

# O bóson de Higgs

(The Higgs boson)

Jean Júnio Mendes Pimenta<sup>1</sup>, Lucas Francisco Bosso Belussi<sup>1</sup>,  
Érica Regina Takano Natti<sup>2</sup>, Paulo Laerte Natti<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Departamento de Física, Universidade Estadual de Londrina, Londrina, PR, Brasil

<sup>2</sup>Pontifícia Universidade Católica do Paraná, Campus Londrina, Londrina, PR, Brasil

<sup>3</sup>Departamento de Matemática, Universidade Estadual de Londrina, Londrina, PR, Brasil

Recebido em 4/9/2012; Aceito em 23/12/2012; Publicado em 24/4/2013

O bóson de Higgs foi predito em 1964 pelo físico britânico Peter Higgs. O Higgs representa a chave para explicar a origem da massa das outras partículas elementares da natureza. Entretanto, somente com a entrada em funcionamento do LHC, em 2008, houve condições tecnológicas para a procura pelo bóson de Higgs. Recentemente, num grande esforço internacional realizado no CERN, por meio dos experimentos ATLAS e CMS, foi observada uma nova partícula bosônica na região de 125 GeV. Neste artigo, por meio dos conhecidos mecanismos de quebra de simetria que ocorrem na teoria BCS da supercondutividade e na teoria do emparelhamento nuclear, discute-se o mecanismo de Higgs no modelo padrão. Enfim, apresentamos a situação atual da procura pelo bóson de Higgs e as teorias alternativas e extensões do modelo padrão para a física de partículas elementares.

**Palavras-chave:** bóson de Higgs, teoria BCS, emparelhamento nuclear, mecanismo de Higgs, modelo padrão.

The Higgs boson was predicted in 1964 by British physicist Peter Higgs. The Higgs is the key to explain the origin of the mass of other elementary particles of Nature. However, only with the coming into operation of the LHC, in 2008, there were technological conditions to search for the Higgs boson. Recently, a major international effort conducted at CERN, by means of ATLAS and CMS experiments, has enabled the observation of a new bosonic particle in the region of 125 GeVs. In this paper, by means of known mechanisms of symmetry breaking that occur in the BCS theory of superconductivity and in the theory of nuclear pairing, we discuss the Higgs mechanism in the standard model. Finally, we present the current state of research looking for the Higgs boson and the alternative theories and extensions of the standard model for the elementary particle physics.

**Keywords:** Higgs boson, BCS theory, nuclear pairing, Higgs mechanism, standard model.

## 1. Introdução

Em 4 de julho de 2012, cientistas do CERN (Organização Europeia para a Investigação Nuclear) anunciaram que, ao fim de 50 anos de investigação, foi descoberta uma nova partícula que pode ser o bóson de Higgs [1]. O anúncio da descoberta do Higgs foi feito com grande cautela. Dois grupos de pesquisadores, das experiências ATLAS e CMS, anunciaram a descoberta de uma partícula, com massa entre 125 e 126 GeV, que possui propriedades semelhantes àquelas previstas para o Higgs do modelo padrão. Contudo, ainda é necessário verificar se essa partícula possui todas as propriedades do Higgs, devendo-se então acumular mais dados experimentais. Por exemplo, os dados experimentais mostram que devido ao fato da partícula ter decaído em pares de fótons ela pode ter spin zero ou dois, consistente com o Higgs do modelo padrão que tem spin

zero. Por outro lado, de acordo com o modelo padrão, o Higgs deveria decair com uma determinada frequência em pares de fótons, mas os dados preliminares experimentais acusam um excesso no nível deste tipo de decaimento. Outro dado experimental inconsistente com o Higgs do modelo padrão é uma carência no decaimento em partículas taus. Estes resultados indicariam que o bóson encontrado não seria o Higgs do modelo padrão. Assim, somente com os dados experimentais que serão acumulados nos próximos meses ou anos será possível ter uma maior clareza do que foi observado em 4 de julho. Estes novos dados experimentais também permitirão testar os modelos alternativos e as extensões do modelo padrão, tais como os modelos supersimétricos, os modelos de dimensões extras, os modelos technicolor, entre outros. Nos próximos meses ou anos certamente veremos grandes mudanças no entendimento a respeito das partículas fundamentais da natureza.

<sup>3</sup>E-mail: plnatti@uel.br.

Começamos explicando quem é o Higgs do modelo padrão. O Higgs é uma partícula elementar bosônica (partícula com spin inteiro), proposta para validar o modelo padrão, que seria responsável pela origem da massa de todas as outras partículas elementares. Sobre o conceito de massa na teoria da Relatividade veja as referências [2,3]. Na Mecânica Quântica toda partícula elementar é associada a um campo. Assim, quando o campo de Higgs, que permeia todo o universo, recebe energia suficiente, ele cria uma partícula, o Higgs, que é uma excitação do campo de Higgs. Por outro lado, quando a partícula de Higgs interage com outras partículas elementares (elétrons, quarks,...), ela transfere energia, na forma de massa, do campo de Higgs para a partícula elementar. Lembre-se que massa é uma forma de energia. Portanto, dependendo da intensidade da interação do Higgs com uma partícula elementar, o campo de Higgs determina a “quantidade” massa desta partícula. Analogamente, sabemos que um elétron ao interagir com um fóton na presença de um campo eletromagnético ganha (ou perde) energia, na forma cinética.

Fora da comunidade científica o bóson de Higgs é mais conhecido como a partícula de Deus (*God particle*), nome popularizado pelo físico Leon Lederman em seu livro de divulgação científica, *The God Particle: If the Universe Is the Answer, What Is the Question?* [4]. Nesse livro Lederman fez uma analogia entre a propriedade do Higgs de dar diferentes massas às diferentes partículas elementares e a história bíblica da Torre de Babel, em que Deus, num acesso de fúria, fez com que todos falassem línguas diferentes. A comunidade científica prefere chamá-lo de bóson de Higgs, já que *God particle* é inapropriado devido às conotações religiosas que o nome possa sugerir.

Do ponto de vista histórico, Sheldon Lee Glashow, em 1961, descreveu uma teoria que unificava a interação eletromagnética, que atua sobre partículas carregadas, e a interação fraca, que atua sobre quarks, elétrons e neutrinos [5]. Experimentalmente, devido ao curto alcance da interação fraca, as partículas mediadoras da teoria (bósons vetoriais) deveriam ser muito massivas. Contudo, para garantir a renormalizabilidade do modelo de Glashow, as partículas mediadoras das interações eletromagnética e fraca não deveriam ser massivas. Para resolver este problema, Robert Brout e François Englert [6], Gerald Guralnik, Carl Richard Hagen e Tom Kibble [7] e Peter Ware Higgs [8], sugeriram, independentemente, que os bósons vetoriais  $W^+$ ,  $W^-$  e  $Z_0$  adquirissem massa devido a um campo bosônico, o campo de Higgs. A proposta do campo de Higgs era apoiada em teorias já conhecidas neste período, que descreviam geração de massa por meio de um fenômeno de quebra de simetria, ou seja, a teoria BCS para a supercondutividade a baixas temperaturas [9, 10] e a teoria do emparelhamento nuclear no modelo da gota líquida [11, 12].

Nesse contexto, entre 1967 e 1968, Steven Weinberg [13] and Mohammad Abdus Salam [14], incorporando o mecanismo de geração de massa de Higgs no modelo eletrofraco de Glashow [5], propuseram a forma atual do modelo eletrofraco. Nessa última forma, os bóson vetoriais  $W^+$ ,  $W^-$  e  $Z_0$  e os férmions, quarks e léptons, adquirem massa por meio de uma transição de fase dependente da temperatura do universo. Assim, no início do universo, os bósons da força eletrofraca não eram massivos. Mas, à medida que a temperatura do universo diminuiu, foi atingida uma temperatura crítica, correspondente a uma transição de fase, em que foi gerado um campo de força, chamado campo de Higgs. Enfim, no modelo eletrofraco é a interação do campo de Higgs com os bósons vetoriais que gera a massa para esses últimos.

Já no início dos anos setenta foi desenvolvido o modelo padrão da física de partículas elementares. O modelo padrão é uma teoria que pretende descrever de forma unificada as forças forte, fraca e eletromagnética, bem como todas as interações entre as partículas fundamentais que constituem a matéria, exceto a interação gravitacional. Esta teoria quântica de campos é consistente com a mecânica quântica e com a relatividade especial. No modelo padrão os léptons e quarks são considerados constituintes fundamentais da matéria e a interação entre eles ocorre por meio da troca de bósons (partículas mediadoras). Os bósons do modelo padrão são o fóton (interação eletromagnética), os glúons (interação forte) e as partículas  $W^+$ ,  $W^-$  e  $Z_0$  (interação fraca). O modelo padrão também prevê a existência do chamado campo de Higgs, que permeia todo o Universo dando massa a todas as partículas que interagem com ele, inclusive aos bósons vetoriais, como predito no modelo eletrofraco. De acordo com o modelo padrão, quanto maior for a interação de uma partícula com o campo de Higgs, maior será a massa desta partícula, enquanto as partículas que não interagem com o campo de Higgs têm massa nula [15].

