



Universidade Estadual de Maringá  
Centro de Ciências Exatas  
Departamento de Física

Trabalho de Conclusão de Curso

## **Um Estudo da Unificação Eletrofraca**

Acadêmica: Ana Maria Garcia Trzeciak

Orientador: Prof. Dr. Luiz Roberto Evangelista

Maringá, 6 de fevereiro de 2017



Universidade Estadual de Maringá  
Centro de Ciências Exatas  
Departamento de Física

Trabalho de Conclusão de Curso

## **Um Estudo da Unificação Eletrofraca**

Trabalho de conclusão de curso apresentada ao Departamento de Física da Universidade Estadual de Maringá, sob orientação do professor Dr. Luiz Roberto Evangelista, como parte dos requisitos para obtenção do título de Bacharel em Física.

Acadêmica: Ana Maria Garcia Trzeciak

Orientador: Prof. Dr. Luiz Roberto Evangelista

Maringá, 6 de fevereiro de 2017

# Agradecimentos

Meus sinceros agradecimentos ao prof. Luiz Roberto Evangelista pela orientação, por todo o conhecimento transmitido que, com toda certeza foi de muita ajuda e também pela paciência durante a realização desse trabalho. A todos os professores que me ajudaram durante a graduação, sou imensamente grata.

Agradeço também aos amigos que fiz durante o curso, Amábile, Patrícia e Renan, pelo apoio nas incontáveis horas de estudo e amizade. Ao Victor Waldelm, por me auxiliar com os textos e por anos de companheirismo. Ana Paula, Dominique, Guilherme, Yasmin e Yara não poderia ter amigos melhores.

E por último, mas com certeza não menos importante, agradeço imensamente à minha família, Aparecida Garcia, Teodoro Trzeciak e irmã Izabela Trzeciak, por me apoiarem durante todos esses anos. Sem eles com certeza não conseguiria.

# Resumo

Neste trabalho será feita uma análise dos princípios básicos para se compreender a essência da interação fraca, e como essa força age na esfera quântica da física de partículas. Foram estudados os primeiros casos de unificações entre forças físicas inicialmente distintas, como a eletricidade e o magnetismo. Além disso, abordamos o conceito de simetria e como a compreensão desse fenômeno abriu passagem para formulações de teorias essenciais na física. Mostramos a importância da simetria de Gauge e como a quebra dessa mesma simetria nos permitiu entender como funciona a interação fraca.

**Palavras chave:** física de partículas, física nuclear, interação fraca.

# Abstract

This work will be an analysis of the basic principles required to understand the essence of the weak interaction and how this force acts on the quantum domain of particle physics. The first cases of unification between initially distinct physical forces were studied, such as electricity and magnetism, furthermore, we approached the concept of symmetry and how the understanding of this phenomenon enabled the formulations of essential theories in physics. We show the importance of Gauge symmetry and how the breaking of this symmetry allowed us to understand how the weak interaction works.

**Keywords:** particle physics, nuclear physics, weak interaction.

# Sumário

Agradecimentos	i
Resumo	ii
Abstract	iii
<b>1 Introdução</b>	<b>2</b>
<b>2 Conceitos Fundamentais</b>	<b>7</b>
2.1 Regras de Simetria e Leis de Conservação . . . . .	7
2.2 Invariância de Gauge . . . . .	10
2.3 Quebra Espontânea de Simetria . . . . .	11
2.4 Introdução a Eletrodinâmica . . . . .	14
2.5 Elementariedades . . . . .	16
2.5.1 Os quarks . . . . .	16
2.5.2 Os léptons . . . . .	17
2.5.3 Os bósons . . . . .	18
<b>3 Teoria de Gauge e Interação Fraca</b>	<b>19</b>
3.1 Invariância de Gauge e a Interação Fraca . . . . .	19
3.2 Quebra Espontânea de Simetria . . . . .	22
<b>Conclusões</b>	<b>24</b>
<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>25</b>

# Capítulo 1

## Introdução

O interesse de unificação entre teorias aparentemente desconexas sempre foi um dos objetivos dos físicos. As primeiras tentativas do Ocidente em prover explicações racionais para os funcionamentos da Natureza vieram com os gregos, por volta do século VII a.C. Como um dos mais influentes filósofos desse período, Aristóteles achava que a Terra era estacionária e que os outros corpos celestes, como o Sol e a Lua, traçavam caminhos circulares em volta dela. Aperfeiçoando esse pensamento, Ptolomeu no século II d.C. propôs um modelo cosmológico completo composto pela Terra no centro, cercado por oito esferas que incluíam a Lua, o Sol, as estrelas e os cinco planetas conhecidos na época (Mercúrio, Vênus, Marte, Júpiter e Saturno). Estas órbitas eram relativamente complicadas resultando em um sistema de epiciclos, ou seja círculos com centro em outros círculos, as esferas mais exteriores rodeavam as estrelas denominadas fixas, que pelo modelo estavam em repouso perante as outras, mas giravam juntas pelo céu.

O protótipo geocêntrico de Ptolomeu foi uma ideia dominante na astronomia durante toda a Antiguidade e Idade Média, até que em 1514 um modelo mais simples foi proposto pelo polonês Nicolau Copérnico (1473-1543). Sua ideia era de que o movimento dos corpos celestes poderia ser representado por um conjunto de movimentos circulares em torno do Sol, o que é conhecido hoje como Heliocentrismo. Com a ajuda de tabelas de cálculo de movimento planetário e as observações de Tycho Brahe (1546-1601), a teoria copernicana se consolidou, contando ainda com o apoio de dois astrônomos, o alemão Johannes Kepler (1571-1630) e o italiano Galileu Galilei (1564-1642). Kepler em 1609 publica a *Astronomia Nova*, onde enunciou as duas leis do movimento planetário: a lei da órbita elíptica e a lei das áreas iguais, tendo-as encontrado através da análise das observações astronômicas de Tycho Brahe. A terceira lei de Kepler também conhecida como lei dos períodos só foi enunciada em 1619, onde estabelece a relação diretamente proporcional entre o período de revolução de um planeta ao redor do Sol e o raio médio da órbita do planeta. As leis de Kepler e sua análise das observações desafiaram o modelo geocêntrico de Aristóteles e Ptolomeu, e como se esperava acabaram por derrubar dois preceitos fundamentais da antiga astronomia. Derrubaram o dogma do movimento circular e o dogma do movimento uniforme [1].

O golpe de misericórdia na teoria aristotélica veio em 1609 com as observações de Galileu. Com um telescópio apontado para o céu, Galileu descobriu que Júpiter era acompanhado por diversos pequenos satélites que orbitavam a sua volta. Isso significava que nem todos os corpos celestes orbitavam ao redor da Terra. Todas as descobertas publicadas no livro intitulado *Sidereus nuncius* mostraram que os outros corpos do sistema eram semelhantes à Terra e que o Universo deveria ser muito mais amplo do que o previsto.

Também se baseando nas medições de Galileu, eis que em 1687 Sir Isaac Newton (1643-1727) publica *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*, talvez a obra mais importante já editada nas ciências físicas. Nela, Newton não apenas mostrou uma teoria que reje o movimento dos corpos no espaço e no tempo mas também desenvolveu a complexa matemática por trás dessa teoria. Além disso, unificou céu e Terra por meio de um sistema matemático, conhecido como lei da gravitação universal, segundo o qual todo corpo no universo seria atraído para todos os outros corpos por uma força que se intensificava quanto mais perto os corpos estivessem. A relação para a lei da gravitação universal é dada abaixo:

$$\vec{F} = G \frac{M_1 \cdot M_2}{r^2} \hat{r} \quad (1.1)$$

onde  $G$  é a constante gravitacional universal, que determina a intensidade da força,  $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2$ ,  $M_1$  e  $M_2$  são as massas dos corpos 1 e 2 respectivamente. Essa talvez tenha sido uma das primeiras unificações na área da física. Assim, movimento dos planetas, das marés, a precessão dos equinócios e por que corpos em queda livre caem a mesma aceleração, agora tinham explicações pautadas em princípios matemáticos [1].

