UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
“JULIO DE MESQUITA FILHO”
INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS E CIÊNCIAS EXATAS

Trabalho de Conclusão de Curso

Curso de Graduação em Física

SIMETRIAS E SUAS QUEBRAS: CARGA-PARIDADE E O PROBLEMA DA ANISOTROPIA MATÉRIA-ANTIMATÉRIA

Kemyle Carvalho Cassu Alves

Prof. Dr. Luiz Antonio Barreiro

Rio Claro (SP)

2022

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
Instituto de Geociências e Ciências Exatas
Câmpus de Rio Claro

KEMYLE CARVALHO CASSU ALVES

SIMETRIAS E SUAS QUEBRAS: CARGA-PARIDADE E O PROBLEMA DA ANISOTROPIA MATÉRIA-ANTIMATÉRIA.

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Instituto de Geociências e Ciências Exatas - Câmpus de Rio Claro, da Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho, como requisito parcial para obtenção do grau de Bacharel e Licenciado em Física.

Rio Claro - SP
2022

A474s

Alves, Kemyle Carvalho Cassu

Simetrias e suas quebras: carga-paridade e o problema da anisotropia matéria-antimatéria / Kemyle Carvalho Cassu Alves. -- Rio Claro, 2022

50 f. : il.

Trabalho de conclusão de curso (Bacharelado e licenciatura - Física) - Universidade Estadual Paulista (Unesp), Instituto de Geociências e Ciências Exatas, Rio Claro

Orientador: Luiz Antonio Barreiro

1. Simetrias Discretas. 2. Violação CP. 3. Matriz CKM. 4. Quarks. 5. Bariogênese. I. Título.

Sistema de geração automática de fichas catalográficas da Unesp. Biblioteca do Instituto de Geociências e Ciências Exatas, Rio Claro. Dados fornecidos pelo autor(a).

Essa ficha não pode ser modificada.

KEMYLE CARVALHO CASSU ALVES

SIMETRIAS E SUAS QUEBRAS: CARGA-PARIDADE E O PROBLEMA DA ANISOTROPIA MATÉRIA-ANTIMATÉRIA.

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Instituto de Geociências e Ciências Exatas - Câmpus de Rio Claro, da Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho, como requisito parcial para obtenção do grau de Bacharel e Licenciado em Física.

Comissão Examinadora

Prof. Assoc. Luiz Antonio Barreiro (orientador)

Prof. Assoc. Makoto Yoshida

Prof. Tit. Edson Denis Leonel

Rio Claro, 03 de fevereiro de 2022.

Kemyle C. C. Alves

Assinatura do(a) aluno(a)

Assinatura do(a) orientador(a)

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar, agradeço minha avó Benedita Cassu Alves, que desde o meu nascimento fez de tudo para que eu pudesse realizar o desejo de estudar algo que me cativasse. Agradeço também ao meu pai, Milton Cassu Alves pelo incentivo. Aos meus tios, que sempre estiveram presentes. Agradeço também ao meu grupo de amigas de Itapeva, que há uma década me mostra que podemos ser aceitos e amados da forma que somos. Aos meus colegas da UNESP, que me deram suporte emocional por esses anos e com quem vivi bons momentos. Também sou muito grata ao professor Barreiro que aceitou me orientar mesmo que no contexto conturbado da pandemia e que, com toda sua paciência, sempre esteve disposto a tirar minhas dúvidas. Sou grata a todos os professores que tive em minha vida, a educação me levou a caminhos em que jamais imaginei estar. Se cheguei aqui, foi porque há anos tenho tido suporte de professores que acreditaram em mim.

"Nothing happens in contradiction to nature, only in contradiction to what we know of it.
And that's a place to start. That's where the hope is."
(The X files)

RESUMO

Este trabalho apresenta uma revisão bibliográfica de como a violação da simetria CP, conhecida por Carga-Paridade poderia explicar o problema da Bariogênese: O porquê de existir mais matéria do que antimatéria no Universo conhecido. O primeiro capítulo deste trabalho se baseia na Teoria Quântica de Campos e é um estudo acerca das simetrias discretas: a Paridade, a conjugação de Carga, a Reversão temporal e o teorema CPT. Essas são simetrias muito importantes no estudo da física de partículas. No Capítulo seguinte, é introduzida a violação da simetria Carga-Paridade, será discutida sua descoberta, como ela ocorre no Modelo Padrão e qual é a sua possível ligação com o problema da assimetria existente entre matéria e antimatéria no Universo. O capítulo posterior é um estudo acerca da matriz CKM, uma matriz unitária que trata das possíveis mudanças de sabor dos quarks por meio da interação fraca, suas parametrizações e o triângulo unitário em sua decorrência. O último capítulo utiliza de todos os conceitos anteriores para relacionar a violação de CP com a Bariogênese, especialmente no que diz respeito ao setor eletrofraco do Modelo Padão. Por fim, nas conclusões e perspectivas serão discutidos os resultados dessa pesquisa e quais as perspectivas de resultados futuros segundo experimentos mais recentes.

Palavras-chave: Simetrias Discretas. Violação CP. Matriz CKM. Quarks. Bariogênese.

ABSTRACT

This work presents a literature review of how the violation of CP symmetry, known as Charge-Parity, could explain the problem of Baryogenesis: Why there is more matter than antimatter in the known Universe. The first chapter of this work is based on Quantum Field Theory and is a study of discrete symmetries: Parity, Charge conjugation, Time Reversal and the CPT theorem. These are very important symmetries in the study of particle physics. In the next chapter, the violation of charge-parity symmetry is introduced, its discovery will be discussed, how it occurs in the Standard Model and what is its possible connection with the problem of asymmetry existing between matter and antimatter in the Universe. The later chapter is a study about the CKM matrix, a unitary matrix that deals with possible changes in the flavor of quarks through weak interaction, its parameterizations and the unitary triangle as a result of it. The last chapter uses all the previous concepts to relate CP violation with Baryogenesis, especially with regard to the electroweak sector of the Standard Model. Finally, the conclusions and perspectives will discuss the results of this research and what are the prospects for future results according to more recent experiments.

Keywords: Discrete Symmetries. CP violation. CKM matrix. Quarks. Baryogenesis.

LISTA DE FIGURAS

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO

Seriam as leis da física as mesmas para a matéria e a antimatéria, ou elas são intínsecamente diferentes entre si? Em tese, no Big Bang teriam sido poduzidas quantidades equivalentes de matéria e antimatéria, que por sua vez se aniquilariam em forma de energia, produzindo fótons. Entretanto, a existência do universo observável formado apenas por matéria afirma que deve existir uma assimetria entre a matéria e a antimatéria, já que a quantidade de uma se sobrepôs a da outra.

O termo CP é utilizado para descrever a simetria conhecida como Carga-Paridade. Sob as leis da física, se a matéria e a antimatéria são tratadas de forma equivalente, tal simetria é conservada, caso contrário, é violada. Sabe-se que existe violação de CP nas interações fracas, as responsáveis pelos decaimentos. No entanto, as interações fracas só conseguem explicar uma parte muito pequena da violação CP, o que não é suficiente para explicar o problema da assimetria matéria-antimatéria. Para isso, é necessário recorrer a algumas extensões do modelo padrão de física de partículas. Experimentos mais recentes utilizam de aceleradores de partículas projetados para encontrar fontes de violação CP significativas o suficiente para explicar o problema da assimetria existente no universo.

O trabalho foi dividido em quatro partes: na primeira, serão revisitados os estudos a respeito da teoria quântica de campos, mais especificamente, as simetrias discretas, que servem como base para um entendimento futuro acerca das quebras de simetria neste contexto.

Em seguida, tratará da violação da simetria Carga-Paridade, considerando que CP é uma simetria discreta da naturaza dada pelo produto entre a conjugação de carga (C) e a paridade (P). Tal simetria é violada quando um processo não é invariante sob a aplicação de CP. Ou seja, o sistema não se conserva o mesmo ao inverter as coordenadas e a carga da partícula.

Os consecutivos capítulos tratarão do mecanismo CKM, em que a matriz unitária denominada matriz CKM (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa) contém informações necessárias para o entendimento da violação de CP, como por exemplo a probabilidade da mudança de sabor de um quark por meio da interação fraca. Na última parte, será discutida a assimetria matéria-antimatéria, e abordará essa questão diante do que se sabe a cerca da violação CP. Por fim, serão abordadas as conclusões e perspectivas dentro desta área de pesquisa de acordo com os resultados mais recentes dos experimentos que estão em andamento.

2 SIMETRIAS DISCRETAS

O estudo das simetrias é essencial para o entendimento de diversas leis básicas na física. Especialmente na física de partículas, as simetrias se destacam na construção de teorias. Pode-se classificar as simetrias como contínuas ou discretas. Neste caso, o interesse de estudo se volta às simetrias discretas, que por sua vez não são funções de um parâmetro contínuo, e também não é possível haver nenhuma diferenciação ou variação infinitesimal. Algumas simetrias que serão abordadas neste capítulo são: Paridade (P), Conjugação de Carga (C) e Reversão temporal (T). Este é um estudo que há décadas intriga a comunidade científica acerca da forma como a natureza trata partículas e suas antipartículas.

2.1 PARIDADE

A operação paridade é a inversão do três eixos de coordenadas espaciais (BETTINI, 2008). A paridade tem função semelhante a de um espelho. Enquanto que em duas dimensões a inversão dos eixos é equivalente a uma rotação, em três dimensões essa afirmação não é verdadeira. A inversão dos três eixos equivale a inversão de um seguida por uma rotação de 180º. O objeto e sua imagem espelhada estão conectados pela operação de paridade. Pode-se dizer que mesmo com a inversão das coordenadas não há inversão temporal, mas em consequência, o momento se inverte. A inversão também não se aplica ao momento angular ou spin. Ou seja, as quantidades escalares não se alteram, enquanto que as pseudoescalares e vetoriais invertem seu sinal, mas os vetoriais axiais não.

A transformação paridade pode ser dada por:

$$\mathbf{r_i} \rightarrow \mathbf{r'_i} = -\mathbf{r_i}. \tag{2.1}$$

Logo, o vetor posição $\mathbf{r_i}$ de cada partícula i é refletida na origem. Um sistema pode ser dito invariante sob a paridade quando o Hamiltoniano permanecer imutável diante da seguinte transformação:

$$H(\mathbf{r'_1}, \mathbf{r'_2}, ...) = H(-\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2}, ...) = H(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2}, ...). \tag{2.2}$$

Diferentemente das invariâncias rotacionais e translacionais, a paridade não é uma simetria considerada exata da natureza e válida em todos os sistemas fechados, pois essa simetria é violada nas interações fracas (MARTIN; SHAW, 2008).

Ao tratar da paridade de um estado, considera-se apenas o caso de um autoestado do operador $\hat{P}$. É possível exemplificar através do vácuo, que é considerado um desses estados e tem paridade positiva por definição.

Para o caso de uma única partícula sob a ação do operador $\hat{P}$, que é definido por:

$$\hat{P}\psi(\mathbf{r},t) \equiv P_a\psi(\text{-}\mathbf{r},t), \tag{2.3}$$

onde o índice a identifica o tipo de partícula de que se trata e P_a é um fator de fase constante. Como duas operações sucessivas de paridade fazem com que o sistema fique inalterado, verifica-se que:

$$\hat{P}^2\psi(\mathbf{r},t) = \psi(\mathbf{r},t). \tag{2.4}$$

O que implica em:

$$P_a = \pm 1, \tag{2.5}$$

para valores possíveis de P_a. Ao considerar uma autofunção do momento:

$$\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r},t) = \exp\{[i(\mathbf{p}.\mathbf{r} - Et)]\}. \tag{2.6}$$

Então é possível observar que,

$$\hat{P}\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r},t) = P_a\psi_{\mathbf{p}}(\text{-}\mathbf{r},t) = P_a\psi_{\text{-}\mathbf{p}}(\mathbf{r},t), \tag{2.7}$$

de modo que a partícula em repouso, com $\mathbf{p} = \mathbf{0}$ é considerada um autoestado do operador paridade com autovalor P_a. Por essa razão, P_a é o que se chama *paridade intrínseca* da partícula a em repouso (MARTIN; SHAW, 2008). No caso de um sistema de várias partículas, a generalização apropriada é:

$$\hat{P}\psi(\mathbf{r_1},\mathbf{r_2},...,t) \equiv P_1P_2...\psi(-\mathbf{x_1},-\mathbf{r_2},...,t), \tag{2.8}$$

com um fator de paridade intrínseca que ocorre para cada partícula de maneira individual.

