

A física de partículas elementares e o Prêmio Nobel de física 2008

(The elementary particle physics and the 2008 Nobel Prize of physics)

V. Pleitez¹

Instituto de Física Teórica, Universidade Estadual Paulista, São Paulo, SP, Brasil

Recebido em 3/11/2008; Aceito em 11/11/2008; Publicado em 27/2/2009

O prêmio Nobel de física de 2008 homenageou três físicos teóricos por seus trabalhos relacionando com simetrias da natureza. Apresentamos uma breve resenha sobre a importância desses trabalhos e o contexto em que foram realizados.

Palavras-chave: quebra espontânea de simetria, violação de CP, simetria quiral.

The 2008 Nobel prize of physics pay tribute to three theoretical physicist by their work related to some symmetries of Nature. We briefly comments the importance of these works and the context in which they were done.

Keywords: spontaneously symmetry broken, CP violation, chiral symmetry.

1. Introdução

O prêmio Nobel de física de 2008 homenageou as idéias de três físicos teóricos. O primeiro laureado, Yoichiro Nambu, do Instituto Enrico Fermi da Universidade de Chiacago, descobriu uma nova maneira de realizar uma simetria das interações fortes chamada *simetria quiral*. A idéia de Nambu teve origem em resultados obtidos por ele e, antes dele, por P.W. Anderson (Nobel de 1977) na área de supercondutividade. Os outros laureados deste ano, Makoto Kobayashi, do acelerador KEK do Japão, e Tohishide Maskawa, do Instituto Yukawa da Universidade de Kyoto Sangyo, propuseram mecanismos para quebrar a simetria CP (conjugação de carga-paridade). Se esta simetria for violada, como observado experimentalmente pela primeira vez em 1964, um dado processo físico constituído de matéria na frente de um espelho não é equivalente ao processo visto com anti-matéria atrás do espelho. Em particular, no modelo das interações eletrofracas de Glashow-Salam-Weinberg (prêmios Nobel de 1979), os dois físicos mostraram que somente pode ser feito se for aumentada a simetria das interações eletrofracas, ou o número de campos, em particular se existissem pelo menos seis tipos de quarks (agrupados em três famílias). Na época conheciam-se apenas três dos seis quarks hoje estabelecidos. A necessidade da existência do quarto quark chamado de *charm*, ou quark-c, já tinha sido feita por Sheldon Lee Glashow, John Iliopoulos e Luciano Maiani em 1970 e foi descoberto em 1974; o quinto quark, o

bottom, ou quark-b, foi descoberto em 1977 e, finalmente, o sexto quark, quark *top*, ou quark-t, foi descoberto em 1994. Com a existência de todos os quarks e com novas medidas da violação de CP, o mecanismo de Kobayashi-Maskawa foi plenamente confirmado experimentalmente. Colocaremos o contexto no qual foram feitas estas propostas teóricas. Os trabalhos decisivos de outros pesquisadores também serão comentados.

A supercondutividade foi descoberta em 1911 por Heike Kamerlingh Onnes (prêmio Nobel de 1913). Porém, a explicação física do fenômeno levaria anos para ser formulada. Por exemplo, ainda em 1933 Walter Meissner especulava se os portadores da carga elétrica nos supercondutores seriam os elétrons e os íons, como usualmente é o caso, ou seria necessário apelar para uma física nova como muitos físicos acreditavam. Em 1957, John Bardeen, Leon N. Cooper, e Robert Schrieffer mostraram que não era preciso uma física nova para explicar a supercondutividade; ela era o resultado da interação de Coulomb dos elétrons (em pares de Cooper) com a rede cristalina, ou melhor, com as vibrações desta: os fônons. A teoria, hoje chamada BCS (pelos sobrenomes dos autores), é uma explicação microscópica do modelo fenomenológico (macroscópico) proposto em 1950 por Vitaly Lazarevich Ginzburg (prêmio Nobel de 2003) e Lev Davidovich Landau (prêmio Nobel de 1962). No modelo de Ginzburg-Landau os efeitos cooperativos dos elétrons são descritos por um campo escalar complexo. Uma maneira de formular a teoria BCS foi proposta em 1958 por Nikolay Bogolyubov. No for-