Tanto Aristóteles quanto Newton acreditavam em tempo absoluto. Ou seja, acreditavam que se estivesse em posse de um bom relógio então era possível medir sem erro o intervalo de tempo entre dois eventos e que esse tempo seria o mesmo para quem o medisse. O fato era que medições realizadas pelo astrônomo dinamarquês Ole Christensen Rømer (1644-1710) em 1676, mostraram que os momentos em que as luas de Júpiter pareciam passar atrás do planeta não aconteciam a intervalos uniformes, como seria de se esperar para corpos com velocidades constantes. Rømer notou que o tempo entre os eclipses podia variar ao longo do ano (baseado no movimento da Terra em relação a Júpiter, se ela estava se aproximando ou se distanciando). Se a Terra estivesse mais próxima de Júpiter então a órbita daquela lua parecia acelerar, caso a Terra estivesse longe de Júpiter, ela parecia desacelerar, levando em conta que a velocidade orbital da lua não deveria ser afetada pelo distanciamento, ele argumentou que isso se dava por que a luz das luas de Júpiter levava mais tempo para nos alcançar quando estávamos mais longe. Essas descobertas proporcionaram o fato de que a luz viajava a uma velocidade finita porém muito alta. O primeiro valor medido por Rømer foi de 225 mil quilômetros por segundo. O valor medido pelo dinamarquês não é o correspondente atual, no entanto o feito foi notável.

Uma teoria apropriada sobre a propagação da luz surgiu com James Clerk Maxwell (1831-1879) em 1865, quando o britânico unificou as teorias que inicialmente eram dadas como parciais da eletricidade com o magnetismo. A interação elétrica é regida pela força coulombiana,



que resulta da ação das atrações e repulsões elétricas de corpos distantes entre si. A fonte desta força é carga elétrica, que pode ser positiva ou negativa. A Lei de Coulomb<sup>1</sup> é a lei da física que descreve a interação eletrostática entre partículas eletricamente carregadas. A lei de Coulomb diz que a magnitude da força é proporcional ao produto das intensidades das cargas envolvidas e inversamente proporcional ao quadrado da distância entre eles [2].

$$\vec{F}_e = k \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2} \hat{r} \quad (1.2)$$

onde  $Q_1$  e  $Q_2$  são as cargas das partículas 1 e 2 respectivamente.  $k^2$  é uma constante que depende da permissividade elétrica de espaço. E  $\hat{r}$  é o vetor que aponta na direção da partícula 1 para 2 [3].

Uma carga que se move tem associado a ela não apenas um campo elétrico, mas também um campo magnético. O efeito do campo magnético sobre a carga é perpendicular à direção do campo elétrico. Devido a essa interdependência entre os campos, a força eletromagnética sobre uma partícula deve ser descrita por uma grandeza vetorial nas três dimensões, e não apenas por uma grandeza escalar [2]. Com essa nova dependência entre grandezas que se acreditavam ser totalmente distintas, surgiu um novo conceito: o campo eletromagnético. Em 1820, Hans Christian Orsted (1777-1851) percebeu que a corrente elétrica passando por um condutor provocava uma deflexão na agulha de uma bússola. Pouco tempo depois, Orsted publicou seu trabalho afirmando que a corrente elétrica produz um campo magnético. Ampère (1775-1836) postulou que todos os fenômenos magnéticos derivavam de movimentos de cargas elétricas. Faraday em 1831, descobriu que colocando um magneto em movimento este produz corrente elétrica. Quando Maxwell publicou suas equações, o eletromagnetismo não podia mais ser dissociado. As equações de Maxwell garantem matematicamente que pode haver perturbações de tipo ondulatório no campo eletromagnético e que essas forças viajariam a uma velocidade fixa.

Com a descoberta do elétron em 1896 por J.J. Thomson (1856-1940) a indicação de que o átomo tinha estrutura interna surgiu no meio científico. A procura por um núcleo só foi cessada em 1907 quando Ernest Rutherford (1871-1937) publicou *A radiação da partícula  $\alpha$  do Radium de passagem através da matéria*, onde chocou partículas  $\alpha$  através do ar, papel alumínio e folha de ouro. Foi observado que algumas partículas foram espalhadas através de ângulos grandes, mesmo estando para trás em alguns casos. A descoberta acarretou no modelo atômico de Rutherford, que consiste de partículas carregadas positivamente sendo orbitadas por elétrons carregados negativamente. Como efeito dominó, a descoberta do núcleo impulsionou a procura de respostas sobre do que é feito o núcleo, encontrando assim partículas que denominamos hoje de prótons e nêutrons.

Também na virada do século, físicos descobriram três tipos de radiação que emanavam

---

<sup>1</sup> Formulada e publicada pela primeira vez em 1783 pelo físico francês Charles Augustin de Coulomb e foi essencial para o desenvolvimento do estudo da eletricidade.

<sup>2</sup>  $k = 8.98 \cdot 10^9 \text{ N.m}^2/\text{C}^2$ .

de átomos, às quais deram o nome de alfa, beta e radiação gama. A força nuclear fraca é o que está por detrás do decaimento  $\beta$ . No início, um problema de violação na conservação de energia faz com que seja adicionado um termo na relação de decaimento. Essa correção foi proposta por Pauli em 1930, quando postulou que uma partícula invisível também foi emitida durante a desintegração; como as reações originais conservam a carga elétrica, então esta nova partícula deveria ser neutra. Fermi chamou esta partícula de neutrino [2]. O decaimento beta é o processo pelo qual um núcleo instável pode transformar-se em outro núcleo mediante a emissão de uma partícula beta, alterando o seu número de prótons e nêutrons [2]. A partícula beta pode ser um elétron ( $e^-$ ), ou um pósitron ( $e^+$ ):

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$n \rightarrow p + e^+ + \nu_e$$

onde  $\nu_e$  é conhecido como neutrino do elétron.

A relação da força fraca com a força eletromagnética foi notada diante pesquisas relacionadas a altas energias e no compartilhamento dos mesmos mediadores das duas forças. Sendo assim, teve-se uma nova unificação na área da física, a Teoria Eletrofraca. O eletromagnetismo presente em todos os fenômenos físicos do cotidiano, com exceção da gravidade, se estende por qualquer distância, da atômica até a astronômica [4].

Os precursores dessa união foram os físicos Sheldon Glashow, Abdus Salam e Steven Weinberg, que recorreram a ideias de dois físicos britânicos, Peter Higgs e Tom Kibble. O modelo proposto tem sido extensivamente testado durante os últimos 30 anos, as respostas positivas obtidas tem fortalecido ainda mais a esperança na teoria [5].

Hoje muito se fala de uma Teoria de Tudo, capaz de unificar as forças presentes no universo. Existem apenas quatro forças fundamentais na natureza conhecidas na física, são elas: força forte, força eletromagnética, força fraca e força gravitacional. Uma das primeiras tentativas de unificar a força gravitacional com o eletromagnetismo partiu de Theodor Kaluza<sup>3</sup>. Kaluza, em seu trabalho publicado em 1921, sugeriu que a unificação poderia ser alcançada através da extensão do espaço-tempo para cinco dimensões.

A teoria de Kaluza ficou conhecida mais tarde como a Teoria de Kaluza-Klein (KK), devido às contribuições feitas por Oscar Klein (1926). Ficou demonstrado que se o espaço-tempo postulado por Einstein na teoria da relatividade for acrescido de uma quinta dimensão, então, usando-se as próprias equações da teoria da relatividade, mostra-se que os fenômenos eletromagnéticos podem ser interpretados como tendo origem geométrica. Em outras palavras, o campo eletromagnético, à semelhança do campo gravitacional, também é geometrizável.

Einstein também tinha interesse em unificar a gravidade com a força eletromagnética,

---

<sup>3</sup>Theodor Kaluza (9 de novembro de 1885-Göttingen, 19 de janeiro de 1954.)

tanto que leu o trabalho de Kaluza. Ele passou os últimos anos de sua vida oscilando entre aceitar ou não essa nova teoria. A quinta dimensão era uma dimensão “escondida”, por assim dizer. O grande problema, para ele e para muitos, era aceitar a existência de uma dimensão que não se via, que não se detectava experimentalmente [6].

