

Universidade Federal do Maranhão
Centro de Ciências Exatas e Tecnológicas

Programa de Pós-Graduação em Física

Victor Elias Mouchrek dos Santos

**Acoplamentos não-mínimos de dimensão cinco com violação da simetria de
Lorentz nos setores eletrofraco e hadrônico**

São Luís - MA

2018

Victor Elias Mouchrek dos Santos

Acoplamentos não-mínimos de dimensão cinco com violação da simetria de Lorentz nos setores eletrofraco e hadrônico

Tese de doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal do Maranhão como pré-requisito à obtenção do título de Doutor.

Área de concentração: Física de Partículas Elementares e Campos.

Linha de Pesquisa: Teoria de Campos com violação da simetria de Lorentz e Teoria de Campos à temperatura finita.

Orientador: Prof. Dr. Manoel Messias Ferreira Junior.

São Luís - MA

2018

Victor Elias Mouchrek dos Santos Acoplamentos não-mínimos de dimensão cinco
com violação da simetria de Lorentz nos setores eletrofraco e hadrônico/ Victor Elias
Mouchrek dos Santos. – São Luís - MA, 2018- 134 f. : il. (algumas color.) ; 30 cm.
Orientador: Prof. Dr. Manoel Messias Ferreira Junior.
Tese (Doutorado) – Universidade Federal do Maranhão
Centro de Ciências Exatas e Tecnológicas

Programa de Pós-Graduação em Física,2018.
1. Palavra-chave1. 2. Palavra-chave2. I. Orientador. II. Universidade xxx. III. Faculdade
de xxx. IV. Título
CDU 02:141:005.7

Victor Elias Mouchrek dos Santos

Acoplamentos não-mínimos de dimensão cinco com violação da simetria de Lorentz nos setores eletrofraco e hadrônico

Tese de doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal do Maranhão como pré-requisito à obtenção do título de Doutor.

Área de concentração: Física de Partículas Elementares e Campos.

Linha de Pesquisa: Teoria de Campos com violação da simetria de Lorentz e Teoria de Campos à temperatura finita.

Aprovado em 05 de Dezembro de 2018.

Banca Examinadora

Prof. Dr. Manoel Messias Ferreira Junior.(Orientador)
Departamento de Física - UFMA

Prof. Dr. Rodolfo Álvaro Casana Sifuentes
Departamento de Física - UFMA

Prof. Dr. Marco Schreck
Departamento de Física - UFMA

Prof. Dr. Roberto Vinhaes Maluf Cavalcante
Departamento de Física - UFC

Prof. Dr. Rodrigo Ferreira Sobreiro
Departamento de Física - UFF

São Luís - MA

2018

Dedico este trabalho à memória do meu avô, Victor Elias Mouchrek, a minha afetuosa mãe, Elizabeth Maria Mouchrek, e a todas as crianças que um dia sonharam em ser cientistas.

Agradecimentos

Aos meus pais, Elizabeth Maria Mouchrek e Manoel Rodrigues dos Santos. Principalmente, a minha mãe, que acompanhou todo o meu crescimento, responsabilizando-se pela minha criação. Ao meu irmão, Jadiel Elias Mouchrek dos Santos, pelo companheirismo. Ao meu tio, Prof. Dr. Victor Elias Mouchrek Filho, pelo apoio e incentivo constante. Também, por ser o primeiro a apresentar-me à Física através dos vários livros de divulgação científica em sua biblioteca. Ao Prof. Fábio Borges pela amizade, incentivo e grande didática, que me auxiliou a ingressar no CEFET-MA (Atualmente, IFMA-Instituto Federal do Maranhão.), o que considero minha primeira grande conquista em direção ao meio acadêmico. A todos os meus professores e colegas de classe do CEFET-MA, estes últimos responsáveis por um excelente convívio e saudosas lembranças. Um agradecimento especial a alguns professores do CEFET-MA: Pedro, de Física, pelo incentivo e empenho em cumprir o programa da disciplina; ao Prof. Manoel Jansen, de Matemática, pelo afinho e criatividade na apresentação de suas aulas; ao Prof. Jorge Leão, de Filosofia, pelas aulas sempre muito reflexivas e incentivo à leitura bem como ao desenvolvimento do nosso senso crítico, também por apresentar-me a vários autores importantes a minha formação pessoal, entre eles Machado de Assis, Franz Kafka, Miguel de Cervantes, Gabriel García Márquez e Fiódor Dostoiévski; à memória da Prof. (a) Elaine de Jesus Melo Araújo, de Português, pelo esmero e carinho com que ministrava sua aulas, bem como pelo enorme incentivo à leitura, utilizando-se de elementos de várias mídias como filmes, trechos de audiolivros e peças de teatro. Ao Prof. Dr. José Abdalla Helayël-Neto pelas aulas de teoria eletrofraca, disponibilizadas no site, www.professorglobal.com.br, imprescindíveis ao desenvolvimento do capítulo (2) dessa tese. Ao Dr. Carlisson Miller pela constante disponibilidade às discussões, sempre muito produtivas, envolvendo física desde a minha época da graduação, bem como pela valiosa colaboração nesse trabalho. Ao Prof. Dr. Rodolfo Alván Casana Sifiente, bem como ao Prof. Dr. Edilberto Oliveira Silva pelos cursos sempre bem ministrados. Espero ter tirado o máximo de proveito. Ao Prof. Dr. Manoel Messias Ferreira Jr. pela orientação constante desde a minha graduação, pelo senso de responsabilidade por seus alunos, além do auxílio inestimável nesse trabalho. A todos os meus colegas de curso, entre eles posso citar: André Cavalcante, Poliane Lima, Alexsandro Lucena, Jonas Araújo, Pedro Diego, Marcelo Augusto e Letícia Lisboa. Por último, mas não menos importante, a minha grande amiga, Dandara Mesquita, e a meus grandes amigos, Willyson Richard e Nestor Emídio.

Resumo

Um dos principais ferramentais, na atualidade, para abordar a violação das simetrias de Lorentz/CPT em sistemas físicos é o Modelo Padrão Estendido mínimo (MPEm), desenvolvido por Colladay & Kostelecky nos idos de 1997, que corresponde a uma extensão do Modelo Padrão com estrutura de grupo $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ contemplando termos que violam a simetria de Lorentz e, às vezes, a simetria CPT em todos os setores deste último. O MPEm tem sido objeto de investigação em seus vários setores, principalmente nos setores eletromagnético CPT-ímpar e CPT-par, bem como no setor fermiônico. Extensões não-mínimas do MPEm, envolvendo derivadas superiores, foram desenvolvidas tanto no setor de fótons, quanto no setor fermiônico. Contudo, até o início das atividades desta tese, não havia, na literatura, exemplos de interações não-mínimas nos setores eletrofraco e hadrônico. Visando preencher esta lacuna da literatura, introduzimos as primeiras propostas de acoplamentos não-mínimos nesses setores. Propomos duas possibilidades de interações não-mínimas, CPT-ímpares, de dimensão cinco entre os léptons e os bósons vetoriais no contexto da derivada covariante do modelo de GSW (Glashow-Salam-Weinberg). A primeira possibilidade de acoplamento NM, no setor $U(1)_Y$ do modelo GSW, foi introduzida através da derivada covariante: $D_\mu = \partial_\mu - ig\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - i\frac{g'}{2}YB_\mu + ig'_2YB_{\mu\nu}C^\nu$, com C^ν sendo um 4-vetor fixo que estabelece uma direção privilegiada no espaço-tempo, violando a simetria de Lorentz. Uma segunda interação não-mínima, invariante de *gauge* no setor $SU(2)_L$ do modelo GSW, pode ser proposta como $D_\mu = \partial_\mu - ig\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - i\frac{g'}{2}YB_\mu + ig'_3(\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_{\mu\nu})V^\nu$, onde V^ν é um 4-vetor que viola a simetria de Lorentz. Determinamos primeiro as contribuições de VL para as correntes eletrofracas. Em seguida, avaliamos as correções de VL às taxas de decaimento dos seguintes mediadores: $Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$ e $W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$. Usando estes resultados e a incerteza experimental nas medidas, limitamos a magnitude dos parâmetros de VL, alcançando limites superiores da ordem de $10^{-5} (GeV)^{-1}$ e $10^{-4} (GeV)^{-1}$. Também, propusemos acoplamentos NMs de rank-1, rank-2, rank-3 e rank-4, com VL, na densidade lagrangeana do modelo GSW. Constatamos que, entre esses acoplamentos, aqueles de rank-1 e rank-3 não apresentam assinatura de EDM como ocorre com os acoplamentos de rank-2 e rank-4. Utilizando as medidas de EDM de elétrons, obtemos limites superiores da ordem de até $10^{-16} (GeV)^{-1}$ para nossos parâmetros de VL. Por fim, apresentamos duas propostas de interações não-mínimas, CPT-ímpares, de dimensão cinco no modelo de Kroll, Lee e Zumino (KLZ), dotado de *vector meson dominance* (VMD), por meio da derivada covariante: $D_\mu = (\partial_\mu + ig_{\rho\pi\pi}\rho_\mu + ieA_\mu + i\bar{g}\rho_{\mu\nu}\xi^\nu + i\tilde{g}F_{\mu\nu}\xi^\nu)$, onde ξ^ν desempenha o papel de um 4-vetor que viola a simetria de Lorentz. O ACNM, $i\tilde{g}F_{\mu\nu}\xi^\nu$, entre os fótons e a corrente de píons foi inserido para preservar o conceito de VMD neste modelo com VL. Determinamos as contribuições de VL para a taxa de decaimento do decaimento ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$), bem como para o fator de forma tipo-tempo do pion que produz correções de VL ao momento magnético anômalo do múon através do canal ($e^-e^+ \rightarrow \pi^-\pi^+$). Usando estes resultados e as incertezas nas medidas experimentais dessa taxa de decaimento e do momento magnético anômalo do múon, obtivemos os seguintes limites superiores para a magnitude do nosso parâmetro de VL: $\bar{g}\xi_0 < 5,0 \times 10^{-1} (GeV)^{-1}$, $\bar{g}\xi_0 < 2,0 \times 10^{-1} GeV^{-1}$. **Palavras-chaves:** Setor eletrofraco, Setor hadrônico, Acoplamentos não-mínimos CPT-ímpares, Violação de Lorentz.