Várias experiências conduzidas no início dos anos setenta confirmaram as previsões do modelo eletrofraco e do modelo padrão. Em particular, em 1973, verificou-se experimentalmente no CERN a ocorrência da corrente fraca neutra devido à troca de bósons  $Z_0$  [16, 17]. Estes resultados experimentais fizeram com que, em 1979, Salam, Weinberg e Glashow, fossem agraciados com o Prêmio Nobel por unificar as forças fraca e eletromagnética por meio do modelo eletrofraco. Ainda neste período, entre 1973-1974, citamos também a descoberta do quark  $c$  [18], previsto em 1970 por Sheldon Lee Glashow, John Iliopoulos e Luciano Maiani [19]. Até o momento já foram observados seis tipos de quarks, também chamados sabores, que são os quarks  $u$  (up),  $d$  (down),  $s$  (strange),  $c$  (charm),  $b$  (bottom) e  $t$  (top) [20]. Finalmente citamos os experimentos UA1 e UA2, conduzidos no CERN, em 1983, por mais de 100 físicos liderados por Carlo Rubbia [21, 22], que verificaram

a existência e mediram as massas dos bósons vetoriais  $W^+$ ,  $W^-$  e  $Z_0$  [23]. Carlo Rubbia e Simon van der Meer receberam o Prêmio Nobel de 1984 por estas observações experimentais que consolidaram o modelo padrão das Partículas Elementares.

Apesar do modelo padrão ser bem sucedido para explicar os processos fundamentais da natureza, há problemas, como a necessidade da detecção do bóson de Higgs. Recentemente, os experimentos ATLAS [24, 25] e CMS [26, 27] acabaram de apresentar independentemente uma atualização da pesquisa sobre o Higgs. Nesses dois experimentos foi observada a existência de uma nova ressonância perto de 125 GeV, que foi estabelecida com grande precisão. Várias questões, no entanto, permanecem em aberto. Qual a natureza precisa desta ressonância? A ressonância é um bóson de Higgs? Ela é o bóson de Higgs do modelo padrão? Caso contrário, qual é a nova física que está sendo favorecida ou desfavorecida pelos dados sobre o Higgs? Os próximos meses serão dedicados a responder questões desse tipo [28-30].

O objetivo deste artigo é apresentar, de forma didática, o modelo padrão e o mecanismo de Higgs, além de discutir a situação atual da procura pelo bóson de Higgs, mencionando as teorias alternativas e extensões do modelo padrão para a física das partículas elementares. Na Seção 2 descreve-se a teoria BCS da supercondutividade a baixas temperaturas [10], proposta em 1957, com ênfase na energia de *gap*. Na Seção 3 apresenta-se o modelo da gota líquida para a massa nuclear [31], de 1935, discutindo-se em particular o termo de emparelhamento nuclear. Nessas teorias são utilizados mecanismos de emparelhamento para descrever fenômenos de geração de massa observados experimentalmente. Na segunda parte do artigo, na Seção 4, apresenta-se o modelo padrão e sua lagrangiana. Os vários setores da lagrangiana do modelo padrão são descritos, inclusive o setor do Higgs, em que há um mecanismo de quebra de simetria análogo ao que foi descrito nas teorias BCS e de emparelhamento nuclear. O leitor não deve se preocupar com o formalismo carregado e a notação da teoria de campos. Na Seção 5 descreve-se a procura experimental pelo bóson de Higgs e os resultados obtidos até o momento. Enfim, na Seção 6, apresentam-se alguns problemas do modelo padrão e as principais teorias alternativas e extensões do modelo padrão para a física das partículas elementares.

## 2. Supercondutividade a baixas temperatura

Nesta seção descreve-se a teoria BCS da supercondutividade a baixas temperaturas [10]. Discute-se em particular o mecanismo de quebra de simetria com geração de massa e a expressão da energia de *gap*.

### 2.1. Teoria BCS

John Bardeen, Leon Neil Cooper e John Robert Schrieffer, em 1957, formularam uma teoria para descrever o comportamento de materiais que apresentavam o fenômeno de supercondutividade a baixas temperaturas. Tal teoria é conhecida atualmente como teoria BCS, em homenagem a esses pesquisadores. A seguir, passamos a descrever a teoria BCS. Sabe-se que à temperatura ambiente os materiais possuem elétrons de condução, ou seja, elétrons não localizados em um átomo particular, os quais estão livres para se deslocarem por todo o material [10]. Esta coleção de elétrons livres recebe o nome de Mar de Fermi. Devido às suas cargas negativas, os elétrons repelem-se entre si, mas também atraem os íons positivos da estrutura do material. Conseqüentemente, a concentração de íons positivos em uma determinada região do material aumenta, como esquematiza a Fig. 1.

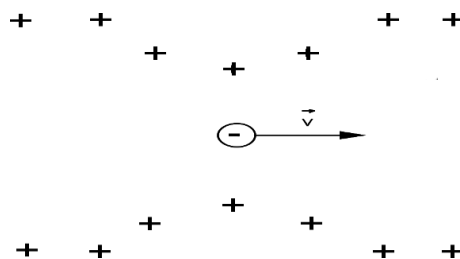


Figura 1 - Esquema pictórico da concentração de íons positivos devido à passagem de um elétron.

Pelo fato destes íons positivos estarem presos à rede cristalina, uma força do tipo restauradora recompõe a estrutura da rede após a passagem do elétron. Efetivamente, a deformação na região de concentração de carga positiva se propaga como uma onda de vibração da rede. Ao modo de vibração desta propagação, dá-se o nome de fônon [32].

Nesta interpretação da teoria BCS, o elétron fornece um momento para a estrutura do material. Em outras palavras, tudo se passa como se o elétron tivesse emitido um fônon. Simultaneamente, um segundo elétron, atraído pela concentração de cargas positivas, pode absorver este momento transportado pela onda, ou ainda, conforme a teoria BCS, este segundo elétron pode absorver o fônon. Neste contexto, o fônon induz uma interação atrativa elétron-elétron, esquematizada na Fig. 2. Note que na Fig. 2 os elétrons com momentos  $\mathbf{k}$  e  $\mathbf{k}'$  passam a ter momentos  $\mathbf{k} + \mathbf{q}$  e  $\mathbf{k}' - \mathbf{q}$ , devido à interação com o fônon [33].

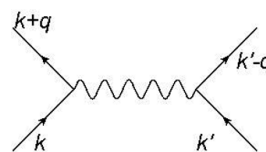


Figura 2 - Esquema da interação elétron-fônon-elétron.

Na teoria BCS há uma temperatura crítica  $T_C$ , que depende do material, abaixo da qual a atração induzida pelo fônon torna-se maior do que a repulsão coulombiana entre os elétrons. Assim, para temperaturas  $T < T_C$ , ocorre a formação de um par de elétrons interagentes, ligados pelo fônon, denominado par de Cooper. Note que o sistema ligado elétron-fônon-elétron (par de Cooper) tem os elétrons emparelhados, ou seja, os elétrons têm spins opostos ( $\mathbf{k}, \uparrow; \mathbf{k}', \downarrow$ ), já que esta é a configuração de menor energia. Enfim, o par de Cooper possui spin zero, inteiro, e, portanto, não obedece ao princípio de exclusão de Pauli [34]. Na teoria BCS, como o par de Cooper é um bóson de spin zero, ele obedece à estatística de Bose-Einstein [34], de modo que se propaga sem resistência no material. Dessa forma, o par de Cooper da teoria BCS explica a supercondutividade de materiais metálicos a baixas temperaturas [35].

Na sequência deduziremos a energia de *gap* que surge devido à mudança de fase que ocorre em sistema supercondutores à temperatura crítica  $T_C$ . Discutiremos, também, neste contexto, o fenômeno de quebra de simetria com geração de massa.

## 2.2. Energia de *gap*

A energia de *gap* determina a diferença energética entre o estado supercondutor e o estado normal de um material. Materiais na fase supercondutora têm como partículas livres os Pares de Cooper. Para calcular a energia de um par de Cooper consideremos as coordenadas do centro de massa deste,

$$\mathbf{R} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \quad (1)$$

$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \quad \mathbf{k} = \frac{1}{2}(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \quad (2)$$

em que  $\mathbf{r}_1$  e  $\mathbf{r}_2$  são vetores de posição dos elétrons e  $\mathbf{k}_1$  e  $\mathbf{k}_2$  são os vetores de momento. Nessas coordenadas escrevemos a equação de Schrödinger desse sistema interagente,

$$(H_0 + H_1) \chi(\mathbf{r}) = \varepsilon \chi(\mathbf{r}), \quad (3)$$

em que  $H_0$  é a energia cinética e  $H_1$  é a energia potencial, representando uma perturbação correspondente à interação nos pares de Cooper. Enfim,  $\chi(\mathbf{r})$  e  $\varepsilon$  são respectivamente os autovetores e os autovalores da equação de Schrödinger (3).