A paridade dos bósons pode ser sempre definida sem ambiguidade, como no caso do píon, por exemplo. Os férmions possuem spin múltiplos de $\frac{1}{2}\hbar$ e a conservação do momento angular exige que sua produção seja feita aos pares. Sendo assim, apenas paridades relativas podem ser definidas. De forma convencional, a paridade do próton é tida como positiva, enquanto que a paridade dos outros férmions são determinadas em relação ao próton. A teoria quântica de campos estabelece que os férmions e antiférmions tenham paridades opostas, enquanto que os bósons e antibósons devem ter a mesma paridade. Ou seja, a paridade do antipróton é negativa. Essa é uma afirmação que também é válida para o pósitron (BETTINI, 2008).

Partículas que apresentam momento angular bem definido também são, individualmente, um autoestado de paridade. Para isso, o tratamento se dá através da função de onda da partícula sob a inversão espacial,

$$\psi_{nlm}(\mathbf{r}) = R_{nl}(\mathbf{r}) Y_l^m(\theta, \phi), \tag{2.9}$$

em que (r, θ, ϕ) são as coordenadas esféricas, $R_{nl}(r)$ é uma função da variável radial r, e $Y_l^m(\theta, \phi)$ são os esféricos harônicos.

É necessário o uso das seguintes relações para a mudança de coordenadas:

$$\begin{aligned} x &= r \sin\theta \cos\phi, \\ y &= r \sin\theta \cos\phi, \\ z &= r \cos\theta. \end{aligned}$$

Entre as coordenadas cartesianas e polares, a transformação de paridade torna-se,

$$\begin{aligned} r \rightarrow r' &= r, \\ \theta \rightarrow \theta' &= \pi - \theta, \\ \phi \rightarrow \phi &= \pi + \phi, \end{aligned}$$

de onde pode-se mostrar que,

$$Y_l^m(\theta, \phi) \rightarrow Y_l^m(\pi - \theta, \pi + \phi) = (-1)^l Y_l^m(\theta, \phi). \tag{2.10}$$

Por fim,

$$\hat{P}\psi_{nlm}(\mathbf{r}) = P_a \psi_{nlm}(\textbf{-r}) = P_a (-1)^l \psi_{nlm}(\mathbf{r}), \tag{2.11}$$

onde $\psi_{nlm}(\mathbf{r})$ é um autoestado de paridade com autovalor $P_a(-1)^l$.

Caso o Hamiltoniano seja invariante sob a transformação de paridade, então, um argumento análogo aos usados para demonstrar a conservação do momento angular linear e orbital leva à conclusão de que a paridade é conservada, ou seja,

$$[\hat{P}, H] = 0 \tag{2.12}$$

Há duas consequências óbvias em detrimento de tal relação. Em uma reação, as paridades inicial e final são iguais, $P_i = P_f$, e para os estados vinculados a paridade é um bom número quântico. Em particular, os estados atômicos e nucleares foram mostrados como autoestados de paridade com uma precisão muito alta, na procura por transições que violam a paridade, e a verificação de que a invariância de paridade de fato é válida para interações fortes e eletromagnéticas.

2.2 CONJUGAÇÃO DE CARGA

O operador conjugação de carga $\hat{C}$ converte partículas em suas antipartículas em um mesmo estado. Dessa forma, a posição e o momento permanecem os mesmos. Até mesmo na eletrodinâmica clássica, as equações de Maxwell são invariantes perante as mudanças de sinais de $\rho, \vec{E}$ e $\vec{B}$. Um ρ de sinal oposto produz os mesmos campos, mas em direções opostas e as forças entre as cargas são imutáveis (ROLNICK; HUSTON, 1994).

Ao considerar o operador $\hat{C}$, e $|\psi\rangle$ como a representação do estado de uma partícula e $\left|\bar{\psi}\right\rangle$ o estado da antipartícula, o operador conjugação de carga atua como (MCMAHON, 2008):

$$\hat{C}\,|\psi\rangle = \left|\bar{\psi}\right\rangle. \tag{2.13}$$

O mesmo é válido na operação inversa, ou seja, a transformação da antipartícula em sua partícula:

$$\hat{C}\left|\bar{\psi}\right\rangle = |\psi\rangle\,. \tag{2.14}$$

Isto leva a:

$$\hat{C}^2\,|\psi\rangle = \hat{C}\hat{C}\,|\psi\rangle = \hat{C}\left|\bar{\psi}\right\rangle = |\psi\rangle\,. \tag{2.15}$$

Pode-se usar essa relação para determinar os autovalores da conjugação de carga. Analogamente ao que foi visto na seção anterior, como a paridade, eles devem ser,

$$C = \pm 1. \tag{2.16}$$

A conjugação de carga, assim como a paridade, é um número quântico multiplicativo. Como a conjugação de carga transforma as partículas em suas antipartículas e vice-versa, essa operação reverte o sinal de todos os números quânticos, e também do momento magnético.

O sinal de todos os números quânticos aditivos, carga elétrica, número bariônico e sabor do lepton são alterados. Se uma partícula e sua antipartícula se aniquilam, então o estado final é o vácuo, no qual todas as "cargas"são zero.

Apenas bósons neutros que são suas próprias antipartículas podem ser autoestados do operador $\hat{C}$ (PERKINS, 2000). Ao realizar a operação conjugação de carga na função de onda de um píon carregado $|\pi\rangle$, o resultado é,

$$\hat{C}\,|\pi\rangle \to \left|\pi^-\right\rangle \neq \pm \left|\pi^+\right\rangle. \tag{2.17}$$

Nota-se que π^- e π^+ não podem ser autoestados da conjugação de carga. Entretanto, para um píon neutro, o operador tem um autovalor bem definido, pois o píon neutro se transforma nele mesmo.

$$\hat{C}\left|\pi^0\right\rangle = \alpha\left|\pi^0\right\rangle. \tag{2.18}$$

Com α constante, pode-se utilizar o operador $\hat{C}$ duas vezes no estado, de forma que o que se obtém são os possíveis valores de α:

$$\begin{gathered}\hat{C}^2\left|\pi^0\right\rangle = \alpha\hat{C}\left|\pi^0\right\rangle = \alpha^2\left|\pi^0\right\rangle; \\ \alpha = \pm 1. \end{gathered} \tag{2.19}$$

Ou seja:

$$\hat{C}\left|\pi^0\right\rangle = \pm 1\left|\pi^0\right\rangle. \tag{2.20}$$

Por exemplo, é possível analisar a operação conjugação de carga no fóton (BETTINI, 2008). Pode-se imaginar a correspondência entre o fóton e o vetor potencial $\mathbf{A}$. Se todas as fontes de partículas do campo forem transformadas em suas antipartículas, todas as cargas elétricas mudam de sinal e, portanto, **A** muda de sinal. Consequentemente, a conjunção de carga do fóton é negativa. Ou seja,

$$\hat{C}\left|\gamma\right\rangle = -\left|\gamma\right\rangle. \tag{2.21}$$

Um estado de n fótons é um autoestado da conjugação de carga. Como $\hat{C}$ é um operador multiplicativo,

$$\hat{C}\left|\mathbf{n}\gamma\right\rangle = (-1)^n\left|\mathbf{n}\gamma\right\rangle. \tag{2.22}$$

Interações fortes e eletromagnéticas são invariantes sob a ação do operador conjugação de carga. No caso das interações fracas, essa simetria é violada. Coincidentemente, essa violação foi notada nos mesmos experimentos que violaram P.

2.3 REVERSÃO TEMPORAL

Outra simetria discreta é a reversão temporal. O operador de reversão temporal inverte o tempo, mas não opera sobre as demais coordenadas. Para verificar que as leis microscópicas da mecânica são invarianres sob a reversão temporal $t \to t' = -t$ pode-se observar as leis de Newton nesse contexto (ROLNICK; HUSTON, 1994):

$$\mathbf{r} \to \mathbf{r}, \mathbf{v} \to -\mathbf{v}, \mathbf{p} \to -\mathbf{p}, \mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} \to \mathbf{r} \ \times (-\mathbf{p}) = -\mathbf{L}. \tag{2.23}$$

O que se observa é que os momentos linear e angular, devido sua dependência temporal, têm seus sinais invertidos. Uma analogia recorrente ao pensar na simetria T, é a de assistir o evento do fim para o início, ou seja, como um filme passando ao contrário. Existe a generalização $\mathbf{J} \to -\mathbf{J}$ para qualquer tipo de momento angular, incluindo spin.

Em alguns casos, não é possível observar tal simetria. Quando se envolve o conceito de entropia, por exemplo. Sendo assim, não se poderia conservar a simetria T sem romper com a segunda lei da termodinâmica.

Assim como a paridade e a conjugação de carga, a reversão temporal também é uma simetria conservada nas interações fortes e eletromagnéticas, mas violada nas interações fracas. No entanto, ao contrário da paridade e da conjugação de carga, não existe um número quântico associado que é conservado quando as interações fracas são desprezadas (MARTIN; SHAW, 2008). A partir da seguinte relação, pode-se considerar transformação de uma função de onda de uma única partícula, que deve satisfazer:

$$|\psi(\mathbf{r},t)|^2 \xrightarrow{T} |\psi'(\mathbf{r},t)|^2 = |\psi(-\mathbf{r},t)|^2. \tag{2.24}$$

Para o caso em que o sistema é invariante sob a ação desse operador, de modo que a probabilidade de encontrar a partícula na posição r no tempo t torna-se a probabilidade de encontrá-la na posição r no tempo t no sistema transformado.

O operador $\hat{T}$ pode agir nos estados de forma:

$$\hat{T}\left|\psi\right\rangle = \left|\psi'\right\rangle . \tag{2.25}$$

Se o operador reversão temporal comuta com o Hamiltoniano $[\hat{T}, H] = 0$ e se $\left|\psi\right\rangle$ satisfaz a equação de Schrödinger, então $\hat{T}\left|\psi\right\rangle$ também irá satisfazer quando $t \to -t$.

O operador $\hat{T}$ é antiunitário e antilinear. Por antilinear, trata-se do complexo conjugado e da relação $\psi' = \psi *$. Particularmente, isso significa que o i da equação de Schrödinger vai para $-i$, bem como a transformação do campo. Ou seja, ao escrever um objeto qualquer em que $\hat{T}$ atua como uma parte real mais uma imaginária assim como $\psi = \psi_1 + i\psi_2$, com ψ_1 e ψ_2 reais (SCHWARTZ, 2014), então:

$$\hat{T}(\psi_1 + i\psi_2) = \hat{T}\psi_1 - \hat{T}i\psi_2. \tag{2.26}$$

A diferença entre um operador unitário e um operador antiunitário, como no caso discutido, é que o primeiro preserva seu produto interno, enquanto que o segundo resulta no complexo conjugado.

O operador de reversão temporal pode ser escrito como um produto de um outro operador $\hat{A}$ que converte estados em seus complexos conjugados:

$$\hat{A}\left|\psi\right\rangle = \left|\psi\right\rangle *; \tag{2.27}$$

e um outro operador $\hat{U}$, o que ficaria como:

$$\hat{T} = \hat{U}\hat{K}. \tag{2.28}$$

Se as leis da física permanecem as mesmas sob a ação do operador reversão temporal, então existe tal simetria no sistema.

2.4 TEOREMA CPT

O teorema CPT tem sua base em suposições gerais como a invariância de Lorentz, a mecânica quântica e ideia de que as interações são representadas por campos. A operação combinada de inversão de tempo, conjugação de carga e paridade (sem necessariamente uma ordem específica) é uma simetria exata de qualquer interação. É simplesmente impossível construir uma teoria quântica de campos em que o produto CPT não seja conservado (GRIFFITHS, 2008).

Uma consequência de CPT é que a massa e o tempo de vida de uma partícula e de sua antipartícula devem ser idênticos. Os testes mais sensíveis de invariância do CPT são baseados na busca de possíveis diferenças.

O teorema CPT diz que isso é uma consequência da invariância e unitariedade de Lorentz. É possível verificar sem dificuldades se qualquer termo que se possa escrever em um Lagrangiano local é invariante CPT. No entanto, a prova rigorosa requer uma descrição Lagrangiana (SCHWARTZ, 2014).

3 VIOLAÇÃO DE CP

Antes de investigar mais detalhadamente os tipos de violação da simetria Carga-Paridade e como ocorrem, é interessante fazer um apanhado gera a respeito da simetria em si.