Abstract

One of the main tools currently used to address the Lorentz / CPT symmetries violation in physical systems is the minimum Standard Model Extension (SMEm), developed by Colladay & Kostelecky in 1997, which corresponds to an extension of the Standard Model with a group structure, $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, encompassing terms that violate the Lorentz symmetry and sometimes the CPT symmetry in all sectors of the latter. The SMEm has been subject of investigation in several sectors, mainly in the CPT-odd and CPT-even electromagnetic sectors as well as in the fermion sector. Nonminimal SMEm extensions, involving higher derivatives, have been developed in both photon sector and fermion one. However, until the beginning of the activities of this thesis, no examples of LV nonminimal interactions in the electroweak and hadron sectors were known in the literature. Therefore, in order to fill this gap, we have introduced the first proposals of nonminimal couplings in these sectors. We have proposed two possibilities of dimension five, CPT-odd, nonminimal interactions between leptons and vector bosons in the context of the covariant derivative of the GSW (Glashow-Salam-Weinberg) model. The first possibility of NM coupling, in the sector $U(1)_Y$ of the GSW model, has been introduced through the covariant derivative: $D_\mu = \partial_\mu - ig\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - i\frac{g'}{2}YB_\mu + ig'_2YB_{\mu\nu}C^\nu$, with C^ν being a fixed 4-vector that establishes a privileged direction in space-time, violating the Lorentz symmetry. A second gauge invariant nonminimal interaction in the $SU(2)_L$ sector of the GSW model can be proposed as $D_\mu = \partial_\mu - ig\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - i\frac{g'}{2}YB_\mu + ig'_3(\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_{\mu\nu})V^\nu$, where V^ν is a 4-vector that violates the Lorentz symmetry. We have first determined the LV contributions to the electroweak currents. Then, we have evaluated the LV corrections to the decay rates of the following mediators: $Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$ and $W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$. Using these results and the experimental uncertainty in the measurements, we have constrained the magnitude of the LV parameters, achieving upper bounds as tight as $10^{-5} (GeV)^{-1}$ and $10^{-4} (GeV)^{-1}$. We have also proposed rank-1, rank-2, rank-3 and rank-4 LV NM couplings in the lagrangean density of the GSW model. We have found that, among these couplings, rank-1 and rank-3 ones do not present an EDM signature as occurs with rank-2 and rank-4 couplings. Using the electron EDM measurements, we obtain upper bounds on the order of up to $10^{-16} (GeV)^{-1}$ for our VL parameters. Lastly, we have presented two dimension five, CPT-odd, nonminimal interactions in the Kroll, Lee and Zumino (KLZ) model, endowed with vector meson dominance (VMD), by means of the covariant derivative: $D_\mu = (\partial_\mu + ig_{\rho\pi\pi}\rho_\mu + ieA_\mu + i\bar{g}\rho_{\mu\nu}\xi^\nu + i\tilde{g}F_{\mu\nu}\xi^\nu)$, where ξ^ν plays the role of 4-vector that violates the Lorentz symmetry. The NMC, $i\tilde{g}F_{\mu\nu}\xi^\nu$, between the photon and the pion current has been introduced to preserve the concept of VMD in this LV model. We have determined the LV contributions to the decay rate of the decay ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$), as well as to the pion timelike form factor which yields LV corrections to the anomalous magnetic moment of the muon through the channel ($e^-e^+ \rightarrow \pi^-\pi^+$). Using these results and the uncertainties in the experimental measurements of this decay rate and the anomalous magnetic moment of the muon, we have obtained the following upper bounds to the magnitude of our VL parameter: $\bar{g}\xi_0 < 5,0 \times 10^{-1} (GeV)^{-1}$, $\tilde{g}\xi_0 < 2,0 \times 10^{-1} GeV^{-1}$. **Key-words:** Electroweak sector, Hadron sector, CPT-odd nonminimal couplings, Lorentz violation.

Sumário

1	INTRODUÇÃO, MODELO PADRÃO E MODELO PADRÃO ESTENDIDO	11
1.1	O setor de fótons do MPEm	12
1.2	O setor de férmions do MPEm	14
1.3	O setor de léptons do MPEm	17
1.4	O setor de quarks do MPEm	17
1.5	O setor de Higgs do MPEm	18
1.6	O setor de Yukawa do MPEm	18
1.7	Acoplamentos, não-mínimos, com VL	18
1.8	Violação de Lorentz no setor eletrofraco, momentos de dipolos magnéticos e elétricos, vector meson dominance (VMD) e organização desta tese	22
2	MODELO ELETROFRACO DE GLASHOW-SALAM-WEINBERG (GSW)	29
2.1	A interação fraca	29
2.2	Simetria quiral e teoria de Yang-Mills (YM)	31
2.3	O setor de Higgs e a densidade lagrangeana do modelo de GSW	35
2.4	A configuração de vácuo do campo de Higgs e a massa dos bósons W^\pm e Z_0	41
2.5	O setor de interação entre os léptons e os bósons de gauge	46
3	ACOPLAMENTOS, NÃO-MÍNIMOS, DE DIMENSÃO CINCO, CPT-ÍMPARES, NO SETOR ELETROFRACO	50
3.1	Acoplamento, não-mínimo, CPT-ímpar, no setor $U(1)_Y$ do modelo de GSW	50
3.2	Taxa de decaimento do processo $(Z_0 \rightarrow \bar{l} + l)$	51
3.3	A taxa do decaimento $(Z_0 \rightarrow \bar{l} + l)$ com correções de VL	54
3.3.1	O termo $\left(\Gamma_{S_{VL(1)}S_{VL(1)}^\dagger}\right)$	55
3.3.2	O termo $\left(\Gamma_{S_{VL(2)}S_{VL(2)}^\dagger}\right)$	56
3.3.3	Os termos $\left(\Gamma_{S_{VL(1)}S_{VL(2)}^\dagger}, \Gamma_{S_{VL(2)}S_{VL(1)}^\dagger}\right)$ e a taxa do decaimento $(Z_0 \rightarrow \bar{l} + l)$ com correções de VL	57
3.4	Acoplamento, não-mínimo, CPT-ímpar, no setor $SU(2)_L$ do modelo de GSW	59
3.5	Taxa de decaimento do processo $(W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l)$	60
3.6	A taxa do decaimento $(W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l)$ com correções de VL	62
3.6.1	O termo $\left(\Gamma_{S_{VL(1)}S_{VL(1)}^\dagger}\right)$	63
3.6.2	O termo $\left(\Gamma_{S_{VL(2)}S_{VL(2)}^\dagger}\right)$	65
3.6.3	Os termos $\left(\Gamma_{S_{VL(1)}S_{VL(2)}^\dagger}, \Gamma_{S_{VL(2)}S_{VL(1)}^\dagger}\right)$ e a taxa do decaimento $(W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l)$ com correções de VL	66
3.7	Limites superiores (upper bounds) para os vetores de fundo, C^μ e V^μ	67

4	ACOPLAMENTOS, NÃO-MÍNIMOS, DE DIMENSÃO CINCO, COM VL E GERAÇÃO DE MDM E EDM NO SETOR ELETROFRACO	70
4.1	Momento de dipolo magnético usual (magnetic dipole moment-MDM) e fraco (weak magnetic dipole moment-WMDM)	70
4.2	Momento de dipolo elétrico usual (electric dipole moment-EDM) e fraco (weak electric dipole moment-WEDM)	75
4.3	Geração de MDM, WMDM, EDM e WEDM induzidos por ACNMs no setor eletrofraco	78
4.3.1	Acoplamentos, NMs, CPT-ímpares, de Rank-1	78
4.3.2	Acoplamentos, NMs, CPT-ímpars, de Rank-3	79
4.3.3	Acoplamentos, NMs, CPT-pares, de Rank-2	81
4.3.4	Acoplamentos, NMs, CPT-pares, de Rank-4	87
5	VECTOR MESON DOMINANCE NO MODELO DE KROLL-LEE-ZUMINO (KLZ) COM ACNMS, CPT-ÍMPARES	89
5.1	Vector meson dominance no modelo de Kroll-Lee-Zumino (KLZ)	90
5.2	A taxa do decaimento ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$)	93
5.3	O fator de forma do pión e sua contribuição hadrônica para o momento magnético anômalo do múon	95
5.3.1	O fator de forma do pión	95
5.3.2	A contribuição hadrônica do canal ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$) para o momento magnético anômalo do múon	102
5.4	Vector meson dominance no modelo de Kroll-Lee-Zumino com VL	103
5.5	A taxa do decaimento ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$) com correções de VL	105
5.5.1	Os termos $\left(\Gamma_{S_{VL(1)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger}}, \Gamma_{S_{VL(2)}^\rho S_{VL(1)}^{\rho\dagger}}, \Gamma_{S_{VL(1)}^\rho S_{VL(1)}^{\rho\dagger}} \right)$	107
5.5.2	O termo $\left(\Gamma_{S_{VL(2)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger}} \right)$	107
5.5.3	A taxa total do decaimento ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$) com correções de VL	108
5.6	Correções de VL para o fator de forma do pión e o momento magnético anômalo do múon	109
6	CONCLUSÃO	113
	Referências	114
	REFERÊNCIAS	115
	Apêndices	128
A	REGRAS DE FEYNMAN	128
B	O VÉRTICE, $\rho\pi^\pm\pi^\pm$, NOS REGIMES TIPO-TEMPO ($\rho\pi^-\pi^+$) E TIPO-ESPAÇO ($\rho\pi^+\pi^+$)	130
B.1	Os vértice, $\rho\pi^\pm\pi^\pm$, no regime tipo-tempo ($\rho\pi^-\pi^+$)	130

B.2	Os vértice, $\rho\pi^\pm\pi^+$, no regime tipo-espaço ($\rho\pi^+\pi^+$)	132
------------	---	------------

1 Introdução, Modelo Padrão e Modelo Padrão Estendido

O Modelo Padrão (MP) das interações fundamentais é descrito em termos de uma teoria de calibre com estrutura de grupo, $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, quantizável e renormalizável, sendo a maior construção teórica da Física do século XX. Representa uma teoria muito bem sucedida, que teve a maioria das suas previsões confirmadas por diversos testes experimentais de precisão, realizados em aceleradores ou outros dispositivos/aparatos. Tal modelo descreve as interações entre todas as partículas elementares, excluindo-se de seu bojo somente a interação gravitacional, para a qual ainda não foi construída uma teoria de campo quantizável e renormalizável. Sendo assim, o Modelo Padrão é constituído pela Eletrodinâmica Quântica (*Quantum electrodynamics*-QED), a Cromodinâmica Quântica (*Quantum chromodynamics*-QCD), e pelo modelo de Glashow-Salam-Weinberg (GSW), que fornece uma descrição unificada das interações eletromagnética e fraca.

Uma vez que os postulados da teoria da relatividade (TR) e da mecânica quântica (MQ) edificam a física teórica de partículas, a boa atuação do Modelo Padrão na descrição da natureza pode ser entendida, categoricamente, como uma evidência da validade da TR e da MQ. Portanto, é razoável supor a fenomenologia da física de partículas como uma consequência indireta da validade das simetrias de Lorentz e CPT.

Desenvolver uma teoria de campos relativística quantizável para a interação gravitacional, e, assim, inseri-la no arcabouço teórico do Modelo Padrão é uma tarefa, que permeia a vanguarda da física teórica há algumas décadas. Atualmente, existem muitas teorias candidatas a descrever a gravitação quântica. Talvez as mais cotadas sejam as chamadas teorias de cordas e supercordas, propostas para descrever a física na escala da energia de Planck ($\simeq 10^{19}$ GeV), onde os efeitos quânticos da gravitação não podem ser negligenciados. As teorias para a gravitação quântica estão enquadradas no que atualmente conhecemos como Teorias Além do Modelo Padrão, que têm sido intensamente estudadas e propostas há alguns anos. Tais teorias visam elucidar, além da questão da quantização da gravidade, aspectos da natureza não bem explicados pelo atual Modelo Padrão, como a assimetria entre matéria e anti-matéria, o problema do confinamento de quarks na QCD, a natureza da matéria escura bem como da energia escura, outro aspecto não bem explicado no MP é a violação da simetria CP, conectada ao problema da geração de EDM para partículas elementares, como o elétron.

Na teorias de cordas, os campos e partículas podem ser entendidos como os modos de vibração das cordas, elementos fundamentais da teoria. Apesar da covariância de Lorentz ser um elemento intrínseco destas teorias, a possibilidade da quebra espontânea da simetria de Lorentz no contexto destas teorias foi reportada por S. Samuel e A. Kostelecky, no início dos anos 90 [1]. A quebra espontânea da simetria de Lorentz poderia ocasionar efeitos de violação dessa simetria na escala de energia do MP, pois geraria quantidades tensoriais, advindas de valores esperados no vácuo de operadores tensoriais, que se acoplariam aos campos físicos do MP violando a

simetria de Lorentz (e algumas vezes também a simetria CPT). Estes tensores funcionam como campos de fundo (*background*), fixos no espaço-tempo, que se transformam como tensores de Lorentz, mantendo a invariância da teoria sobre transformações de coordenadas (no referencial do observador), mas violando a simetria de Lorentz do ponto de vista do referencial das partículas.

Estudar a violação das simetrias de Lorentz e CPT consiste em determinar o limite de validade dessas simetrias dentro do arcabouço do Modelo Padrão. O formalismo mais geral para estudar-se os efeitos de violações dessas simetrias é o Modelo Padrão Estendido mínimo (MPEm): uma formulação generalizada do Modelo Padrão, que inclui termos de violação das simetrias de Lorentz e CPT em sua estrutura teórica [2]. O MPEm pode ser dividido nos seguintes setores: de fótons (setor de *gauge*), fermiônico (uma extensão da lagrangeana de Dirac), leptônico, de quarks, de Yukawa, de Higgs e o setor gravitacional. A seguir, apresentamos um pouco de cada um dos principais setores do MPEm.