O modelo matemático em que se baseava-se a teoria serviu de inspiração para novas tentativas de unificação entre forças da natureza. Surgiram, no século XX, teorias como a de supercordas e a teoria de supergravidade. Ambas buscavam unificação assim como a teoria de Kaluza-Klein; no entanto, postulavam a existência de um universo com dez ou mais dimensões.

# Capítulo 2

## Conceitos Fundamentais

### 2.1 Regras de Simetria e Leis de Conservação

O termo simetria em física refere-se a um conjunto de transformações definidas num grupo que levam uma expressão ser invariante na sua forma, ou seja, simetria é definida como a propriedade de um sistema de não se modificar perante alguma transformação e é a invariância que caracteriza a simetria.

Para descrevermos um sistema físico que apresenta alguma propriedade de simetria utilizamos equações de movimento invariantes sob o grupo correspondente de transformação. Aplicada a transformação no sistema a lagrangeana deve ter a mesma forma funcional após as transformações de simetria, ou seja:

$$\delta L = L(q, \dot{q}, t) - L'(q', \dot{q}', t') = 0 \quad (2.1)$$

onde  $q$  e  $\dot{q}$  são coordenadas generalizadas.

A Lagrangeana permite definir:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0, \quad (2.2)$$

de modo que estas equações diferenciais constituem as equações de movimento do sistema, denominadas em Mecânica como equações de *Euler-Lagrange*.

Vamos considerar três casos de transformação: a uniformidade do tempo, a homogeneidade e a isotropia do espaço, que constituem regras de simetria que levam a consequências importantes na física. A lagrangeana que descreve um sistema fechado não pode depender explicitamente do tempo, portanto, da homogeneidade do tempo temos [7]:

$$\frac{\partial L}{\partial t} = 0; \quad (2.3)$$

a derivada total da Lagrangeana é dada por

$$\frac{dL}{dt} = \sum_i \frac{\partial L}{\partial q_i} \dot{q}_i + \sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \ddot{q}_i \quad (2.4)$$

Substituindo-se a equação (2.2) em (2.4), pela regra do produto temos

$$\frac{d}{dt} \left( \sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \dot{q}_i - L \right) = 0. \quad (2.5)$$

A derivada nula implica que a grandeza derivada deve ser constante, então:

$$\sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \dot{q}_i - L = \text{constante}. \quad (2.6)$$

Os sistemas que satisfaçam esta equação são ditos conservativos. Fazendo  $L = T - U$ , onde  $T$  é a energia cinética e  $U$  a energia potencial, temos que  $U = U(q_i)$  então  $\partial U / \partial \dot{q}_i = 0$ , assim

$$(T - U) - \sum_i \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} \dot{q}_i = \text{constante} \quad (2.7)$$

Usando o teorema de Euler<sup>1</sup> para funções homogêneas, temos

$$T(q_i, \dot{q}_i) + U(q_i) = \text{Energia} = \text{constante}. \quad (2.9)$$

Considerando a homogeneidade do espaço, a Lagrangeana de um sistema fechado permanece inalterada perante uma translação espacial. Realizando uma translação infinitesimal de vetores  $\vec{r}_c \rightarrow \vec{r}_c + \delta\vec{r}$ , de modo que a variação da função de Lagrange pode ser escrita como [7],

$$\delta L = \sum_c \frac{\partial L}{\partial \vec{r}_c} \delta\vec{r}_c + \sum_c \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{r}}_c} \delta\dot{\vec{r}}_c = 0 \quad (2.10)$$

considerando que a velocidade não seja variável,

$$\delta\dot{\vec{r}}_c = \delta \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \frac{d\delta\vec{r}_c}{dt} = 0 \quad (2.11)$$

utilizando a (2.11) temos que a relação (2.10) fica na forma,

$$\delta L = \sum_c \frac{\partial L}{\partial \vec{r}_c} \delta\vec{r}_c = 0 \quad (2.12)$$

como cada  $\delta\vec{r}_c$  é um deslocamento independente,  $\delta L = 0$  equivale a termos:

---

<sup>1</sup>Teorema de Euler:

$$\sum_i \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} \dot{q}_i = 2T \quad (2.8)$$

$$\sum_c \frac{\partial L}{\partial \vec{r}_c} = 0. \quad (2.13)$$

Substituindo-se (2.13) em (2.2), então a Lagrangeana pode ser escrita como

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{r}}_c} \right) = 0, \quad (2.14)$$

e, conseqüentemente,

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{r}}_c} = \text{constante}. \quad (2.15)$$

como  $L = T - U$ , temos,

$$\frac{\partial(T - U)}{\partial \dot{\vec{r}}_c} = \frac{\partial T}{\partial \dot{\vec{r}}_c} = \frac{\partial}{\partial \dot{\vec{r}}_c} \left( \frac{1}{2} m \dot{\vec{r}}_c^2 \right) = \text{constante} \quad (2.16)$$

assim,

$$\vec{P}_c = m \dot{\vec{r}}_c = \text{constante} \quad (2.17)$$

onde a constante  $\vec{P}_c$  representa o momento linear, uma grandeza que permanece inalterada durante o movimento.

Por fim, para um sistema de referência inercial, o espaço é isotrópico<sup>2</sup>. Levamos em conta uma rotação infinitesimal representada por um vetor; desejamos encontrar uma grandeza conservada, assim temos a condição de que a lagrangeana permaneça inalterada. Dado um vetor  $\vec{r}$ , adicionando um termo  $\delta \vec{r}$  ficamos com  $\vec{r} + \delta \vec{r}$ , onde a magnitude do acréscimo é dada por [7]:

$$|\delta \vec{r}| = r \sin \theta \cdot \delta \varphi \rightarrow \delta \vec{r} = \delta \vec{\varphi} \times \vec{r} \quad (2.18)$$

desta rotação existe uma variação de velocidade dada por

$$\delta \dot{\vec{r}} = \delta \vec{\varphi} \times \dot{\vec{r}} \quad (2.19)$$

onde  $\delta \vec{\varphi}$  é um ângulo de rotação independente do tempo e infinitesimal.

Da rotação infinitesimal, temos que a equação de Lagrange pode ser escrita como

$$\delta L = \sum_c \left( \frac{\partial L}{\partial \vec{r}_c} \delta \vec{r}_c + \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{r}}_c} \delta \dot{\vec{r}}_c \right) = 0 \quad (2.20)$$

As coordenadas do vetor momento podem ser escritas na forma:

$$p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{r}_i}; \quad \dot{p}_i = \frac{\partial L}{\partial r_i}. \quad (2.21)$$

---

<sup>2</sup>Isotrópico: que possui propriedades físicas que são independentes da direção.

Substituindo-se as Eqs. (??), (2.19) e (2.21) em (2.20), vem:

$$\sum_c \left[ \dot{\vec{p}}_c \cdot (\delta\vec{\varphi} \times \vec{r}_c) + \vec{p}_c \cdot (\delta\vec{\varphi} \times \dot{\vec{r}}_c) \right] = 0. \quad (2.22)$$

Agora, utilizando a regra de produto triplo e levando em conta que nenhum termo seja negativo, temos:

$$\sum_c \left[ \delta\vec{\varphi} \cdot (\vec{r}_c \times \dot{\vec{p}}_c) + \delta\vec{\varphi} \cdot (\dot{\vec{r}}_c \times \vec{p}_c) \right] = 0 \quad (2.23)$$

$$\delta\vec{\varphi} \cdot \sum_c \frac{d(\vec{r}_c \times \vec{p}_c)}{dt} = 0. \quad (2.24)$$

Ainda, levando em conta que  $\delta\vec{\varphi}$  é arbitrário, pode-se escrever:

$$\vec{r} \times \vec{p} = \text{constante} \quad (2.25)$$

$$\vec{M} = \sum_i (\vec{r}_i \times \vec{p}_i), \quad (2.26)$$

onde a constante  $\vec{M}$  é momento angular. Isso tudo significa que as propriedades de um sistema mecânico fechado permanecem inalteradas em um sistema referencial inercial [7].