Sabe-se que A violação máxima das simetrias conjugação de carga e paridade acontece nas interações fracas. Onde ocorre que as partículas são de mão esquerda e as antipartículas de mão direita, há a ramificação em que a interação fraca aparenta ser invariante sob a operação CP, que por sua vez é a combinação da operação C e P aplicadas ao mesmo tempo para um sistema (ROLNICK; HUSTON, 1994).

A evidência dessa violação foi observada na violação de paridade no decaimento $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$, onde nota-se que o neutrino do múon de tal decaímento é de mão esquerda. O processo do conjugado de P, ou seja, $\pi^+ \rightarrow \nu_\mu\mu^+$, com um neutrino de mão direita, não ocorre. O mesmo é válido para o processo conjugado de C, $\pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu_\mu}$, com um antineutrino de mão esquerda (KLEINKNECHT, 2003).

Entretanto, ao combinar as operações C e P, chega-se ao processo $\pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu_\mu}$, com um antineutrino de mão direita, o qual procede com a mesma taxa de decaímento que o π^+ original, com o neutrino do múon de mão esquerda. Nota-se que C e P são violadas nessas interações fracas, entretanto, na época de tais observações, acreditava-se que o processo era invariante sob a combinação de operações CP.

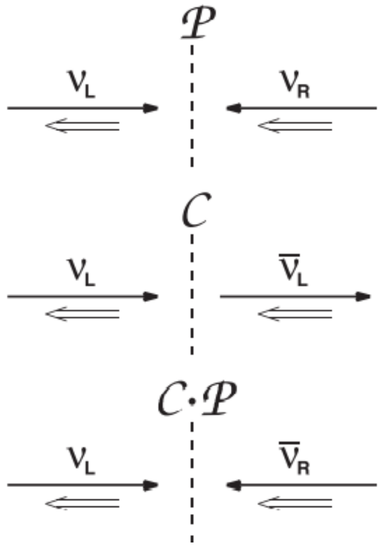

Figura 3.1 – Esquema que representa um neutrino de mão esquerda sob as operações P, C e sua combinação CP. Retirado de (KLEINKNECHT, 2003)

A figura acima mostra o comportamento do neutrino de mão esquerda (físico) sob a paridade (que reverte o momento), a conjugação de carga (que transforma a partícula em sua antipartícula) e a operação combinada CP. A direção do spin é representada pela flecha dupla, e permanece a mesma diante das tranformações. As flechas únicas representam o momento, que é invertido nas operações P e CP. Apenas CP produz um estado físico, desde que apenas $\nu's$ de mão esquerda e $\bar{\nu}'s$ de mão direita existem. Tal argumento foi utilizado por Landau ao sugerir que a verdadeira simetria era a invariância CP (Landau, 1957).

As observações da violação de CP restringem-se às interações fracas, principalmente nos decaímentos dos mésons neutros K e B, como será visto a seguir. Existem três tipos de violação CP (BETTINI, 2008):

- Violação na função de onda: Ocorre nos casos em que as funções de onda do hamiltoniano livre não são autoestados de CP. Tem sido observada apenas no sistema do méson neutro K. Nota-se que é um efeito pequeno.
- Violação em decaimentos: sendo M um méson e f o estado final de um de seus decaimentos, $\bar{M}$ é o antiméson e $\bar{f}$ o estado conjugado de f. Se a simetria for conservada, ambas amplitudes de decaimento serão iguais, de forma que $A(M \to f) = A(\bar{M} \to \bar{f})$. Tal igualdade é válida tanto para valores absolutos, probabilidades de decaimento, como para as fases. A fase é detectável pela interferência entre diferentes amplitudes que contribuem para o elemento da matriz. A princípio, essa violação pode aparecer tanto nos decaimentos de mésons carregados quanto neutros. Entretanto, as observações são restritas aos sistemas K^0 e B^0 .
- Violação na interferência com as oscilações: pode ocorrer para decaimento de mésons neutros em um estado final f que é autoestado de CP. Esse foi um fenômeno observado nos sistema K^0 e B^0.

3.1 VIOLAÇÃO DE CP NO SISTEMA K

3.1.1 AUTOESTADOS DE CP E O SISTEMA K^0

É possível ter um melhor conhecimento da violação CP através do decaimento dos mésons neutros K. Por meio da interação fraca, K^0 converte-se em $\bar{K}^0$, então após sua produção via interação forte, a partícula transforma-se em uma mistura, em que parte dela é sua antipartícula (ROLNICK; HUSTON, 1994).

Sabe-se que a mistura se dá via interação fraca, pois K^0 e $\bar{K}^0$ têm estranhezas diferentes. No estudo das interações fracas, K^0 produzido por interações fortes, parece ser duas partículas diferentes, K_L^0 e K_S^0. Observa-se a mistura através dos dois diagramas de Feynman mostrados abaixo:

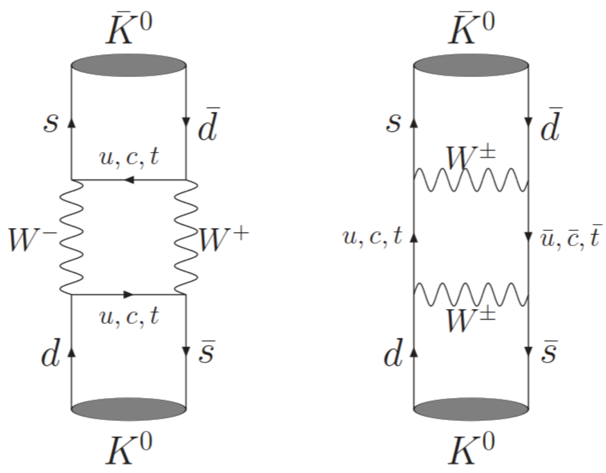

Figura 3.2 – Dois diagramas que representam a mudança de K^0 para $\bar{K^0}$. A violação CP pode ocorrer nos vértices W via matriz CKM. Adaptado de (ROLNICK; HUSTON, 1994)

O mesmo dilema aparece para $\bar{K^0}$. A proposta seria que K^0 e $\bar{K^0}$ não são nada além de duas duas misturas diferentes entre K_S^0 e K_L^0, as partículas associadas aos modos de decaimentos de vida curta e vida longa, 2π e 3π (HALZEN; MARTIN, 1991). Entretanto, desconsiderando o momento angular orbital, 2π e 3π diferem em relação ao estado final de suas paridades, P=+1 e P=-1, respectivamente. Tal resultado já havia sido discutido diante da violação de paridade.

Logo, se CP fosse uma simetria exata da interação fraca, K_L e K_S seriam equivalentes aos autoestados CP para o sistema káon neutro. Os estados de CP podem ser identificados considerando a ação dos operadores de paridade e de conjugação de carga nos káons neutros. Os autoestados de sabor, $K^0(d\bar{s})$ e $K^0(s\bar{d})$, tem paridade de Spin $J^P = 0^-$ (THOMSON, 2013). Desta forma,

$$
\begin{aligned}
\hat{P}\left|K^0\right\rangle &= -\left|K^0\right\rangle; \\
\hat{P}\left|\bar{K^0}\right\rangle &= -\left|\bar{K^0}\right\rangle.
\end{aligned}
\tag{3.1}
$$

Por suas cargas neutras, K^0 e $\bar{K^0}$ não são autoestados do operador de conjugação de carga dado por $\hat{C}$, cuja função é substituir as partículas por suas respectivas antipartículas e vice-versa. No entanto, como são partículas neutras com conteúdo de sabor oposto, pode-se escrever:

$$
\begin{aligned}
\hat{C}\left|K^0(d\bar{s})\right\rangle &= e^{i\xi}\left|\bar{K^0}(\bar{d}s)\right\rangle; \\
\hat{C}\left|\bar{K^0}(\bar{d}s)\right\rangle &= e^{i\xi}\left|K^0(d\bar{s})\right\rangle;
\end{aligned}
\tag{3.2}
$$

em que ξ é um fator de fase não observável, que pode ser escolhido de forma que:

$$\begin{aligned} \hat{C}\left|K^0(d\bar{s})\right\rangle &= -\left|\bar{K^0}(\bar{d}s)\right\rangle; \\ \hat{C}\left|\bar{K^0}(\bar{d}s)\right\rangle &= -\left|K^0(d\bar{s})\right\rangle. \end{aligned} \tag{3.3}$$

Para os operadores combinados na forma $\hat{C}\hat{P}$ nos autoestados de sabor dos káons neutros, as operações tornam-se:

$$\begin{aligned} \hat{C}\hat{P}\left|K^0\right\rangle &= +\left|\bar{K^0}\right\rangle; \\ \hat{C}\hat{P}\left|\bar{K^0}\right\rangle &= +\left|K^0\right\rangle. \end{aligned} \tag{3.4}$$

Consequentemente, as combinações lineares ortogonais podem ser escritas da forma:

$$\begin{aligned} K_1 &= \sqrt{\frac{1}{2}}(K^0 + \bar{K^0}); \\ K_2 &= \sqrt{\frac{1}{2}}(K^0 - \bar{K^0}). \end{aligned} \tag{3.5}$$

Logo, os autoestados de CP:

$$\begin{aligned} \hat{C}\hat{P}\left|K_1\right\rangle &= +\left|K_1\right\rangle; \\ \hat{C}\hat{P}\left|K_2\right\rangle &= -\left|K_2\right\rangle. \end{aligned} \tag{3.6}$$

Se CP fosse conservada na interação fraca, os estados corresponderiam às partículas físicas K_S e K_L. Na prática, observa-se que CP é violada, mas em um nível relativamente baixo e, com uma aproximação razoável (THOMSON, 2013), verifica-se que $|K_S\rangle \approx |K_1\rangle$ e $|K_l\rangle \approx |K_2\rangle$.

Como os estados finais de 2π e 3π são autoestados de CP com respectivos valores +1 e -1, é possível definir os autoestados de CP como:

$$\begin{aligned} \left|K_S^0\right\rangle &= \sqrt{\frac{1}{2}}(\left|K^0\right\rangle + \left|\bar{K^0}\right\rangle); \\ \left|K_L^0\right\rangle &= \sqrt{\frac{1}{2}}(\left|K^0\right\rangle - \left|\bar{K^0}\right\rangle). \end{aligned} \tag{3.7}$$

Por fim, têm-se que para os estado $|K_S^0\rangle$, CP=+1 e para o estado $|K_L^0\rangle$, CP=-1.

3.1.2 A DESCOBERTA DA VIOLAÇÃO CP

Como tratado anteriormente, até 1964 acreditava-se que a simetria combinada CP era conservada em interações fracas, mesmo com o conhecimento de que, separadamente, C e P eram violadas. Nesse ano, Christenson, Cronin, Fitch e Turlay descobriram que o méson K neutro de meia-vida longa também decai em dois píons carregados com uma razão de ramificação de $2,3.10^3$. Em teoria, ainda não haviam suspeitas de que tal violação pudesse existir (KLEINKNECHT, 2003).

Do ponto de vista experimental, o primeiro elemento do experimento é o feixe neutro que contém os mésons K, por sua vez obtido pelo direcionamento do feixe de prótons extraído de um síncrotron de prótons, mais especificamente o AGS do laboratório nacional de Bookhaven, para um determinado alvo (BETTINI, 2008).

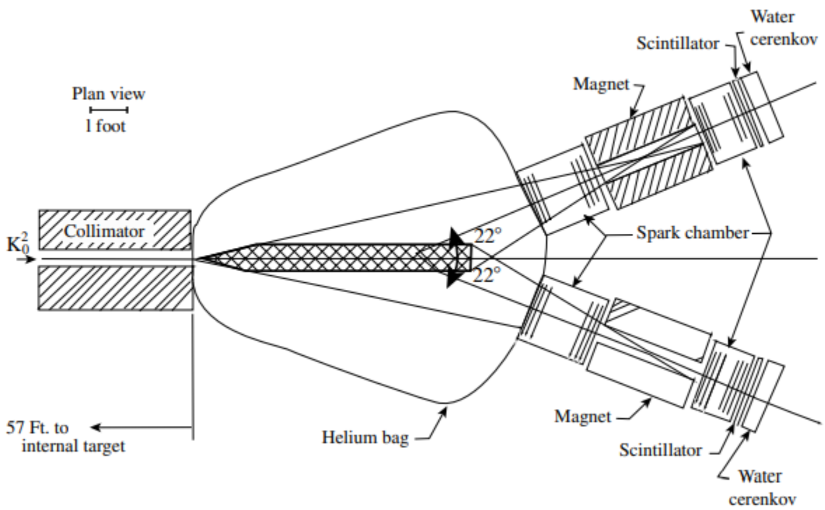

Figura 3.3 – Diagrama esquemático que representa a configuração experimental usada para a descoberta de violação de CP. Retirado de (BIGI; SANDA, 2009)

.