1.1 O setor de fótons do MPEm

O setor fotônico do MPEm exibe dois subsectores: o CPT-ímpar, representado pelo termo de Carroll-Field-Jackiw (CFJ) [3], $\varepsilon_{\mu\rho\nu\beta} V^\mu A^\rho F^{\nu\beta}$, e o subsector CPT-par, representado pelo termo, $(K_F)_{\mu\nu\alpha\beta} F^{\mu\nu} F^{\alpha\beta}$. O primeiro destes termos foi proposto em 1990, onde V^μ corresponde a um *background* fixo responsável pela quebra da covariância no referencial das partículas. Este termo, juntamente com o de Maxwell, constitui a chamada eletrodinâmica de Maxwell-Carroll-Field-Jackiw (MCFJ), descrita pela densidade lagrangeana:

$$\mathcal{L}_{\text{fóton}}^{CPT-\text{ímpar}} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \frac{1}{4} \varepsilon_{\mu\rho\nu\beta} V^\mu A^\rho F^{\nu\beta}, \quad (1.1)$$

que pode ser escrita explicitamente como

$$\mathcal{L}_{\text{fóton}}^{CPT-\text{ímpar}} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2) + \frac{1}{2} [V^0 A^k B^k - A^0 V^k B^k - \epsilon_{ilm} V^i A^l E^m], \quad (1.2)$$

$$\mathcal{L}_{\text{fóton}}^{CPT-\text{par}} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2) + \frac{1}{2} [V^0 (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) - A^0 (\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}) - \mathbf{V} \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{E})], \quad (1.3)$$

usando

$$F_{0i} = E^i, \quad F_{lm} = \epsilon_{lmk} B_k. \quad (1.4)$$

Sob ação das transformações discretas, paridade (\mathcal{P}), inversão temporal (\mathcal{T}), conjugação de carga (\mathcal{C}), e \mathcal{CPT} , os campos, \mathbf{E} e \mathbf{B} , e potenciais transformam-se da seguinte forma:

$$\mathbf{E} \xrightarrow{\mathcal{P}} -\mathbf{E}, \quad \mathbf{B} \xrightarrow{\mathcal{P}} +\mathbf{B}, \quad (1.5)$$

$$\mathbf{E} \xrightarrow{\mathcal{T}} +\mathbf{E}, \quad \mathbf{B} \xrightarrow{\mathcal{T}} -\mathbf{B}, \quad (1.6)$$

$$\mathbf{E} \xrightarrow{\mathcal{C}} -\mathbf{E}, \quad \mathbf{B} \xrightarrow{\mathcal{C}} -\mathbf{B}, \quad (1.7)$$

$$A_0 \xrightarrow{\mathcal{CPT}} -A_0, \quad \mathbf{A} \xrightarrow{\mathcal{CPT}} -\mathbf{A}, \quad (1.8)$$

$$A_\mu \xrightarrow{\mathcal{CPT}} -A_\mu, \quad \partial_\mu \xrightarrow{\mathcal{CPT}} -\partial_\mu. \quad (1.9)$$

Os termos da lagrangeana (1.2) transformam-se sob CPT como,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \underbrace{(\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2)}_{+(\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2)} + \frac{1}{2} \left[\underbrace{V^0 (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})}_{-V^0 (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})} - \underbrace{A^0 (\mathbf{V} \cdot \mathbf{B})}_{+A^0 (\mathbf{V} \cdot \mathbf{B})} + \underbrace{\mathbf{V} \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{E})}_{-\mathbf{V} \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{E})} \right], \quad (1.10)$$

explicitando a quebra da simetria CPT . Como sob paridade e inversão temporal,

$$A_\mu \xrightarrow{\mathcal{P}} A^\mu, \quad A_\mu \xrightarrow{\mathcal{T}} A^\mu, \quad (1.11)$$

observamos que V^0 é componente paridade-ímpar e \mathcal{T} -par, enquanto \mathbf{V} é componente paridade-par e \mathcal{T} -ímpar.

O setor de fótons CPT-ímpar do MPEm, representado pela eletrodinâmica de Carroll-Field-Jackiw, teve suas propriedades amplamente examinadas na literatura, abordando aspectos de consistência [4], modificações induzidas na QED [5], redução dimensional [6], supersimetria [7], controvérsias discutindo a geração radiativa do termo CFJ [8], a emissão da radiação Cherenkov no vácuo [9], modificações no efeito Casimir [10], efeitos na distribuição de Planck e contribuições à temperatura finita [11] e possíveis efeitos na radiação cósmica de fundo de microondas [12].

Investigações sobre o setor CPT-par do MPE foram iniciadas por Kostelecky & Mewes [13], sendo posteriormente estudado em diversos outros trabalhos [14], [15], [16], [17], [18], [19], [20]. O setor CPT-par do MPE é descrito pela densidade lagrangeana:

$$\mathcal{L}_{fóton}^{CPT-par} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \frac{1}{4} (K_F)_{\mu\nu\alpha\beta} F^{\mu\nu} F^{\alpha\beta}, \quad (1.12)$$

onde o tensor, $(K_F)_{\mu\nu\alpha\beta}$, possui as simetrias do tensor de Riemann e um duplo traço nulo, ou seja, $(K_F)_{\mu\nu}^{\mu\nu} = 0$, contendo 19 componentes independentes. Estas são parametrizadas em quatro matrizes 4×4 , $k_{o+}, k_{o-}, k_{e+}, k_{e-}$, com as matrizes k_{o+}, k_{o-} , congregando as componentes paridade-ímpar, enquanto k_{e+}, k_{e-} envolvem as componentes paridade-par. O tensor, $(K_F)_{\mu\nu\alpha\beta}$, também pode ser escrito em termos das quatro matrizes 3×3 , $\kappa_{DE}, \kappa_{DB}, \kappa_{HE}, \kappa_{HB}$, definidas na ref. [21] como

$$(\kappa_{DE})_{jk} = -2(K_F)_{0j0k}, \quad (1.13)$$

$$(\kappa_{HB})_{jk} = \frac{1}{2} \epsilon_{jpk} \epsilon_{klm} (K_F)_{pqlm}, \quad (1.14)$$

$$(\kappa_{DB})_{jk} = -(\kappa_{HE})_{kj} = \epsilon_{kpq} (K_F)_{0jpk}. \quad (1.15)$$

Partindo da lagrangeana (1.12), temos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{fóton}^{CPT-par} &= -\frac{1}{4} \left(2F_{0i} F^{0i} + F_{ij} F^{ij} \right) \\ &\quad - \frac{1}{4} \left[4(K_F)_{0i0j} F^{0i} F^{0j} + 2(K_F)_{0ilm} F^{0i} F^{lm} + 2(K_F)_{lm0i} F^{lm} F^{0i} + (K_F)_{ablm} F^{ab} F^{lm} \right]. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Usando

$$F_{0i} = E^i, \quad F_{lm} = \epsilon_{lmk} B_k, \quad (1.17)$$

encontramos:

$$\mathcal{L}_{\text{fóton}}^{CPT\text{-par}} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2) - \frac{1}{4} \left[4 (K_F)_{0i0j} E^i E^j + 4 (K_F)_{0ilm} \epsilon_{lmp} E^i B^p + (K_F)_{ablm} \epsilon_{abq} \epsilon_{lmp} B_q B_p \right], \quad (1.18)$$

$$\mathcal{L}_{\text{fóton}}^{CPT\text{-par}} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2) + \frac{1}{2} \left[(\kappa_{DE})_{ij} E^i E^j + (\kappa_{DB})_{ip} E^i B^p - (\kappa_{HB})_{qp} B^q B^p \right]. \quad (1.19)$$

Os campos, \mathbf{E} e \mathbf{B} , transformam-se sob ação da paridade (\mathcal{P}), inversão temporal (\mathcal{T}), conjugação de carga (\mathcal{C}), de acordo com as Eqs. (1.5)-(1.7), de modo que \mathbf{E} e \mathbf{B} individualmente são invariantes sob a transformação, \mathcal{CPT} , assim como toda a lagrangeana (1.18). Ademais, é fácil então constatar que as componentes, $(K_F)_{0i0j}$, $(K_F)_{ablm}$, são paridade-par, enquanto $(K_F)_{0ilm}$ são coeficientes paridade-ímpar. Logo, as matrizes, κ_{DE} , κ_{DB} , são paridade-par e κ_{HB} é paridade-ímpar. Das definições, as matrizes paridade par, κ_{DE} , κ_{HB} , são simétricas e possuem juntas onze componentes independentes, enquanto que κ_{DB} , κ_{HE} não possuem simetria definida, tendo juntas oito componentes, representando o setor de paridade ímpar do tensor (K_F) .

Uma outra classificação relevante faz menção ao fato das componentes induzirem ou não birrefringência da luz (no vácuo). Neste sentido, o setor CPT-par possui 10 componentes birrefringentes e 9 não-birrefringentes. A importância desta classificação reside no fato das componentes birrefringentes serem extremamente limitadas em sua magnitude pelos dados de birrefringência da luz de galáxias distantes, o que implica em limites tão restritivos quanto 10^{-33} , 10^{-37} [14]. Desde 2003, experimentos precisos, envolvendo óptica de rotação e ressonadores de microondas, têm sido realizados [15], fornecendo limites da ordem de até 1 parte em 10^{17} para os parâmetros CPT-par.

O estudo de radiação Cherenkov [16] e a ausência de emissão de radiação Cherenkov por raios cósmicos ultra energéticos (UHECR) [17] têm sido um ponto de grande interesse nos últimos anos, assim como investigações de interações de vértices do tipo fóton-férmion [18] foram responsáveis pelo estabelecimento de limites restritivos.

Investigações em propriedades de temperatura finita e modificações implícitas na lei de Plank também foram desenvolvidas para o setor CPT-par [19]. Um cálculo completo das relações de dispersão da eletrodinâmica CPT-par em conexão com o papel birrefringente, assumido pelos coeficientes de VL, é também apresentado nas refs. [19]. Mais recentemente, a birrefringência dos coeficientes CPT-par até ordens superiores foi discutida na ref. [20].

1.2 O setor de férmions do MPEm

O setor fermiônico do MPE é descrito pela seguinte densidade lagrangeana:

$$\mathcal{L}_{\text{Total}} = \frac{1}{2} i \bar{\psi} \Gamma^\nu \overleftrightarrow{\partial}_\nu \psi - \bar{\psi} M \psi, \quad (1.20)$$

onde ψ são espinores de Dirac, e

$$\Gamma^\nu = \gamma^\nu + c^{\mu\nu} \gamma_\mu + d^{\mu\nu} \gamma_5 \gamma_\mu + e^\nu + i f^\nu \gamma_5 + \frac{1}{2} g^{\lambda\mu\nu} \sigma_{\lambda\mu}, \quad (1.21)$$

$$M = m + a_\mu \gamma^\mu + b_\mu \gamma_5 \gamma^\mu - \frac{1}{2} H_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu}. \quad (1.22)$$

Os tensores, $c^{\mu\nu}$, $d^{\mu\nu}$, e^ν , f^ν , $g^{\lambda\mu\nu}$, a_μ , b_μ e $H_{\mu\nu}$, representam campos de fundo, que violam a simetria de Lorentz no referencial das partículas, gerados como valor esperado no vácuo de quantidades tensoriais. Entre eles, os termos, a_μ e b_μ , violam a simetria CPT (termos CPT-ímpar), enquanto que os termos, $c^{\mu\nu}$, $d^{\mu\nu}$ e $H_{\mu\nu}$, a preservam (termos CPT-par).