Decompondo os autovetores na base de ondas planas

$$\chi(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}'} \mathbf{G}_{\mathbf{k}'} e^{i(\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r})}, \quad (4)$$

e substituindo a Eq. (4) na Eq. (3), obtemos

$$(E_{\mathbf{k}} - \varepsilon) G_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}'} G_{\mathbf{k}'} \langle \mathbf{k} | H_1 | \mathbf{k}' \rangle = 0. \quad (5)$$

Tomando o limite do contínuo na equação (5) e sendo  $N_f$  o número total de estados possíveis de dois elétrons (pares de Cooper) com momentos entre  $\mathbf{k}$  e  $\mathbf{k} + d\mathbf{k}$ , temos

$$(E - \varepsilon) G_{\mathbf{k}} + \int G_{\mathbf{k}'} \langle \mathbf{k} | H_1 | \mathbf{k}' \rangle N_f d\mathbf{k}' = 0. \quad (6)$$

A matriz de Bardeen, Cooper, e Schrieffer,  $V_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} = \langle \mathbf{k} | H_1 | \mathbf{k}' \rangle$ , indica a importância da interação atrativa entre os elétrons devido aos fônons em relação à força repulsiva de Coulomb. De forma explícita, temos

$$V_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} = \langle -\mathbf{k} \uparrow, \mathbf{k} \downarrow | H_1 | -\mathbf{k}' \downarrow, \mathbf{k}' \uparrow \rangle + \langle \mathbf{k} \uparrow, -\mathbf{k} \downarrow | H_1 | \mathbf{k}' \downarrow, -\mathbf{k}' \uparrow \rangle. \quad (7)$$

Na teoria BCS [9], desprezando o efeito de anisotropia na rede do material, podemos escrever  $V_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} = -V$ , que deve ser uma constante para pares de Cooper com energia na região compreendida entre  $-\hbar\omega_D$  e  $\hbar\omega_D$ , em que  $\omega_D$  é a frequência de corte dos fônons. Reescrevendo a Eq. (6) na representação de energia, temos

$$(E - \varepsilon)g(E) = V \int_{2\varepsilon_f}^{2\varepsilon_m} g(E') N_f dE', \quad (8)$$

com  $\varepsilon_m = \varepsilon_f + \hbar\omega_D$ , em que  $\varepsilon_f$  é a energia na superfície de Fermi. Da Eq. (8) temos  $(E - \varepsilon)g(E) = V C$ , em que  $C$  é uma constante. Integrando  $g(E) = V C / (E - \varepsilon)$  e substituindo o resultado na Eq. (8), temos

$$1 = \int_{2\varepsilon_f}^{2\varepsilon_m} g(E') dE' = N_f V \int_{2\varepsilon_f}^{2\varepsilon_m} \frac{1}{(E' - \varepsilon)} dE'. \quad (9)$$

Na Eq. (9),  $\varepsilon$  é a energia do estado supercondutor (par de Cooper), ou seja, duas vezes a energia de Fermi menos a energia de ligação do par, ou ainda,

$$\varepsilon = 2\varepsilon_f - \Delta. \quad (10)$$

Resolvendo a integral (9), utilizando a Eq. (10), obtemos a energia de ligação  $\Delta$  do par de Cooper,

$$1 = N_f V \ln \left( \frac{2\varepsilon_m - 2\varepsilon_f + \Delta}{\Delta} \right) \\ \Delta = \frac{2\hbar\omega_D}{e^{\left(\frac{1}{N_f V}\right)} - 1}. \quad (11)$$

Note que a diferença de massa entre dois elétrons livres e o par de Cooper é a energia de ligação  $\Delta$ . Este fenômeno descrito pelo mecanismo BCS é denominado quebra de simetria com geração de massa, pois, ao quebrar o par de Cooper com o aumento da temperatura, a simetria de emparelhamento também é quebrada, e conseqüentemente ocorre uma “geração” de massa na quantidade  $\Delta$ . Em outras palavras, a massa deste sistema é modificada conforme a simetria criada pelo emparelhamento dos elétrons, no estado supercondutor, é

desfeita (quebrada). Enfim, note que é o “surgimento” do fônon que gera a interação entre os elétrons livres, ou seja, o fônon é a partícula mediadora da interação BCS. Veremos adiante que o bóson de Higgs foi proposto justamente com este intuito, ou seja, de mediar uma interação com consequente geração de massa.

Finalmente salientamos que a supercondutividade observada a altas temperaturas,  $T_C > -200$  °C, a partir de 1986 [36, 37], não é explicada através de um mecanismo tipo BCS [38]. Para explicar o comportamento supercondutor a altas temperaturas algumas teorias foram desenvolvidas, como por exemplo: a do bipolaron [39] devido a Sir Nevill Francis Mott, a da ligação de valência ressonante [40] devido a Philip Warren Anderson, a da dinâmica de vórtices, descrita em termos da equação de Ginzburg-Landau [41], entre outras propostas [35]. Atualmente já são conhecidas cerâmicas supercondutoras a temperaturas em torno de 138 K = -135 °C [42].

### 3. Emparelhamento nuclear

Outro sistema físico que apresenta um fenômeno de emparelhamento, com consequente mecanismo de geração de massa, é o núcleo atômico. A massa de um sistema não ligado de  $Z$  prótons e  $A - Z$  nêutrons é a soma das massas dos constituintes. Sendo  $m_p$  a massa do próton e  $m_n$  a massa do nêutron, a massa deste sistema não ligado é

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n. \quad (12)$$

Por outro lado, um núcleo atômico  ${}_Z^A X$  é um sistema de  $Z$  prótons e  $A - Z$  nêutrons ligados. Os núcleons são mantidos juntos devido à força nuclear forte. Para separar os núcleons devemos realizar trabalho, fornecer energia para “romper” a ligação entre os componentes nucleares. Da equivalência entre massa e energia da Relatividade Restrita [43], a massa  $M_n$  de um núcleo atômico com  $Z$  prótons e  $A - Z$  nêutrons e a massa de um sistema não ligado de  $Z$  prótons e  $A - Z$  nêutrons obedecem a equação

$$M_n(A, Z)c^2 + B(A, Z) = Zm_p c^2 + (A - Z)m_n c^2, \quad (13)$$

ou ainda,

$$B(A, Z) = [Zm_p + (A - Z)m_n - M_n(A, Z)]c^2, \quad (14)$$

em que  $B(A, Z)$  é a energia necessária para separar o núcleo em todos os seus núcleons, em outras palavras, é a energia de ligação do núcleo atômico. A energia  $B(A, Z)$ , definida pela Eq. (14), é sempre positiva. Observe a equivalência entre as Eqs. (10) e (14).

Experimentalmente verifica-se que a energia de ligação por núcleon,  $B/A$ , aumenta rapidamente à medida que  $A$  aumenta e praticamente estabiliza-se em

torno de 8 MeV [12]. O fato da energia de ligação por núcleon não ser proporcional ao número de massa  $A$  é devido ao curto alcance das forças nucleares.

Entre 1935 e 1936, Carl Friedrich von Weizsacker e Hans Bethe aperfeiçoaram uma fórmula semi-empírica, como função de  $A$  e  $Z$ , para a energia de ligação do núcleo atômico. Esta fórmula, também conhecida como modelo da gota líquida [31], foi inicialmente desenvolvida por George Gamow e Werner Heisenberg. No modelo da gota líquida, o núcleo é uma esfera cuja densidade é constante e a energia de ligação do núcleo atômico é modelada por

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A-2Z)^2}{A} + \Delta, \quad (15)$$

em que cada termo da expressão acima representa uma propriedade nuclear. A seguir discutiremos cada termo da fórmula de Bethe-Weizsacker (15):

- Termo de volume  $a_v$ .

Como a energia de ligação por núcleon é aproximadamente constante, a energia de ligação deve ser linear com o volume (proporcionalidade com relação ao volume implica a proporcionalidade com relação ao número de núcleons). Porém, o termo de volume considera que todos os núcleons estão rodeados por outros núcleons, o que não é verdade para os núcleons próximos à superfície. Assim, o termo de volume é superestimado e por isso há correções representadas pelos demais termos.

- Termo de superfície  $a_s$ .

Os núcleons na superfície do núcleo possuem menos ligações com os vizinhos do que os núcleons no interior do núcleo, de modo que contribuem menos para a energia de ligação total. O termo de superfície tem sinal contrário do termo de volume, pois corrige o valor superestimado deste último.

- Termo coulombiano  $a_c$ .

Embora a energia de ligação seja devida, principalmente, à força nuclear forte, ela é reduzida devido à repulsão Coulombiana entre os prótons. A energia de repulsão Coulombiana é proporcional a  $Z^2$  e inversamente proporcional ao raio nuclear  $A^{1/3}$ .

- Termo de assimetria  $a_{assim}$ .

Este termo é necessário devido a um efeito quântico decorrente do Princípio de Exclusão de Pauli [34]. Experimentalmente verifica-se que os núcleos com o número de prótons igual ao número de nêutrons,  $N = Z$ , são mais estáveis. Logo, este termo favorece os núcleos com  $N = Z$ . Por outro lado, para núcleos com  $N \neq Z$ , a energia de ligação diminui, devido ao modo como os

núcleons se distribuem ao obedecer ao Princípio de Exclusão de Pauli.

- Termo de emparelhamento  $\Delta$ .