Da figura acima, observa-se que um imã dipolar desvia as partículas carregadas produzidas no alvo, enquanto isso, as partículas neutras seguem viagem ser serem refletidas. Para além do imã, um colimador seleciona o componente neutro. Após alguns metros, ele contém os mésons K_L (mésons de meia-vida longa), mas nenhum K_S (mésons de meia vida curta).

Dois detectores (ímãs e câmaras de faísca) medem três momentos do produto de decaimento de dois corpos. O experimento visa estabelecer se existe decaimento de violação CP:

$$K_L \to \pi^+ + \pi^-. \tag{3.8}$$

Foram verificadas a massa invariante do par $\pi^+\pi^-$ e a direção de K_L. A topologia do evento consiste em duas trilhas opostas, à espera de um decaimento mais raro se comparado aos outros de mesma topologia.

Na análise de dados, os eventos de três corpos são suprimidos com a imposição de duas condições (BETTINI, 2008): Na primeira, o ângulo θ entre a direção da soma dos momentos das duas trilhas e a direção do feixe deve ser compatível com zero. Na segunda, a massa $m(\pi^+\pi^-)$ do sistema de duas partículas deve ser compatível com a massa de K.

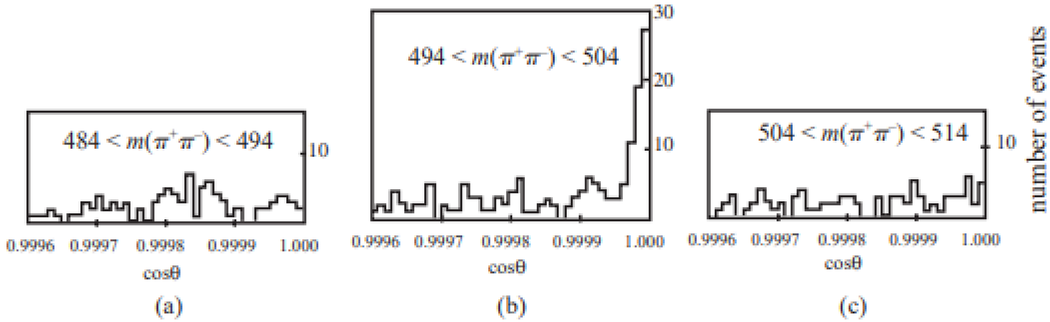

Figura 3.4 – Distribuição de $\cos\theta$ em três intervalos distintos de $m(\pi^+\pi^-)$. Retirado de (BETTINI, 2008)

.

Na figura anterior, pode-se analisar que em a) os eventos tem $m(\pi^+\pi^-)$ imediatamente abaixo da massa de K; b) por volta da massa de K e c) imediatamente acima da massa de K. Nota-se em b) um pico no momento em que $\theta = 0$, essa é uma evidência de que o K_L decai em $\pi^+\pi^-$, e apresenta um estado com $CP = \pm 1$.

A taxa de ramificação no canal de violação CP tem valor medido em:

$$BR(K_L \to \pi^+\pi^-) = 2.10^3. \tag{3.9}$$

O que o experimento mostrou é que ambos os autoestados de CP K_1^0 e K_2^0 não tem massa e vida útil definidas. O estado k_L contém uma pequena mistura de um componente par de CP em adição a sua parte dominante de CP, que é ímpar:

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(\left|K_2^0\right\rangle + \epsilon\left|K_1^0\right\rangle). \tag{3.10}$$

Segundo a invariância CPT, o estado K_S, contém, por sua vez, um componente ímpar de CP controlado pelo mesmo parâmetro complexo de impureza:

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(\left|K_1^0\right\rangle - \epsilon\left|K_2^0\right\rangle). \tag{3.11}$$

O parâmetro ϵ mede a impureza, mesmo que pequena, de CP. O experimento é sensível ao valor absoluto do parâmetro. É possível definir a razão das amplitudes de translação de K_L e K_S em $\pi^+\pi^-$ (BETTINI, 2008):

$$\eta_{+-} \equiv |\eta_{+-}|e^{i\phi^{+-}} \equiv \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}. \tag{3.12}$$

O valor absoluto é a proporção das taxas de decaimento, se a violação CP ocorre devido apenas a impureza da função de onda, descobre-se que:

$$|\epsilon|^2 \equiv |\eta_{+-}|^2 = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}. \tag{3.13}$$

O denominador é a decadência principal de K_S, e é fácil determiná-lo. O valor do parâmetro $|\epsilon|$ é dado por:

$$|\epsilon| = |\eta_{+-}| = (2,284 \pm 0,014).10^{-3}. \tag{3.14}$$

Este é um resultado completamente consistente com o que se é conhecido.

3.2 OSCILAÇÕES DE ESTRANHEZA

Káons neutros são produzidos e decaem como autoestados de sabor ou de CP. Entretanto, se propagam como os autoestados de massa K_S e K_L. O resultado é o fenômeno de oscilações de estranheza, que por sua vez, ocorre independentemente de CP ser violada ou não (THOMSON, 2013).

A importância de se conhecer as oscilações de estranheza consiste que, por meio delas, é possível medir a diferença de massa entre as partículas K_S^0 e K_L^0 com muita precisão.

Ao considerar um káon neutro produzido como o autoestado K^0, seu estado inicial pode ser dado pela superposição:

$$\left|K^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\left|K_S^0\right\rangle + \left|K_L^0\right\rangle). \tag{3.15}$$

Com a evolução temporal, o que se obtém é:

$$\left|K^0(t)\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\alpha_S(t)\left|K_S^0\right\rangle + \alpha_L(t)\left|K_L^0\right\rangle\right]. \tag{3.16}$$

Onde:

$$\alpha_\alpha(t) = e^{-im_\alpha t}e^{-\Gamma_\alpha t/2}.$$
$$(\alpha = S, L). \tag{3.17}$$

Em que m_α e Γ_α são a massa e a taxa de decaimento dapartícula em questão. No limite em que a violação de CP é negligenciada, pode-se considerar que $K_S = K_1$ e $K_L = K_2$, isso pode ser expresso em termos dos autoestados de sabor. Sendo assim,

$$|K(t)\rangle \approx \frac{1}{2}\left(\alpha_S\left[\left|K^0\right\rangle + \left|\bar{K^0}\right\rangle\right] + \alpha_L\left[\left|K^0\right\rangle - \left|\bar{K^0}\right\rangle\right]\right). \tag{3.18}$$

A equação pode ser organizada de forma que:

$$|K(t)\rangle = \frac{1}{2}(\alpha_S + \alpha_L)\left|K^0\right\rangle + \frac{1}{2}(\alpha_S - \alpha_L)\left|\bar{K^0}\right\rangle. \tag{3.19}$$

Ao realizar a substituição de (3.17) em (3.19):

$$|K(t)\rangle = \frac{1}{2}\left[(e^{i(m_1-\Gamma_1/2)t} + e^{i(m_2-\Gamma_2/2)t})\left|K^0\right\rangle + (e^{i(m_1-\Gamma_1/2)t} - e^{i(m_2-\Gamma_2/2)t})\left|\bar{K^0}\right\rangle\right]. \tag{3.20}$$

Como as massas de K_S e K_L são ligeiramente diferentes, as partes oscilatórias de α_S e α_L diferem, e o feixe K^0 inicialmente puro desenvolverá um componente $\bar{K^0}$. As probabilidades de oscilação de estranheza correspondentes são (THOMSON, 2013):

$$P(K^0) = \left|\left\langle K^0\middle|K(t)\right\rangle\right|^2 = \frac{1}{4}|\alpha_S + \alpha_L|^2. \tag{3.21}$$

$$P(\bar{K^0}) = \left|\left\langle \bar{K^0}\middle|K(t)\right\rangle\right|^2 = \frac{1}{4}|\alpha_S - \alpha_L|^2. \tag{3.22}$$

Como $\Delta m = |m_S - m_L|$:

$$P(K^0) = \frac{1}{4}\left[e^{-\Gamma_S t} + e^{-\Gamma_L t} + 2e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S+\Gamma_L)t}cos(\Delta m t)\right]. \tag{3.23}$$

$$P(\bar{K^0}) = \frac{1}{4}\left[e^{-\Gamma_S t} + e^{-\Gamma_L t} - 2e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S+\Gamma_L)t}cos(\Delta m t)\right]. \tag{3.24}$$

As expressões representam a soma de dois exponenciais decrescentes e um termo oscilante amortecido. O amortecimento é dominado pelo menor tempo de vida. Pode-se ver tais expressões como uma reminiscência das probabilidades de oscilação, entretanto, para o caso em que as amplitudes das oscilações decaem a uma taxa dada pela média aritmética das taxas de decaimento K_S e K_L.

O menor tempo de vida em questão é $\tau_S = 90ps$. Isso significa que o fenômeno é observável apenas dentro de alguns τ_S. Em tempos muito curtos, o termo $e^{-\Gamma_L t}$ é tido como uma constante (BETTINI, 2008). A observação da oscilação de estranheza é responsável em fornecer um método para medir Δm.

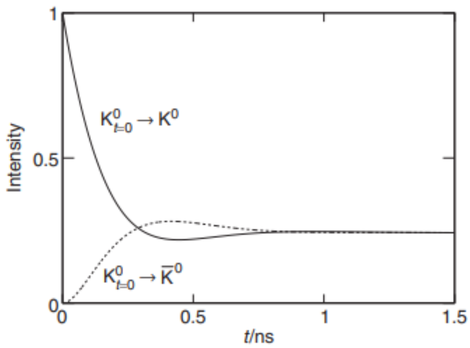

Figura 3.5 – O efeito das oscilações de estranheza, o gráfico mostra os componentes relativos K^0 e $\bar{K^0}$ em um feixe inicial de K^0. Retirado de (THOMSON, 2013)

.

3.3 VIOLAÇÃO DE CP NO MODELO PADRÃO

Percebe-se que o Modelo Padrão tem complexidade suficiente para ser capaz de incorporar também a violação de CP, mesmo que ainda não exista nenhuma explicação "real"para ela. De forma geral, a violação de CP está relacionada ao aparecimento de fatores complexos no hamiltoniano e, portanto, é útil considerar onde tais termos podem aparecer de uma forma não trivial na Lagrangiana do Modelo Padrão (SOZZI, 2008).

O Modelo Padrão é definido por um grupo de simetria de gauge da forma:

$$G = SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y. \tag{3.25}$$

Existem três gerações de férmions, que consistem em cinco representações (NIR, 1999):

$$Q^{\hat{I}}_{Li}(3,2)_{+\frac{1}{6}},\ u^I_{Ri}(3,1)_{+\frac{2}{3}},\ d^I_{Ri}(3,1)_{-\frac{1}{3}},\ L^I_{Li}(1,2)_{-\frac{1}{2}},\ l^I_{Ri}(1,1)_{-1}. \tag{3.26}$$

Entretanto, a questão será discutida para o setor dos quarks. Vê-se que em (3.26), o quark de mão direita é dado por $Q^{\hat{I}}_{Li}(3,2)_{+\frac{1}{6}}$, e estão em tripleto no grupo $SU(3)_c$ e dubleto em $SU(2)_L$. A hipercarga é $Y = +1/6$, o índice I são os autoestados de interação e o índice de sabor é $i = 1, 2, 3$.

A estrutura de gauge não permite bósons massivos e não prevê as massas dos férmions. A lagrangiana para a iteração fraca deve ser invariante na operação CP e ocorrer por bósons massivos. O mecânismo de Higgs foi a forma encontrada para contornar esse problema: preservar a invariância de gauge enquanto representa as massas de bósons e férmions.

Dessa forma, a simetria mostrada em (3.25), torna-se:

$$G = SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_c \otimes U(1)_{QED}. \tag{3.27}$$

O que ocorre acima é que através dos acoplamentos de Yukawa, o campo escalar de Higgs se acopla aos férmions. As massas dos férmions e dos bósons vetoriais são geradas por meio da quebra espontânea de simetria. Assim, a força fraca é acoplada à eletromanética em um subgrupo, como mostrado em (3.27).