Os resultados obtidos acima são creditados a um teorema de grande importância na física: *O Teorema de Noether*. Emmy Noether<sup>3</sup> demonstrou que se uma ação é invariante sob um grupo de transformações (simetria), então existe uma ou mais quantidades conservadas (constantes de movimento) associadas a estas transformações. O teorema também é válido para transformações internas, isto é, que não dependem do espaço-tempo. A conservação da carga elétrica pode ser obtida com os princípios básicos do teorema de Noether.

## 2.2 Invariância de Gauge

O princípio básico da teoria de Gauge é assegurar que o lagrangeano permaneça constante mesmo com a aplicação de certas transformações de simetria [2]. As transformações podem ser discretas ou contínuas, e a simetria pode ser caracterizada como global ou local. Simetria global é aquela que detém todos os pontos do espaço-tempo simétricos, enquanto que a local possui simetria de transformação diferente em cada ponto do espaço-tempo.

Dada uma lagrangeana representando funções de onda do elétron, quando aplicado um determinado grupo de simetria  $\mathbf{G}$ , a mesma deve permanecer invariante, assim:

$$\mathbf{G}L(\psi) \rightarrow L(\psi)$$

onde  $\psi$  é a função de onda do elétron. A aplicação do grupo  $\mathbf{G}$  em uma lagrangeana de

---

<sup>3</sup>Amalie Emmy Noether (1882-1935) matemática alemã de nascimento, conhecida pelas suas contribuições de fundamental importância aos campos de física teórica e álgebra abstrata.

forças eletromagnéticas acarreta uma mudança de fase da função de onda, o que em nada altera o conteúdo físico dessa função. A operação realizada é idêntica para todos os pontos do espaço-tempo, sendo assim considerada uma transformação de fase global [2].

Agora, sob o aspecto de simetria local, onde a lagrangeana varia de acordo com posições do espaço temos,

$$\mathbf{G}(x)L(\psi) \rightarrow L(\psi)$$

em que  $x = (\mathbf{x}, t)$  indica um espaço-tempo quadrivetorial. Como a fase da função de onda é diferente para cada escolha da posição, a transformação local corresponde à escolha de uma convenção (independente em cada ponto do espaço e em cada momento do tempo) para definir o valor de fase da função de onda. A construção de uma equação de onda que seja invariante mediante essa transformação local, acarreta o aparecimento de um campo vetorial de gauge [2].

O campo vetorial de gauge possui uma característica importante, deve ter alcance infinito. Sendo assim, a partícula mediadora desse campo não deve possuir massa. É justo, então, que o campo necessário para a invariância de gauge local seja o próprio campo eletromagnético, onde a partícula mensageira é o *fóton*. Portanto, a existência e propriedades do fóton (campo de gauge) são consequências do princípio de invariância sob transformações locais do grupo  $U(1)$ . Além disso, a invariância de gauge implica uma grandeza conservada, que no caso do eletromagnetismo tal grandeza é a carga elétrica. Fisicamente, o fóton se comunica com os diferentes pontos do espaço-tempo, sendo assim define os valores para cada fase da função de onda. As mudanças para cada fase da função de onda fóton cancela as mudanças no lagrangeano, tornando assim o sistema invariante. Podemos escrever isso na forma abaixo: [2]

$$\mathbf{G}(x)L(\psi_e, A) \rightarrow L(\psi_e, A)$$

onde  $A$  é um quadrivetor descrevendo as funções de onda do fóton no campo eletromagnético.

Forças de gauge ou não-gauge são produzidas por uma permuta de partículas, denominadas *mensageiros* ou mediadores. Esses mensageiros devem sempre possuir *spins* inteiros ( $0, 1\hbar, 2\hbar, \dots$ ), enquanto que partículas fontes (elétrons, neutrinos, prótons e nêutrons) devem possuir *spins* fracionários ( $\hbar/2$ ). Forças de gauge são caracterizadas por serem produzidas por mensageiros de spin um [5].

## 2.3 Quebra Espontânea de Simetria

Simetrias exatas dão origem, em geral, a leis exatas de conservação. No entanto, existem casos de leis de conservação que não obedecem a essa regra; é caso, por exemplo, da quebra de simetria em partículas estranhas e a teoria do ferromagnetismo [8]. Essas situações podem ser representadas pela adição de um termo à lagrangeana invariante que supre massa para bósons.

Na teoria de Gauge, não se admitem partículas com massa, o que causa problemas na



unificação eletrofraca visto que as partículas mediadoras da interação se mostraram adversas a isso. Como não se pode introduzir termos de massa explicitamente, o modelo padrão utiliza um mecanismo de quebra espontânea de simetria.

A quebra espontânea de simetria ocorre quando o estado fundamental - estado no qual o campo possui energia mínima e nenhuma partícula está presente, também chamado de vácuo - é degenerado, transformando-se em estados diferentes através das transformações do grupo de simetria. Ao optar por um dos estados possíveis arbitrariamente e expandir perturbativamente o campo em torno deste estado, quebramos espontaneamente a simetria. A energia é minimizada, na maioria das vezes o valor médio da campo é zero, mas existem casos onde a energia é minimizada apenas quando tomamos valores médios não nulos [2].

Seja, por exemplo, o comportamento de uma partícula no fundo de uma garrafa, como mostrado na figura (2.1). O ponto mais alto da curva corresponde ao estado simétrico da partícula, no entanto este não é o estado de menor energia ou estado fundamental, devido à energia potencial adquirida no alto. Qualquer perturbação realizada causaria a queda da partícula para o estado fundamental, no entanto esse seria o estado assimétrico do sistema. Quando o estado simétrico não é o estado de mínima energia e que no processo para o estado fundamental o conjunto torna-se assimétrico dizemos então que existe uma *quebra espontânea de simetria*.

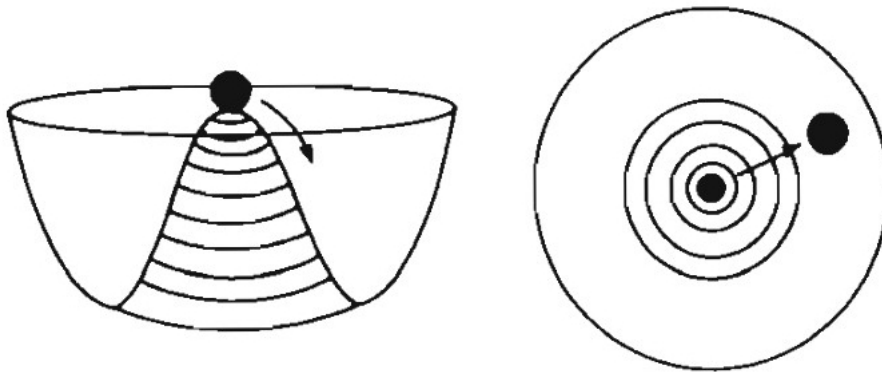


Figura 2.1: A posição de simetria da partícula no alto não é o estado fundamental do sistema. Um pequeno movimento e a partícula se encontra no estado de mínima energia [2].

Vamos analisar o caso de quebra espontânea de simetria para simetria local. O método apresentado abaixo é conhecido como *Mecanismo de Higgs*, sendo assim, suponha uma hipotética partícula fraca de duas componentes:

$$\Phi = \varphi_1 \varphi_2.$$

Um lagrangeano hipotético que especifica a interação  $\Phi = \varphi_1 \varphi_2$  pode ser representado pela escolha da energia mínima correspondente a um valor não nulo para o campo, como

mostrado na Fig. (2.2). Sendo assim, a energia mínima é definida ao redor do círculo por:

$$R^2 = \varphi_1^2 + \varphi_2^2$$

os eixos nomeados  $\varphi_1$  e  $\varphi_2$  correspondem ao valor médio dos campos quânticos associados.

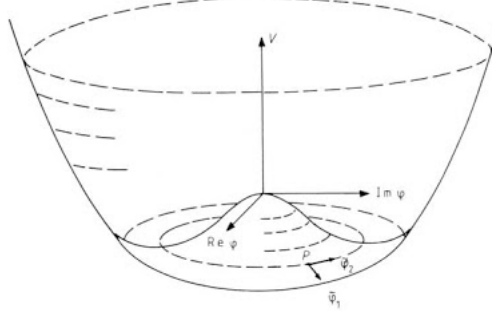


Figura 2.2: Energia mínima escolhida para a interação das duas componentes do campo hipotético [2].