¹E-mail: vicente@ift.unesp.br.

malismo de Bogolyubov a supercondutividade é descrita por uma mistura coerente de elétrons e buracos chamados de “quase-partículas”. Esses estados não são autoestados da carga elétrica e isso implica que a simetria $U(1)$ da QED é quebrada. De fato, a Hamiltoniana BCS também não é invariante de gauge (calibre), dado que os pares de Cooper tem carga $-2e$. O problema era que uma das propriedades da supercondutividade, o efeito Meissner (a expulsão do interior do supercondutor de um campo magnético aplicado), precisa para sua explicação teórica, da invariância de gauge. Dos trabalhos de Anderson e Nambu ficou claro que mais importante que um determinado modelo (afinal, estes são sempre aproximações), a supercondutividade é o resultado da quebra espontânea da simetria de gauge eletromagnética $U(1)$. Nambu mostrou que as excitações coletivas são canceladas pela interação de Coulomb de longo alcance, isto é, que os fônons sem massa são transformados em plasmons (ondas de carga) com massa. Ou seja, a supercondutividade é um exemplo do que mais tarde seria chamado mecanismo de Englert-Brout-Higgs e outros (ver mais adiante).

Em 1960, Nambu transferiu a idéia da quebra espontânea de simetria para a área de física de partículas elementares, em particular para as interações fortes. Vejamos como isso se deu. Em 1957 ficou claramente demonstrado que as interações fracas violam a paridade ou inversão espacial (como o momento angular é conservado, a inversão espacial é equivalente à reflexão em um espelho). Isso implica que os processos fracos, como o decaimento beta, têm contribuições de vetores (V) com constante de acoplamento G_V , e de pseudovetores ou vetores axiais (A), com constante de acoplamento G_A . Depois de Richard Feynman (prêmio Nobel de 1965) e Murray Gell-man (prêmio Nobel de 1969) e, independentemente, Robert Eugene Marshak e George Sudarshan, ficou claro que a parte vetorial tem uma corrente conservada, o que explica os multipletos de isospin forte. Isso explicava porque G_V não era modificada pelas correções radiativas. Esse é o caso da carga elétrica (a menos de uma dependência na energia) e sabemos que isso é um efeito da conservação da corrente eletromagnética. Mas não era claro se a parte axial seria também conservada. Parecia que seria conservada, dado que G_A também não é muito sensível às correções radiativas, $G_A/G_V \sim 1.25$. Nambu sugeriu, no artigo “Axial current conservation in weak interactions”, publicado em 1960 na *Physical Review Letters*, que a maneira de realizar a parte axial da corrente fraca não seria na forma de multipletos degenerados em massa, no caso do limite exato da simetria, mas sim pela presença de modos de frequência zero, ou seja, partículas de massa zero. Como resultado dessa forma de realizar a simetria axial, apareciam três partículas de massa zero caso a simetria fosse perfeita; no entanto, como a simetria seria aproximada (agora sabemos que é por causa da massa dos quarks) essas partículas teriam uma