A lagrangiana do Modelo Padrão é a lagrangiana renormalizável mais geral que é consistente com a simetria de gauge:

$$\mathcal{L}_{MP} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y. \tag{3.28}$$

$\mathcal{L}_G$ contém os termos cinéticos para os bósons vetoriais, da forma (SOZZI, 2008):

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}{}^{(\alpha)} W^{(a)\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \tag{3.29}$$

$$W_{\mu\nu}{}^{(a)} = \partial_\mu W_\nu^{(a)} - \partial_\nu W_\mu^{(a)} + g\epsilon_{abc} W_\mu^{(b)} W_\nu^{(c)}. \tag{3.30}$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \tag{3.31}$$

em que as intensidades de campo $W_{\mu\nu}^{(a)}$ dos três bósons de gauge $W^{(a)}$ (a =1, 2, 3, constante de acoplamento g) pertencentes ao SU(2) e que $B_{\mu\nu}$ de U(1) bósons de gauge B (constante de acomplamento g') aparecem. Tais termos são reais, potanto, não podem induzir à violação de CP.

O potencial de Higgs, que descreve as auto interações escalares, é dado por:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda(\phi^\dagger \phi)^2. \tag{3.32}$$

Para o setor escalar do Modelo Padrão, em que há um único dupleto, esta parte da lagrangiana também conserva o CP. No setor escalar estendido, como, por exemplo, o de um modelo duplo de Higgs, $\mathcal{L}_{Higgs}$ pode estar violando CP. Mesmo para o caso de ser simétrico perante CP, pode acontecer a violação espontânea de CP (NIR, 1999).

No Modelo Padrão, A violação de CP aparece nos acoplamentos complexoss de Yukawa. Seu termo na lagrangiana é responsável pela interação do férmion com o campo escalar e tem forma:

$$-\mathcal{L}_Y = Y_{ij}\bar{\psi_{Li}}\phi\psi_{Rj} + h.c. \tag{3.33}$$

que pode ser reescrito como:

$$-\mathcal{L}_Y = Y_{ij}\bar{\psi_{Li}}\phi\psi_{Rj} + Y *_{ij}\ \bar{\psi_{Rj}}\phi^{\dagger}\psi_{Li}. \tag{3.34}$$

A operação CP para esse caso resulta em:

$$CP(\bar{\psi_{Li}}\phi\psi_{Rj}) = \bar{\psi_{Rj}}\phi^{\dagger}\psi_{Li}. \tag{3.35}$$

Isso significa que se $Y_{ij} = Y*_{ij}$, a parte de Yukawa dada por $\mathcal{L}_Y$ permanece inalterada sob a operação de Carga-Paridade.

Como a fonte da violação Carga-Paridade está na mistura de quarks, pode-se decompor os dubletos de $SU(2)_L$ em:

$$Q_L = \begin{pmatrix} Q_u \\ Q_d \end{pmatrix}_L. \tag{3.36}$$

O caso acima trata-se de quarks de mão esquerda em dubletos, tendo em vista que para os de mão direita o que se tem são singletos de $SU(2)_L$:

$$(Q_u)_R; (Q_d)_R. \tag{3.37}$$

As massas intrínsecas dos léptons e quarks não aparecem na densidade de Lagrange do Modelo Padrão por conta da invariância sob a transformação local de gauge. As massas dos férmions são geradas a partir da quebra espontânea da simetria eletrofraca. Isto ocorre devido ao acoplamento de Yukawa dos campos dos férmions com o dubleto de Higgs (CHARLES et al., 2005). As interações de Yukawa para os termos de massa correspondem a:

$$-\mathcal{L}_M = (M_d)_{ij}\bar{d^I_{Li}}d^I_{Rj} + (M_u)_{ij}\bar{u^I_{Li}}u^I_{Rj} + h.c. \tag{3.38}$$

$$M_i = \frac{vg_i}{\sqrt{2}}. \tag{3.39}$$

A equação (3.38) também é somada aos termos de interação. Em (3.39) $i = u, d$ para os tipos de quark up ou down e $i = e$ para os léptons massivos. Os acoplamentos de Yukawa g dão origem às matrizes (3x3) de massa.

Para que se encontrem os termos de massa, as matrizes dadas por M^d e M^u devem ser diagonalizadas. Pode-se realizar a diagonalização a partir das matrizes uniárias dadas por V^d:

$$\begin{aligned}(M^d)_{diag} &= V_L^d M^d V_R^{d\dagger};\\ (M^u)_{diag} &= V_L^u M^u V_R^{u\dagger}.\end{aligned} \tag{3.40}$$

Os autoestados de massa são identificados como:

$$\begin{aligned}d_{Li} &= (V_L^d)_{ij} d_{Lj}^I;\\ d_{Ri} &= (V_R^d)_{ij} d_{Rj}^I;\\ u_{Li} &= (V_L^u)_{ij} u_{Lj}^I;\\ u_{Ri} &= (V_R^u)_{ij} u_{Rj}^I.\end{aligned} \tag{3.41}$$

Os estados de quark podem ser expressos como autoestados de interação d^I e u^I ou como autoestados de massa d, u. A lagrangiana pode ser expressa em termos dos autoestados de massa. Mas para isso, há mistura entre as famílias de quark na interação para a corrente carregada:

$$-\mathcal{L}_{W^\pm} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u_L} i\gamma^\mu (V_{uL} V_{dL}^\dagger)_i j d_{Lj} W_\mu^+ + h.c. \tag{3.42}$$

A matriz unitária definida por,

$$V_{CKM} = V_{uL} V_{dL}^\dagger. \tag{3.43}$$

É a matriz Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) para a mistura de quarks, é uma matriz unitária 3x3, que depende de nove parâmetros, sendo esses três ângulos reais e seis fases.

O capítulo seguinte irá explorar a matriz CKM. A violação de CP pode surgir nas interações fracas de corrente carregada de quarks por meio de uma única fase complexa na matriz de mistura CKM se pelo menos três gerações de quarks não degenerados estiverem presentes e todos se misturarem (SOZZI, 2008).

4 A MATRIZ CKM

Na intenção de explicar a universalidade da interação fraca, Cabibbo propôs uma descrição para a mistura entre as famílias dos quarks. Em 1973, após a descoberta da violação CP nos káons neutros, Makoto Kobayashi e Toshihide Maskawa (KOBAYASHI; MASKAWA, 1973), explicaram a violação CP ao postular uma terceira família de quarks, a dos conhecidos como *top* e *bottom*. A necessidade da presença de uma fase complexa na matriz de mistura, fez com que a matriz de Cabibbo fosse generalizada para três gerações de quarks, onde há ao menos uma fase complexa arbitrária.

Convencionalmente, pode-se escolher os autoestados de massa como iguais aos autoestados de interação no caso dos quarks tipo *up*. Os do tipo *down* são rotacionados e vão de base de interação para base de massa:

$$\begin{aligned} u_i^I &= u_j; \\ d_i^I &= V_{CKM} d_j. \end{aligned} \tag{4.1}$$

Explicitamente:

$$\begin{pmatrix} d^I \\ s^I \\ b^I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Vud & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \tag{4.2}$$

A mistura dos estados próprios de massa com estados próprios de sabor é dada via matriz CKM e descrita para quarks do tipo *down*.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} Vud & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \tag{4.3}$$

Como V é o produto de matrizes unitárias, ele mesmo é unitário:

$$VV^{\dagger} = I. \tag{4.4}$$

Observa-se que há certa hierarquia em relação aos elementos da matriz V_{CKM}, em que os elementos diagonais dominam por conta de seus valores e de seus erros, que são mais conhecidos que os demais.

Os nove elementos complexos iniciais da matriz são reduzidos a três números reais e uma fase por conta da unitariedade e arbitrariedade da fase dos campos. A fase restante é a responsável pela violação CP. Essa fase é conhecida como Kobayashi-Maskawa δ_{KM}. Como os desvios da unitariedade revelam uma nova geração ou um novo acoplamento, é válido restringir a matriz.

Para correntes carregadas, os acoplamentos existentes entre os campos dos quarks de mão esquerda são proporcionais aos elementos de V_{CKM}. Em relação aos quarks de mão direita, não há interação entre o bóson W no Modelo Padrão, para Z, os acoplamentos de glúon e fóton são diagonais de sabor (CHARLES et al., 2005).

Considera-se que para as três famílias de quarks, a matriz unitária V_{CKM} é especificada por dezoito parâmetros complexos. Porém, nove desses parâmetros são eliminados por conta das restrições de unidade que envolvem a fase $V_{ik}^{\dagger}V_{jk} = \delta_{ij}$. Sendo assim, restam outros nove parâmetros livres. Há também a possibilidade de se absorver de cinco fases dos campos de mão esquerda.

Como cinco graus de liberdade podem ser removidos, sobram apenas 4 parâmetros que são fisicamente independentes, mas dos quais V_{CKM} depende. Tais parâmetros restantes podem ser parametrizados em termos de três ângulos de rotação do tipo Euler e uma fase de violação CP. Os quatro ângulos não podem ser previstos dentro do Modelo Padrão (ATWOOD et al., 2001).

A seguir serão discutidas as maneiras de parametrizar a matriz CKM em termos de quatro parâmetros.

4.1 PARAMETRIZAÇÃO

Existem muitas maneiras de expressar a matriz CKM, ela é parametrizada por três ângulos de rotação e um ângulo de fase. Nesta seção, serão trabalhadas as parametrizações conhecidas como padrão e de Wolfenstein.

4.1.1 PARAMETRIZAÇÃO PADRÃO

A Parametrização Padrão de da matriz CKM é obtida pelo produto de três rotações de matrize (complexas), onde as rotações são caracterizadas pelos ângulos de Euler θ_{12}, θ_{13} e θ_{23}, que são os ângulos de mistura entre as gerações e uma fase geral δ.

De forma geral, a representação de acordo com os ângulos de Euler θ_{ij}, tem i, j denotando os rótulos para cada família. A fase física não é um número único devido à escolha arbitrária das fases não físicas. A parametrização padrão usa uma escolha de fases, que por sua vez, deixam V_{ud} e V_{cb} reais.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{13}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s12 & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{4.5}$$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \tag{4.6}$$

em que $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ e $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$. Os três $\sin\theta_{ij}n$ são os três parâmetros reais de mistura. Outras considerações são que $s_{ij} > 0$, $c_{ij} > 0$ $(0 \leq \theta_{ij} \geq \pi/2)$. O ângulo $\theta_c = \theta_{12}$ é o ângulo de Cabibo.

4.1.2 PARAMETRIZAÇÃO DE WOLFENSTEIN

Tendo em vista que na natureza, os ângulos de mistura apresentam elementos da matriz V_{CKM} com magnetudes muito distintas, L. Wolfenstein (WOLFENSTEIN, 1983) sugeriu uma parametrização aproximada em que isso é evidente e capaz de fornecer mais informações (SOZZI, 2008).

Em 1983, por conta do advento das medições acerca da vida do quark b, Wolfenstein fez uma pertinente observação de que a magnitude dos elementos da matriz CKM exibe uma estrutura hierárquica específica. O que ficou conhecida por parametrização de Wolfenstein usa o ângulo de Cabibbo, $S12$, como parâmetro de expansão, o que apresenta tal hierarquia ao reescrever a matriz em função dos quatro parâmetros: λ, A, ρ e η, que por sua vez podem ser definidos como (ATWOOD et al., 2001):

$$\begin{aligned} s_{12} &= \lambda; \\ s_{23} &= A\lambda^2; \\ s_{13}e^{-i\delta_{13}} &= A\lambda^3(\rho - i\eta). \end{aligned} \tag{4.7}$$

Portanto, a representação da matriz 3X3 feita por Wolfenstein é:

$$V_w = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda + \frac{A^2\lambda^5}{2}(1-2\rho) - iA^2\lambda^5\eta & 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \lambda^4(\frac{1}{8} + \frac{A^2}{2}) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3[1 - (1 - \frac{\lambda^2}{2})(\rho - i\eta)] & -A\lambda^2(1 - \frac{\lambda^2}{2})[1 + \lambda^2(\rho - i\eta)] & 1 - \frac{A^2\lambda^4}{2} \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda)^6. \tag{4.8}$$

Numa tentativa de facilitar a escrita da matriz, existe uma versão mais simples, que apresenta truncamento para a ordem λ^4:

$$V_W = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & -\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda)^4. \tag{4.9}$$

Obsera-se que por conta dos acoplamentos existentes entre quarks de uma mesma família serem próximos da unidade e os elementos presentes fora da diagonal tornarem-se menores conforme a separação entre famílias aumenta, faz com que a matriz seja diagonal quando objetiva-se uma aproximação razoável. Na matriz CKM acima, toda violação de CP é proporcional à η, pois este é o parâmetro responsável pela dase complexa da matriz, particularmente para V_{ub} e V_{td} nas parametrizações apresentadas.

