frac{\vec{T}}{2} \vec{b}_\mu - \partial_\mu \frac{\vec{T}}{2} \vec{b}_\nu - \frac{g}{4} \varepsilon_{abc} b^a_\mu b^b_\mu T_c$$

ENTÃO PODEMOS EXTRAIR O ELEMENTO $F^a_{\mu\nu}$

$$F^a_{\mu\nu} = F^a_{\mu\nu} \frac{\vec{T}}{2} \qquad F^a_{\mu\nu} = \partial_\nu b^a_\mu - \partial_\mu b^a_\nu - g b^a_\nu b^b_\mu \varepsilon_{abc}$$

$$\boxed{F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu b^a_\nu - \partial_\nu b^a_\mu + g b^a_\mu b^b_\nu \varepsilon_{abc}}$$

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

DRCC-IFGW

(327)

QUEBRA ESPONTÂNEA COM SU(2) COMPLETO

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \qquad D_\mu = \partial_\mu + i g \frac{T_a}{2} W_\mu^a$$

O MÍNIMO OCORRE PARA $\phi^\dagger \phi = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = \frac{-\mu^2}{2\lambda}$

PODEMOS ESCOLHER $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0 \qquad \phi_3^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda} = v^2$

VAMOS EXPANDIR EM TORNO DO MÍNIMO

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \qquad \rightarrow \phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta(x) \end{pmatrix}$$

ONDE ELIMINAMOS O TERMO ACIMA

$$\phi(x) = e^{i \vec{T} \cdot \vec{\theta}(x)/v} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + \eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \simeq \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 + i\theta_3/v & i(\theta_1 - i\theta_2)/v \\ i(\theta_1 + i\theta_2)/v & 1 - \theta_3/v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta(x) \end{pmatrix}$$

$$\simeq \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \theta_2 + i\theta_1 \\ v + \eta - i\theta_3 \end{pmatrix}$$

$$\phi \Rightarrow \phi'(x) = e^{-T \cdot \bar{\theta}(x)/v} \phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + \eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil

Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

QUEBRA ESPONTÂNEA DE SIMETRIA

$$\mathcal{L} = (\;)_\mu + ig\frac{\vec{T}}{2}\cdot\vec{W}^\mu\phi)\left(\partial^\mu\phi + ig\frac{\vec{T}}{2}\cdot\vec{W}^\mu\phi\right) - V(\phi) - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}\cdot F_{\mu\nu}$$

O TERMO DE MASSA $\left(ig\frac{\vec{T}\cdot\vec{W}^\mu\phi}{2}\right)\left(ig\frac{\vec{T}\cdot\vec{W}^\mu\phi}{2}\right)$

$$\left|\left(ig\frac{\vec{T}\cdot\vec{W}^\mu}{2}\right)\begin{pmatrix}0\\ v/\sqrt{2}\end{pmatrix}\right|^2 = \frac{g^2}{8}\left|\left(T^3W_3^\mu + T^1W_1^\mu + T^2W_2^\mu\right)\begin{pmatrix}0\\ v\end{pmatrix}\right|^2$$

$$\begin{pmatrix} v(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ -vW_\mu^3\end{pmatrix}$$

$$\frac{g^2}{8}\left|\begin{pmatrix}W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2\\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0\\ v\end{pmatrix}\right|^2 = \frac{g^2v^2}{8}\left[(W_\mu^3)^2 + (W_\mu^2)^2 + (W_\mu^1)^2\right]$$

TODOS BOSONS DE GAUGE GANHAM MASSA!! $M^2\frac{B_\mu^2}{2}$.

$$M^2 = \frac{g^2v^2}{4} \to \boxed{M = \frac{gv}{2}}$$

$\cancel{T_i\begin{pmatrix}0\\0\end{pmatrix}}$ $\quad T_i\begin{pmatrix}0\\ v/\sqrt{2}\end{pmatrix} \neq 0$

$$\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix},\begin{pmatrix}0&i\\-i&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}$$