massa diferente de zero, que seria muito pequena comparada com partículas como o próton e o nêutron. Elas seriam os píons que existem em três tipos diferentes: dois carregados (descobertos por César Lattes e colaboradores em 1947) e um neutro (descoberto no ciclotron de Berkeley em 1950). Nambu obteve também uma relação entre as interações fortes e fracas, a hipótese de uma corrente axial parcialmente conservada (PCAC pela sigla em inglês) implicava a relação entre G_A , a constante de decaimento do pión f_π , a constante de acoplamento núcleon-pión $g_{\pi NN}$, e a massa do núcleon M_N . Essa relação tinha sido obtida por M.L. Goldhaber e S.B. Treiman de maneira heurística em 1958. Os píons de Nambu são diferentes dos de Hideki Yukawa (prêmio Nobel de 1949) no sentido que os de Nambu são estados ligados de massa zero no limite de simetria quiral exata. Como essa simetria tem uma pequena violação explícita, os píons ganham uma massa pequena e por isso são um exemplo dos chamados *pseudo*-bósons de Goldstone (ver mais abaixo). O método de Nambu de quebra espontânea de simetria tem sido refinado no contexto do modelo padrão e é usado para calcular efeitos das interações fortes.

Em 1961, inspirado pelo artigo de Nambu, Jeffrey Goldstone mostrou que vários modelos não realísticos realizavam a quebra espontânea de simetria. Por exemplo, o de um campo escalar complexo que adquire um valor esperado no vácuo que induz a quebra espontânea de uma simetria contínua, por exemplo a $U(1)$. Em todos os casos, aparecem partículas de massa zero. Que esse era um resultado geral em teoria quântica de campos foi mostrado por Goldstone em colaboração com Abdus Salam e Steven Weinberg em 1962 (ambos ganharam o Prêmio Nobel de 1979 em colaboração com S.L. Glashow). Demonstrações mais rigorosas desse “teorema de Goldstone” foram feitas pelos axiomas. Em particular, o lembrado físico naturalizado brasileiro, Jorge André Swieca, em colaboração com Daniel Kastler e Derek Robinson, na época na Universidade de Illinois, obtiveram uma prova do teorema no artigo “Conserved currents and associate symmetries: Goldstone’s theorem”, publicado na revista *Communication of Mathematical Physics* em 1966.

A quebra espontânea de simetria pode ser resumida assim: se um sistema físico não apresenta todas as simetrias que têm as leis que o governam, então há quebra espontânea de simetria. Por exemplo, a lagrangiana pode ter uma determinada simetria que não é uma simetria do vácuo. A consequência é que por cada gerador da simetria quebrada espontaneamente aparece uma partícula de massa zero. Na verdade a simetria não é quebrada, ela está apenas “escondida”. Isso fica evidente porque há relações entre os parâmetros de um modelo que são consequência da simetria. Por isso, chamar o processo de “simetria escondida” seria melhor. Mas esse nome não vingou. A quebra espontânea de simetria foi provavelmente colocada pela primeira vez no

caso de um ferromagneto por Werner Heisenberg, em 1927 (Prêmio Nobel de 1932). Esse é um sistema infinito de dipolos magnéticos de spin $1/2$. Mesmo que a Hamiltoniana seja invariante sob rotações, o estado fundamental não o é, pelo menos de maneira manifesta. Abaixo de certa temperatura os spins alinham-se em uma direção determinada. Nesse caso, as excitações de longo alcance são os magnons ou ondas de spin produzidas pela oscilação da direção de polarização local. Duas analogias (imperfeitas) da quebra espontânea de simetria são as seguintes: em uma mesa de jantar, os convidados têm os talheres à esquerda e à direita. Qualquer um pode pegar o da esquerda ou o da direita. Mas, quando um decide pegar, digamos, o da esquerda, todos os demais convidados devem pegar os da esquerda também. O outro caso é o de um lápis em equilíbrio na ponta. Ele pode cair em qualquer direção, mas, quando cair, terá de ser em uma direção particular. Depois, o lápis atinge seu estado de menor energia e fica estável (ver Fig. 1).

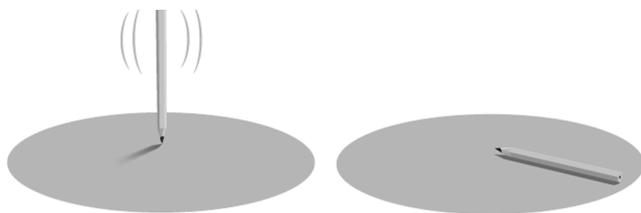


Figura 1 - Fonte: http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2008/info.pdf.