Especificamente na parametrização de Wolfenstein, nota-se que os componentes de caráter complexos da matriz CKM, encontram-se apenas em V_{ub} e V_{td}. A violação de CP no setor de quarks ocorrerá na condição de que a matriz CKM tenha uma fase complexa irredutível, o que implica um η diferente de zero.

Em relação às medições experimentais das relações de ramificação, existe restrição unicamente das magnitudes dos elementos individuais da matriz, o que não irá forncer informação alguma acerca da fase complexa. As medições devem ser sensíveis às amplitudes(não às amplitudes ao quadrado) quando se deseja restringir η e ρ separadamente. Essas são medições que podem ser realizadas em sistemas como os dos káons neutros e também mésons B neutros (THOMSON, 2013).

4.2 INVARIANTE DE JARLSKOG

Para ser feita uma parametrização da não conservação de CP, que, por sua vez, emerge da matriz de mistura V_{CKM} há uma maneira única e invariável. Para que uma quantidade invariante, que será independente das convenções de fase que possam existir dos campos de quark e que além disso, estará em todos os efeitos causados pela violação CP no Modelo Padrão seja introduzida, é necessário satisfazer 14 condições, expressas por (ATWOOD et al., 2001):

$$det[M_u, M_d] = -2iF_uF_dJ \neq 0. \tag{4.10}$$

Neste caso, C é o comutador das matrizes de massa dos quarks up e down, definido de forma que:

$$[M_u, M_d] = iC. \tag{4.11}$$

Assim como F_u e F_d são dados por:

$$F_u = (m_t^2 - m_c^2)(m_t^2 - m_u^2)(m_c^2 - m_u^2);$$
$$F_d = (m_b^2 - m_s^2)(m_b^2 - m_d^2)(m_s^2 - m_d^2). \tag{4.12}$$

As parametrizações estudadas anteriormente diferem na forma como a liberdade de rotação de fase, é usada para deixar uma única fase no V_{CKM}. Pode-se definir, no entanto, uma violação de CP quantidade em VCKM que é independente da parametrização. Esta quantidade é chamada J, conhcida por invariante de Jarlskog e definido através de

$$Im[V_{ij}V_{kl}V_{il}^*V_{kj}^*] = J\sum_{m,n=1}^{3}\epsilon_{ikm}\epsilon_{jln}. \tag{4.13}$$

Nota-se que V_{ij} são os elmentos da matriz CKM e ϵ_{ikm} o tensor assimétrico. J pode ter uma outra representação dada por $J = Im[V_{ud}V_{cs}V_{us}^*V_{cd}^*]$. No Modelo Padrão, para que haja a violação CP, é necessário que $J \neq 0$. Na parametrização padrão, o parâmetro Jarlskog é expresso como:

$$J = c_{12}c_{23}c_{13}^2 s_{12}s_{23}s_{13}\sin\delta_{13}. \tag{4.14}$$

A partir desta relação, é notório porque essa quantidade ocorre em todos os efeitos de violação do CP. Também observa-se que o valor é zero para o caso de qualquer um dos ângulos de mistura ser zero. Isso faria com que a matiz CKM se reduzisse a uma matriz 2X2, e permitiria a remoção da determinada fase. Inclusive, como já discutido previamente, para uma fase complexa igual a zero, não há violação CP. A seção seguinte tratará do triângulo unitário, em que se poderá discutir como J é igual ao dobro da área da superfície do triângulo unitário, enquanto que na parametrização de Wolfenstein:

$$J \simeq A^2\lambda^6\eta. \tag{4.15}$$

Tratando-se das três famílias de quark, a unitariedade de V_{CKM} restringe as partes imaginárias de todas as quantidades, para que sejam iguais em sinal. Assim, a invariante é o único termo de violação CP na matriz e qualquer quantidade dessa violação no Modelo Padrão deve ser proporcional a J, o que concorda com o fato de que apenas uma única fase complexa aparece nessa matriz 3X3. Dados experimentais mostram que $J = (3,08 \pm 0,17).10^5$ (CHARLES et al., 2005).

4.3 TRIÂNGULO UNITÁRIO

A condição de unitariedade da matriz CKM dada por $V^{\dagger}V = 1$ traz consigo seis relações entre os elementos da matriz, sendo três desses:

$$\begin{aligned} V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0; \\ V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0; \\ V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0. \end{aligned} \tag{4.16}$$

Individualmente, cada uma das três relações requer a soma de três quantidades de caráter complexo para desaparecerem. Assim, é possível representá-las geometricamente no plano complexo na forma de um triângulo. Essa representação é conhecida por triângulo unitário.

O que representa a violação CP é o fato de que os triângulos não são degenerados em uma linha, pois não é possível tornar os vetores que descrevem os lados do triângulo reais. O fato de todos os triângulos unitários terem a mesma área $|J|/2$ e seguirem a relação (4.15), enquanto o sinal de J fornece a direção dos vetores complexos em torno dos triângulos também é consequência de que há uma única fonte de violação de CP.

Mesmo que tenham a mesma área, os seis triângulos diferem entre si no quesito forma. Cada lado é expresso em potências de λ, como na parametrização (4.9).

O triângulo unitário que será discutido, também é conhecido como triângulo de unitariedade. Sua versão reescalonada é derivada de $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$. De forma convencional, deve-se escolher uma fase em que $(V_{cd}V_{cb}^*)$ seja real, em seguida, os comprimentos de todos os lados do triângulo devem ser divididos por esse mesmo valor em módulo. Assim, pode-se alinhar um lado do triângulo com o eixo real e definir o comprimento desse lado (NIR, 1999). Por fim, os três vértices estarão em $(0,0)$, $(1,0)$ e (ρ,η) e sabe-se que os parâmetros λ e A são mais conhecidos, como visto em (4.7). Os quatro parâmetros reais com λ, que é seno do ângulo de Cabibbo, A, ρ e η, que é o responsável pelo aparecimento de termos complexos, são todos de ordem unitária ($\lambda \simeq 0,23, A \simeq 0,82, \rho \simeq 0,22, \eta \simeq 0,34$), portanto, o número de potências que aparecem em cada elemento dá uma indicação de seu tamanho relativo.

$$R_u \equiv \sqrt{\rho^2 + \eta^2} = \frac{1}{\lambda}\left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right|, \tag{4.17}$$

$$R_t \equiv \sqrt{(1-\rho)^2 + \eta^2} = \frac{1}{\lambda}\left|\frac{V_{td}}{V_{cb}}\right|. \tag{4.18}$$

Os três ângulos do triângulo unitário que são denotados por α, β, γ:

$$\alpha \equiv arg\left[-\frac{V_{tb}^{*}V_{td}}{V_{ub}^{*}V_{ud}}\right], \tag{4.19}$$

$$\beta \equiv arg\left[-\frac{V_{tb}^{*}V_{td}}{V_{ub}^{*}V_{ud}}\right], \tag{4.20}$$

$$\gamma \equiv arg\left[-\frac{V_{tb}^{*}V_{td}}{V_{ub}^{*}V_{ud}}\right], \tag{4.21}$$

em que $\alpha + \beta + \gamma = \pi$. A área do triângulo é dada por $|\eta|/2$. Nota-se que em termos de aproximação, γ coincide com a fase δ da matriz CKM.

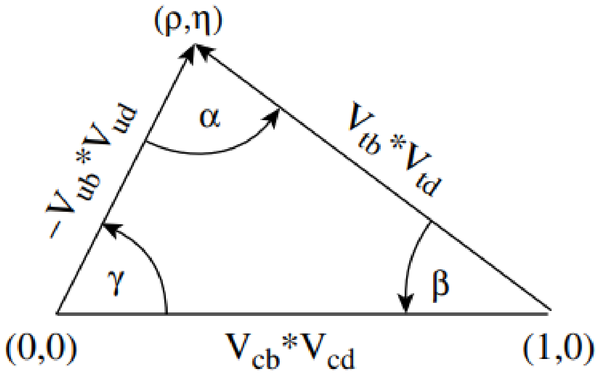

Figura 4.1 – O triângulo unitário $\bar{b}d$ Retirado de (SOZZI, 2008)

.

Como no Modelo Padrão a violação de CP está relacionada à física de sabores dos quarks, todas as violações CP estão ligadas, pois descendem do aparecimento de uma fase única. O valor desse parâmetro, por sua vez, é arbitrário e a origem física da violação do CP ainda é pouco conhecida (SOZZI, 2008).

Os fenômenos de violação CP já observados concordam qualitativamente com a implementação do Modelo Padrão na violação CP, mesmo que não seja única e completamente testada. Novas informações experimentais e abordagens teóricas aprimoradas permitiriam uma conexão mais confiável entre os observáeis e os parâmetros subjacentes.

5 ASSIMETRIA MATÉRIA-ANTIMATÉIA

Ao considerar que o Big Bang é até agora a mais bem elaborada teoria para se explicar o surgimento do Universo como se conhece, nota-se que após sua ocorrência, o Universo encontrava-se em altas temperaturas, o que seria suficiente para criar partículas e antipartículas aos pares e em quantidades iguais, considerando a abundância de energia. O resfriamento do Universo implicaria na aniquilação desses pares de partícula e antipartícula, que por sua vez, implicaria em um Universo vazio, pois nada restaria após a aniquilação dos pares. Portanto, no momento em que o universo ainda apresentava altas temperaturas, a quantidade de matéria se sobressaiu ligeiramente sob a quantidade de antimatéria, matéria que construiria o universo até então conhecido.

Após um bilionésimo de segundo após a formação do Universo, para cada bilhão de pares de partícula-antipartícula havia uma única partícula extra. O que fez com que a matéria se sobressaísse em relação a antimatéria para criar esse Universo? As leis da Natureza tratam a matéria ligeiramente diferente da antimatéria (SATHER, 1996).

Sabe-se que os eventos subsequentes no Universo remetem à aniquilação bárion-antibárion, que deixou a assimetria bariônica residual. Neste capítulo, será explorada a Bariogênese e a assimetria bariônica.

5.1 BARIOGÊNESE

Sabe-se que a matéria não é estática e transformações nucleares têm o poder de alterar as populações de espécies de partículas. Como por exemplo:

$$proton \rightarrow neutron + positron + neutrino. \tag{5.1}$$

Os bárions são a classe mais geral de partículas (como por exemplo os prótons e nêutrons) e não obedecem a essa mudança. Bárions e antibárions podem ser criados e aniquilados aos pares, o excesso de bárions sobre antibárions é conhecido como número bariônico, e é constante e conservado nas reações. A reação descrita acima também conserva o número leptônico, já que o neutrino é um lépton e o pósitron um antilépton.

Sendo assim, o excesso de matéria consiste em um excesso de bárions. Experimentos de altas energias conseguem revelara que cada bárion é composição de três objetos mais fundamentais, os quarks. Como já foi tratado anteriormente, sabe-se que seis sabores de quarks foram descobertos. O mesmo é valido para antibárions. O número bariônico consiste em um terço do número do quark. Mesmo que a explicação da assimetria matéria-antimatéria deva ser formulada na linguagem dos quarks, o excesso de matéria do Universo é denominado assimetria barônica. E a produção do excesso de matéria é chamada de bariogênese (SATHER, 1996).

5.2 AS CONDIÇÕES DE SAKHAROV

Em 1966, ao relacionar a violação CP com a assimetria bariônica, o físico Andrei Sakharov (SAKHAROV, 1967) estabeleceu quais as condições para que houvesse a assimetria discutida anteriormente. Para isso considerou a proporção de uma partícula extra para cada um bilhão de pares produzidos. Suas condições são:

- Violação do número bariônico;
- Violação de Carga-Paridade;
- Desivio do equilíbrio térmico.

Na primeira das condições, para que se produza um excesso de bárions que não havia anteriormente, é necessário que o número bariônico seja alterado. Como tratado em seções anteriores, o Modelo padrão é capaz de satisfazer essa condição, já que fornece uma fase de violação de CP na corrente carregada por meio de uma mistura de quarks. Espera-se que haja não-equilíbrio por meio da "condensação"que levou à quebra espontânea de simetria eletrofraca (HOU, 2011).