Na Eq. (1.20), Γ^ν é adimensional, enquanto M tem dimensão de massa, ou seja, os coeficientes, a_μ , b_μ , $H_{\mu\nu}$, têm dimensão de massa,

$$[a_\mu] = [b_\mu] = [H_{\mu\nu}] = 1, \quad (1.23)$$

enquanto $c^{\mu\nu}$, $d^{\mu\nu}$ e $g^{\lambda\mu\nu}$ são adimensionais:

$$[c^{\mu\nu}] = [d^{\mu\nu}] = [e^\nu] = [f^\nu] = [g^{\lambda\mu\nu}] = 0. \quad (1.24)$$

Os termos, e^ν , f^ν , violam a simetria de calibre e comprometem a renormalizabilidade da teoria. Deste modo, não serão mais considerados doravante. Portanto, a lagrangeana fermiônica de violação de Lorentz é dada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{LV} = & -a_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi - b_\mu \bar{\psi} \gamma_5 \gamma^\mu \psi - \frac{1}{2} H_{\mu\nu} \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi + \frac{i}{2} c^{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma_\mu \overleftrightarrow{\partial}_\nu \psi + \frac{i}{2} d^{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma_5 \gamma_\mu \overleftrightarrow{\partial}_\nu \psi \\ & + \frac{i}{2} g^{\lambda\mu\nu} \bar{\psi} \sigma_{\lambda\mu} \overleftrightarrow{\partial}_\nu \psi, \end{aligned} \quad (1.25)$$

que pode também ser escrita como

$$\mathcal{L}_{Total} = \frac{1}{2} i \bar{\psi} \left(\gamma^\nu + \frac{1}{2} c^{\mu\nu} \gamma_\mu + \frac{1}{2} d^{\mu\nu} \gamma_5 \gamma_\mu + g^{\lambda\mu\nu} \right) \overleftrightarrow{\partial}_\nu \psi - \bar{\psi} M \psi, \quad (1.26)$$

para a qual a equação de Dirac modificada é

$$[i\Gamma^\nu \partial_\nu - M] \psi = 0. \quad (1.27)$$

Usando uma expansão de onda plana para os espinores, $\psi(x) = e^{-ip \cdot x} u(p)$, escrevemos:

$$[\Gamma^\nu p_\nu - M] u(p) = 0. \quad (1.28)$$

Uma informação importante é a seguinte: termos de violação da simetria de Lorentz genuínos são aqueles que não podem ser absorvidos por uma redefinição de campos. Podemos verificar que o termo, $a_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$, não induz VL, uma vez que pode ser absorvido por meio de uma redefinição dos espinores, levando a uma teoria sem o mesmo. De fato, implementando a transformada, $\psi = e^{-ia \cdot x} \Psi$, no termo cinético, $i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi$, temos:

$$i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi = i\bar{\Psi} e^{ia \cdot x} \gamma^\mu \partial_\mu (e^{-ia \cdot x} \Psi), \quad (1.29)$$

$$i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi = \bar{\Psi} \gamma^\mu a_\mu \Psi + i\bar{\Psi} \gamma^\mu \partial_\mu \Psi, \quad (1.30)$$

que substituído na lagrangeana,

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi} \psi - a_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi, \quad (1.31)$$

leva a

$$\mathcal{L}' = i\bar{\Psi} \gamma^\mu \partial_\mu \Psi - m\bar{\Psi} \Psi, \quad (1.32)$$

que corresponde à lagrangeana livre de Dirac (sem termo de violação), demonstrando que $a_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$ é um termo falso de violação. Para maiores detalhes sobre a efetividade dos termos violação do setor fermiônico, bem como possíveis redefinições para absorção dos mesmos, vide ref. [22].

O setor fermiônico do MPE foi investigado em relação a vários testes que fornecem limites superiores para a magnitude dos coeficientes de violação. Entre eles, podemos destacar o estudo espectroscópico do hidrogênio e do anti-hidrogênio [23], testes comparando o momento magnético anômalo do elétron e do pósitron (fatores giromagnéticos) [24], experimentos envolvendo o momento magnético anômalo de múons e a análise da estrutura hiperfina do estado fundamental muônico [25], e outros testes no contexto de sistemas atômicos conhecidos [26].

Estudos da violação da simetria de Lorentz e CPT foram realizados no contexto da QED modificada pelos termos do MPE. Experimentos comparando o momento magnético anômalo do elétron e do pósitron (fatores giromagnéticos) são capazes de estabelecer alguns dos mais rigorosos limites para violação de CPT em sistemas leptônicos. Considerando que g_- e g_+ denotam os fatores g (giromagnético) do elétron e do próton, respectivamente, tais experimentos estabelecem que o fator, $r_g \equiv |(g_- - g_+)/g_{av}|$, é menor do que 2 partes em 10^{12} [27].

Estes experimentos podem também fornecer severos limites sobre os parâmetros de violação CPT do MPE, tais como $\bar{\psi} b_\mu \gamma^\mu \gamma_5 \psi$ [27]. Nesta referência, foi proposta uma nova "figura de mérito" para acusar violação de CPT induzida pelo coeficiente b_μ em casos em que os termos violadores de CPT não alteram os fatores giromagnéticos. Baseia-se no fator, $r_e \equiv \left| \left(E_{n,s}^- - E_{n,-s}^+ \right) / E_{n,s}^- \right|$, onde $E_{n,s}^-$ e $E_{n,-s}^+$ correspondem às autoenergias para hamiltonianos de elétrons e pósitrons em armadilhas de Penning, sendo n e s os números quânticos de nível de Landau e de spin. No limite em que $E_{n,s}^-$ tende a m , a diferença de energia, no numerador, torna-se igual à metade da diferença entre duas medidas de frequências anômalas cíclotron ($\Delta\omega_a$), tal que $r_e \equiv |\Delta\omega_a/2m| = 2b_3/m$, sendo independente de n e s . Medindo-se as frequências anômalas com precisão de 10 Hz , obtém-se $r_e \lesssim 10^{-20}$ no setor elétron-pósitron, o que implica no seguinte limite superior: $|b_3| \leq 2 \times 10^{-15} \text{ eV}$.

A violação das simetrias de Lorentz e CPT foi também estudada no contexto do espectro do hidrogênio e do anti-hidrogênio [28], com especial atenção sobre a transição de fótons entre os estados, $1S, 2S$, devido à possível resolução de até 1 parte em 10^{18} para a mesma. A espectroscopia de átomos de hidrogênio (H) e anti-hidrogênio (\bar{H}), livres ou armadilhados magneticamente, foi estudada com a finalidade de sondar possíveis efeitos de violação dessas simetrias sobre as linhas, $1S - 2S$, e as transições hiperfinas do espectro do H e \bar{H} . Denotando os quatro níveis Zeeman hiperfinos em ordem crescente de energia por $|a\rangle_n, |b\rangle_n, |c\rangle_n, |d\rangle_n$, em um campo magnético B , com $n = 1$ ou $n = 2$ para ambos H e \bar{H} , empregou-se a espectroscopia de frequência de rádio de alta resolução na avaliação de uma transição com inversão de spin, $|d\rangle_1 \rightarrow |c\rangle_1$. Atingindo a resolução de frequência de 1 mHz , chegou-se ao seguinte limite: $r_{rf, c \rightarrow d}^H \approx 2\pi |\Delta\nu_{c \rightarrow d}| / m_H \lesssim 5 \times 10^{-27}$, onde m_H é a massa atômica de H , implicando no seguinte limite superior, $|b_3^p| \leq 10^{-18} \text{ eV}$, sobre a componente-3 do *background* b^μ acoplado ao próton.

Outra via usada para sondar efeitos de violação das simetrias de Lorentz e CPT em sistemas fermiônicos envolveu experimentos de alta precisão com múons. Através da análise de

dados sobre a estrutura hiperfina do estado fundamental muônio e o momento magnético anômalo de múons, é possível obter figuras de mérito adimensionais para violações de Lorentz e CPT da ordem de 4×10^{-21} e 10^{-23} , tal como estabelecido na ref. [29]. Utilizando dados de variações siderais na frequência anômala de μ^+ , foi possível obter limites da ordem de $|b_z| \leq 10^{-23} eV$.

1.3 O setor de léptons do MPEm

Seguindo a prescrição usual, o setor de léptons do MPEm é composto por termos, CPT-pares, e outros CPT-ímpares, ou seja,

$$\mathcal{L}_{lépton}^{CPT-par} = i(c_L)_{\mu\nu AB} \bar{L}_A \gamma^\mu iD^\nu L_B + i(c_R)_{\mu\nu AB} \bar{R}_A \gamma^\mu iD^\nu R_B, \quad (1.33)$$

$$\mathcal{L}_{lépton}^{CPT-ímpar} = -(a_L)_{\mu AB} \bar{L}_A \gamma^\mu L_B - (a_R)_{\mu AB} \bar{R}_A \gamma^\mu R_B, \quad (1.34)$$

em que

$$L_A = \begin{bmatrix} \nu_A \\ l_A \end{bmatrix}_L, \quad R_A = (l_A)_R, \quad (1.35)$$

com $A, B = 1, 2, 3$ representando os sabores dos léptons, tal que $l_A = (e, \mu, \tau)$, $\nu_A = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$. Da mesma forma, os setores de *gauge* $SU(2)$ e $U(1)$, que contêm os bósons carregados e neutro, são modificados pelos seguintes termos CPT-pares:

$$\mathcal{L}_{gauge}^{CPT-par} = -\frac{1}{2}(k_W)^{\mu\nu\alpha\beta} (W_{\mu\nu}^a W_{\alpha\beta}^a) - \frac{1}{4}(k_B)_{\mu\nu\alpha\beta} B^{\mu\nu} B^{\alpha\beta}. \quad (1.36)$$

Registramos que o termo de *gauge*, CPT-ímpar, gera instabilidades na teoria e não será considerado [30]. Os coeficientes, k_W, k_B , são reais, sem dimensão de massa e possuem as mesmas simetrias do tensor de Riemann.

1.4 O setor de quarks do MPEm

O setor de quarks do MPEm é formado pelos termos, CPT-par e CPT-ímpar, abaixo:

$$\mathcal{L}_{quarks}^{CPT-par} = \frac{1}{2}(c_Q)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \gamma^\mu iD^\nu Q_B + \frac{1}{2}(c_U)_{\mu\nu AB} \bar{U}_A \gamma^\mu iD^\nu U_B + \frac{1}{2}(c_D)_{\mu\nu AB} \bar{D}_A \gamma^\mu iD^\nu D_B, \quad (1.37)$$

$$\mathcal{L}_{quarks}^{CPT-ímpar} = -(a_Q)_{\mu AB} \bar{Q}_A \gamma^\mu Q_B - (a_U)_{\mu AB} \bar{U}_A \gamma^\mu U_B - (a_D)_{\mu AB} \bar{D}_A \gamma^\mu D_B, \quad (1.38)$$

onde

$$Q_A = \begin{bmatrix} u_A \\ d_A \end{bmatrix}_L, \quad U_A = (u_A)_R, \quad D_A = (d_A)_R, \quad (1.39)$$

com $A, B = 1, 2, 3$ indicando os sabores dos quarks, de forma que $u_A = (u, c, t)$, $d_A = (d, s, b)$. O setor de *gauge* dos quarks pode ser dividido nos seguintes termos, CPT-par e CPT-ímpar:

$$\mathcal{L}_{gauge}^{CPT-par} = -\frac{1}{2}(k_G)_{\kappa\lambda\mu\nu} (G^{\kappa\lambda} B^{\mu\nu}), \quad (1.40)$$

$$\mathcal{L}_{gauge}^{CPT-ímpar} = -(k_3)_\kappa e^{\kappa\lambda\mu\nu} \left[G_\lambda^a G_{\mu\nu}^a + \frac{2}{3} i g_3 G_\lambda^a (\mathbf{G}_\mu \times \mathbf{G}_\nu)^a \right], \quad (1.41)$$

em que $G_\mu, G_{\mu\nu}$ são o campo de *gauge* e o *field strength* associados ao grupo $SU(3)$.

1.5 O setor de Higgs do MPEm

O setor de Higgs, CPT-par puro, é formado pelo seguinte termo:

$$\mathcal{L}_{Higgs}^{par} = \frac{1}{2}(k_{\phi\phi})_{\mu\nu} (D^\mu \phi^a)^\dagger (D^\nu \phi^a) + h.c. - \frac{1}{2}(k_{\phi B})_{\mu\nu} \phi^{a\dagger} \phi^a B^{\mu\nu} - \frac{1}{2}(k_{\phi W})^{\mu\nu} (\phi^\dagger \times \phi)^a W_{\mu\nu}^a, \quad (1.42)$$

o termo de Higgs, CPT-ímpar, assume a forma: $i(k_\phi)_\mu (\phi^a)^\dagger (D^\mu \phi^a)$, em que $(k_\phi)_\mu$ possui dimensão de massa.