RESUMINDO

U(1) GLOBAL — ESCALAR DE MASSA ZERO

U(1) LOCAL — ESCALAR MASSIVO, VETORIAL MASSIVO

SU(2) GLOBAL

SU(2) LOCAL
- TRIPLETO: 1 VETOR COM MASSA ZERO, 2 VETORES COM MASSA
- TRIPLETO / DUBLETO: 3 VETORES COM MASSA,

} MECANISMO DE HIGGS

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

341

DRCC - IFGW

MODELO DE GLASHOW-WEINBERG-SALAM

• LEPTONS E QUARKS SÃO ACOMODADOS EM UMA REPRESENTAÇÃO DE G

• DIFERENÇAS DE MASSAS VEM DA QUEBRA ESPONTANEA DE SIMETRIA, VIA ACOPLAMENTO ENTRE FERMIONS E ESCALARES.

O MODELO QUE ~~PRETE~~ DISCUTIREMOS É

$$\boxed{SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y}$$

NA FASE SIMETRIA NÃO-QUEBRADA, TEMOS

3 CAMPOS DA SIMETRIA SU(2)
1 CAMPO DA SIMETRIA U(1)

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil
Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

O GRUPO ESCOLHIDO É UM PRODUTO TENSORIAL,

$SU(2)_W \times U(1)_Y$, QUE IMPLICA EM DUAS

CONSTANTES DE ACOPLAMENTO g e g'. APÓS A QUEBRA

DEVEMOS A INVARIANCIA DE GAUGE $U(1)$

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \xrightarrow{\langle \phi \rangle_0} U(1)_{em}$$

OS ACOPLAMENTOS COM OS CAMPOS DO $SU(2)$ SÃO

$$-ig J_\mu \cdot W^\mu = -ig \bar{\chi}_L \gamma_\mu \vec{T} \cdot \vec{W}^\mu \chi_L$$

$SU(2)_L$ COM APENAS CAMPOS DE MÃO ESQUERDA

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

$U(1)_Y$ COM TODOS OS CAMPOS L e R.

A MATRIZ $\hat{T}$ É O GERADOR DE $SU(2)$ e Y É O GERADOR DE

$U(1)$: $Y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$.

AS TRANSFORMAÇÕES DE GAUGE DO χ_L

$$\chi_L \to \chi_L' = e^{i\vec{\alpha}(x)\cdot\vec{T} + i\beta(x) Y} \chi_L$$

$$\chi_R \to \chi_R' = e^{i\beta(x) Y} \chi_R$$

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA GLEB WATAGHIN

343

DRCC-IFGW

A SEGUIR DEVEMOS ESCOLHER AS REPRESENTAÇÕES DOS FÉRMIONS.

ANÁLOGO À SPIN UP E DOWN

$$\chi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad I_3 = 1/2,\; I_3 = -1/2 \qquad I = 1/2,\; Y = -1$$

SE ESCOLHERMOS OUTRA REPRESENTAÇÃO OS RESULTADOS MUDAM.

$$\psi_R = e_R^- \qquad I = 0,\; Y = -2$$

$\cancel{\exists}$ COLOCAMOS ν_R

PARA QUARKS $\chi_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \qquad \psi_R = u_R, d_R$

~~DEVEMOS POR~~

EM PRINCÍPIO PODERÍAMOS COMEÇAR COM O HIPERCARGA ARBITRÁRIAS E TENTAMOS ACHAR OS TERMOS.

VEREMOS EM PARTÍCULA É COMO OBTEMOS ISTO.

IREMOS ESTABELECER A CHAMADA RELAÇÃO DE GELLMANN-NISHIJIMA

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

OBSERVE QUE PARTÍCULAS EM DUBLETOS OU SINGLETOS DEVE TER A MESMA CARGA

PARA ESTADOS RIGHT $\boxed{y_R = 2Q_{e_R}}$

$$Q_{e_L} = Q_{e_R} = (I_3)_L + \frac{y_L}{2} = (I_3)_R + \frac{y_R}{2} = \frac{y_R}{2} = -1$$

COMO $(I_3)_{e_L} = -1/2$, $-\frac{1}{2} + \frac{y_L}{2} = -1$

$\boxed{y_{e_R} = -2}$ $\quad y_L = -1$

POR DEFINIÇÃO ESTADOS RIGHT NÃO PARTICIPAM DA INTERAÇÃO. ENTÃO

$$(I_3)_R = 0$$

$$Q_{\nu_L} = (I_3)_L + \frac{y_L}{2} = \frac{1}{2} + \frac{y_L}{2} = 0 \qquad (y_L = -1)$$