Depois do teorema de Goldstone, a idéia de quebra espontânea de simetria parecia não ter qualquer aplicação na física de partículas elementares: não são observadas interações de longo alcance além das conhecidas interações eletromagnéticas (e gravitacionais). Isso mudou com a descoberta feita em 1964 por três grupos independentes: Peter Higgs, R. Brout e F. Englert, e finalmente G.S. Guralnik, C.R. Hagen e T.W.B. Kibble, de que seria possível evadir esse teorema: em determinados casos, os bósons de Goldstone ganham massa. Os axiomas estavam errados na demonstração desse teorema? Não. Apenas as hipóteses básicas para a demonstração do teorema eram diferentes. Para demonstrar o teorema assumia-se: 1. Invariância de Lorentz manifesta. 2. Espaço de Hilbert com norma positiva definida. 3. A simetria quebrada era global (igual em todo o espaço-tempo). O que Higgs e outros observaram era que, se a simetria quebrada espontaneamente era local, não é possível ter invariância de Lorentz manifesta e norma positiva definida ao mesmo tempo. Nessas condições acontece o mesmo que na supercondutividade: os bósons que seriam de massa zero ganham massa e os bósons vetoriais, relacionados com a simetria local, também. Na Fig. 2 mostra-se de maneira mais realística que na Fig. 1 o processo de quebra espontânea de simetria. Uma “partícula” em

equilíbrio na origem de um potencial é instável e acaba caindo para um dos lados, as excitações ao longo do fundo do potencial não precisam de energia, mas as excitações na direção ortogonal (subindo no potencial) sentem um atrito que implica em uma massa para as partículas.

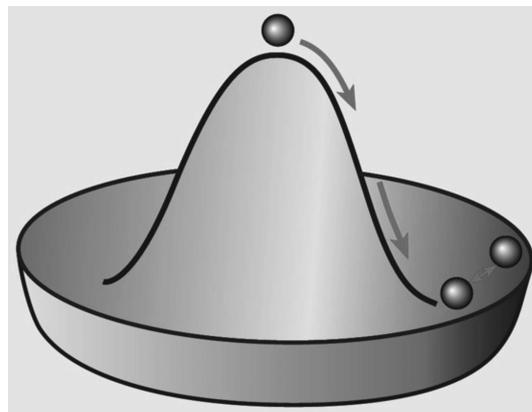


Figura 2 - Fonte: http://cerncourier.com/cws/article/cern/32522/1/CChig5_01_08.

A maneira de realizar uma simetria na forma de quebra espontânea é chamada de Nambu-Goldstone, e os bósons associados ao processo se chamam *bósons de Nambu-Goldstone* ou apenas *bósons de Goldstone*. Mesmo que Goldstone, Higgs, Brout e Englert, e os outros não tenham trabalhado com modelos realísticos, seus resultados foram de grande importância para a formulação posterior de modelos realísticos: o modelo eletrofraco no qual estaria baseada a descoberta de Kobayashi e Maskawa.

A outra forma de realizar uma simetria cuja consequência é a existência de multipletos degenerados em energia, ou massa no caso de física de partículas elementares, é chamada de Wigner-Weyl (pelos pioneiros do uso da teoria de grupos em física, Eugene Wigner e Herman Weyl), que por exemplo explica a multiplicidade de $2J+1$ na teoria do momento angular. Na teoria das interações fortes temos uma combinação das duas maneiras de realizar as simetrias unitárias: a de Wigner-Weyl, que explica porque os hádrons com quarks u, d, s aparecem em octetos e decupletos de $SU(3)$, e a de Nambu-Goldstone, que explica porque algumas partículas como os píons e os káons são as mais leves do espectro hadrônico.