1.6 O setor de Yukawa do MPEm

Diferentemente dos outros setores do MPEm, que englobam termos CPT-pares e CPT-ímpares, o setor de Yukawa consiste apenas no termo, CPT-par, abaixo:

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{CPT-par} = -\frac{1}{2}(H_L)_{\mu\nu AB} \bar{L}_A \phi^{\mu\nu} R_B - \frac{1}{2}(H_U)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \phi^c \sigma^{\mu\nu} U_B - \frac{1}{2}(H_D)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \phi^{\mu\nu} D_B + H.c. \quad (1.43)$$

1.7 Acoplamentos, não-mínimos, com VL

Dentro do MPEm, efeitos de VL (Violação de Lorentz) já foram investigados em sistemas fermiônicos [31, 32], no setor eletromagnético CPT-ímpar [33, 34], no setor eletromagnético CPT-par [35–37], em interações férmion-fóton [38–40]. Recentemente, aspectos de violação de Lorentz também foram considerados nas interações de quarks e hádrons no regime quiral [41]. Extensões, não-mínimas do MPEm, foram desenvolvidas, envolvendo derivadas superiores e termos dimensionais, tanto no setor de fótons [42], quanto no setor fermiônico [43]. Teorias com VL em dimensões superiores também foram propostas dentro de outros formalismos [44, 45].

Acoplamentos, não-mínimos (ACNMs), CPT-ímpares, de dimensões superiores entre férmions e fótons, não envolvendo derivadas superiores, também foram discutidos em vários aspectos [46], [47], [48], [49], [50]. Propostas de ACNMs, CPT-pares, de dimensão cinco, também foram desenvolvidas no contexto da equação de Dirac [51], [52], com efeitos de MDM (*magnetic dipole moment*) e EDM (*electric dipole moment*). Nesta seção, apresentamos alguns modelos envolvendo ACNMs com VL da literatura.

O primeiro acoplamento, não-mínimo, com VL, da literatura foi apresentado na ref. [53], em 2005: o acoplamento $(gV^\nu \bar{\psi} \gamma^\mu \tilde{F}_{\mu\nu} \psi)$, de dimensão cinco, representando interações não usuais entre férmions e fótons foi introduzido na equação de Dirac [53], por meio da derivada covariante,

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu + i\frac{g}{2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} V^\nu F^{\alpha\beta}, \quad (1.44)$$

tendo dimensão de massa $[gV^\nu] = -1$, com V^ν sendo identificado como um 4-vetor de Carroll-Field-Jackiw. A derivada covariante (1.44) conduz-nos à seguinte equação de Dirac:

$$\left[i\gamma^\mu \partial_\mu - eA_\mu - \frac{g}{2}\gamma^\mu \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} V^\nu F^{\alpha\beta} - M \right] \psi = 0. \quad (1.45)$$

O acoplamento, não-mínimo, $(gV^\nu \bar{\psi} \gamma^\mu \tilde{F}_{\mu\nu} \psi)$ foi abordado em vários contextos, incluindo generalizações tensoriais [46], espalhamento de férmions [47], a geração radiativa de termos de VL CPT-ímpares [48], fases topológicas [49], e investigações de momento de dipolo elétrico [50].

Também, foram propostos acoplamentos, NMs, CPT-pares, de dimensão cinco, no contexto da equação de Dirac [51], [52], [54], com medidas experimentais de MDM e EDM sendo usadas para estabelecer limites superiores da ordem de 1 parte em $10^{20} (eV)^{-1}$ e $10^{24} (eV)^{-1}$ respectivamente.

Na ref. [52], os autores apresentaram duas propostas de ACNMs, CPT-pares, de dimensão cinco, axiais, inseridas nas derivadas covariantes,

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu + \frac{\lambda}{2}(K_F)_{\mu\nu\alpha\beta}\gamma^\nu F^{\alpha\beta}, \quad (1.46)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu + i\frac{\lambda_A}{2}(K_F)_{\mu\nu\alpha\beta}\gamma_5\gamma^\nu F^{\alpha\beta}, \quad (1.47)$$

onde $(K_F)_{\mu\nu\alpha\beta}$ corresponde a um tensor, CPT-par, da eletrodinâmica do MPE apresentado na Eq. (1.12). O tensor, $(K_F)_{\mu\nu\alpha\beta}$, pode ser escrito em termos das quatro matrizes 3×3 , $\kappa_{DE}, \kappa_{DB}, \kappa_{HE}, \kappa_{HB}$, definidas na ref. [21], e apresentadas nas Eqs. (1.13), (1.14) e (1.15). Esta classificação continua válida no caso do acoplamento, não-mínimo, da Eq. (1.46), mas é revertida no caso do acoplamento, não-mínimo, axial, da Eq. (1.47). Vide tabela 1.

A derivada covariante (1.47) leva à seguinte equação de Dirac modificada:

$$\left[i\gamma^\mu \partial_\mu - e\gamma^\mu A_\mu - i\frac{\lambda_A}{2}(K_F)_{\mu\nu\alpha\beta}\gamma_5\sigma^{\mu\nu} F^{\alpha\beta} - m \right] \Psi = 0, \quad (1.48)$$

onde a constante, λ_A , destaca o caráter axial do acoplamento, e a quantidade, $\sigma^{\mu\nu}$, vale:

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu]. \quad (1.49)$$

Note que $(K_F)_{\mu\nu\alpha\beta}\gamma_5\sigma^{\mu\nu} F^{\alpha\beta}\Psi$ constitui uma generalização tensorial do termo usual de dipolo elétrico, $\sigma_{\mu\nu}\gamma_5 F^{\mu\nu}\Psi$. Usando as parametrizações (1.13)-(1.15), obtemos:

$$(K_F)_{\mu\nu\alpha\beta}\gamma_5\sigma^{\mu\nu} F^{\alpha\beta} = 2i\Sigma^j (\mathbb{E}^j - \mathbb{B}^j) + 2\alpha^j (\tilde{\mathbb{E}}^j - \tilde{\mathbb{B}}^j), \quad (1.50)$$

em que $\mathbb{E}^j, \mathbb{B}^j, \tilde{\mathbb{E}}^j, \tilde{\mathbb{B}}^j$ representam os campos rotacionados pelas matrizes 3×3 , que contém os coeficientes de VL, ou seja,

$$\mathbb{E}^k = (\kappa_{DE})_{kj} E^j, \quad \mathbb{B}^k = (\kappa_{DB})_{kj} B^j, \quad (1.51)$$

$$\tilde{\mathbb{E}}^k = (\kappa_{HE})_{kq} E^q, \quad \tilde{\mathbb{B}}^k = (\kappa_{HB})_{kp} B^p, \quad (1.52)$$

Aqui, usamos as convenções, $F_{0j} = E^j, F_{mn} = \epsilon_{mnp} B_p, \sigma^{0j} = i\alpha^j, \sigma^{ij} = \epsilon_{ijk} \Sigma^k$, e

$$\alpha^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ \sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \quad \Sigma^k = \begin{pmatrix} \sigma^k & 0 \\ 0 & \sigma^k \end{pmatrix}, \quad (1.53)$$

com $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ representando as matrizes de Pauli.

A Eq. (1.48) conduz ao seguinte hamiltoniano, não-relativístico, em primeira ordem nos parâmetros de VL:

$$\begin{aligned} H_{NR} = & \frac{1}{2m} \left[(\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2 - e(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}) \right] + eA_0 - \lambda_A(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbb{Z}) \\ & + \frac{\lambda_A}{m} \tilde{\mathbb{Z}} \cdot (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{p}) - \frac{e\lambda_A}{m} \tilde{\mathbb{Z}} \cdot (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{A}), \end{aligned} \quad (1.54)$$

onde o termo,

$$\lambda_A(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbb{Z}) = \lambda_A(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbb{E}) - \lambda_A(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbb{B}), \quad (1.55)$$

que pode ser reescrito na forma:

$$\lambda_A(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbb{Z}) = \lambda_A(\kappa_{DE})_{kj} \sigma^k E^j - \lambda_A(\kappa_{DB})_{kj} \sigma^k B^j, \quad (1.56)$$

gera contribuições de EDM e MDM em nível de árvore. Utilizando medidas experimentais do EDM e MDM do elétron, os autores obtiveram os limites superiores:

$$|\lambda_A(\kappa_{DB})_{33}| \leq 2,3 \times 10^{-20} (\text{eV})^{-1}, \quad (1.57)$$

$$|\lambda_A(\kappa_{DE})_{ii}| \leq 1.1 \times 10^{-24} (\text{eV})^{-1}. \quad (1.58)$$

<i>ANM</i>	$\lambda_A(\kappa_{DE})$	$\lambda_A(\kappa_{DB})$	$\lambda_A(\kappa_{HE})$	$\lambda_A(\kappa_{HB})$
<i>C</i>	+	+	+	+
<i>P</i>	-	+	+	-
<i>T</i>	-	+	+	-
<i>CPT</i>	+	+	+	+
<i>NM</i>	$\lambda(\kappa_{DE})$	$\lambda(\kappa_{DB})$	$\lambda(\kappa_{HE})$	$\lambda(\kappa_{HB})$
<i>C</i>	+	+	+	+
<i>P</i>	+	-	-	+
<i>T</i>	+	-	-	+
<i>CPT</i>	+	+	+	+

Tabela 1 – Classificação completa sob *C*, *P*, *T* para os coeficientes do acoplamento não-mínimo axial (ANM) e o acoplamento não-mínimo usual (NM).

Na ref. [54], foi introduzida uma nova proposta de ACNM, CPT-par, generalizado, de dimensão cinco, inserida na derivada covariante,

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu + i\lambda_1 T_{\mu\nu} F^{\nu\beta} \gamma^5 \gamma_\beta, \quad (1.59)$$

com $T_{\mu\nu}$ sendo um tensor de rank-2, adimensional, que viola a simetria de Lorentz, enquanto a constante λ_1 corresponde a um parâmetro real com dimensão: $[\lambda_1] = -1$. Todavia, a derivada covariante (1.59) não gera uma contribuição hermitiana à lagrangeana de Dirac. Portanto, com o objetivo de obter uma contribuição hermitiana, os autores trabalharam com a nova derivada covariante,

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu - \frac{i}{2} \lambda_1 (T_{\mu\nu} F^{\nu\beta} - T_{\beta\nu} F^\nu_\mu) \gamma_\beta \gamma^5, \quad (1.60)$$

obtida a partir da Eq. (1.59). A derivada covariante (1.60) implica na seguinte equação de Dirac modificada:

$$\begin{aligned} i\partial_t \Psi = & \left[\boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{\pi} + eA_0 + m\gamma^0 - \lambda_1 T_{00} E^j \gamma^0 \Sigma^j + \lambda_1 T_{ij} E^i \gamma^0 \Sigma^j \right. \\ & \left. - \lambda_1 \epsilon_{ijk} T_{0i} B^k \gamma^0 \Sigma^j + i\lambda_1 \epsilon_{jki} T_{j0} E^k \gamma^i + i\lambda_1 T B^k \gamma^k - i\lambda_1 T_{jk} B^j \gamma^k \right] \Psi, \end{aligned} \quad (1.61)$$

em que $T = \text{Tr}(T_{ij})$, a partir da qual se lê o hamiltoniano da teoria.

O hamiltoniano, não-relativístico, em primeira ordem nos parâmetros de VL, resulta igual a

$$H_{\text{NR}} = \frac{1}{2m} \left[\boldsymbol{\pi}^2 - e \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} \right] + eA_0 - \lambda_1 \left(T_{00} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E} + T_{0i} (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{B})^i - T_{ij} E^j \sigma^i \right) + \frac{1}{2m} \left[(\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\pi}) H_{12} - H_{12} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\pi}) \right], \quad (1.62)$$

onde observamos que os termos, $\lambda_1 T_{00} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E})$, $\lambda_1 T_{ij} E^j \sigma^i$, geram EDM ao elétron em nível de árvore. Fazendo uso de medidas experimentais de EDM do elétron, os autores determinaram os seguintes limites superiores:

$$|\lambda_1 T_{00}| \leq 3,8 \times 10^{-16} (\text{GeV})^{-1}, \quad (1.63)$$

$$|\lambda_1 T| \leq 1,1 \times 10^{-15} (\text{GeV})^{-1}, \quad (1.64)$$

com $T = \text{Tr}(T_{ij})$. Vários outros acoplamentos, não-mínimos, foram propostos e examinados na ref. [45].