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil
Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

PARA QUARKS

$$Q_{d_L} = Q_{d_R} = -\frac{1}{3} = (I_3)_L + \frac{y_L}{2} = \frac{y_R}{2}$$

$$\boxed{y_{d_R} = 2Q_{d_R} = -\frac{2}{3}}$$

$$(I_3)_{d_L} = -1/2$$

$$y_L = 2\left(y_R - (I_3)_L\right)$$

$$\boxed{y_L = 2(-1/3 + 1/2) = 2\left(-\frac{2}{6} + \frac{3}{6}\right) = \frac{1}{3}}$$

E ASSIM POR DIANTE,

	T	T_3	Q	Y
ν_{e_L}	$1/2$	$1/2$	0	-1
e_L^-	$1/2$	$-1/2$	-1	-1
e_R^-	0	0	-1	-2

	T	T_3	Q	Y
d_L	$1/2$	$+1/2$	$2/3$	$1/3$
d_L	$1/2$	$-1/2$	$-1/3$	$1/3$
u_R	0	0	$2/3$	$4/3$
d_R	0	0	$-1/3$	$-2/3$

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

AMBOS COMPONENTES DO DUBLETO TEM A MESMA HIPERCARGA

$$\mathcal{L}_1 = \bar{\chi}_L \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g\frac{\vec{\tau}}{2}\cdot\vec{W}_\mu - g'\left(\frac{\overset{-1}{y_L}}{2}\right) B_\mu \right] \chi_L$$

$$+ \bar{e}_R \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g' \overset{-1}{y_{e_R}} B_\mu \right] e_R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \qquad W_\mu = W_\mu^a \frac{\tau_a}{2}$$

$$W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu - g(W_\mu \times W_\nu)$$

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

DRCC-IFGW

MJ

$$Q = \frac{T_3}{2} + \frac{Y}{2} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix} + \frac{1}{2}\begin{pmatrix}1&0\\0&1\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}1&0\\0&0\end{pmatrix}$$

$$Q\begin{pmatrix}0\\v(0)\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}1&0\\0&0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0\\v(0)\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}0\\0\end{pmatrix} = 0$$

↑ MANTÉM O VÁCUO INVARIANTE.

ENTÃO UMA COMBINAÇÃO DA SIMETRIA DE GAUGE SU(2) E NO U(1) MANTÉM O VÁCUO INVARIANTE.

A RELAÇÃO É EXATAMENTE A GELL-MANN-NISHIJIMA.

FALTA INCLUIRMOS A INTERAÇÃO ENTRE FÉRMIONS E ESCALARES

$$\cancel{\mathcal{L} = \left(\partial_\mu - ig T_\mu W^\mu - i\frac{g'}{2} Y_\mu B^\mu\right)\Phi}$$

$$\mathcal{L}_1 = \bar{X}_L \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g\left(\frac{\vec{T}}{2}\right)\cdot\vec{W}_\mu - g'\left(\frac{Y_{X_L}}{2}\right) B_\mu \right] X_L$$

$$+ \bar{l}_R \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g\, Y_{l_R} B_\mu \right] l_R - \frac{1}{4}\vec{W}^{\mu\nu}\cdot\vec{W}_{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

$$+ \left| \left(i\partial_\mu - \boxed{g\left(\frac{\vec{T}}{2}\right)\cdot\vec{W}_\mu - g'\frac{Y_\phi}{2} B_\mu} \right)\Phi \right|^2 - V(\phi)$$

→ MASSAS DOS BÓSONS DE GAUGE

$$- G_e \left[\bar{X}_L \begin{pmatrix}\phi^+\\ \phi^0\end{pmatrix} l_R + \bar{l}_R\, \phi^c\, X_L \right]$$

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil

Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

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

$$\left(\frac{1}{2}\right)^2\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^2$$

$$= \frac{v^2g^2}{8}\left[(W_\mu^1)^2+(W_\mu^2)^2\right] + \frac{v^2}{8}\left(-gW_\mu^3+g'B_\mu\right)\left(-gW_\mu^3+g'B_\mu\right)$$