Este termo captura o efeito do acoplamento de spin (emparelhamento). Devido novamente ao princípio de exclusão de Pauli, o núcleo tem uma energia de ligação maior se o número de prótons com spin para cima for igual ao número de prótons com spin para baixo. Isto também é verdade para os nêutrons. Assim, se o número de prótons  $Z$  e o número de nêutrons  $N$  forem pares, a energia de ligação do núcleo é favorecida. Caso contrário, se os números  $Z$  e  $N$  forem ímpares, então a energia de ligação é desfavorecida. Consistentemente com esta análise, na fórmula de massa (15) escreve-se que

$$\Delta = \begin{cases} +\delta, & \text{se } A \text{ e } Z \text{ forem pares,} \\ 0, & \text{se } A \text{ par e } Z \text{ ímpar (ou vice-versa),} \\ -\delta, & \text{se } A \text{ e } Z \text{ forem ímpares.} \end{cases} \quad (16)$$

Em [12] pode-se observar a contribuição de cada termo da fórmula de massa de Bethe-Weizsacker para a energia de ligação por núcleon  $\frac{B}{A}$ , em função do número de massa  $A$ .

Enfim, no contexto deste trabalho, interessa-nos discutir o termo de emparelhamento nuclear da fórmula de Bethe-Weizsacker (15). Experimentalmente, os núcleos com o número de prótons  $Z$  e o número de nêutrons  $N$ , ambos pares, apresentam uma maior energia de ligação por núcleon,  $B/A$ , veja a Eq. (16). Analogamente ao mecanismo BCS, o aumento da energia de ligação por núcleon, no caso de núcleos par-par, implica a diminuição da massa destes núcleos, veja a Eq. (13). Em outras palavras, a formação de um estado ligado (emparelhado) de dois núcleons, mudou a massa do sistema núcleon-núcleon. Este mecanismo é semelhante ao mecanismo de Higgs, utilizado no modelo padrão para a geração de massa das partículas elementares. No próximo capítulo, vamos estudar o modelo padrão e sua lagrangiana, em particular, o setor do Higgs.

## 4. Modelo padrão da física partículas elementares

A matéria é formada por moléculas e átomos que, por sua vez, são constituídos de elétrons, prótons e nêutrons. Sabe-se hoje que prótons e nêutrons são formados por quarks [20]. Nesta seção apresentamos primeiramente as partículas elementares observadas experimentalmente, para em seguida descrever o modelo padrão da física de partículas elementares.

### 4.1. As partículas elementares

Os constituintes básicos da matéria, no sentido de que são os blocos de construção da matéria, são as chamadas partículas elementares: quarks, léptons e bósons mediadores. Para cada uma destas partículas há uma correspondente antipartícula: partículas com mesma massa, spin e paridade que sua correspondente partícula, mas com números quânticos opostos (carga elétrica, número leptônico, número bariônico, estranheza, etc.). Na sequência passamos a descrever as partículas elementares observadas na Natureza.

#### 4.1.1. Quarks

Os quarks [20] são partículas elementares fermiônicas (partículas com spin semi-inteiro) que podem interagir através de todas as quatro interações fundamentais: interação eletromagnética, forte, fraca e gravitacional. Devido a um fenômeno conhecido por confinamento, os quarks não são encontrados na Natureza de forma isolada. Os quarks somente são observados, indiretamente, em estados ligados denominados hádrons.

Há seis tipos de quarks, também denominados sabores, que são o quark  $u$  (*up*), o quark  $d$  (*down*), o quark  $s$  (*strange*), o quark  $c$  (*charm*), o quark  $b$  (*bottom*) e o quark  $t$  (*top*); e cada quark possui a chamada carga cor:  $R$  (*red*),  $B$  (*blue*) e  $G$  (*green*). A carga cor dos quarks, equivalente à carga elétrica dos elétrons, é responsável pelo confinamento dos quarks, pois somente estados (hádrons) sem cor podem ser observados. Assim, de acordo com a Cromodinâmica Quântica (QCD), somente estados com três quarks (um de cada cor), denominados bárions, ou estados quark-antiquark (cor-anticor), denominados mésons, podem ser observados experimentalmente.

Os quarks possuem spin  $1/2$  e carga elétrica. Os quarks  $u$ ,  $c$  e  $t$ , ditos superiores, carregam carga elétrica  $2/3$  e os quarks  $d$ ,  $s$  e  $b$ , ditos inferiores, carregam carga elétrica  $-1/3$ . Os quarks são classificados em três famílias, ou três gerações, em que cada família contém um dublete, dito de mão-esquerda ( $L$ -*left*), e dois singletos, ditos de mão-direita ( $R$ -*right*), ou seja,

$$\underbrace{\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}}_{\text{Família I}}, u_R, d_R; \quad \underbrace{\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}}_{\text{Família II}}, c_R, s_R; \quad \underbrace{\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}}_{\text{Família III}}, t_R, b_R$$

#### 4.1.2. Léptons

Os léptons são partículas elementares fermiônicas que podem interagir através das interações eletromagnética, fraca e gravitacional. Os léptons não são sujeitos à interação forte e não são constituídos de quarks. Também existem seis tipos, ou sabores, de léptons, o elétron  $e$ , o múon  $\mu$ , o tau  $\tau$ , o neutrino eletrônico  $\nu_e$ , o neutrino muônico  $\nu_\mu$  e o neutrino tauônico  $\nu_\tau$ . Eles são classificados em três famílias, em que cada família possui um

dubleto de mão-direita e um singlete de mão-esquerda, ou seja,

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}}_{\text{Família I}}, e_R; \quad \underbrace{\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}}_{\text{Família II}}, \mu_R; \quad \underbrace{\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}}_{\text{Família III}}, \tau_R$$

Os três neutrinos foram e continuam sendo um desafio ao modelo padrão. Eles não têm cor ou carga elétrica e assim não interagem via força forte ou eletromagnética, apenas através da força fraca e gravitacional, se tiverem massa; conseqüentemente, são difíceis de serem observados.

Desde o final dos anos 1960, havia evidências do déficit de neutrinos no fluxo de neutrinos solares [44]. Muitos experimentos realizados com detectores à base de cloro e água-Cerenkov mediram este déficit. Contudo, somente em 1988, o observatório KamiokaNDE (Kamioka *Nucleon Decay Experiment*), localizado no monte Kamioka, em Hida, Japão, confirmou que o número de neutrinos solares era menor que o previsto pela teoria, o que estava em desacordo com o modelo padrão. Esta comprovação somente foi possível devido à capacidade do experimento Kamiokande para observar a direção dos elétrons produzidos nas interações com os neutrinos, o que permitiu determinar diretamente quais neutrinos eram provenientes do Sol. Posteriormente, o observatório KamiokaNDE foi melhorado, passando a ser denominado Super-Kamiokande, o que possibilitou em 1998 a primeira observação de evidências da oscilação de neutrinos [45]. Esta foi a primeira observação experimental apoiando a teoria de que os neutrinos têm massas diferentes de zero, uma possibilidade que os físicos teóricos já haviam especulado por muitos anos. Era a evidência de uma nova física [46].

A resposta para o problema do déficit de neutrinos solares veio somente em 2001, com os resultados experimentais obtidos no Observatório de Neutrinos Sudbury, em Ontário, Canadá. As observações comprovaram a hipótese dos físicos Gribov e Pontecorvo, de 1969, sobre a mudança de sabores dos neutrinos, enquanto viajavam do Sol à Terra, a denominada teoria das oscilações dos neutrinos [47]. No Observatório Sudbury, levando em conta as medidas feitas no Super-Kamiokande, foi possível determinar o número total de neutrinos solares e qual a fração desse número correspondia a neutrinos eletrônicos. O número total de neutrinos eletrônicos observados concordava com as predições teóricas de Gribov e Pontecorvo [47].

Enfim, permanecem as questões: Como as massas dos neutrinos surgem? Por que as massas dos neutrinos são tão pequenas? Por que não são observados os neutrinos de mão direita? No modelo padrão da física de partículas elementares, os férmions têm massa devido à interação com o campo de Higgs, mas estas interações envolvem ambos férmions, com quiralidade de mão direita e de mão esquerda. No entanto, apenas neutrinos

de mão esquerda têm sido observados até agora. Estas e outras questões sobre os neutrinos permanecem sem respostas!

### 4.1.3. Bósons mediadores

Os bósons mediadores são partículas elementares que possuem spin inteiro e que intermediam as interações entre os férmions. Os bósons  $W^+$ ,  $W^-$  e  $Z^0$  são mediadores da interação fraca, os fótons ( $\gamma$ ) são mediadores da interação eletromagnética e os glúons ( $g$ ) mediam a interação forte. A Fig. (3) apresenta os férmions e bósons elementares conhecidos.

		Famílias			
		I	II	III	
Quarks	massa	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
	carga	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
	spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	nome	u up	c charm	t top	$\gamma$ foton
Leptons	massa	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	carga	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	nome	d down	s strange	b bottom	g glúon
Gauge Bosons	massa	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV
	carga	0	0	0	0
	spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	nome	$\nu_e$ neutrino eletrônico	$\nu_\mu$ neutrino muônico	$\nu_\tau$ neutrino tauônico	$Z^0$ bóson Z
Gauge Bosons	massa	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	carga	-1	-1	-1	$\pm 1$
	spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	nome	e elétron	$\mu$ múon	$\tau$ tau	$W^\pm$ bóson W

Figura 3 - Representação das três famílias de férmions em diferentes tonalidades de cinza.