Aqui, também, vale mencionar as extensões, não-mínimas, introduzidas por Kostelecký & Mewes nos setores fotônico [55] e de férmions [56], baseadas em derivadas superiores. Em 2009, Kostelecký & Mewes propuseram uma extensão, não-mínima, no setor de fótons [55], por meio da densidade lagrangeana:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \varepsilon^{\kappa\lambda\mu\nu} A_\lambda \left(\hat{k}_{AF} \right)_\kappa F_{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\kappa\lambda} \left(\hat{k}_F \right)^{\kappa\lambda\mu\nu} F_{\mu\nu}, \quad (1.65)$$

onde

$$\left(\hat{k}_{AF} \right)_\kappa = \sum_{d=\text{ímpar}} \left(k_{AF}^{(d)} \right)_\kappa^{\alpha_1 \dots \alpha_{(d-3)}} \partial_{\alpha_1} \dots \partial_{\alpha_{(d-3)}}, \quad (1.66)$$

com $d \geq 3$, e

$$\left(\hat{k}_F \right)^{\kappa\lambda\mu\nu} = \sum_{d=\text{par}} \left(k_F^{(d)} \right)^{\kappa\lambda\mu\nu\alpha_1 \dots \alpha_{(d-4)}} \partial_{\alpha_1} \dots \partial_{\alpha_{(d-4)}}, \quad (1.67)$$

com $d \geq 4$. Em 2013, esses autores introduziram uma extensão, não-mínima, para o setor fermiônico [56] através da densidade lagrangeana:

$$\mathcal{L}_{\text{Total}} = \frac{1}{2} \bar{\psi} \left(\gamma^\mu i \partial_\mu - M_\psi + \hat{\mathcal{Q}} \right) \psi + H.c., \quad (1.68)$$

em que

$$\hat{\mathcal{Q}} = \sum_I \hat{\mathcal{Q}}^I \gamma_I = \hat{S} + i \hat{\mathcal{P}} \gamma_5 + \hat{\mathcal{V}}^\mu \gamma_\mu + \hat{A}^\mu \gamma_5 \gamma_\mu + \frac{1}{2} \hat{\Gamma}^{\mu\nu} \sigma_{\mu\nu}, \quad (1.69)$$

onde

$$\hat{\mathcal{Q}}^I = \sum_{d=3}^{\infty} \hat{\mathcal{Q}}^{(d)I\alpha_1 \dots \alpha_{(d-3)}} p_{\alpha_1} \dots p_{\alpha_{(d-3)}}. \quad (1.70)$$

Kostelecký & Ding propuseram, recentemente, além das extensões não-mínimas nas refs. [55], [56] baseadas em derivadas de ordens superiores dentro dos setores fotônico e fermiônico, ACNMs, de dimensões cinco, e seis [57], seguindo a filosofia dos acoplamentos, não-mínimos, propostos inicialmente pelos grupos brasileiros em [53] [46], [51] [52] [54].

1.8 Violação de Lorentz no setor eletrofraco, momentos de dipolos magnéticos e elétricos, vector meson dominance (VMD) e organização desta tese

Investigações a respeito de violação de Lorentz no setor eletrofraco foram inicialmente desenvolvidas em conexão com decaimentos de mésons pi ($\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$), onde efeitos de VL foram considerados a nível do propagador de Feynman [58] do mediador W , $\langle W^{\mu\dagger} W^\nu \rangle = -i(g^{\mu\nu} + \chi^{\mu\nu})/M_W^2$, juntamente com contribuições, advindas do setor de Higgs e do vetor W :

$$\chi^{\mu\nu} = k_{\phi\phi}^{\mu\nu} - \frac{i}{2g} k_{\phi W}^{\mu\nu} + k_W^{\alpha\mu\beta\nu} p_\alpha p_\beta. \quad (1.71)$$

Comparações com dados experimentais levaram a limites superiores de 1 parte em 10^4 . Contribuições dos coeficientes, CPT-pares, k_W , presentes na Eq. (1.36), ao propagador do W , $\langle W^{\mu\dagger} W^\nu \rangle = -i(g^{\mu\nu} + \chi^{\mu\nu})/M_W^2$, em conjunto com contribuições, provenientes dos coeficientes, $k_{\phi\phi}$, $k_{\phi W}$, vide Eq. (1.42), do setor de Higgs do MPEm foram mais explicitamente consideradas na referência [59], com implicações em decaimentos nucleares permitidos e decaimentos β proibidos. Esse formalismo também foi usado: (i) para reinterpretar experimentos, dedicados à busca por direções preferenciais nos decaimentos β proibidos, gerando limites superiores da ordem de 10^{-8} nos parâmetros do VL [60]; (ii) restringir assimetrias na taxa de decaimento β , atingindo limites superiores da ordem de 1 parte em 10^6 [61]; (iii) estudar isótopos submetidos à captura de elétrons orbitais, e permitir experimentos com altas taxas de decaimento [62]; (iv) analisar os efeitos de VL sobre o decaimento do káon, e avaliar as assimetrias no tempo de vida desse méson [63]. Outro estudo interessante considerou os coeficientes de VL, $(c_L)_{\mu\nu AB}$, do setor leptônico (1.33), com o mesmo sabor ($A = B$),

$$\mathcal{L}_{lépton} = ic_{\alpha\beta} [i\bar{\psi}\gamma^\alpha\partial^\beta\psi + i\bar{\psi}_\nu\gamma^\alpha\partial^\beta\psi_\nu + \bar{\psi}_{(L)}\gamma^\alpha W^{\beta(-)}\psi_{\nu(L)} + i\bar{\psi}_{\nu(L)}\gamma^\alpha W^{\beta(+)}\psi_{(L)}], \quad (1.72)$$

onde $\psi, \psi_\nu, \psi_{(L)}$ representam léptons, neutrinos e léptons de helicidade esquerda (de um determinado sabor), para examinar os efeitos na taxa de decaimento do pion [64], atingindo limites superiores da ordem de 10^{-4} .

Investigações recentes examinaram a possibilidade de termos de VL no setor eletrofraco viabilizarem processos proibidos ($Z_0 \rightarrow \gamma + \gamma$) [65] ou modificar reações como $\gamma + e \rightarrow W + \nu_e$, $\gamma + \gamma \rightarrow W + W$ [65]. Decaimentos que violam o sabor leptônico, desencadeados por termos, pertencentes ao setor de Higgs, renormalizáveis e não renormalizáveis (de dimensão cinco), foram recentemente também considerados [66]. Contribuições do bóson Z_0 , em nível de árvore, ao espalhamento de Möller polarizado foram consideradas, permitindo assim melhorar os limites superiores para k_W em duas ordens de grandeza [67]. A influência da violação de Lorentz nas oscilações dos neutrinos foi também sondada usando um formalismo distinto [68].

A física do momento de dipolo elétrico (*electric dipole moment-EDM*) é um amplo campo de investigação [69–72] profundamente conectado a experimentos precisos e física além do Modelo Padrão [73]. O EDM tem como assinatura a violação das simetrias de paridade (P) e inversão temporal (T), preservando a conjugação de carga (C) e a simetria CPT . No contexto relativístico, o momento de dipolo elétrico, $\mathbf{d} = g(q/2m)\mathbf{S}$, produz a interação, $d(\boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{E})$, com d , \mathbf{E} , e $\boldsymbol{\Sigma}$, sendo o

módulo de EDM, o campo elétrico e o operador de spin de Dirac respectivamente. A lagrangeana, associada a efeitos de EDM, é representada pelo termo de dimensão cinco, $d(\bar{\psi}i\sigma_{\mu\nu}\gamma_5 F^{\mu\nu}\psi)$, onde ψ corresponde a um espinor de Dirac. Devemos mencionar que a estrutura de EDM é gerada por correções radioativas apenas na ordem de quatro *loops* [72, 74], de forma que sua magnitude (para o elétron) é de cerca de $d_e \simeq 10^{-38} e \cdot cm$ na estrutura do MP. As medições de EDM foram aprimoradas progressivamente [75], atingindo o nível de $10^{-29} e \cdot cm$ para o EDM do elétron [76], e $10^{-30} e \cdot cm$ para o EDM nuclear, ^{199}Hg [77]. Cada ordem de melhoria de magnitude nos experimentos de EDM leva a fortes consequências fenomenológicas em uma diversidade de teorias que violam o *CP*. A lacuna de sete ordens de magnitude ainda remanescente entre os dados experimentais e as previsões teóricas para o EDM de elétrons permite novos mecanismos de violação de *CP*, além das fontes usuais de violação de *CP* já embutidas no MP. Essas fontes podem ser relevantes para explicar a assimetria bariônica observada no universo, uma questão possivelmente conectada a axions, e o problema forte de *CP* [78]. Os EDMs do Muon [79] e do tau [80–82] também estão sob intensa investigação em relação à física do MP e além do MP.

Momento de dipolo magnético (*magnetic dipole moment*-MDM) corresponde a uma quantidade escrita como $\mu = g\mu_B\mathbf{S}$, onde $\mu_B = q/2m$ representa o magneto de Bohr, e $g = 2(1+a)$ indica o fator giromagnético. Aqui, $a = \alpha/2\pi \simeq 0,00116$ representa o desvio do valor usual de Dirac, $g = 2$. A interação magnética relativística, $\mu(\boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{B})$, possui a forma lagrangeana, $\mu(\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\psi)$, que aparece na estrutura do MP na ordem de um *loop*. Para o MDM de elétrons, existem cálculos teóricos muito precisos [83], que apresentam concordância surpreendente com medidas experimentais [84] no nível de 1 parte em 10^{12} . A imprecisão experimental no MDM eletrônico está no nível de 2,8 partes em 10^{13} [84], ou seja, $\Delta a \leq 2.8 \times 10^{-13}$, sendo este valor um limite para novas teorias com repercussões neste tipo de interação. Em relação ao múon do MDM, a concordância entre cálculos teóricos e medidas experimentais é menor, embora ainda impressionante. Conforme observado para qualquer lépton, a previsão do MP para o fator do muon, $a_\mu = (g-2)/2$, é composta de três termos, $a_\mu^{MP} = a_\mu^{QED} + a_\mu^{EW} + a_\mu^{Had}$, decorrentes de avaliações radiativas na eletrodinâmica quântica, nos setores eletrofraco e hadrônico, produzindo o valor: $a_\mu^{MP} = 116591830 \times 10^{-11}$. Medidas muito precisas foram obtidas analisando a precessão de múons em um campo magnético constante em anéis de armazenamento: $a_\mu^{\text{exp}} = 11659209 \times 10^{-10}$ [85, 86]. A discrepância teórica / experimental, $\Delta a_\mu = a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{MP} \simeq 260 \times 10^{-11}$, é quase 10^4 maior do que a observada para o elétron, sendo um tópico de investigação intensa na física contemporânea. Essa discrepância pode ser atribuída a *loops* de partículas supersimétricas [87] ou à nova física, como cenários de matéria escura, onde um fóton de matéria escura clara poderia se acoplar a partículas físicas conhecidas [88], gerando contribuições adicionais de MDM.