PODEMOS ESCREVER $\quad W_\pm = \dfrac{(W^1 \mp iW_2)}{\sqrt{2}}$

$$W_+W_- = \frac{(W^1-iW_2)}{\sqrt{2}}\frac{(W_1+iW_2)}{\sqrt{2}} = \frac{(W_1)^2+(W_2)^2}{2}$$

PORTANTO

$$\left(\frac{gv}{2}\right)^2 W_\mu^+W_-^\mu + \frac{v^2}{8}\left(W_\mu^3 \;\; B_\mu\right)\underbrace{\begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2\end{pmatrix}}_{\text{NÃO-DIAGONAL}}\begin{pmatrix}W^{3\mu}\\ B^\mu\end{pmatrix}$$

TERMO DE MASSA $M_W = \dfrac{gv}{2}$.

PRECISAMOS DIAGONALIZAR ESTA

MATRIZ PARA ACHAR OS AUTOVALORES DA MATRIZ.

SE ESCREVERMOS

$$\begin{pmatrix}W^{3\mu}\\ B^\mu\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W\end{pmatrix}\begin{pmatrix}A^\mu\\ Z^\mu\end{pmatrix}$$

ONDE A^μ e Z^μ SÃO OS AUTOVETORES.

QUEBRA ESPONTÂNEA DE SIMETRIA

PRECISAMOS ESCOLHER O CAMPO ESCALAR,

$$\mathcal{L}_2 = \left|\left(i\partial_\mu - g\,\vec{T}\cdot\vec{W}_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu\right)\phi\right|^2 - V(\phi)$$

PARA SER INVARIANTE ϕ TAMBÉM PRECISA ESTAR NUMA

REPRESENTAÇÃO DE SU(2), COM HIPERCARGA $Y=1$, FIXAMOS A HIPERCARGA FIXAMOS O ISOSPIN.

$$\phi : \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}\begin{matrix} +1 \\ -1 \end{matrix} \qquad \phi^+ = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$$

$$\phi_0 = (\phi_3 + i\phi_4)/\sqrt{2}$$

$$Q_{\phi^+} = \frac{(Y_3)_{\phi^+}}{2} + (I_3)_{\phi^+} = +1 \qquad (I_3)_{\phi^+} = 1/2$$

$$\frac{(Y_3)_{\phi^+}}{2} + \frac{1}{2} = 1$$

$$Y_3$$

PARA QUEBRARMOS A SIMETRIA

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

OS GERADORES DO SU(2) e U(1)

$$T_1\langle\phi\rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 \qquad Y\langle\phi\rangle_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

$$T_2\langle\phi\rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -iv/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0$$

NENHUM DESTES DEIXA O

$$T_3\langle\phi\rangle_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0$$

VÁCUO INVARIANTE.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

DRCC-IFGW

TODO TERMO DA LAGRANGIANA DEVE SER INVARIANTE POR $SU(2)$ E POR $U(1)$.

PROBLEMAS:

1) BOSONS DE GAUGE SÃO MASSLESS { QUEBRA ESPONTÂNEA DE SIMETRIA

2) PARA FÉRMIONS QUIRAIS, O TERMO DE MASSA USUAL

$$m\bar{e}e = m\,\overline{e_L + e_R}\,(e_L + e_R) = m\bar{e}_L e_R + m\bar{e}_R e_L$$

MAS e_L É A UMA REPRESENTAÇÃO DE $SU(2)$ E e_R À OUTRA REPRESENTAÇÃO.

ESTE TERMO NÃO É INVARIANTE $\rightarrow$ TEORIAS QUIRAIS NÃO PERMITEM MASSAS DAS PARTÍCULAS!!

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil

Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

DRCC - IFGW

ATÉ AGORA NOS PREOCUPAMOS COM OS BOSONS DE GAUGE E ~~FERMIONS~~ ESCALARES. E SOBRE OS FÉRMIONS.