Na seqüência descrevemos, por meio dos diagramas de Feynman, como ocorrem as interações entre as partículas elementares.

### 4.2. As interações das partículas elementares

As interações entre as partículas elementares podem ser representadas diagramaticamente através dos chamados diagramas de Feynman. Este conjunto de regras diagramáticas foi introduzido pelo físico norte-americano Richard Philips Feynman. O cálculo de amplitudes de probabilidade em física de partículas requer a resolução de várias integrais muito complicadas, que possuem um grande número de variáveis. Estas integrais, no entanto, têm uma estrutura regular, e seus resultados podem ser obtidos graficamente através de diagramas. Os diagramas de Feynman são um conjunto de regras colocadas de forma gráfica para representar as expressões matemáticas que governam as interações entre as partículas elementares.

Num diagrama de Feynman o eixo vertical representa o tempo e o eixo horizontal não representa a distância entre as partículas interagentes. Partículas que caminham no tempo, ditas externas, são partículas reais e representam o processo físico. As partículas internas, que não caminham no tempo, são chamadas de partículas virtuais e não são observadas diretamente; elas representam, nos diagramas de Feynman, os mecanismos envolvidos nas interações. Para exemplificar, consideremos diagramas de Feynman da teoria eletrofraca que apresenta uma descrição unificada das forças eletromagnética e nuclear fraca. Embora estas duas forças manifestem-se de modo muito diferente a baixas energias, a teoria eletrofraca modela-as como dois diferentes aspectos de uma mesma força, a força eletrofraca, para energias acima da energia de unificação, da ordem de  $10^2$  GeV.

Os diagramas fundamentais de Feynman (vértices) para a interação eletrofraca são de dois tipos: os vértices com bósons carregados e os vértices com bósons neutros, conforme ilustrados na Fig. (4). Os bósons  $W$  carregam carga e transformam os léptons em seus neutrinos correspondentes, como ilustrado na Fig. (4a). Por exemplo, o bóson  $W^-$  carrega carga negativa e transforma um elétron  $e^-$  em um neutrino eletrônico  $\nu_e$ . Já os bósons  $\gamma$  e  $Z$  não carregam carga, de modo que eles explicam, por exemplo, o espalhamento de léptons, como ilustrado na Fig. (4b). Como exemplo, a Fig. (5) apresenta duas possíveis interações em acordo com a teoria eletrofraca. O diagrama de Feynman (5a) representa a interação entre um  $\mu^-$  e um  $\nu_e$  através de um  $W^-$ , que transforma o  $\mu^-$  em  $\nu_\mu$  e o  $\nu_e$  em  $e^-$ . Por outro lado, o diagrama de Feynman da Fig. (5b) representa o espalhamento de elétrons mediado por um fóton  $\gamma$ . Note que em ambos processos representados na Fig. (5), a carga é conservada.

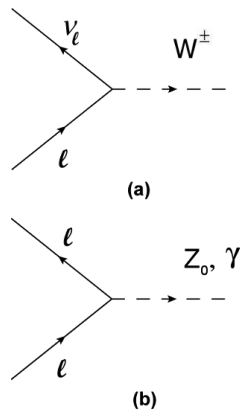


Figura 4 - Vértices fundamentais da teoria eletrofraca. (a) Vértices com bósons carregados. (b) Vértices com bósons neutros.

Na próxima subseção apresentaremos o modelo padrão da física de partículas elementares e seus problemas, dentre eles a necessidade do Bóson de Higgs e de um mecanismo de geração de massa para as partículas massivas deste modelo.

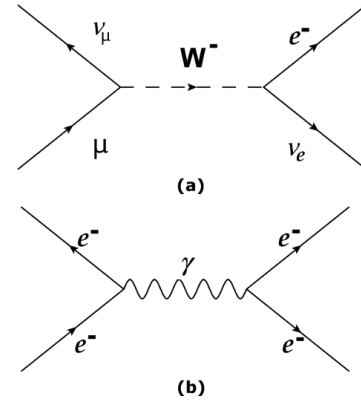


Figura 5 - Alguns processos eletrofracos. (a) Interação  $\mu^- + \nu_e \rightarrow \nu_\mu + e^-$  através do bóson  $W^-$ . (b) Espalhamento  $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$  através do fóton  $\gamma$ .

### 4.3. Lagrangiana do modelo padrão

O modelo padrão da física de partículas elementares é um conjunto de teorias matemáticas com o objetivo de descrever as interações entre as partículas elementares observadas por meio das forças fraca, forte e eletromagnética. O modelo padrão se ajusta com grande precisão aos resultados experimentais e é consistente com a mecânica quântica e com a relatividade especial, sendo considerada uma excelente teoria para descrever as interações da natureza. Porém, não é uma teoria completa das interações fundamentais, pois não incorpora a teoria da gravitação, descrita pela relatividade geral, e a física da matéria ou da energia escura, além de não descrever alguns fenômenos, como a oscilação dos neutrinos. Os problemas do modelo padrão e alguns modelos alternativos serão discutidos na última seção desse artigo. Passamos agora a descrever o modelo padrão.

A lagrangiana do modelo padrão pode ser escrita na forma [48]

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + \\ & + \bar{\Psi}_j \gamma^\mu (i\partial_\mu - g\tau_j \cdot W_\mu - g'Y_j B_\mu - g_s \mathbb{T}_j \cdot \mathbb{G}_\mu) \Psi_j + \\ & + |D_\mu \phi|^2 + \mu^2 |\phi|^2 - \lambda |\phi|^4 - \\ & - (y_j \bar{\Psi}_{jL} \phi \Psi_{jR} + y'_j \bar{\Psi}_{jL} \phi_c \Psi_{jR} + \text{conjugado}) \end{aligned} \quad (17)$$

cujos termos vão ser explicados nos próximos parágrafos.

O modelo padrão toma como ponto de partida a matéria observada na natureza. Na Fig. (3), os seis quarks, os três léptons carregados e os três neutrinos associados, além das antipartículas correspondentes, são representados por  $\Psi$ . Já os quatro bósons mediadores da interação eletrofraca são representados por  $W$  e  $B$ , enquanto os glúons são representados por  $G$ .

A primeira linha da Eq. (17) representa a energia cinética carregada pelos bósons  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z$ ,  $\gamma$  e  $g$ ,



dizendo-nos como esses bósons interagem uns com os outros.

Na segunda linha da Eq. (17) vemos que as partículas bosônicas (matrizes)  $W$ ,  $B$  e  $G$  são envolvidas por partículas fermiônicas, matrizes  $\Psi$ . Estes termos da lagrangiana do modelo padrão apontam como os férmions (quarks e léptons) interagem por meio dos bósons mediadores em  $W$ ,  $B$  e  $G$ . As matrizes hermitianas  $2 \times 2$  com traço nulo  $W$ ,  $B$  contêm os bósons  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z$  e  $\gamma$ , enquanto que as matrizes hermitianas  $3 \times 3$  com traço nulo  $G$  contêm os glúons  $g$ . Enfim, o primeiro termo da segunda linha representa a energia cinética carregada pelos férmions massivos.

As duas primeiras linhas da lagrangiana do modelo padrão descrevem o que ocorre, por exemplo, quando dois elétrons se aproximam, ou como um certo tipo de neutrino interage com um anti-muon. Estas interações ocorrem de uma maneira precisa, especificada na lagrangiana (17). Por exemplo, quando dois quarks interagem através da força forte, o único termo relevante da lagrangiana (17) para descrever esta interação é o último termo da segunda linha, que envolve dois campos de matéria  $\Psi$ , interagindo através de glúons em  $G$ . Note que processos (reações) que não estão presentes na Eq. (17) não são observados na natureza e vice-versa.

Qual é a física descrita pelas terceira e quarta linhas da lagrangiana do modelo padrão? Sabe-se experimentalmente que as partículas elementares da natureza, relacionadas na Fig. (3), apresentam simetrias. A lagrangiana do modelo padrão (17) incorpora a simetria da natureza. O problema, de natureza matemática, é que a natureza exibe uma determinada simetria de *gauge*, e que todas as partículas do modelo padrão devem ser não massivas para que o modelo padrão apresente esta simetria de *gauge*. Por outro lado, quarks e léptons carregados são massivos. Para resolver este problema, Peter Higgs sugeriu um mecanismo semelhante ao mecanismo encontrado na supercondutividade e no emparelhamento nuclear. Analogamente aos fônons dos pares de Cooper, Higgs sugeriu um bóson que daria massa às partículas elementares massivas, o bóson de Higgs  $\phi$ .

A terceira e a quarta linhas da lagrangiana do modelo padrão (17) descrevem a física dos bósons de Higgs  $\phi$ . A terceira linha descreve a energia cinética, a massa e a autointeração dos bósons de Higgs, enquanto a quarta linha descreve como estes bósons interagem com a matéria, férmion  $\Psi$ , gerando massa.

Na sequência descreveremos o Mecanismo de Higgs no modelo padrão. Para isto analisaremos com mais detalhes o setor de Higgs da lagrangiana do modelo padrão (17). Adiantamos que o campo de Higgs é um campo escalar complexo, mas iremos trabalhar primeiramente com um campo escalar real com o objetivo de facilitar o processo de compreensão do método. Considere um campo escalar real  $\phi$  descrito pela lagrangiana

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)^2 - \underbrace{\left(\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4\right)}_{V(\phi)}, \quad (18)$$

com  $\lambda > 0$  e  $\mu^2 < 0$ . Note que a lagrangiana acima e a terceira linha da lagrangiana (17) têm a mesma estrutura.