A escolha de valores não nulos para a energia e o fato de a simetria ser local torna o lagrangeano invariante sob transformações no plano  $\varphi_1\varphi_2$  somente com o acréscimo de uma partícula (quadrivetor  $A$ ) sem massa que consiste no estado de polarização de dois spins; sendo assim podemos escrever o lagrangeano da forma:

$$\mathbf{GL}(\varphi_1, \varphi_2, A) \longrightarrow L(\varphi_1, \varphi_2, A).$$

Redefinindo os campos no intuito de combinar os eixos com o ponto de energia mínima, temos:

$$\varphi_1^* = \varphi_1; \quad \varphi_2^* = \varphi_2 - R$$

Mesmo com a troca dos termos dos campos o lagrangeano permanece invariante, sendo assim:

$$L(\varphi_1, \varphi_2, A) \equiv L^*(\varphi_1^*, \varphi_2^*, A^*)$$

A partir dessa redefinição, características dos campos aparecem nesse novo sistema. É o caso das partículas  $\varphi_2^*$  e  $A^*$  que agora apresentam uma massa proporcional a  $R$ , enquanto que a partícula  $\varphi_1^*$  sem massa, desaparece do sistema tornando seu significado físico insignificante. O vetor de partícula  $A^*$  que antes da transformação possuía dois estados de polarização, depois da mudança do sistema passa a conter três estados de polarização. Esse acréscimo no estado de polarização ocorre devido ao ganho de massa; o número total de graus físicos, isto é quatro, não se modifica. No entanto, o mecanismo de Higgs passa a tornar o terceiro estado de polarização do bóson de gauge maciço. A partícula  $\varphi_2^*$  de spin-0 gerada com massa pelo sistema, é o que chamamos de *Bóson de Higgs*.

## 2.4 Introdução a Eletrodinâmica

As equações de Maxwell para o eletromagnetismo exprimem a unificação entre as Leis de Gauss, para a eletricidade e para o magnetismo, a Lei de Faraday para a indução eletromagnética e a Lei de Ampère com a correção de Maxwell, são escritas na forma diferencial mostrada abaixo [4]:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.27)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.28)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.29)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.30)$$

em que  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{B}$  são os campos vetoriais elétrico e magnético respectivamente. A densidade de carga é definida por  $\rho$ . A permeabilidade magnética do vácuo, também conhecida como constante magnética, é simbolizada por  $\mu_0$ <sup>4</sup> e  $\epsilon_0$ <sup>5</sup> é a constante de permissividade do vácuo.

O significado físico por trás dessas equações é dado abaixo:

A equação (2.27) é conhecida como Lei de Gauss, e relaciona o fluxo do campo elétrico através de uma superfície fechada com a carga elétrica que existe dentro do volume limitado por esta superfície. A equação (2.28) é aplicável aos campos magnéticos e demonstra a não existência de monopólos magnéticos. A lei de Faraday é dada pela equação (2.29), onde campos magnéticos variáveis originam campos elétricos. Por último, a equação (2.30) é a lei de Ampère-Maxwell, chamada assim graças ao segundo termo do lado direito acrescentado por Maxwell para a correção da equação. Essa relação descreve como um campo magnético e a corrente elétrica que o origina se relacionam. Ela estabelece que um campo magnético é sempre produzido por uma corrente elétrica ou por um campo elétrico variável [9].

Essas quatro equações juntamente com a lei de força de Lorentz<sup>6</sup>, resumem toda a eletrodinâmica clássica. Duas das equações de Maxwell nos resulta na equação de continuidade. Essa equação nos diz que se a divergência da densidade de corrente é positiva, então a quantidade de carga no interior desse volume irá diminuir; assim, a taxa de variação da densidade de carga é negativa. Portanto, a equação da continuidade mostra que existe conservação da carga [4]. Aplicando o divergente na equação (2.30) temos:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2.31)$$

onde  $\mathbf{J}$  é a densidade de corrente.

Para casos eletrostáticos, a equação (2.29) se resume a  $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ , o que nos permite

---

<sup>4</sup> $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{N/A}^2$

<sup>5</sup> $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{C}^2/\text{N.m}^2$

<sup>6</sup>A Força de Lorentz é dada pela relação:  $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$

escrever o campo elétrico como o gradiente de um potencial escalar:  $\mathbf{E} = -\nabla V$ . Em eletrodinâmica isso não é possível, pois o rotacional de  $\mathbf{E}$  não é nulo, no entanto pela equação (2.28) podemos escrever:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.32)$$

onde  $\mathbf{A}$  é o potencial vetor. Substituindo esse resultando na lei de Faraday temos:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial(\nabla \times \mathbf{A})}{\partial t}$$

ou ainda:

$$\nabla \times \left( \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0$$

Pela condição de que o rotacional de uma função é zero se e somente se a função for o gradiente de um escalar podemos escrever:

$$\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\nabla V$$

Em termos de  $\mathbf{A}$  e  $V$  o vetor campo elétrico se torna:

$$\mathbf{E} = -\nabla V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (2.33)$$

onde  $V$  é potencial elétrico.

Se o potencial vetor for constante, a equação se reduz à forma eletrostática [4]. Os campos (2.32) e (2.33) permanecem exatamente o mesmo quando fazemos a transformação de calibre (transformações de Gauge) nos potenciais [4]:

$$\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla \lambda; \quad V' = V - \frac{\partial \lambda}{\partial t} \quad (2.34)$$

Devido as essas transformações de calibre, vemos que as equações do eletromagnetismo são invariantes, podendo assim, escolher qualquer  $\mathbf{A}$  e  $V$ .

## 2.5 Elementariedades

Sabemos que a matéria é constituída por átomos, e que esses átomos têm como estrutura um núcleo central pequeno e denso envolto por uma nuvem de elétrons. O núcleo é feito de partículas ainda menores: os prótons e os nêutrons, considerados como um *dubleto* de massas aproximadamente iguais. O próton é eletricamente carregado, com cargas positivas, enquanto que o nêutron é eletricamente neutro. Pesquisas posteriores à sua descoberta mostraram que prótons e nêutrons não eram a divisão final da matéria, e que poderiam ter tamanho finito, sendo portanto compostos.

As partículas que dão origem aos prótons e nêutrons são denominadas *quarks* que, juntamente com os *léptons*, são aparentemente a estrutura última da matéria.

### 2.5.1 Os quarks

Os quarks são partículas que possuem massa de repouso excessivamente elevada e se unem para formar hádrons<sup>7</sup> com energias de ligação igualmente elevadas. Quarks são encontrados na natureza somente em conjunto com outros quarks. O processo de colisões de partículas em situações extremamente energéticas é o único jeito de obter quarks livres a pequenas distâncias. Esse fenômeno é conhecido como confinamento dos quarks [10].

Duas propriedades importantes dos quarks são o sabor e a cor. Até o momento já foram observados seis sabores de quarks, o quark *u* (*up*), quark *d* (*down*), quark *s* (*strange*), quark *c* (*charm*), quark *b* (*bottom*) e o quark *t* (*top*) [10, 11]. O próton é constituído por dois quarks *up* e um quark *down*:  $p = (u, d, u)$ . O nêutron é composto por dois quarks *down* e um *up*:  $n = (d, u, d)$ . A diferença nas cargas elétricas entre prótons e nêutrons é devida ao valor dos sabores *d* e *u*. A carga fracionária do quark *d* é  $-1/3e$ , enquanto que para o *u* é  $+2/3e$ , onde *e* é a carga fundamental do elétron. Assim, a carga elétrica do próton é +1 e a do nêutron é 0 [11].