A violação da simetria de Lorentz pode funcionar como uma fonte de violação de *CP* e gerar EDM através de correções radiativas [89], ou mesmo em nível de árvore por meio de acoplamentos, não-mínimos, de dimensão cinco. Acoplamentos, não-mínimos, de dimensão cinco, foram propostos como interações da QED não usuais entre férmions e fótons, produzindo lagrangeanas de EDM como $\lambda\bar{\psi}(K_F)_{\mu\nu\alpha\beta}\Gamma^{\mu\nu}F^{\alpha\beta}\psi$, $\lambda_1\bar{\psi}T_{\mu\alpha}F^{\alpha\nu}\Gamma^{\mu\nu}\psi$, onde $(K_F)_{\mu\nu\alpha\beta}$ e $T_{\mu\alpha}$ são tensores, CPT-pares com VL, em que $\Gamma^{\mu\nu} = \sigma^{\mu\nu}$ ou $\sigma^{\mu\nu}\gamma_5$ [91]. Dados experimentais de EDM de elétrons levam a limites superiores de $10^{-25} (\text{eV})^{-1}$ na magnitude desses acoplamentos. Considerando o teorema de triagem de Schiff [92], as interações eletrostáticas anisotrópicas foram

levadas em consideração a fim de engendrar correções de VL no EDM nuclear e no momento de Schiff [93]. Recentemente, acoplamentos, não-mínimos, de dimensão seis, entre férmions, foram propostos [94] e limitados no nível de $10^{-15} \text{ (GeV)}^{-2}$ por dados de EDM [95], considerando esses acoplamentos como interações atômicas, P -ímpar e T -ímpar, do tipo elétron-núcleon. As contribuições de VL à física de MDM também foram examinadas [96, 97].

Considerando o Modelo Padrão tratado como uma teoria efetiva em baixas energias, vale a pena considerar termos de dimensões mais altas em sua lagrangeana. Extensões do modelo eletrofraco, contendo termos de dimensões superiores (principalmente de dimensão seis), vêm sendo analisadas como teorias efetivas desde os anos 1980 [98]. Listas de acoplamentos fortes e eletrofracos, de dimensão seis, foram apresentadas e atualizadas de modo a envolver a física do quark top e interações com Higgs [99, 100]. Os acoplamentos que violam CP no setor de Higgs, compreendendo interações envolvendo quarks e o lépton tau, também são representados por operadores de dimensão seis. Tais acoplamentos podem gerar EDM, fornecendo uma rota eficaz para restringi-lo [101]. Alguns dos melhores limites nas interações anômalas de Higgs, que violam CP , advêm de medições de EDM. Uma pletera de termos de dimensão seis produzindo bariogênese eletrofraca e violação de CP foi considerada em conexão com a assimetria bariônica do universo [102]. O papel da física de EDM, nas interações e na bariogênese eletrofracas, tem sido uma questão atual nos últimos anos [103, 104].

No setor eletrofraco, o momento de dipolo magnético fraco (*weak magnetic dipole moment*-WMDM) e a interação de dipolo elétrico fraco (*weak electric dipole moment*-WEDM) envolvem interação com o campo do bóson Z , sendo dados pela lagrangeana efetiva [105, 106]:

$$\mathcal{L}_{EW} = \frac{1}{\sin 2\theta} \bar{\psi} \left[\alpha_w \frac{e}{2m_l} \sigma^{\mu\nu} Z_{\mu\nu} + id_w \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 Z_{\mu\nu} \right] \psi, \quad (1.73)$$

onde α_w e d_w representam as magnitudes de WMDM e WEDM, θ indica o ângulo de Weinberg, enquanto que $Z_{\mu\nu}$ vem a ser o *field strength*, associado ao grupo $U(1)$. Experimentos de altas energias para restringir EDM e WEDM são baseados na busca por fontes eletrofracas que violam CP , cujas escalas de magnitude são a massa do lépton (sendo mais significativo para o tau). Dados de EDM, WEDM e WMDM do Tau são obtidos a partir de espalhamentos elétron-pósitron, $e^- + e^+ \rightarrow \tau^+ + \tau^-$, $e^- + e^+ \rightarrow \tau^+ + \tau^- + e^- + e^+$ [81, 82], [105, 106]. Esses experimentos dão origem a $\alpha_\tau^w < 1 \times 10^{-3}$ e $d_\tau^w < 10^{-17} e \cdot \text{cm}$.

A interação do fóton com a matéria hadrônica é um dos principais aspectos da física de hádrons. Algumas aplicações do estudo dessa interação englobam a contribuição hadrônica para a relação giromagnética do muon [107], investigações a respeito da estrutura intrínseca do núcleon [108] e modificações de hádrons *in-medium* [109]. Na escala de energia abaixo de 1 GeV, os mésons vetoriais neutros desempenham um papel importante nessa interação, sendo esta bem descrita por modelos que incorporam o conceito de *vector meson dominance* (VMD), que propõe a mediação de todas as interações entre fótons e hádrons, nessa faixa de energia, através de mésons vetoriais neutros.

O primeiro modelo envolvendo VMD foi estudado por Sakurai [110, 111], onde abordou as interações hádron-méson vetorial de forma análoga às interações elétron-fóton na Eletrodinâmica Quântica. Kroll, Lee e Zumino [112] propuseram uma teoria quântica de campos abelianos

renormalizável para píons e mésons vetoriais neutros. Apesar do termo de massa para o bóson de calibre, a renormalização é assegurada devido ao acoplamento com uma corrente conservada [113, 114]. Alguns resultados importantes, provenientes do modelo de KLZ, envolvem o cálculo da auto-energia do méson ρ no nível de 1 *loop*, por Gale e Kapusta [115]; a obtenção do fator de forma eletromagnético do pión em boa concordância com dados experimentais no regime tipo-tempo e a determinação do raio quadrático médio do pión: $\langle r_\pi^2 \rangle|_{VMD} = 0.39 \text{ fm}^2$, que é próximo ao valor experimental: $\langle r_\pi^2 \rangle|_{Exp} = 0.439 \pm 0.008 \text{ fm}^2$ [116, 117]. Vale acrescentar que este fator de forma resulta consistente com a fórmula conhecida de Gounaris-Sakurai perto do pico do méson ρ [118, 119].

O fator de forma do pión também está diretamente relacionado à contribuição hadrônica da polarização de vácuo para o momento magnético anômalo do múon [120], que é atualmente medido com grande precisão [121]:

$$10^{11} \times a_\mu(\text{Exp}) = 116592080 \pm 60. \quad (1.74)$$

Esse preciso valor experimental pode ser comparado com o valor teórico, proveniente do MP, dado por

$$a_\mu(\text{The}) = 1165979 \times 10^{-11}, \quad (1.75)$$

da ordem de

$$a_\mu(\text{Exp}) - a_\mu(\text{The}) = 290 \times 10^{-11}, \quad (1.76)$$

o que representa uma discrepância de 2.3σ a 3.3σ [34]. A previsão para o momento magnético do múon, advinda do MP, é convenientemente separada em três partes: a parte eletromagnética (QED), a parte fraca (EW) e a parte hadrônica (had). As contribuições eletromagnética, fraca e hadrônica [122, 123] para a_μ , são dadas por

$$10^{11} \times a_\mu(\text{QED}) = 116584719 \pm 1.8, \quad (1.77)$$

$$10^{11} \times a_\mu(\text{EW}) = 152 \pm 3, \quad (1.78)$$

$$10^{11} \times a_\mu(\text{had}) = 7209 \pm 60. \quad (1.79)$$

Efeitos de violação das simetrias de Lorentz/CPT têm sido intensivamente estudados, principalmente nos setores fotônico e de férmions do MP, sendo setores como o eletrofraco e o hadrônico bem menos explorados. Antes do início do desenvolvimento das atividades desta tese, ainda não havia propostas de acoplamentos, não-mínimos, com VL, para esses dois últimos setores. Sendo assim, visando preencher essa lacuna, envolvendo a temática de violação das simetrias de Lorentz/CPT na literatura, nesta tese apresentamos propostas de interações, não-mínimas, de dimensão cinco, totalmente originais nos setores eletrofraco e de hádrons.

Organizamos essa tese da seguinte forma: no capítulo (2), apresentamos uma breve revisão sobre pontos essenciais do modelo de GSW (modelo que melhor descreve a interação eletrofraca entre os léptons). No capítulo (3), introduzimos duas possibilidades de interações, não-mínimas, CPT-ímpares, de dimensão cinco, entre os léptons e os bósons vetoriais no contexto da derivada

covariante do modelo de GSW. A primeira possibilidade de acoplamento NM, no setor $U(1)_Y$ do modelo GSW, gera a seguinte derivada covariante modificada:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - i\frac{g'}{2}YB_\mu + ig'_2YB_{\mu\nu}C^\nu, \quad (1.80)$$

com C^ν sendo um 4-vetor fixo que estabelece uma direção privilegiada no espaço-tempo, violando assim simetria de Lorentz. Essa proposta de ACNM induz contribuições de VL ao setor de interação entre os léptons e os bósons de *gauge* da forma:

$$\mathcal{L}_{VL(1)} = J_{EM(VL)}^{(l)\nu}A_\nu + J_{0(VL)}^{(l)\nu}Z_\nu, \quad (1.81)$$

em que $J_{EM(VL)}^{(l)\nu}$ e $J_{0(VL)}^{(l)\nu}$ indicam, respectivamente, correções de VL à corrente eletromagnética e à corrente neutra, exibidas em detalhes nas Eqs. (3.3) e (3.4).

A segunda possibilidade de interação, não-mínima, invariante de *gauge* no setor $SU(2)_L$ do modelo de GSW, é proposta como

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - i\frac{g'}{2}YB_\mu + ig'_3(\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_{\mu\nu})V^\nu, \quad (1.82)$$

onde V^ν é um 4-vetor que viola a simetria de Lorentz. Essa segunda proposta de ACNM gera contribuições de VL ao setor de interação entre os léptons e os bósons de *gauge* da forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{VL(2)} = & \mathcal{J}_{+(VL)}^{(l)\nu}W_\nu^+ + \mathcal{J}_{-(VL)}^{(l)\nu}W_\nu^- + \mathcal{J}_{0(VL)}^{(l)\nu}Z_\nu + \mathcal{J}_{EM(VL)}^{(l)\nu}A_\nu + \mathcal{J}_{EM(+)(VL)}^{(l)\mu\nu}W_\mu^+A_\nu \\ & + \mathcal{J}_{EM(-)(VL)}^{(l)\mu\nu}W_\nu^-A_\mu + \mathcal{J}_{0(+)(VL)}^{(l)\mu\nu}W_\mu^+Z_\nu + \mathcal{J}_{0(-)(VL)}^{(l)\mu\nu}W_\nu^-Z_\mu + \mathcal{J}_{-+(VL)}^{(l)\mu\nu}W^-W_\nu^+, \end{aligned} \quad (1.83)$$

em que $\mathcal{J}_{\pm(VL)}^{(l)\nu}$, $\mathcal{J}_{0(VL)}^{(l)\nu}$ e $\mathcal{J}_{EM(VL)}^{(l)\nu}$ correspondem, respectivamente, a correções de VL às correntes fracamente carregada, neutra e eletromagnética, dadas nas Eqs. (3.78), (3.79), (3.80) e (3.81).

Após determinarmos as contribuições de VL às correntes eletrofracas, obtemos as correções de VL às taxas de decaimento dos seguintes mediadores: $Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$ e $W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$. Usando estes resultados e a incerteza experimental nas medições, limitamos a magnitude dos parâmetros de VL, impondo limites superiores (*upper bounds*) da ordem de até $10^{-5} (GeV)^{-1}$.