Consideremos agora os outros dois laureados deste ano. Após a descoberta da violação da paridade nas interações fracas em núcleos e decaimentos de píons em 1957, Landau propôs que a simetria discreta válida na natureza seria não mais a paridade P (equivalente a uma reflexão em um espelho se o momento angular é conservado), mas esta combinada com a transformação de matéria em anti-matéria, descoberta por Paul Dirac em 1931 e que é usualmente denotada por C . A combinação dessas duas simetrias é denotada por CP . Com a de inversão temporal (troca da direção do

tempo), T , a combinação denotada por PCT (em qualquer ordem) é sempre conservada em teoria quântica de campos se assumimos condições suficientemente gerais como localidade, invariância de Lorentz e a relação spin-estatística. Assim, uma violação de CP implica uma violação de T .

O efeito dessa simetria combinada, CP , é, independente da ordem, obter uma imagem em um espelho e a matéria virar anti-matéria: Acreditava-se na época que seria uma simetria conservada. Afinal, por que a natureza distinguiria entre esquerda e direita; pólo norte magnético de pólo sul magnético, ou carga elétrica positiva de carga elétrica negativa? Não são estas convenções humanas? A resposta veio em 1964: não são! Existe uma maneira absoluta de fazer essas distinções, mas isso é importante para um certo tipo de partículas como os mésons chamados káons neutros K^0 , K^{0*} e outros mésons. Os engenheiros, químicos e físicos de baixas energias podem continuar usando arbitrariamente o que entendem por esquerda ou direita, ou carga elétrica positiva e negativa. Mas os físicos de partículas elementares, em geral, não podem mais fazer isso.

Em 1964, James Cronin e Val Fitch (Nobel de 1980 por essa descoberta) e colaboradores descobriram um decaimento de káons neutros que viria a ser considerada, depois de vários outros experimentos, como evidência da violação da simetria CP . Devemos lembrar que a violação da paridade, P , trouxe ordem ao entendimento dos processos fracos, mas a violação de CP , aparentemente, não trazia nenhum benefício extra para melhorar a teoria das interações fracas. Parafraseando Isaac I. Rabi, quem teria pedido a violação de CP ? Não imaginavam os físicos que esse era um indício da existência de três famílias de quarks. Nos anos seguintes à descoberta de Cronin e Fitch foram feitas várias propostas para tentar entender o mecanismo dessa violação, a mais aceita por muito tempo foi a chamada teoria *superweak* proposta por Lincoln Wolfenstein. Segundo esta teoria, existiria uma nova interação de intensidade super fraca que apenas nos káons neutros seria manifesta. E isso seria possível porque os káons misturavam-se na matriz de massa. Devemos observar que para que exista uma violação de CP , devem existir parâmetros complexos na teoria que pretenda descrever a violação.

Por outro lado sabia-se desde a década de 1950 que os processos fracos com troca de estranheza acontecem com menor frequência do que aqueles onde não há troca de estranheza. Para explicar essa diferença Nicola Cabibbo propôs, em 1963, no contexto da álgebra de correntes, a introdução de um ângulo, agora chamado obviamente de “ângulo de Cabibbo”. No modelo de Glashow-Salam-Weinberg, esse ângulo aparece naturalmente apenas quando um quarto quark é introduzido. Este é o quark *charm*, c , que foi introduzido, com as propriedades conhecidas, em 1970, por Glashow, Ili-

poulos e Maiani. Lembremos que o modelo de quarks de 1964 proposto por George Zweig e, independentemente, por Gell-Mann, tinha apenas três quarks, u (*up*), d (*down*), s (*strange*). O quarto quark aparecia como uma maneira de suprimir as chamadas “correntes neutras que mudam o sabor”, supressão que de fato tinha fortes evidências experimentais de realmente ocorrer. Nesse contexto, o ângulo de Cabibbo aparecia como o parâmetro de uma rotação em um espaço abstrato bidimensional, agora chamado “espaço dos sabores”. A matriz de rotação é neste caso 2×2 . Os quarks, além do grau de liberdade de “sabor” têm o grau de liberdade de “cor”. Os graus de liberdade da cor são descritos pela cromodinâmica quântica (ou QCD pela sigla em inglês). De fato, Nambu e Han foram talvez os primeiros a propor que as interações fortes tivessem duas simetrias $SU(3)$, uma local como a QCD, e outra global. O problema é que os quarks na teoria deles têm carga elétrica inteira.