No modelo de confinamento de quarks, as partículas estão relacionadas por um número quântico chamado de carga de cor. Por convenção, as cores que os quarks podem existir são: R-*red*, B-*blue* e G-*green* e as respectivas anti cores, *ciano*  $\bar{R}$ , *magenta*  $\bar{G}$  e *amarelo*  $\bar{B}$  [11]. No entanto, somente estados sem cores podem ser observados, como os hádrons. Partículas formadas por três quarks (qqq) um de cada cor, são denominados *bárions*, e partículas formadas por um quark e um antiquark (q $\bar{q}$ ), uma cor e sua anticor são denominadas *mésons* [12]. A teoria que rege a interação de quarks e cores é chamada de Cromodinâmica quântica<sup>8</sup> (QCD) [13].

Na QCD oito glúons são responsáveis pela interação forte entre os quarks carregados de cor. A força entre quarks é chamada de força de cor. A força de cor é responsável por manter

<sup>7</sup>Hádrons, palavra de origem grega que significa pesado, são todas as partículas formadas por quarks.

<sup>8</sup>Essa teoria foi provada em 1969, nas experiências do Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), realizando medições do espalhamento de elétrons altamente energéticos de 20 GeV sobre prótons. A experiência também confirmou a existência dos quarks.

prótons e nêutrons ligados no núcleo, e não desaparece conforme aumenta-se a distância, ao contrário da força eletromagnética [10]. Os quarks idênticos não podem se combinar para formar bárions, a menos que exista outro número quântico que os diferencie; assim, foi introduzido o termo "cor" que permitiu a três partículas de coexistirem e satisfazerem o Princípio de Exclusão de Pauli [11].

Na mecânica quântica, o *spin intrínseco* ou apenas *spin* possui grande importância. Significa que cada porção de matéria (ou de energia) se comporta como um pião girando, possuindo portanto um *spin* intrínseco [5]. Quarks possuem spin igual a  $1/2$  e por convenção paridade positiva. Os bárions (qqq) podem ter spin total ( $S = S_1 + S_2 + S_3$ ) igual a  $S = 1/2$  ou  $S = 3/2$ , sendo assim classificados como *férmions*, pois obedecem ao princípio de Pauli. Os mésons (q $\bar{q}$ ) podem ser classificados como *bósons* (partículas que obedecem à estatística de Bose-Einstein) e possuem spin total ( $S = S_1 + S_2$ ) igual a  $S = 0$  ou  $S = 1$ , spins inteiros [10].

## 2.5.2 Os léptons

Em 1897 J.J. Thomson observou o que seria um dos primeiros *léptons*, o elétron. Sem dúvidas é a mais leve das partículas carregadas e aparentemente é uma partícula elementar, pois não possui estrutura interna, sendo esta uma sua notável característica. Léptons não sofrem influência da força nuclear forte, participam somente das interações eletromagnéticas e fracas. Contudo, não existe apenas o elétron na família dos léptons, são conhecidos também o *múon* ( $\mu^-$ ), o *tau* ( $\tau^-$ ) e as partículas: neutrino do elétron ( $\nu_e$ ), neutrino do tau ( $\nu_\tau$ ) e neutrino do múon ( $\nu_\mu$ ) [5]. Múons e taus são eletricamente carregados com carga negativa, semelhante ao elétron. Os neutrinos não possuem carga elétrica, são semelhantes ao nêutron. Sua massa é muito pequena, e interagem fracamente com a matéria. Neutrinos estão associados às reações nucleares, como fusão e fissão de elementos e partículas. Em explosões de supernovas, neutrinos são produzidos e carregam a maior parte da energia gerada em viagem pelo espaço.

Na tentativa de unificar a mecânica quântica com a relatividade, Dirac chegou à sua famosa equação que previa a existência de uma antipartícula para cada partícula, com massa e *spins* iguais, mas carga elétrica oposta. Partícula e antipartícula podem se anular, o excedente na produção de energia vai para a geração de fótons ( $\gamma$ ) [5]. Sendo assim, comprovando a teoria de Dirac, em 1933, Carl Anderson descobriu a antipartícula do elétron, o *pósitron*. O múon e tau também possuem antipartículas, que são, o antimúon ( $\mu^+$ ) e o antitau ( $\tau^+$ ) respectivamente.

Léptons obedecem ao Princípio de Exclusão de Pauli, sendo assim, são férmions com spin  $1/2$ , sem cor.

### 2.5.3 Os bósons

De acordo com a notação generalizada de spin, podemos escrever a componente do spin  $\vec{S}$  em qualquer direção (tomada como o eixo z) na forma

$$\mathbf{S}_z = m_s \hbar \quad (2.35)$$

onde  $m_s$  é o número quântico magnético de spin e  $s$  é o número quântico de spin. Como vimos, partículas que possuem spins fracionários ( $1/2, 3/2$ ) obedecem ao princípio de exclusão de Pauli e são chamados de férmions. Quando o spin acontece em números inteiros (0,1) a partícula não obedece ao princípio de Pauli e é chamada de *bóson*.

Como essas partículas não obedecem ao Princípio de Exclusão, o mesmo estado quântico pode ser ocupado por um número ilimitado de bósons.

Os bósons mais conhecidos e que são mediadores da força nuclear fraca, são os *bósons W* e *bósons Z*, que, ao contrário do fóton, possuem energia de repouso diferente de zero. Os bósons W têm uma carga elétrica positiva e uma negativa de uma carga elementar, respectivamente, e são antipartículas um do outro. O bóson Z é eletricamente neutro e é a sua própria antipartícula. As três partículas têm um spin de 1, e os bósons W possuem um momento magnético, enquanto que o Z não tem nenhum.

Os bósons mediadores da força forte são os glúons. Glúons não possuem cargas elétricas, possuem carga de cor.

Abaixo segue uma tabela com um esquema simplificado do modelo de partículas existentes. Não foi levada em consideração a característica de cor dos quarks de modo que geraria 18 quarks, e não foi feita alusão ao fato de que cada partícula possui uma antipartícula.

Tabela 2.1: Esquema simplificado para o modelo de partículas.

Partículas Elementares		
Não possuem estrutura interna		Possuem estrutura interna
Léptons	Quarks	Hádrons
Elétron	Up ( <b>u</b> )	Bárions: formado por três quarks
Neutrino do elétron	Down ( <b>d</b> )	
Múon	Charme ( <b>c</b> )	
Neutrino do múon	Estranho ( <b>s</b> )	Mésons: formado por um quark e um anti-quark
Tau	Bottom ( <b>b</b> )	
Neutrino do tau	Top ( <b>t</b> )	

# Capítulo 3

## Teoria de Gauge e Interação Fraca

### 3.1 Invariância de Gauge e a Interação Fraca

A Mecânica Newtoniana explica muito bem fenômenos na escala macroscópica, no entanto, para escalas microscópicas, as partículas fundamentais não se movem seguindo leis clássicas de movimento. Tais partículas, passam a obedecer outras leis que parecem ser mais apropriadas para a propagação de ondas.

Se considerarmos o movimento de uma partícula microscópica, vamos aceitar, que o estado dessa partícula, em um instante de tempo  $t$ , é completamente definido por uma entidade chamada função de onda ( $\Psi(x, t)$ ), em que  $x$  é o movimento da partícula unidimensionalmente. A função de onda é obtida resolvendo a equação de Schrödinger e é uma expressão matemática que envolve as coordenadas de uma partícula no espaço e no tempo.

Para fazer a ligação entre interação fraca e eletromagnética, vamos levar em consideração o fato de que podemos escrever a função de onda total de uma partícula no campo eletromagnético como qualquer combinação arbitrária linear de soluções separáveis, sendo assim temos [8]:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

A relação mostrada acima é o que chamamos de *isospin do núcleo*<sup>1</sup>. Em interações nucleares, a interação eletromagnética entre prótons e nêutrons é insignificante e as massas de ambas as partículas são semelhantes. Levando essa formulação para a força fraca, o isospin fraco pode ser escrito como um conjunto de léptons:

$$l_e = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad l_\mu = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

No intuito de utilizar a teoria de calibre, é necessária alguma lei de conservação que

---

<sup>1</sup>Dubleto nucleon:  $(p, n)$



mantenha o lagrangeano invariante. Assim, os dubletos acima podem ser comparados com o isospin do núcleo. O neutrino do elétron  $\nu_e$  é sem massa e de helicidade<sup>2</sup> esquerda, enquanto que o elétron possui massa e detém helicidade tanto a esquerda quanto a direita.