Na segunda condição, as leis da natureza devem ser tendenciosas de modo que resulte em excesso de matéria e não em excesso de antimatéria. O que também já foi discutido acerca da Violação CP, os experimentos relacionados mostram que existe uma diferença na forma como a natureza trata a matéria e a antimatéria. Na última condição, os processos que violam o número de bárions devem estar fora do equilíbrio térmico. Caso contrário, em equilíbrio, esses processos nivelariam as quantidades de bárions e antibárions e anulariam o número de bárions.

O Modelo Padrão falha ao tentar contemplar a segunda e terceira condição. Por mais que os experimentos mostrem certa diferença entre matéria e antimatéria, a quantidade da violação de CP no modelo CKM de três gerações, restrita a uma única fase, não é suficiente para explicar toda a assimetria, enquanto que a transição de fase parece muito suave porque o bóson de Higgs não é leve o suficiente.

Existem estudos acerca de como a assimetria bariônica no Universo poderia ocorrer de a princípio por meio do desequilíbrio lépton-antilépton e, em seguida, transferido para os bárions por meio das forças eletrofracas no Modelo Padrão (HOU, 2011).

5.3 BARIOGÊNESE ELETROFRACA

A bariogênese eletrofraca refere-se a qualquer mecanismo que produza uma assimetria na densidade dos bárions durante a transição de fase eletrofraca. As condições iniciais incluem um Universo inicial quente e dominado pela radiação, onde a carga bariônica é nula e toda simetria eletrofraca $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ aparece. Conforme o universo resfria para temperaturas abaixo da escala eletrofraca, isto é, $T \leq 100$ GeV, ocorre que o campo de Higgs se estabelece em um estado de vácuo que quebra a simetria eletrofraca espontaneamente em seu subgrupo $U(1)_{em}$. A bariogênese eletrofraca ocorre durante essa transição de fase (MORRISSEY; RAMSEY-MUSOLF, 2012).

É importante ressaltar que a transição de fase deve ser de primeira ordem. A transição procede quando bolhas da fase interrompida dentro do plasma circundante na fase simétrica. Essas bolhas se expandem, colidem e aglutinam até que apenas a fase interrompida permaneça. Nessas condições, a criação de bárions ocorre nas proximidades das paredes da bolha em expansão:

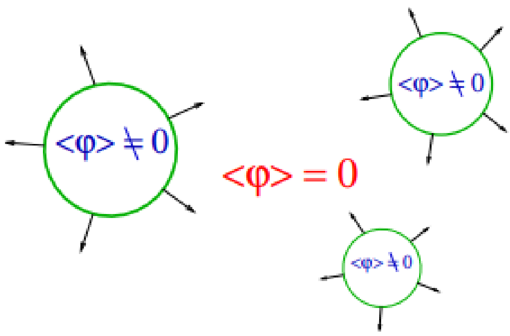

Figura 5.1 – Bolhas em expansão de fase eletrofraca interrompida dentro do plasma circundante na fase eletrofraca simétrica (MORRISSEY; RAMSEY-MUSOLF, 2012).

.

O processo ocorre em três etapas. Primeiramente, as partículas do plasma se espalham com as paredes da bolha. Se a teoria subjacente contém violação de CP, esse espalhamento pode gerar assimetrias de CP e C nas densidades do número de partículas em frente da parede da bolha. Em seguida, essas assimetrias se difundem na fase simétrica à frente da parede da bolha, onde influenciam as transições eletrofracas para produzir mais bárions do que antibárions. Por fim, parte da carga bariônica criada fora da parede da bolha é varrida pela parede em expansão para a fase violada. Nesta fase, a taxa de transições do sphaleron é fortemente suprimida e pode ser pequena o suficiente para evitar a remoção dos bárions criados nas duas primeiras etapas.

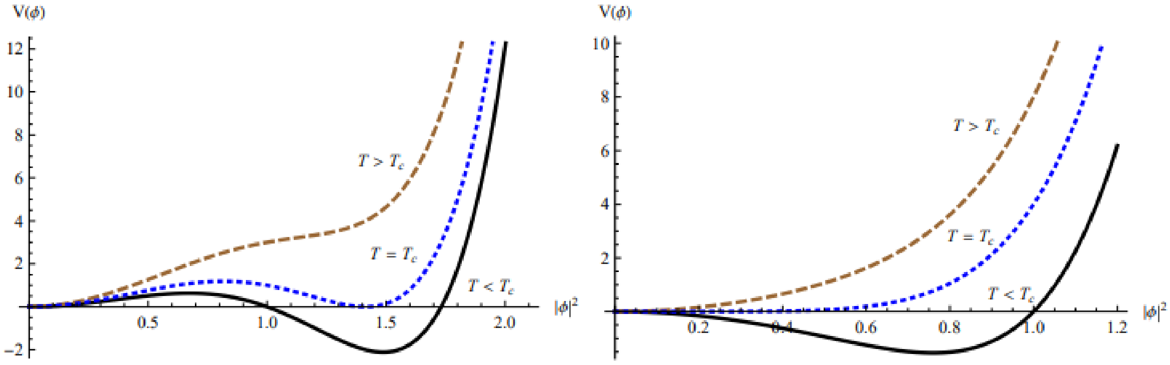

Figura 5.2 – o perfil do potencial para uma transição de primeira ordem à esquerda, e para transição de segunda ordem à direita para várias temperaturas acima e abaixo de Tc. (BANERJEE, 2011)

.

Na imagem acima, observa-se que a posição dos mínimos muda abruptamente em Tc para uma transição de primeira ordem (painel esquerdo) e continuamente para uma transição de segunda ordem (painel direito).

Nota-se que as etapas descritas satisfazem explicitamente as três condições Sakharov para a criação de bárions. Apesade de todos os ingredientes necessários para a bariogênese eletrofraca estarem no Modelo Padrão, ela é incapaz de explicar a assimetria bariônica observada apenas no Modelo Padrão. O primeiro impedimento é que a transição de fase eletrofraca no Modelo Padrão só é de primeira ordem se a massa do bóson de Higgs estiver abaixo de $m_h \leq 70$ GeV. O que é muito menor que o limite inferior experimental de $m_h > 115,5$ GeV. Outro fator é que violação CP induzida pela fase CKM parece não suprir o necessário para gerar assimetrias quirais grandes o suficiente.

5.3.1 TRANSIÇÃO DE FASE ELETROFRACA

Ainda no contexto da bariogênese eletrofraca, a criançāo de bárions é estritamenre relacionada à dinâmica da transição de fase eltrofraca. Nessa transição, o plasma térmico sai de um estado simétrico em que a invariância completa do calibre, dada por $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ se manifesta para uma invariância violada, onde apenas o subgrupo eletrofraco $U(1)_{em}$ permanece.A transição deve ser de primeira ordem e e proceder através da nucleação das bolhas da fase violada (MORRISSEY; RAMSEY-MUSOLF, 2012).

A transição da fase simétrica para a fase interrompida no Modelo Padrão pode ser caracterizada pelo valor esperado do vácuo do campo de Higgs $H \equiv (H^+, H^0)^T$ que se transforma como $(\mathbf{1}, \mathbf{2}, 1/2)$ sob $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. A base de campo pode ser escolhida de forma que apenas o componente real de H^0 desenvolva um valor esperado diferente de zero. Assim,

$$\frac{\phi}{\sqrt{2}} \equiv \left\langle H^0 \right\rangle . \tag{5.2}$$

A fase simétrica corresponde a $\phi = 0$ e a fase interrompida $\phi \neq 0$. Nota-se que as massas dos bósons vetoriais W^pm e Z^0 e dos férmions são proporcionais a ϕ. As características mais relevantes dessa transição para a bariogênese eletrofraca o caráter de primeira ordem, a temperatura crítica T_c e a temperatura de nucleação da bolha T_n, a taxa de transição do sphaleron Γ_{sph} (que governa a taxa de geração e eliminação do número de bárions) e por fim, a taxa de nucleação da bolha (MORRISSEY; RAMSEY-MUSOLF, 2012).

5.3.2 VIOLAÇÃO ELETROFRACA DE NÚMERO BARIÔNICO

Para que se produza um excesso de bárions sobre os antibárions, é necessário que haja a violação do número bariônico. Outra condição necessária é a violação da simetria Conjugação de Carga, pois assim as interações que produzem mais bárions que antibárions irão se sobressair em relação as interações que produzem mais antibárions do que bárions. A Simetria Carga-Paridade (CP) também precisa ser violada, pois caso não seja, números iguais de bárions de mão esquerda e antibárions de mão direita seriam produzidos, bem como a igualdade entre antibárions de mão esquerda e bárions de mão direita. Por fim, segundo Sakharov, as interações devem estar fora do equilíbrio térmico ou a simetria CPT garantiria a compensação entre os processos que aumentam e diminuem o número de bárions (FARRAR; SHAPOSHNIKOV, 1993).

A princípio, a teoria eletrofraca parece conservar o número bariônico, não há interações explícitas que o alterem. Entretanto, por conta das sutilezas da mecânica quântica, existem processos que violam esse número. Na fase interrompida, tal violação requer um tunelamento mecânico quântico através de uma grande barreira de energia e, em consequência, é suprimida. Mas na fase simétrica, tanto antes quanto durante a transição de fase inferior, essa barreira estava ausente e o número de bárions podia oscilar (SATHER, 1996).

5.3.3 C E CP

Como discutido anteriormente, baseando-se no Modelo Padrão, a teoria eletrofraca falha na tentativa de explicar a assimetria bariônica por conta da origem da violação CP. No modelo Padrão, a violação de CP tem origem nas interações fracas de mudança de carga, que por sua vez, alteram a carga e o sabor dos quarks. Os seis sabores quark dividem-se entre dois estados de carga. Exitem três quarls do tipo *up*, com carga 2/3: *up*, *charm* e *top* e também existem três quarks tipo *down*, com carga -1/3: *down*, *strange* e *bottom*. Os sabores do tipo *up* e *down* podem ser considerados em pares.

A primeira parte da figura abaixo ilustra como os seis sabores conhecidos dos quarks se emparelham para se encaixar em gerações. Em uma primeira aproximação, as interações fracas de mudança da carga apenas interconvertem os quarks dentro de uma geração. A segunda parte da ilustração mostra as massas dos quarks, a linha tracejada indica especificamente a massa do bóson W, que caracteriza a escala de massa das interações fracas. Todos os sabores dos quarks, com exceção do *top*, são muito leves comparados ao bóson W. Isso faz com que a bariogênese que depende da Violação CP de acordo com o mecanismo CKM seja suprimida.

Para uma boa aproximação, as interações de mudança de carga operam apenas dentro de um par, como por exemplo, a transformação de um *up* em um *down*, ou a operação contrária. De forma mais precisa, essas interações transformam um quark *up* em uma mistura quântica de quarks do tipo *down* que é majoritariamente *down*, mas parcialmente *strane* e *bottom*. Os quarks *charm* e *bottom* tornam-se misturas semelhantes, mas ortogonais, e em sua maioria *strange* e *bottom* respectivamente (SATHER, 1996).

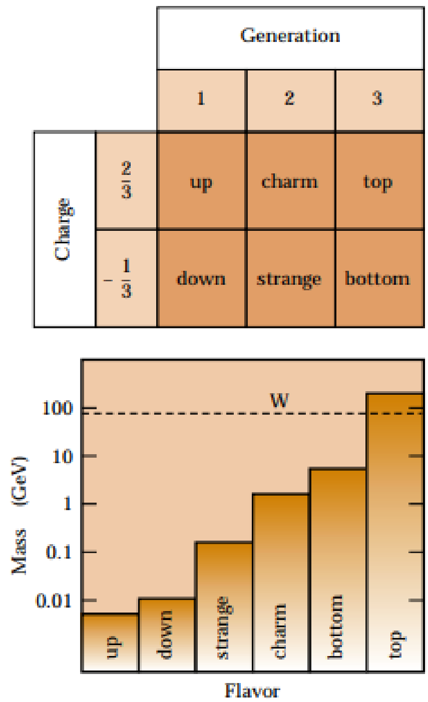

Figura 5.3 – Os seis sabores de quark conhecidos. Retirado de (SATHER, 1996)
.

Ao considerar a mistura mais geral desse tipo, Kobayashi e Maskawa descobriram que as interações de mudança de carga podem violar CP. Como a mistura observada como pequena, a violação do CP é um efeito pequeno. Esta violação de CP desaparece se quaisquer dois sabores de quark com a mesma carga tiverem a mesma massa. Na realidade, não existem dois sabores com a mesma massa.