A lagrangiana (18) é invariante sob a transformação  $\phi \rightarrow -\phi$ . O potencial  $V(\phi)$  possui a forma dada na Fig. (6a) com dois pontos de mínimo satisfeitos por

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = \phi(\mu^2 + \lambda\phi^2) = 0 \quad \Rightarrow \quad \phi^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \equiv v^2. \quad (19)$$

O ponto  $\phi = 0$  corresponde ao vácuo do sistema descrito pela Eq. (18). Nesta configuração, o vácuo não corresponde ao valor mínimo do campo (sistema). Além disso, a massa  $m$  do campo  $\phi$  é imaginária, o que é um problema. Para corrigir estes problemas, redefine-se o campo escalar  $\phi$ , deslocando verticalmente seus mínimos para  $V = 0$ , conforme a Fig. (6b). Assim, define-se um novo campo  $\phi'$  deslocado de  $\phi$  por  $\eta = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ . O campo  $\eta$  pode ser interpretado como flutuações quânticas de  $\phi$  [49]. Portanto, fazendo  $\phi' = \phi + \eta$  na Eq. (18) obtém-se

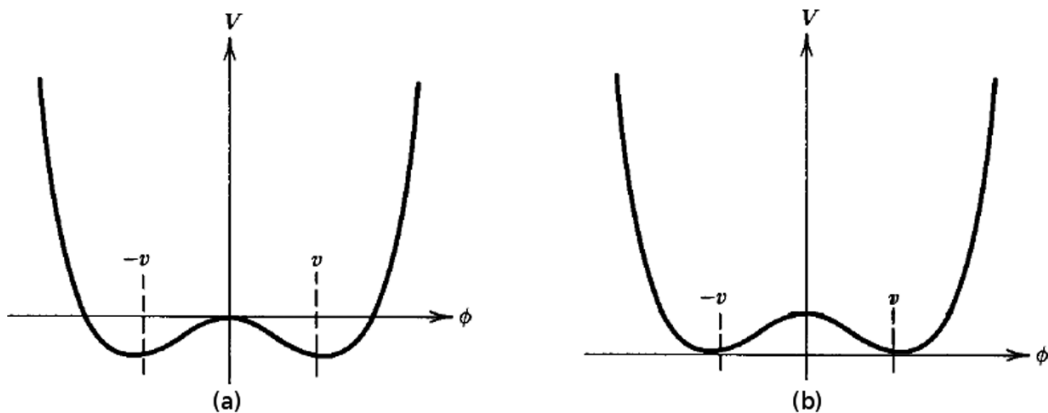


Figura 6 - (a) Potencial  $V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4$  para  $\mu^2 < 0$  e  $\lambda > 0$ . (b) Potencial deslocado.

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi')^2 - \frac{1}{2}(\sqrt{-2\mu^2})^2 \phi'^2 - \lambda\eta\phi'^3 - \frac{1}{4}\lambda\phi'^4. \quad (20)$$

Na lagrangiana (20) o vácuo corresponde ao zero do campo  $\phi'$  e o campo  $\phi'$  possui massa real e positiva,  $m_{\phi'} = \sqrt{-2\mu^2}$ . Por outro lado, note que a lagrangiana (20) não possui mais a simetria sob a transformação  $\phi' \rightarrow -\phi'$ , devido ao termo  $\phi'^3$ . Em analogia aos mecanismos BCS e de emparelhamento nuclear, dizemos que a quebra de simetria da Eq. (18) gerou massa para o campo  $\phi$ , ou seja,  $m_\phi = \sqrt{\mu^2} \rightarrow m_{\phi'} = \sqrt{-2\mu^2}$ .

No caso da lagrangiana de Higgs,  $\phi$  é um campo escalar complexo da forma

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (21)$$

descrito pela lagrangiana [49]

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda(\phi^\dagger \phi)^2. \quad (22)$$

A lagrangiana (22) é invariante por uma mudança de fase local,  $\phi \rightarrow e^{iq\alpha(x)}\phi$ . Pode-se escolher inicialmente o valor esperado do vácuo do campo de Higgs, de modo que tomando  $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$  e  $\phi_3 = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$ , tem-se

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Fazendo um deslocamento semelhante ao descrito acima [49,50], envolvendo a derivada covariante em termos dos campos bosônicos  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z$  e  $\gamma$ ,

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ig\frac{1}{2}\tau \cdot W_\mu, \quad (24)$$

encontra-se um efeito análogo ao mostrado para o campo escalar real. Assim, por meio da quebra de simetria gerada pelo deslocamento do campo de Higgs, as partículas que a lagrangiana do modelo padrão descreve adquirem massa. A este formalismo dá-se o nome de Mecanismo de Higgs. Para mais detalhes veja as referências [49, 50].

## 5. A procura do Higgs

No modelo padrão a massa do bóson de Higgs é dada por

$$m_H = \sqrt{\frac{\lambda}{2}} v, \quad (25)$$

em que  $\lambda$  é o parâmetro de auto-acoplamento do bóson de Higgs e  $v = 246$  GeV é o valor esperado do campo

de Higgs no vácuo, calculado teoricamente [23]. O problema é que o valor de  $\lambda$  é desconhecido, de modo que o valor da massa do bóson de Higgs não pode ser predito teoricamente. A seguir descrevemos os principais experimentos que procuram observar o bóson de Higgs.

### 5.1. FermiLab

Experimentalmente, a procura pelo Higgs começou a fornecer melhores resultados a partir de 2009 por meio de experimentos realizados no acelerador Tevatron, localizado no Fermilab (*Fermi National Accelerator Laboratory*), Batavia, Illinois, USA. A análise dos dados da colaboração entre os grupos dos detectores CDF (*Collider Detector at Fermilab*) [51] e  $D\bar{0}$  (*DZero*) [52] excluiu algumas frações do espectro permitido para a massa do bóson de Higgs. Assim, em 2010, o espectro para o qual a massa do bóson Higgs era permitida se tornou mais preciso, como mostrado na Fig. (7).

#### Procura pelo bóson de Higgs

Status em julho de 2010

grau de confiança em 95%



Figura 7 - Espectro permitido para a massa do Higgs em 2010 [51, 52].

Na Fig. (7) são mostradas as regiões de massas do Higgs que foram excluídas pelos dados experimentais obtidos através dos experimentos CDF e  $D\bar{0}$ , realizados até 2010. As áreas em branco não foram exploradas devido à faixa de aceleração do Tevatron, de 1 TeV, que é insuficiente para acessar estas faixas de energias. O acelerador Tevatron foi desativado em 2011.

### 5.2. CERN - LHC

O LHC (*Large Hadron Collider*) é atualmente o maior acelerador de partículas do mundo. O LHC localiza-se em um túnel de 27 km de circunferência, a 175 metros abaixo do nível do solo, na fronteira franco-suíça, próximo a Genebra, na Suíça. Ele é constituído de quatro grandes detectores e foi projetado para colidir feixes de partículas com energia de 7 TeV ( $7 \cdot 10^{12}$  elétron-volts). O conjunto de detectores de partículas do LHC utiliza os produtos advindos de uma colisão entre dois feixes de partículas carregadas para reconstruir os processos que ocorreram durante a colisão. A seguir descrevemos os quatro grandes detectores do LHC.

- ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*): O detector ALICE é especializado para a análise de colisões de íons de chumbo. Tais experimentos

visam estudar as propriedades do plasma quark-glúon, um estado da matéria em que quarks e glúons estão sob temperaturas e pressões muito altas [53].

- ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*): O detector ATLAS é muito versátil, permitindo experimentos que buscam observar desde o bóson de Higgs até partículas supersimétricas e dimensões extras [54].
- CMS (*Compact Muons Solenoid*): O detector CMS tem objetivos semelhantes àqueles do detector ATLAS [55].
- LHCb (*Large Hadron Collider beauty*): O detector LHCb é especializado no estudo da assimetria entre matéria e antimatéria presente nas interações das partículas B (partículas que contêm o quark bottom) [56].

### 5.3. A detecção do Higgs

Nestes aceleradores, dois feixes de partículas são acelerados em sentidos contrários, um horário e outro anti-horário, próximos à velocidade da luz e, posteriormente, são colimados no interior de um detector para que colidam e os produtos da colisão sejam estudados. Nos experimentos realizados no LHC, tanto na colaboração ATLAS como na colaboração CMS, dois feixes de prótons colidiram com energia de 7 TeV e foram estudados cinco canais de decaimento do bóson de Higgs  $\phi$ , ou seja,  $\phi \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $\phi \rightarrow b\bar{b}$ ,  $\phi \rightarrow \tau^+\tau^-$ ,  $\phi \rightarrow WW$  e  $\phi \rightarrow ZZ$ .

A produção de bósons de Higgs em colisões próton-próton ocorre por meio de vários canais (reações), cujas *branching ratios* dependem da massa do Higgs. A *branching ratio* de um decaimento é a fração de partículas que decaem de um modo específico em relação ao número total de partículas que decaem.