A força fraca não consegue distinguir um neutrino de um elétron, considerando assim, as partículas apenas como um núcleo básico de léptons [2]. Essa independência da força de carga pode ser expressa como a invariância sob rotações no espaço sobre o isospin definido, que no nosso caso é o isospin fraco. A invariância está associada com a conservação do isospin total do sistema no qual atuam as forças.

Assim, para o lagrangeano ser invariante sob o grupo de rotações  $SU(2)^w$ , grupo de transformação do isospin fraco, é necessário que consideremos apenas partículas de helicidade esquerda. Portanto:

$$l_e = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad e^-_R$$

onde o subscrito L nos remete à isospin apenas com partículas de helicidade esquerda, e R partículas de helicidade direita. Formulando o novo lagrangeando, temos:

$$\mathbf{G}^{SU(2)^w} L(l_L) \rightarrow L(l_L)$$

A invariância do lagrangeano sob rotações locais de isospin fraco, nos acarreta em partículas mediadoras do campo com massa de repouso zero. A possível existência de dois desses mensageiros,  $W^+$  e  $W^-$ , com *spins*-1, poderia ser levada para a formação desse campo vetorial. Em particular, não há dubletos entre os multipletos possíveis de mensageiros de gauge, constatando assim que, mensageiros de gauge de massas iguais só podem ocorrer agrupados em multipletos de tamanhos específicos, como *singletos* (1), *tripletos* (3), *octetos* (8), etc. Para a força fraca ser uma força de gauge, deve haver pelo menos mais um mensageiro acompanhando  $W^+$  e  $W^-$ , formando assim um triplo de gauge [5].

Na tentativa de unificar força fraca com o eletromagnetismo, sugeriu-se que esse terceiro mensageiro fosse o fóton  $\gamma$ . No entanto, a interação eletromagnética atua em partículas carregadas independentes de sua helicidade, e força fraca atua em partículas com helicidade esquerda. Outro problema encontrado, foi o fato de os mensageiros  $W^+$  e  $W^-$  possuírem massas relativamente grandes, e pela teoria, todos os mensageiros deveriam possuir massas zero. A interação fraca possui alcance da ordem de  $10^{-16}$  sendo assim, geraria massas de pelo menos 87 massas de próton [2].

Antes de introduzir uma nova partícula geradora do triplo de gauge e consequentemente garantindo a invariância do lagrangeano, é necessária a análise das quantidades que serão conservadas após a transformação. O número quântico isospin, baseado no princípio da conservação da carga elétrica ( $Q$ ), permite identificar os dois subestados que o núcleo poderia assumir através da terceira componente desse número, ou seja, componente  $Z(I_z = I_3)$ . Assim,

---

<sup>2</sup>Projeção do spin sobre o momento linear. A partícula pode admitir orientação de "mão-esquerda" e/ou orientação de "mão-direita".

o neutrino e a componente esquerda do elétron possuem, respectivamente,  $I_3^w = 1/2$  e  $I_3^w = -1/2$ . Pela lei de conservação do isospin, a interação fraca deve conservar o isospin fraco. Nos isodoublets léptonicos, a carga elétrica é calculada através da seguinte relação:

$$Q = e(I_3^w + Y^w/2)$$

onde  $Y^w$  é a hipercarga fraca, uma magnitude escalar associada ao grupo  $U(1)$ , e  $e$  é a carga elementar do elétron. O valor da hipercarga para o neutrino e elétron de helicidade esquerda é de -1. Como o isospin fraco e a hipercarga fraca são conservadas, então a carga elétrica também será conservada. O lagrangeano deverá ser invariante sob o grupo  $SU(2)$  de interação fraca e sob o grupo  $U(1)$ , então a simetria total deverá acontecer sob o grupo total  $SU(2) \times U(1)$ .

Seja, então, a introdução de um fóton pesado chamado  $W^0$ , de modo que o tripleto passa a ser formado por  $W^+$ ,  $W^-$  e  $W^0$  como mensageiros. O fóton pesado produziria uma força fraca somente entre partículas com helicidade esquerda. Em vista disso, podemos escrever a nova forma da lagrangeana somente com partículas de helicidade esquerda da forma:

$$\mathbf{G}^{SU(2)^w}(x)L(l_L, W) \rightarrow L(l_L, W)$$

onde  $W$  é o tripleto de Gauge  $W = (W^+, W^0, W^-)$  portadores do isospin fraco.

Além disso, é necessário conservar o traço invariante também sob o grupo de rotações  $U(1)$ , grupo que corresponde à mudanças simples na função de onda do lépton. Sendo assim, o lagrangeano total da invariância de Gauge é dado por:

$$\mathbf{G}^{U(1)^w}(x)L(l_L, e_R, B) \rightarrow L(l_L, e_R, B)$$

onde  $B$  é uma partícula de gauge que não carrega carga elétrica e é portadora da hipercarga fraca, interagindo com todas as partículas do sistema. Portanto, podemos escrever o lagrangeano total do sistema como:

$$\mathbf{G}^{[SU(2)^w \times U(1)^w]}(x)L_1(l_L, e_R, W, B) \rightarrow L_1(l_L, e_R, W, B) \quad (3.3)$$

Com essa nova formação qualquer tentativa de unificação com o eletromagnetismo tinha sido perdida. Para manter a unificação e, ao mesmo tempo, o caráter de Gauge, é necessário que sejam usados todos os quatro mensageiros:  $W^+$ ,  $W^0$ ,  $W^-$ ,  $\gamma$ . No entanto, isso acarretou o surgimento de várias dúvidas, dentre elas a questão chave: pode um campo de gauge ter massa e ainda assim preservar a invariância de gauge? [5]

## 3.2 Quebra Espontânea de Simetria

Para resolver o problema de campos vetoriais massivos e que não violem a simetria de Gauge, adotou-se o que é conhecido hoje como *Mecanismo de Higgs*. O mecanismo supõe a existência de partículas extras de *spins-0* (que não são de gauge), chamadas de *Bósons de Higgs*. Sendo assim, considerando um campo formado por um dubleto de partículas de Higgs e seu antidubleto, ambos de helicidade zero, temos [5]:

$$\Phi = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} \quad \bar{\Phi} = \begin{pmatrix} H^- \\ \bar{H}^0 \end{pmatrix}$$

Com a introdução dessas novas partículas é necessário uma nova formulação para o lagrangeano. Vamos considerar a energia definida na seção (2.3), e que o bóson de Higgs possa interagir com os léptons do sistema, assim  $L_2$  é o lagrangeano do sistema de interação das novas partículas com a energia e  $L_3$  é o lagrangeano de interação das partículas, portanto podemos escrever [2]

$$L_2 = L_2(\Phi, B, W) \quad L_3 = L_3(l_L, l_{eR}, \Phi)$$

O lagrangeano total do sistema é definido pela soma de  $L_1 + L_2 + L_3$ . A simetria desse sistema é quebrada por uma componente neutra de Higgs ( $H^0$ ) com um valor para a energia mínima diferente de zero ( $H^0 = R$ ) no vácuo. Fazendo uma redefinição no campo de Higgs para que a energia mínima seja zero, o lagrangeano deve ser o mesmo antes e depois da mudança. Sendo  $H^{*0} = H^0 - R$  e  $H^{*+} = H^+$ , temos que:

$$L_2(\Phi, B, W) = L_2^*(\Phi^*, B, W); \quad L_3(l_L, l_e, \Phi) = L_3^*(l_L, l_e, \Phi^*)$$

Qualitativamente, o método nos indica que o mecanismo correspondente a carga elétrica se conserva, implicando que o grupo de simetria  $U(1)$  não se modifica, mantendo assim a massa zero do fóton. Como a carga elétrica é uma soma de isospin fraco e hipercarga fraca, a partícula de calibre eletromagnética é igualmente uma mistura da partícula fraca neutra ( $W^0$ ) e a hipercarga fraca  $B$ .

$$A = W^0 \text{sen}(\theta_W) + B \text{cos}(\theta_W) \quad (3.4)$$

onde  $A$  é um bóson desprovido de massa, que no âmbito da teoria eletrofraca é representado pelo fóton.