A LAGRANGEANO DOS FÉRMIONS É

$$\mathcal{L}_{Fermion} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu D_\mu \Psi - m\bar{\Psi}\Psi - V(\psi, \phi)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + i g W_\mu^a F_a$$

TERMO DE YUKAWA

ISTO IMPLICA QUE SE O FÉRMION Ψ ESTÁ NUMA REPRESENTAÇÃO TODOS OS FÉRMIONS DA REPRESENTAÇÃO TÊM MASSAS IDÊNTICAS.

O POTENCIAL NESTE CASO É UM TERMO DE YUKAWA,

$$\sum_i \bar{\Psi} h_i \Psi \phi^i$$

MAS SABEMOS QUE NA INTERAÇÃO FRACA, AS PARTÍCULAS DE MÃO ESQUERDA INTERAGEM, MAS NÃO AS PARTÍCULAS DE MÃO DIREITA. A PARIDADE É QUEBRADA.

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil

Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

PARA FERMIONS QUARKS POMOS

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + i\bar{\psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R$$

O TERMO DE MASSA É $m\bar{e}e = m\,\overline{(e_L+e_R)}(e_L+e_R)$

~~E O TERMO DE~~

$$= m(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L)$$

SE A TEORIA VIOLA PARIDADE ESTE TERMO NÃO É INVARIANTE POR TRANSFORMAÇÕES DE GAUGE,

RECEITA DO MODELOS DAS PARTÍCULAS ELEMENTARES

(1) ESCOLHA O GRUPO

(2) ESCOLHA OS CAMPOS DAS PARTÍCULAS ELEMENTARES E DE SUAS REPRESENTAÇÕES

(3) ESCREVA O LAGRANGIANO MAIS GERAL RENORMALIZÁVEL

(4) ESCOLHA OS PARAMETROS DO POTENCIAL ESCALAR DE MODO QUE OCORRA A QUEBRA DE SIMETRIA.

(5) REESCREVA EM TERMOS DOS CAMPOS TRANSLADADOS, ESCOLHA UM GAUGE CONVENIENTE.

(6) USA AS PROPRIEDADES DO MODELO RESULTANTE

(7) VOLTE AO PASSO SE FALHAR AS PROPRIEDADES.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

DRCC - IFGW

ACOPLAMENTOS DE YUKAWA

$$\mathcal{L}_\phi = f^{(e)}_{AB}\, \bar{l}_{AL}\, \Phi\, e'_{BR} + f^{(p)}_{AB}\, \bar{q}_{AL}\, \tilde{\Phi}\, p'_{BR} + f^{(n)}_{AB}\, \bar{q}_{AL}\, \phi\, n'_{BR}$$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \qquad \phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \dfrac{v + \eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{L} = \frac{\eta(x)}{\sqrt{2}} \left[f^{(e)}_{AB}\, e'_{AL}\, e'_{BR} + f^{(p)}_{AB}\, p'_{AL} + \right.$$

$$\frac{v}{\sqrt{2}} \left[f^{(e)}_{AB}\, e'_{AL}\, e'_{BR} \right.$$

$$M^{(e)}_{AB} = \frac{f^{(e)}_{AB}}{\sqrt{2}}$$

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil

Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

TRANSFORMAÇÃO BIUNITÁRIA

$S^{+} M T = M_d$ $\qquad$ $\bar{\psi}_L' M \psi_R' = \bar{\psi}_L' S \underbrace{S^{+} M T}_{M_d} T^{+} \psi_R'$

$M = HV$

$\bar{\psi}_L M_d \psi_R$

$$\bar{l}_{AL} i \left(\partial\!\!\!/ - \frac{ig}{2} T.\vec{A} + \frac{ig'}{2} B\!\!\!/\right) l_{AL} + \bar{l}_{AR}' (\partial\!\!\!/ + ig' B\!\!\!/) l_{AR}$$

$$+ \bar{q}_{AL} i \left(\partial\!\!\!/ - \frac{ig}{2} T.\vec{A} - \frac{ig'}{6} B\!\!\!/\right) q_{AL}$$

$$q_{AL} = \begin{pmatrix} n_A' \\ n_A' \end{pmatrix}_L \qquad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

$$J^{+}_{q_A} = \bar{q}_{AL} \gamma^{\mu} T^{+} q_{AL} = \bar{p}_{AL}' \gamma^{\mu} n_{AL}'$$