Cálculos teóricos [23] indicam que para massas do Higgs abaixo de 130 GeV/c<sup>2</sup>, o Higgs irá decair principalmente em quarks *b*. Nesta região, o decaimento através de pares de taus também é significativo. Já para regiões de massas acima de 150 GeV/c<sup>2</sup>, o decaimento tem maior probabilidade de ser identificado pelos processos  $H \rightarrow WW$  e  $H \rightarrow ZZ$ .

A procura de bósons de Higgs na região abaixo de 150 GeV/c<sup>2</sup> também pode ser realizada através do decaimento em pares de fótons [23]. Apesar deste processo possuir uma *branching ratio* muito pequena, ele fornece uma assinatura clara no calorímetro hadrônico (conjunto de medidores para a obtenção da energia de partículas que interagem fortemente) e proporciona uma excelente resolução da energia no calorímetro eletromagnético (conjunto de medidores utilizado para medir a energia de elétrons e fótons).

Até dezembro de 2011, através dos dados coletados pelo CMS/LHC (CERN), Tevatron (FermiLab) e LEP-*Large Electron Positron Collider* (CERN), observou-se que as regiões de massa, em que o bóson de Higgs não foi encontrado, com um limite de confiança de 95%, ficaram restritas às massas entre 114 GeV/c<sup>2</sup> a 138 GeV/c<sup>2</sup> [57]. Caso ele não seja observado nesta região, estará comprovado, com limite de confiança de 95%, que não há um bóson de Higgs como aquele descrito pelo modelo padrão. Se esta situação for verdadeira, o modelo padrão terá que ser revisado.

Neste contexto, em 4 de julho de 2012, foi anunciada oficialmente no CERN a observação, nos experimentos ATLAS e CMS, de um sinal que pode ser o bóson de Higgs. Resta verificar se a nova partícula observada possui as propriedades do bóson de Higgs do modelo padrão. Se realmente a nova partícula for identificada como sendo o bóson de Higgs do modelo padrão, então devemos nos perguntar se o modelo padrão é válido para escalas de energias maiores. Caso contrário, uma nova física estará se apresentando para testar os modelos alternativos ao modelo padrão.

## 6. Modelos alternativos

Neste capítulo apresentamos os principais problemas do modelo padrão e os principais modelos alternativos ao modelo padrão e ao mecanismo de Higgs.

### 6.1. Problemas com o modelo padrão

Como dito anteriormente, o modelo padrão da física de partículas elementares é incompleto. Vamos então mencionar alguns problemas do modelo padrão.

#### 6.1.1. Problemas experimentais

- Interação gravitacional: O modelo padrão não fornece uma explicação da gravidade (quântica). Além disto, ele é incompatível com a teoria da relatividade geral. Embora haja a proposta de uma partícula bosônica, o gráviton, para explicar a interação gravitacional, o modelo padrão não descreve esta interação.
- Oscilação de neutrinos: O modelo padrão não explica a observação experimental das oscilações dos neutrinos. Uma consequência desta observação experimental é que os neutrinos teriam massa.
- Assimetria matéria - antimatéria: O modelo padrão não explica a predominância no universo observável da matéria sobre a antimatéria. Este problema está relacionado com a quebra da simetria CP forte.
- Matéria escura - Energia escura: Observações cosmológicas mostram que o modelo padrão explica

apenas 4% da matéria ou energia observada no universo.

- **Inflação cósmica:** Observações cosmológicas mostram que o universo sofreu, em seu momento inicial, um crescimento exponencial, propelado por uma espécie de força gravitacional repulsiva, ou pressão negativa. O modelo padrão não explica estas observações cosmológicas.

### 6.1.2. Problemas teóricos

- **Origem da massa:** No modelo padrão, a origem das massas das partículas elementares é explicada por meio do campo de Higgs. Observações experimentais tentam comprovar a existência do bóson de Higgs do modelo padrão.
- **Excesso de parâmetros:** O modelo padrão contém 19 parâmetros livres, como as massas das partículas elementares, que são determinados experimentalmente e não podem ser calculados independentemente.
- **Problema da hierarquia nas interações:** O modelo padrão não explica porque as intensidades das forças fundamentais são tão diferentes. Ele não explica o porquê da força fraca ser  $10^{32}$  vezes mais forte que a força gravitacional.
- **Problema da hierarquia nas famílias de léptons:** Toda matéria que constitui os compostos na Terra é formada pelos férmions das primeiras famílias ( $\nu_e, e^-, u, d$ ). As segundas e terceiras famílias de férmions são cópias muito mais pesadas das primeiras famílias. O modelo padrão não nos dá uma explicação para a grande diferença entre as massas destas famílias.
- **Problema da (não) violação da simetria CP forte:** A simetria de conjugação de carga-paridade na

interação fraca é violada. Por outro lado, esta simetria na interação forte não é violada. O modelo padrão não explica porque a interação nuclear forte é CP-invariante.

Devido a problemas como esses, têm sido propostas extensões do modelo padrão e modelos alternativos. Alguns desses modelos são apresentados nas próximas subseções.

### 6.2. Modelo supersimétrico

A supersimetria é uma proposta de simetria que considera a existência de um parceiro (supersimétrico) para cada partícula elementar existente [58]. Para cada bóson (férmion) do modelo padrão deve existir um parceiro fermiônico (bosônico), com massa e constante de acoplamento idênticas. Esta situação supersimétrica não é observada na natureza. A idéia é que a supersimetria tenha ocorrido no universo em seus instantes iniciais e que, com o resfriamento, esta simetria entre bósons e férmions tenha sido quebrada, como no modelo BCS. Assim, na situação atual do universo, as massas dos parceiros supersimétricos estão em uma escala de energia acima da escala acessível aos aceleradores atuais. A idéia do parceiro supersimétrico é atrativa, pois oferece uma solução ao “problema da hierarquia”.

A supersimetria também oferece uma possível solução para o problema da matéria escura. No modelo supersimétrico mínimo (MSSM), designa-se a partícula elementar supersimétrica mais leve (estável) como sendo a LSP (*Lightest Supersymmetric Particle*). Uma das possíveis candidatas à LSP é o neutralino [59]. Acredita-se que o neutralino tenha sido produzido nos primórdios do Universo e que ainda exista atualmente devido à sua estabilidade, correspondendo à matéria escura observada. O espectro de partículas do MSSM [60] é mostrado na Fig. (8).

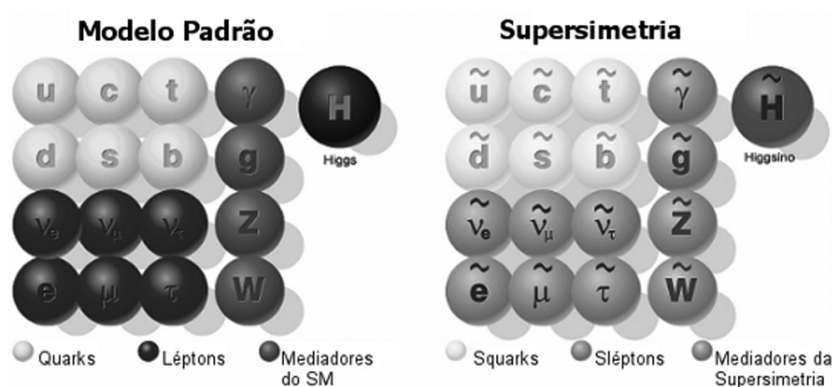


Figura 8 - Partículas e seus parceiros supersimétricos no modelo supersimétrico mínimo (MSSM).

Por outro lado, os vários experimentos conduzidos nos aceleradores de partículas, que procuraram observar a supersimetria, forneceram medidas compatíveis com as previsões do modelo padrão das partículas elementares. Recentemente, experimentos conduzidos no LHCb e no CMS analisaram os resultados da coleta de dados do decaimento de mésons  $B_s$  (mésons compostos de um anti-quark bottom e um quark strange). Esperava-se observar a supersimetria nesses dados, o que não ocorreu. Até o momento não há nenhuma confirmação experimental da supersimetria.

### 6.3. Modelo technicolor

Este modelo foi proposto inicialmente para tentar contornar o problema da hierarquia e da origem da massa. Ao invés de introduzir o bóson (mecanismo) de Higgs para explicar a massa dos bósons  $W$  e  $Z$  por meio de uma quebra espontânea de simetria, o modelo technicolor gera massas por meio de um processo dinâmico, envolvendo a interação forte. A idéia básica do modelo technicolor, introduzida primeiramente por Steven Weinberg [61] e Leonard Susskind [62], em 1979, é a de que o bóson de Higgs não é uma partícula fundamental, mas uma partícula composta de outras partículas, chamadas techniquarks. Em analogia com a teoria dos quarks, os techniquarks são mantidos através de techniglúons. De acordo com o modelo technicolor, a forma como estas technipartículas se agrupam acaba gerando partículas com diferentes massas, explicando o problema da hierarquia de massas e a origem da massa.

### 6.4. Dimensões extras

Outra alternativa para evitar o problema da hierarquia foi sugerida, em 1998, por Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos e Gia Dvali [63]. A nova idéia é que, se considerarmos mais dimensões espaciais na Natureza, o potencial gravitacional emitido por grávitons, observado nas três dimensões usuais, pode ser menor que o potencial gravitacional total, devido ao fato de que parte dos grávitons estariam se propagando nas dimensões extras.