Os bósons adquirem massa a partir da junção entre  $R$  (o valor de vácuo de  $H^0$ ) com  $B$  e  $W$  em  $L_2$ . As partículas  $W^+$  e  $W^-$  ganham massa incorporando em si as partículas de Higgs  $H^+$  e  $H^-$ , enquanto que  $W^0$  consegue massa a partir da incorporação de uma parte remanescente das partículas neutras  $H^0 + \bar{H}^0$  [2].

$$Z^0 = W^0 \text{cos}(\theta_W) - B \text{sen}(\theta_W) \quad (3.5)$$

onde  $Z^0$  é a partícula de calibre de Higgs correspondente à corrente fraca neutra. Na obtenção de massa,  $Z^0$  absorve  $H^0$  e sua antipartícula  $\bar{H}^0$ , o qual fornece o terceiro estado de polarização [2].

Percebemos com esse mecanismo, talvez a mais importante característica observada: os bósons  $W$  e  $Z^0$  não aparecerem na natureza em seu estado "puro", mas, sim, misturados para produzir o fóton. O valor de  $\theta_W$  mostrado nas duas relações (3.4) e (3.5) é o ângulo de Weinberg determinado experimentalmente. O valor de  $\theta_W$  é de aproximadamente  $\sin^2 \simeq 0,23$ , assim os valores que emergem da resolução matemática são [2]

$$W^\pm = 80,398 GeV/c^2 \quad Z^0 = 91,187 GeV/c^2 \quad (3.6)$$

Se considerarmos as partículas  $W^\pm$  e  $W^0$  antes da quebra de simetria, elas são dadas como partículas sem massa e com apenas duas helicidades ( $\hbar^\pm$ ), ao passo que as partículas de Higgs correspondem a quatro estados de helicidade zero, sendo assim o total de helicidade é de  $6 + 4 = 10$ . Após a inserção do mecanismo, temos três helicidades para cada objeto massivo  $W$  e  $W^0$ , levando em conta uma partícula neutra de Higgs remanescente temos  $3 \times 3 + 1 = 10$  novamente, podendo concluir que o número total dos estados de helicidade no sistema permanece o mesmo antes e depois da quebra espontânea de simetria [5].

Os mensageiros  $W^+$  e  $W^-$  possuem carga elétrica positiva e negativa, respectivamente, e são antipartículas um do outro. A partícula  $Z^0$  possui carga elétrica zero e é sua própria antipartícula. Os três bósons mediadores da força fraca possuem *spin-1*. Esses mensageiros de gauge por serem extremamente massivos possuem duração muito curta, com uma meia-vida de cerca de  $3.10^{-25}$  s.

Bósons  $W^\pm$  só podem decair em membros de uma mesma família leptônica, pois, decaimentos em léptons requerem a conservação de carga e de número leptônico, uma vez que eles só interagem através de isospin fraco. Por exemplo, o bóson  $W^-$  pode decair em um elétron e um antineutrino do elétron, ou ainda em um múon e seu respectivo antineutrino, o mesmo acontece para o tau. Os decaimentos do  $W^+$  são obtidos invertendo-se as partículas com suas antipartículas. O espalhamento de léptons pode ser explicado pelo decaimento da partícula  $Z^0$ , por ser neutro a partícula sempre decai em lépton-antilépton. Os decaimentos mais característicos são o de um elétron e um pósitron, um múon e o antimúon. [14]

# Conclusões

Ao longo dos séculos descobriu-se como unificações de teorias de fenômenos diferentes são uma ideia poderosa e permanente na física. A junção desses princípios possibilitou avanços na mecânica clássica, na eletricidade, no magnetismo e também na física quântica. Neste trabalho abordamos uma dessas importantes unificações, a teoria eletrofraca.

Foi mostrado como um mecanismo de quebra de simetria criado por Higgs foi capaz de explicar as massas dos bósons mediadores  $W^\pm$  e  $Z^0$ , ambas de *spin*-1. Para a execução desse mecanismo foi exigida a existência de uma nova partícula de *spin*-0, o bóson de Higgs. Arduamente procurado pelos físicos, o bóson foi a chave para a compreensão das massas adquiridas pelos mediadores da interação eletrofraca.

A busca pelo bóson de Higgs começou a dar resultados em 2009 por meio de experimentos realizados no acelerador Tevatron, localizado no Fermilab (*Fermi National Accelerator Laboratory*) [15] em conjunto com pesquisadores do detector DØ(DZero) [16]. Atualmente, a busca também é feita pelo acelerador LHC (*Large Hadron Collider*) [17]. Em 2012, detectou-se o que seria talvez a existência do bóson de Higgs, resta verificar se essa partícula condiz com as características esperadas pelo Modelo Padrão.

O Modelo Padrão da física de partículas é uma teoria que descreve as forças fundamentais forte, fraca e eletromagnética juntamente com as partículas fundamentais que constituem a matéria. O problema dessa simetria é que o gráviton, partícula mediadora da força gravitacional, ainda não foi detectada, o que tecnicamente exclui a gravidade dessa modelo. No entanto, testes experimentais das três forças descritas pelo modelo condizem com a sua teoria. Portanto, a prova da existência do bóson de Higgs é de extrema importância para novas checagens experimentais no modelo eletrofraco e a chave para entender a origem da massa das outras partículas elementares.

# Referências Bibliográficas

- [1] L. R. EVANGELISTA, *Perspectivas em História da Física-Dos Babilônios à síntese Newtoniana*, vol. 1. Ed. Ciência Moderna, 2011.
- [2] G. D. COUGHLAN, J. E. DUDD, and B. M. GRIPAIOS, *The Ideas of Particle Physics-An Introduction for Scientists*. Cambridge University Press, Cambridge, third ed., 2006.
- [3] J. KOVACS, “Coulomb’s law,” *Michigan State University*, 2001.
- [4] D. J. GRIFFITHS, *Introduction to Electrodynamics*. Pearson Education do Brasil, third ed., 2011.
- [5] A. SALAM, W. HEISENBERG, and P. A. DIRAC, *A Unificação das Forças Fundamentais*. Jorge Zahar Ed., 1993.
- [6] A. PAIS, *Subtle is the Lord*. Oxford University Press Inc., New York, 1982.
- [7] S. T. THORNTON and J. B. MARION, *Classical Dynamics of Particles and Systems*. Ed. Thomson Books/Cole, fifth edition ed., 2011.
- [8] S. NOVAES, “Standard model: An introduction,” *World Scientific, Singapore*, 2000. Disponível em:<https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0001283v1.pdf>.
- [9] K. HUANG, *Fundamental Forces of Nature-The Story of Gauge Fields*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2007.
- [10] C. O. D. SILVA and P. L. NATTI, “Modelo de quarks e sistemas multiquarks,” *Revista Brasileira de Ensino de Física*, vol. 29, no. 2, pp. 175–187, 2007.
- [11] F. HALZEN and A. D. MARTIN, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particles Physics*. John Wiley and Sons, 1984.
- [12] V. O. RIVELLES, “A teoria das cordas e a unificação das forças da natureza,” *A Física na Escola*, vol. 8, no. 1, pp. 10–16, 2007.
- [13] C. NAVE, “A cor da força,” *Georgia State University. Department of Physics*, 2003. Disponível em:<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/forces/color.html> Acesso em 20 jun 2016.

- [14] J. J. M. PIMENTA, L. F. B. BELUSSI, E. R. T. NATTI, and P. L. NATTI, “O bóson de higgs,” *Revista Brasileira de Ensino de Física*, vol. 35, 2013. Disponível em:[http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci\\_arttext&pid=S1806-11172013000200006&lng=en&nrm=iso](http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S1806-11172013000200006&lng=en&nrm=iso).
- [15] “The collider detector at fermilab.” <https://www-cdf.fnal.gov>. Acesso em 5 dez 2016.
- [16] “The d0 experiment.” <https://www-d0.fnal.gov>. Acesso em 5 dez 2016.
- [17] “The large hadron collider.” <http://home.cern/topics/large-hadron-collider> Acesso em 05 dez 2016.