Voltemos a Kobayashi-Maskawa. Em 1973, eles publicam o artigo “CP violation in the renormalizable theory of weak interaction” na revista japonesa *Progress in Theoretical Physics*. Na época mesmo o quarto quark era uma especulação, mas sabia-se que era importante para a implementação do mecanismo de Glashow-Iliopoulos-Maiani já mencionado. Naquele artigo, os autores mostraram que para implementar a violação de CP em uma teoria eletrofraca baseada em uma simetria local não Abelian seria necessário: ou aumentar a simetria do modelo (o de Glashow-Salam-Weinberg está baseado na simetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$) ou aumentar o número campos (por exemplo, o número de quarks teria de ser pelo menos de seis). Nesse último caso a matriz 2×2 de Cabibbo seria substituída para uma matriz 3×3 , agora chamada de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Mas não era apenas uma generalização do trabalho de Cabibbo. O ponto principal é que Kobayashi e Maskawa mostraram que apenas no caso de seis quarks (três famílias) a matriz 3×3 tem uma fase física depois de usar toda a arbitrariedade nas fases dos quarks (em mecânica quântica apenas as fases relativas são observáveis). Esse modelo de violação de CP foi ao longo dos últimos anos testado por vários grupos experimentais. Por exemplo, em 1999 no FERMI-LAB (Colaboração KTeV) e no CERN (NA31), e posteriormente de novo no CERN (NA48) foram realizados experimentos que mostraram que mesmo nos káons neutros existe outra fonte de violação de CP diferente da descoberta em 1964 por Cronin e Fitch. Esta última é chamada violação de CP “indireta”, porque ocorre através da mistura da matriz de massa e o valor dessa violação de CP está determinado pelo parâmetro ε . No FERMI-LAB e no CERN foi observada a chamada violação de CP “direta”, porque acontece no decaimento e está parametrizada por ε' . Este último parâmetro é umas 1000 vezes menor que o primeiro, o que deixa claro porque foi difícil medi-lo; o próprio ε já é mil vezes

menor que os decaimentos que conservam CP. A observação de que ε' era diferente de zero eliminou definitivamente a teoria *superweak* da violação de CP, e deu evidências de que o mecanismo de Kobayashi-Maskawa seria o mecanismo que a natureza escolheu para violar CP nos káons. Uma fase seria suficiente para explicar os dois tipos de violação de CP nos káons. Mais recentemente, nos experimentos Babar, no SLAC, e Belle, no Japão, mostrou-se que a violação de CP não ocorre apenas nos káons mas também em bósons chamados B^0 - B^{0*} , os quais carregam um quark b (*bottom* ou beleza). Mesmo nesse caso o mecanismo de Kobayashi-Maskawa explica os dados experimentais.

Isso mostrou que o mecanismo de Kobayashi-Maskawa é o apropriado para a descrição da violação de CP na física de partículas elementares. Mas ainda está em aberto se existem outras fontes de violação de CP: o mecanismo não é suficiente para explicar por que a matéria domina sobre a anti-matéria no universo observado. Em 1967, o físico russo Andrei Sakharov (prêmio Nobel da Paz de 1975) observou que para explicar essa assimetria observada no universo seriam necessários três fatores: i) violação do número bariônico (os diamantes não são eternos), ii) violação de CP, e iii) o universo deveria estar em um estado fora de equilíbrio quando os processos i) e ii) ocorreram. É interessante que as teorias desenvolvidas a partir dos anos 80 tenham sido capazes de implementar as três condições de Sakharov, mas até agora nenhuma foi confirmada experimentalmente. Por enquanto os diamantes são eternos! As partículas das três gerações do modelo padrão aparecem na Fig. 3. Na Fig. 4, aparecem essas partículas e suas respectivas anti-partículas. Na parte de cima aparecem os quarks. O mecanismo de Kobayashi-Maskawa explica por que as interações dos anti-quarks atrás do espelho são diferentes às dos quarks na frente do espelho. Ainda não sabemos se nos léptons (parte de baixo da Fig. 4) acontece o mesmo.