No entanto, com exceção do *top*, os outros cinco sabores são muito leves em comparação com a escala de massa típica das interações fracas, esses cinco sabores têm quase a mesma massa. Portanto, em qualquer processo caracterizado pela escala fraca, a violação de CP será minúscula por causa dessas pequenas massas de quark e também da pequena mistura de quark.

A bariogênese eletrofraca, um processo de escala fraca que viola CP, seria, portanto, ineficaz. Por mais que no início, o excesso de matéria em relação à antimatéria era de apenas uma parte por bilhão no Universo. No entanto, a bariogênese usando violação de CP estudada no mecanismo CKM fica muito aquém desse número muito pequeno (SATHER, 1996).

6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Através deste trabalho, pode-se realizar um estudo abrangente da Teoria Quântica de Campos e mais especificamente da física de Partículas Elementares, no que diz respeito às simetrias e suas quebras. Com essa base, foi possível discutir especificamente a simetria Carga-Paridade e sua violação.

Como discutido no capítulo 3, a violação de CP foi descoberta no decaimento dos káons neutros em meados dos anos 60. No modelo padrão, ela é dependente de uma única fase e ocorre no setor eletrofraco. A matriz Cabibbo-Kobayash-Maskawa, ou simplesmente CKM, é uma grande aliada no estudo da fase complexa responsável pela violação CP no Modelo Padrão.

A matriz CKM surgiu após Kobayashi e Maskawa explicarem a violação CP após postularem uma terceira família de quarks: *top* e *bottom*. A matriz de Cabibbo, que inicialmente tentava descrever a mistura entre famílias dos qurks foi generalizada em decorrência da necessidade de uma fase complexa. A fase complexa na matriz de mistura é reconhecida por δ.

O estudo da Bariogênese eletrofraca, demonstra como a fase em questão não é suficiente para explicar toda a assimetria matéria-antimatéria existente no Universo. Isso ocorre porque a fonte é muito pequena, o que faz com que os efeitos da violação CP também sejam pequenos.

Por fim, é necessário olhar para além do Modelo Padrão numa tentativa de explicar o porquê da matéria ter se sobressaído em relação à antimatéria nos primeiros instantes. A chamada "Nova Física", que trata de extensões do Modelo Padrão afeta apenas alguns decaimentos raros, mas pode ser a chave para algumas dessas questões.

Este trabalho tratou apenas da violação de CP no setor dos quarks, para os quais existem medições precisas. Entretanto, espera-se também que esse fenômeno ocorra no setor dos neutrinos, embora muito difícil de se detectar. A Leptogênese é também uma teoria popular que tenta descrever a assimetria entre matéria e antimatéria através da violação de CP no setor dos neutrinos.

REFERÊNCIAS

ATWOOD, D. et al. Cp violation in top physics. *Physics Reports*, Elsevier BV, v. 347, n. 1-2, p. 1–222, Jun 2001. ISSN 0370-1573. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573(00)00112-5>. Citado 3 vezes nas páginas 32, 33 e 34.

BANERJEE, A. Electroweak phase transition in the early universe and baryogenesis. In: . [S.l.: s.n.], 2011. Citado 2 vezes nas páginas 8 e 41.

BETTINI, A. *Introduction to Elementary Particle Physics*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2008. ISBN 978-0-511-39875-9. Citado 9 vezes nas páginas 8, 11, 13, 15, 20, 23, 24, 25 e 27.

BIGI, I. I.; SANDA, A. I. *CP VIOLATION*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2009. ISBN 978-0-511-58069-7. Citado 2 vezes nas páginas 8 e 23.

CHARLES, J. et al. Cp violation and the ckm matrix: assessing the impact of the asymmetric b factories. *The European Physical Journal C*, Springer Science and Business Media LLC, v. 41, n. 1, p. 1–131, May 2005. ISSN 1434-6052. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s2005-02169-1>. Citado 3 vezes nas páginas 29, 32 e 35.

FARRAR, G. R.; SHAPOSHNIKOV, M. E. Baryon asymmetry of the universe in the minimal standard model. *Physical Review Letters*, American Physical Society (APS), v. 70, n. 19, p. 2833–2836, May 1993. ISSN 0031-9007. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.70.2833>. Citado na página 42.

GRIFFITHS, D. *Introduction to Elementary Particles*. [S.l.]: Wiley-Vch; 2nd Revised ed, 2008. ISBN 9783527406012. Citado na página 18.

HALZEN, F.; MARTIN, A. D. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. [S.l.]: Wiley; 1st edition, 1991. ISBN 0471887412. Citado na página 21.

HOU, G. W. S. Source of cp violation for the baryon asymmetry of the universe. *International Journal of Modern Physics D*, World Scientific Pub Co Pte Lt, v. 20, n. 08, p. 1521–1532, Aug 2011. ISSN 1793-6594. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1142/S0218271811019694>. Citado na página 39.

KLEINKNECHT, K. *Uncovering CP Violation*. [S.l.]: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003. ISBN 978-3-540-44916-4. Citado 3 vezes nas páginas 8, 19 e 23.

KOBAYASHI, M.; MASKAWA, T. CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog. Theor. Phys.*, v. 49, p. 652–657, 1973. Disponível em: <http://www.slac.stanford.edu/spires/find/hep/www?key=168440&FORMAT=WWWBRIEFBIBTEX>. Citado na página 31.

Landau, L. On the conservation laws for weak interactions. *Nuclear Physics*, v. 3, n. 1, p. 127–131, mar. 1957. Citado na página 20.

MARTIN, B. R.; SHAW, G. *Particle Physics*. [S.l.]: Wiley, 2008. ISBN 978-0-470-03294-7. Citado 3 vezes nas páginas 11, 12 e 16.

MCMAHON, D. *Quantum Field Theory Demystified*. [S.l.]: McGraw-Hill Professional Publishing, 2008. ISBN 978-0071543828. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 50.

MORRISSEY, D. E.; RAMSEY-MUSOLF, M. J. Electroweak baryogenesis. *New Journal of Physics*, IOP Publishing, v. 14, n. 12, p. 125003, Dec 2012. ISSN 1367-2630. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/14/12/125003>. Citado 4 vezes nas páginas 8, 40, 41 e 42.

NIR, Y. *CP Violation In and Beyond the Standard Model*. 1999. Citado 3 vezes nas páginas 27, 28 e 36.

PERKINS, D. H. *Introduction to High Energy Physics*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2000. ISBN 0521621968. Citado na página 15.

ROLNICK, W. B.; HUSTON, J. *The Fundamental Particles and Their Interactions*. [S.l.]: Addison-Wesley, 1994. ISBN 0201578387. Citado 6 vezes nas páginas 8, 14, 16, 19, 20 e 21.

SAKHAROV, A. D. Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, v. 5, p. 32–35, 1967. Citado na página 39.

SATHER, E. The Mystery of the matter asymmetry. *SLAC Beam Line*, v. 26N1, p. 31–37, 1996. Citado 6 vezes nas páginas 8, 38, 39, 42, 43 e 44.

SCHWARTZ, M. D. *Quantum Field Theory and the Standard Model*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2014. ISBN 978-1-107-03473-0. Citado 5 vezes nas páginas 17, 18, 48, 49 e 50.

SOZZI, M. *Discrete Symmetries and CP Violation*. [S.l.]: Oxford University Press Inc., New York, 2008. ISBN 978–0–19–929666–8. Citado 6 vezes nas páginas 8, 27, 28, 30, 33 e 37.

THOMSON, M. *Modern Particle Physics*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2013. ISBN 1107034264. Citado 7 vezes nas páginas 8, 21, 22, 25, 26, 27 e 34.

WOLFENSTEIN, L. Parametrization of the kobayashi-maskawa matrix. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 51, p. 1945–1947, Nov 1983. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.51.1945>. Citado na página 33.

APÊNDICE A – TEORIA DE CAMPOS CLÁSSICA

A.0.1 EQUAÇÃO DE EULER-LAGRANGE

Na teoria quântica de campos, o principal uso da Lagrangiana se dá por conta de serem invariantes de Lorentz.

A dinâmica de um sistema Lagrangiano é determinada pelo princípio da menor ação. A ação é a integral ao longo do tempo do Lagrangiano:

$$S = \int dtL = \int d^4x\mathcal{L}(x). \tag{A.1}$$

É comum que as Lagangianas dependam apenas dos campos e de suas primeiras derivadas.

$$\begin{aligned} &\mathcal{L} = \mathcal{L}(\varphi, \partial_\mu \varphi). \\ &L \to L(\varphi, \partial_\mu \varphi). \end{aligned} \tag{A.2}$$

Ao variar $\varphi \to \varphi + \delta\varphi$, em que $\delta\varphi$ pode ser qualquer campo, o que se obtém é:

$$\begin{aligned} 0 &= \delta S \\ &= \int d^4x \left\{ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi}\delta\varphi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \varphi)}\delta(\partial_\mu \varphi) \right\} \\ &= \int d^4x \left\{ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi}\delta\varphi - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \varphi)} \right) \delta\varphi + \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \varphi)}\delta\varphi \right) \right\}. \end{aligned} \tag{A.3}$$

O último termo é uma derivada total e, portanto, sua integral depende apenas dos valores do campo no infinito espacial e temporal.

Tais derivados totais de Lagrangianos podem ser eliminadas ao fazer a suposição física de que os campos desaparecem nas fronteiras assintóticas. Isso permite integração por partes dentro de Lagrangianas, de forma que (SCHWARTZ, 2014):

$$A\partial_\mu B = -(\partial_\mu A)B. \tag{A.4}$$

Na teoria de campo clássica, equações de movimento são determinadas pelo princípio da menor ação: quando a ação é avaliada em campos que satisfazem equações de movimento, deve ser insensível a pequenas variações desses campos, $\frac{\delta S}{\delta \varphi} = 0$, se isso valer para todas as variações (SCHWARTZ, 2014):

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi} - \partial_\mu \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \varphi)} \right] = 0. \tag{A.5}$$

Estas são as equações de Euler-Lagrange, que fornecem as equações de movimento da perspecetiva de um Lagrangiano.

A.0.2 TEOREMA DE NOETHER

Uma lagrangiana pode ser invariante a respeito de algum tipo de variação especial $\varphi \to \varphi + \delta\varphi$. O teorema de Noether consiste em transformações continuas nos campos φ, que na forma infinitesimal pode ser escrita como (SCHWARTZ, 2014):

$$\varphi(x) = \varphi'(x) = \varphi + \alpha \delta \varphi(x). \tag{A.6}$$

Neste caso, α é um parâmetro infinitesimal e $\delta\varphi$ é uma deformidade na configuração do campo. A transformação é considerada uma simetria quando as equações de movimento são invariantes.

$$\mathcal{L}(x) \to \mathcal{L}(x) + \alpha \partial_\mu \mathcal{J}^\mu(x). \tag{A.7}$$

Ou então, pode-se escrever:

$$\delta \mathcal{L}(x) = \partial_\mu \mathcal{J}^\mu. \tag{A.8}$$

Para um $\mathcal{J}^\mu$. Pode-se realizar um cálculo de $\delta\mathcal{L}$,

$$\delta \mathcal{L} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi} \delta \varphi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \varphi)} \partial_\mu \delta \varphi. \tag{A.9}$$

Com o uso das equações de movimento, definidas em (A.5).

$$\delta \mathcal{L} = \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \varphi)} \right) \delta \varphi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \varphi)} \partial_\mu \delta \varphi = \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \varphi)} \delta \varphi \right). \tag{A.10}$$

Desta forma,

$$\partial_\mu \left(\mathcal{J}^\mu - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \varphi)} \delta \varphi \right). \tag{A.11}$$

A quantidade entre parênteses é conhecida corrente conservada. Em analogia com eletrodinâmica, pode-se denotar com a letra J:

$$J^{\mu} = \mathcal{J}^{\mu} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_{\mu}\varphi)}\delta\varphi. \tag{A.12}$$

A lei de conservação pode ser escrita como:

$$\partial_{\mu}J^{\mu}(x) = 0. \tag{A.13}$$

Há uma carga conservada associada a cada corrente conservada que resulta de uma simetria do Lagrangiano (MCMAHON, 2008). Isso é encontrado ao integrar o componente de tempo de J:

$$Q = \int d^3x J^0. \tag{A.14}$$

Por fim, o enunciado do teorema Noether diz que: Se um Lagrangiano tem uma simetria contínua, então existe uma corrente associada a essa simetria, que é conservada quando as equações do movimento são satisfeitas(SCHWARTZ, 2014).