Nos modelos de dimensões extras consideram-se universos  $N$ -dimensionais, com  $N = 4 + n$ , em que  $n$  é o número de dimensões extras e 4 corresponde às três dimensões espaciais usuais mais a temporal. Nestes modelos as dimensões extras estariam compactadas em dimensões da ordem do comprimento de Planck,  $10^{-33}$  cm, de modo que seriam inacessíveis às nossas observações. Enfim, o gráviton, que é o intermediário da força gravitacional, interagiria não somente nas nossas três dimensões espaciais conhecidas, mas também nas outras  $n$  dimensões. Isso explicaria porque, em nosso espaço tridimensional, a interação gravitacional é tão fraca quando comparada com as outras interações.

## 7. Conclusões

Os próximos meses ou anos irão responder se o bóson observado em 4 de julho de 2012 é o bóson de Higgs

do modelo padrão ou se ele tem outras propriedades, o que indicaria a existência de um Higgs descrito por outro modelo. Note que os vários canais de decaimento do Higgs, em função da massa do Higgs, variam de modelo para modelo. As *branching ratios* do decaimento do Higgs no modelo padrão, nos modelos supersimétricos, nos modelos technicolors e nos modelos de dimensões extras são diferentes. Comparando com os resultados esperados a partir do modelo padrão, os dados experimentais existentes indicam um excesso de decaimentos de Higgs em pares de fótons, canal  $\phi \rightarrow \gamma\gamma$ , e uma carência nos decaimentos em partículas taus, canal  $\phi \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Enfim, o interessante é o que está por vir. Sabemos que a partícula observada é um bóson, mas não sabemos se corresponde ao bóson de Higgs do modelo padrão ou se é algo mais exótico. Aguardemos!

## Agradecimentos

O autor J.J.M. Pimenta agradece ao CNPq pela bolsa de Iniciação Científica PIBIC/UEL/CNPq.

## Referências

- [1] <http://www.interactions.org/cms/?pid=1031893>, acessado em 28/1/2013.
- [2] O.C. Castellani, Revista Brasileira do Ensino de Física **23**, 356 (2001).
- [3] M. Goto, P.L. Natti and E.R. Takano Natti, Classical and Quantum Gravity **27**, 025005 (2010).
- [4] L. Lederman and D. Teresi, *The God Particle: If the Universe Is the Answer, What Is the Question?* (Dell Publishing, New York, 2006).
- [5] S.L. Glashow, Nuclear Physics **22**, 579 (1961).
- [6] R. Brout and F. Englert, Physical Review Letters **13**, 321 (1964).
- [7] G. Guralnik, C.R. Hagen and T. Kibble, Physical Review Letters **13**, 585 (1964).
- [8] P.W. Higgs, Physical Review Letters **13**, 508 (1964).
- [9] J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer, Physical Review **108**, 1175 (1957).
- [10] C. Kittel, *Introdução à Física do Estado Sólido* (Livros Técnicos e Científicos Editora, Rio de Janeiro, 2006).
- [11] C.F. von Weizsäcker, Zeitschrift für Physik **96**, 431 (1935).
- [12] E.S. de Almeida e L. Tauhata, *Física Nuclear* (Editora Guanabara Dois S.A., Rio de Janeiro, 1981).
- [13] S. Weinberg, Physical Review Letters **19**, 1264 (1967).
- [14] M.A. Salam, in *Elementary Particle Theory* (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968), p. 367.
- [15] M.A. Moreira, Revista Brasileira do Ensino de Física **31**, 1306 (2009).
- [16] F.J. Hasert and Gargamelle Collaboration, Nuclear Physics B **73**, 1 (1974).
- [17] E.C.F.S. Fortes, M.C. Tijero e V. Pleitez, Revista Brasileira de Ensino de Física **29**, 415 (2007).

- [18] J.J. Aubert, U. Becker, P.J. Biggs, J. Burger, M. Chen, G. Everhart, P. Goldhagen, J. Leong, T. McCorrison, T.G. Rhoades, M. Rohde, S.C.C. Ting, Sau Lan Wu, e Y.Y. Lee, *Physical Review Letters* **33**, 1404 (1974).
- [19] S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, *Physical Review D* **2**, 1285 (1970).
- [20] C.O. Silva e P.L. Natti, *Revista Brasileira do Ensino de Física* **29**, 175 (2007).
- [21] G. Arnison and UA1 Collaboration, *Physics Letters B* **126**, 398 (1983). *Physics Letters B* **129**, 130 (1983).
- [22] P. Bagnaia and UA2 Collaboration, *Physics Letters B* **129**, 130-140 (1983).
- [23] C. Amsler and Particle Data Group, *Physics Letters B* **667**, 1 (2008).
- [24] ATLAS Collaboration, <http://cds.cern.ch/record/1460439/files/ATLAS-CONF-2012-093.pdf>, acessado em 28/1/2013.
- [25] ATLAS Collaboration, *Physics Letters B* **716**, 1 (2012).
- [26] CMS Collaboration, <http://cds.cern.ch/record/1460438/files/HIG-12-020-pas.pdf>, acessado em 28/1/2013.
- [27] CMS Collaboration, *Physics Letters B* **716**, 30 (2012).
- [28] D. Carmia, A. Falkowskib, E. Kufflik, T. Volanskya and J. Zupand, <http://arxiv.org/pdf/1207.1718.pdf>, acessado em 28/1/2013.
- [29] Scott Snyder on behalf of the ATLAS Collaboration, <http://arxiv.org/pdf/1209.0590.pdf>, acessado em 28/1/2013.
- [30] CDF Collaboration, <http://arxiv.org/pdf/1301.4440.pdf>, acessado em 28/1/2013.
- [31] S.S.M. Wong, *Introductory Nuclear Physics* (Wiley-VCH, University of Toronto, 1999).
- [32] F. Ostermann, L.M. Ferreira e C.J.H. Cavalcanti, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **20**, 270 (1998).
- [33] L. Dixon, *Beam Line* **26**, 23 (1996).
- [34] A.F.R. de Toledo Piza, *Mecânica Quântica* (EDUSP, São Paulo, 2009).
- [35] M.B.S. Costa e A.C. Pavão, *Revista Brasileira do Ensino de Física* **34**, 2602 (2012).
- [36] J.G. Bednorz and K.A. Muller, *Zeitschrift für Physik B - Condensed Matter* **64**, 189 (1986).
- [37] M.K. Wu, J.R. Ashburn and C.J. Torng, *Physical Review Letters* **58**, 908 (1987).
- [38] S. Tanaka, *Japan Society of Applied Physics International* **4**, 17 (2001).
- [39] N.F. Mott, *Philosophical Magazine Letters* **64**, 211 (1991).
- [40] P.W. Anderson, *Science* **235**, 1196 (1987).
- [41] Z. Shi-ping, *Chinese Physics* **10**, 541 (2001).
- [42] P. Dai, B.C. Chakoumakos, G.F. Sun, K.W. Wong, Y. Xin and D.F. Lu, *Physica C* **243**, 201 (1995).
- [43] B. Russel, *ABC da Relatividade* (Zahar, Rio de Janeiro, 2005).
- [44] J.N. Bahcall, *Physical Review Letters* **12**, 300 (1964); J.N. Bahcall, *Physical Review Letters* **12**, 303 (1964).
- [45] Y. Fukuda and Super-Kamiokande Collaboration, *Physical Review Letters* **81**, 1562 (1998).
- [46] G.A. Valdivieso e Marcelo M. Guzzo, *Revista Brasileira do Ensino de Física* **27**, 495 (2005).
- [47] V. Gribov and B. Pontecorvo, *Physics Letters B* **28**, 493 (1969).
- [48] B. Cox e J. Forshaw, *Why does  $E = mc^2$ ? (And Why Should We Care?)* (Da Capo Press, Cambridge, 2009).
- [49] F. Halzern and A. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics* (John Wiley & Sons, New York, 1984).
- [50] S.F. Novaes, <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0001283.pdf>, acessado em 28/1/2013.
- [51] <http://www-cdf.fnal.gov>, acessado em 28/1/2013.
- [52] <http://www-d0.fnal.gov>, acessado em 28/1/2013.
- [53] <http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/ALICE-en.html>, acessado em 28/1/2013.
- [54] <http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/atlas-en.html>, acessado em 28/1/2013.
- [55] <http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/CMS-en.html>, acessado em 28/1/2013.
- [56] <http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/LHCb-en.html>, acessado em 28/1/2013.
- [57] S. Chatrchyan and CMS Collaboration, *Physics Letters B* **710**, 26 (2012).
- [58] G. Kane, *Scientific American* **288**, 68 (2003).
- [59] J.L. Pinfold, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **31**, R1 (2005).
- [60] <http://www.coepp.org.au/theoretical-particle-physics>, acessado em 28/1/2013.
- [61] S. Weinberg, *Physical Review D* **19**, 1277 (1979).
- [62] L. Susskind, *Physical Review D* **20**, 2619 (1979).
- [63] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G.R. Dvali, *Physics Letters B* **429**, 263 (1998).