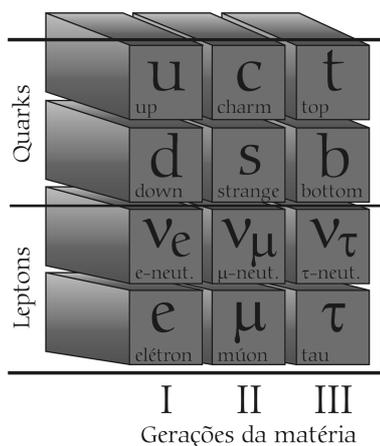


Figura 3 - Fonte: <http://www.sprace.org.br/AventuraDasParticulas>.

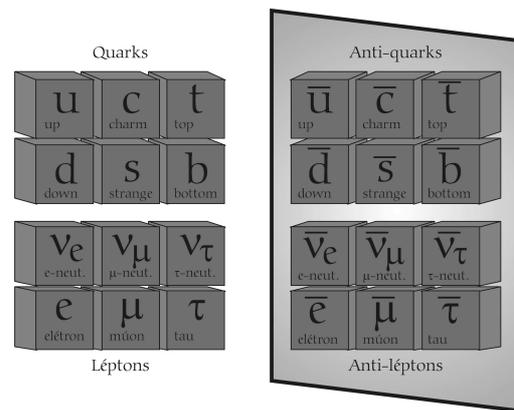


Figura 4 - Fonte: <http://ed.fnal.gov/projects/exhibits/searching/>.

Finalmente, gostaríamos de mencionar que a violação de CP também implica na existência de um momento dipolar elétrico (MDE) para as partículas elementares. Por exemplo, o nêutron deveria ter um MDE que os físicos experimentais procuram fazer décadas. No entanto, até agora ele não tem sido observado; seu valor, previsto pelo mecanismo de Kobayashi-Maskawa, é muito pequeno. Se nos próximos anos for observado, ele não poderá ser explicado por esse mecanismo e será uma evidência de laboratório além do modelo padrão. A quebra espontânea de simetrias locais também tem um papel importante em cosmologia. Mas assim como no caso da violação de CP, devemos ir além do modelo padrão.

Para saber mais

- [1] Fernanda Ostermann e Cláudio J. de H. Cavalcanti, <http://www.sbfisica.org.br/fne/Vol12/Num1/particulas.pdf>.
- [2] Marco Antonio Moreira, <http://www.sbfisica.org.br/fne/Vol15/Num2/v5n1a03.pdf>.
- [3] M.C.B. Abdalla, <http://www.sbfisica.org.br/fne/Vol16/Num1/charme.pdf>.
- [4] C. Liete Viera, <http://www.sbfisica.org.br/fne/Vol16/Num2/a16.pdf>.
- [5] http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2008/phyadv08.pdf.
- [6] http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2008/info.pdf.
- [7] http://en.wikipedia.org/wiki/Chiral_symmetry.
- [8] http://en.wikipedia.org/wiki/Spontaneous_symmetry_breaking.
- [9] http://en.wikipedia.org/wiki/Cp_Violation.
- [10] http://en.wikipedia.org/wiki/Goldstone_Theorem.
- [11] <http://en.wikipedia.org/wiki/Superconductivity>.
- [12] http://en.wikipedia.org/wiki/Higgs_mechanism.