No capítulo (4), revisamos os conceitos de MDM, EDM, WMDM e WEDM, bem como propusemos o acoplamento de rank-3,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(3)}^{CPT-imp} = & -g'_2Y_L\bar{L}_l \left(\gamma^\mu B^{\alpha\beta} H_{\mu\alpha\beta} \right) L_l \\ & - g'_2Y_R\bar{R}_l \left(\gamma^\mu B^{\alpha\beta} H_{\mu\alpha\beta} \right) R_l, \end{aligned} \quad (1.84)$$

juntamente com os seguintes acoplamentos de rank-2,

$$\mathcal{L}_{(2)l}^{CPT-par} = \lambda_l\bar{\psi}_l \left[\sigma^{\mu\beta}T_{\mu\nu}B^\nu{}_\beta - i\sigma^{\mu\beta}\gamma_5R_{\mu\nu}B^\nu{}_\beta \right] \psi_l, \quad (1.85)$$

$$\mathcal{L}_{(2)\nu}^{CPT-par} = \lambda_{\nu_l}\bar{\psi}_{\nu_l} \left[\sigma^{\mu\beta}T_{\mu\nu}B^\nu{}_\beta - i\sigma^{\mu\beta}\gamma_5R_{\mu\nu}B^\nu{}_\beta \right] \psi_{\nu_l}, \quad (1.86)$$

e os acoplamentos de rank-4:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(4)}^{CPT-par} = & \frac{\lambda_l}{2}\bar{\psi}_l \left[\sigma^{\mu\nu}K_{\mu\nu\alpha\beta}B^{\alpha\beta} + i\sigma^{\mu\nu}\gamma_5\bar{K}_{\mu\nu\alpha\beta}B^{\alpha\beta} \right] \psi_l \\ & + \frac{\lambda_{\nu_l}}{2}\bar{\psi}_{\nu_l} \left[\sigma^{\mu\nu}K_{\mu\nu\alpha\beta}B^{\alpha\beta} + i\sigma^{\mu\nu}\gamma_5\bar{K}_{\mu\nu\alpha\beta}B^{\alpha\beta} \right] \psi_{\nu_l}. \end{aligned} \quad (1.87)$$

Nas Eqs. (1.84), (1.85), (1.86) e (1.87), os tensores, $H_{\mu\alpha\beta}$, $T_{\mu\nu}$, $R_{\mu\nu}$, $K_{\mu\nu\alpha\beta}$ e $\bar{K}_{\mu\nu\alpha\beta}$, são campos de fundo que violam a simetria de Lorentz. Uma vez propostos esses acoplamentos, estudamos a possibilidade de geração de EDM por parte deles e da interação, não-mínima, de rank-1,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{VL(1)} = & \frac{1}{2} g'_1 \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} B_{\mu\nu} C^\nu \\ & + \frac{1}{2} g'_1 \bar{\psi}_l \gamma^\mu (3 + \gamma_5) \psi_l B_{\mu\nu} C^\nu, \end{aligned} \quad (1.88)$$

proveniente da introdução da derivada covariante, $D_\mu = \partial_\mu - ig\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - i\frac{g'}{2}YB_\mu + ig'_2YB_{\mu\nu}C^\nu$, no setor $U(1)_Y$ do modelo GSW.

Constatamos que, entre esses últimos acoplamentos, aqueles de rank-1 (1.88) e rank-3 (1.84) não exibem assinatura de EDM como ocorre com os acoplamentos de rank-2 (1.85), (1.86) e rank-4 (1.87). Utilizando as medidas de EDM de elétrons, que representam o menor limite de EDM já estabelecido, $d_e < 1.1 \times 10^{-29} e \cdot cm$ [76], obtemos –para o ACNM de rank-2 (1.85)– o limite superior:

$$\left| \lambda_e \left(R_{00} - \frac{1}{3} R \right) \right| < 2 \times 10^{-16} (\text{GeV})^{-1}, \quad (1.89)$$

onde $R = R_{ii} = \text{Tr}(R_{ii})$ corresponde ao traço do setor espacial de $R_{\mu\nu}$.

Quanto aos ACNMs, de rank-4, verificamos que esses acoplamentos recuperam as interações, não-mínimas, de rank-2 (1.85) e (1.86), se o tensor de rank-4 for escrito segundo as prescrições:

$$(K)_{\mu\nu\alpha\beta} = \frac{1}{2} (g_{\mu\alpha} T_{\nu\beta} - g_{\mu\beta} T_{\nu\alpha} + g_{\nu\beta} T_{\mu\alpha} - g_{\nu\alpha} T_{\mu\beta}), \quad (1.90)$$

$$(\bar{K})_{\mu\nu\alpha\beta} = \frac{1}{2} (g_{\mu\alpha} R_{\nu\beta} - g_{\mu\beta} R_{\nu\alpha} + g_{\nu\beta} R_{\mu\alpha} - g_{\nu\alpha} R_{\mu\beta}), \quad (1.91)$$

onde os tensores $T_{\nu\beta}$ e $R_{\nu\beta}$ agora são simétricos e com traços nulos.

Portanto, os limites superiores encontrados para os ACMNs, de rank-2 (1.85) e (1.86), são válidos de forma equivalente para algumas componentes de $(K)_{\mu\nu\alpha\beta}$. Por exemplo, $T_{jj} = (K)_{0j0j} - (K)_{n_j n_j}$, tal que o limite superior para WEDM (4.115) leva a

$$\lambda_\tau |(K)_{0j0j} - (K)_{n_j n_j}| < 3 \times 10^{-4} (\text{GeV})^{-1}. \quad (1.92)$$

No capítulo (5), apresentamos o modelo de KLZ com VMD, descrevendo a interação eletromagnética entre píons por meio da mediação de mésons ρ , bem como introduzimos duas propostas de interações, não-mínimas, (de dimensão cinco), CPT-ímpares, através da seguinte derivada covariante modificada:

$$D_\mu = (\partial_\mu + ig_{\rho\pi\pi}\rho_\mu + ieA_\mu + i\bar{g}\rho_{\mu\nu}\xi^\nu + i\tilde{g}F_{\mu\nu}\xi^\nu), \quad (1.93)$$

onde ξ^ν desempenhado o papel de um 4-vetor que induz uma direção privilegiada no espaço-tempo, violando a simetria de Lorentz. A derivada covariante (1.93) gera os seguintes termos, de dimensão 5, na densidade lagrangeana do modelo:

$$\mathcal{L}_{LV(3)} = \bar{g} J_\pi^\mu \rho_{\mu\nu} \xi^\nu + \tilde{g} J_\pi^\mu F_{\mu\nu} \xi^\nu. \quad (1.94)$$

A inserção do ACNM, $\tilde{g}J_\pi^\mu F_{\mu\nu}\xi^\nu$, mostrou-se necessária à preservação do conceito de VMD no modelo com violação de Lorentz devido à introdução prévia do acoplamento, $\bar{g}J_\pi^\mu \rho_{\mu\nu}\xi^\nu$. Nesse capítulo, ainda determinamos as contribuições de VL, advindas do ACNM, $\bar{g}J_\pi^\mu \rho_{\mu\nu}\xi^\nu$, à taxa de decaimento do processo ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$) e ao momento magnético anômalo do múon através do canal ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$). Utilizando as incertezas nas medidas experimentais dessa taxa de decaimento e do momento magnético anômalo do múon, obtemos, respectivamente, os limites superiores: $\bar{g}\xi_0 < 5,0 \times 10^{-1} (GeV)^{-1}$ e $\bar{g}\xi_0 < 2,0 \times 10^{-1} (GeV)^{-1}$ para nosso parâmetro de VL.

Finalizamos com a conclusão, no capítulo (6), onde mencionamos que as propostas de trabalho desta tese produziram resultados publicados em periódicos indexados de grande impacto: as propostas de ACNMs, CPT-ímpares, de dimensão cinco no setor eletrofraco foram responsáveis por um trabalho publicado no *Physical Review D (Rapid Communications)* sob o título: **Constraining CPT-odd nonminimal interactions in the electroweak sector** [124]; por outro lado, as propostas de interações, não-mínimas, CPT-ímpares, de dimensão cinco, no modelo de KLZ dotado de VMD, geraram um trabalho publicado na *Nuclear Physics B* sob o título: **A dimension five Lorentz-violating nonminimal coupling for mesons in the KLZ model** [125]; já os acoplamentos, não-mínimos, de dimensão cinco, com VL e geração de MDM e EDM no setor eletrofraco, propostos no capítulo (4), deram origem a um trabalho publicado na *Physics Letters B* sob o título: **Constraining EDM and MDM lepton dimension-five interactions in the electroweak sector** [126]. Na conclusão, também fornecemos perspectivas de novas propostas de trabalho envolvendo interações, não-mínimas, com VL.

2 Modelo eletrofraco de Glashow-Salam-Weinberg (GSW)

Atualmente, as partículas consideradas elementares (ou seja, sem estrutura interna) podem ser divididas em dois grupos: léptons e quarks, estes últimos formam os hádrons: partículas que bem como os quarks sofrem ação de todas as quatro interações fundamentais, embora a gravitação não seja relevante, e, portanto, não será considerada. Diferentemente dos hádrons e quarks, os léptons não interagem fortemente, apenas eletrofracamente. Neste capítulo, apresentamos o modelo de Glashow-Salam-Weinberg, que melhor descreve a interação eletrofraca entre as partículas (léptons, quarks, hádrons). Todavia, focamos na descrição eletrofraca envolvendo somente os léptons.

2.1 A interação fraca

A interação fraca é responsável por parte dos decaimentos de partículas (uma vez que alguns decaimentos ocorrem devido à interação forte). Recebeu essa denominação por ser uma das interações fundamentais mais fracas, sendo mais forte somente que a gravitação. Esta interação certamente exibe um comportamento bem singular em relação às demais interações fundamentais: enquanto a interação forte agrega os prótons no núcleo atômico, a interação eletromagnética forma os átomos, moléculas e as estruturas que compõem a matéria a nível macroscópico, a gravitação constitui estrelas, galáxias, aglomerados de galáxias, a interação fraca é a única que não forma estados ligados. Seus processos detêm uma faixa de tempo mais ampla que os processos eletromagnéticos e fortes, que apresentam durações típicas da ordem de $10^{-16}s$ e $10^{-23}s$. O tempo de decaimento do múon, que ocorre via interação fraca, é da ordem de $10^{-6}s$, o processo de decaimento do nêutron é da ordem de 10^2s , 10 ordens de grandeza maior que os processos eletromagnéticos. Outra propriedade que a difere das demais interações fundamentais é o fato de mudar o sabor das partículas, envolvidas em processos eletrofracos: no decaimento beta, por exemplo, um quark d constituinte de um nêutron (formado pelos três quarks: udd) decai em um quark u para formar um próton (com estrutura de quarks: uud). Todavia, quando dois elétrons trocam um fóton, permanecem elétrons, da mesma forma que dois quarks, ao trocarem glúons, sofrem apenas mudança de cor, mantendo seus sabores inalterados. A interação fraca é a única interação fundamental a violar a simetria de paridade (P) [127], apresentando também violação de CP [128].

O entendimento da interação fraca como uma interação fundamental responsável pelos decaimentos de partículas ocorreu a partir do ano de 1933, quando o físico italiano, Enrico Fermi¹, formulou um modelo visando descrever o decaimento beta [129]. Fermi propôs uma lagrangeana

¹ Enrico Fermi (Roma, 29 de setembro de 1901 — Chicago, 28 de novembro de 1954) foi um físico italiano naturalizado estadunidense, destacou-se pelo seu trabalho sobre o desenvolvimento do primeiro reator nuclear, e pela sua contribuição ao desenvolvimento da teoria quântica, física de partículas, e mecânica estatística. Doutorou-se na Universidade de Pisa e recebeu o Prêmio Nobel de Física em 1938.

para esse processo da forma:

$$\mathcal{L}_{weak} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left(\bar{\psi}_p \gamma_\mu \psi_n \right) \left(\bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_{\nu_e} \right), \quad (2.1)$$

onde G_F é a constante de Fermi e $\psi_p, \psi_n, \psi_e, \psi_{\nu_e}$ são espiniores de Dirac descrevendo, respectivamente, o próton, o nêutron, o elétron e o neutrino, sendo todos avaliados no mesmo ponto do espaço-tempo. Os neutrinos foram nomeados por Fermi, depois de terem sua existência postulada pelo físico austríaco, Wolfgang Ernst Pauli², em 1930 [130], sendo detectados somente em 1959. A lagrangeana introduzida por Fermi, Eq. (2.1), possui apenas termos vetoriais. Em 1936, Gamow and Teller [131] propuseram a seguinte generalização para a Eq. (2.1):

$$\mathcal{L}_{weak} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i C_i \left(\bar{\psi}_p \Gamma^i \psi_n \right) \left(\bar{\psi}_e \Gamma^i \psi_{\nu_e} \right). \quad (2.2)$$

em que temos: $i = S, P, V, A, T$ denotando respectivamente os termos escalares, pseudo-escalares, vetoriais, axiais e tensoriais explicitados abaixo:

$$\Gamma^S = 1, \quad \Gamma^P = \gamma_5, \quad \Gamma_\mu^V = \gamma_\mu, \quad \Gamma_\mu^A = \gamma_5 \gamma_\mu, \quad \Gamma_{\mu\nu}^T = \sigma_{\mu\nu}, \quad (2.3)$$

com $\sigma_{\mu\nu}$ fornecido pela Eq. (1.49).

Em 1957, obteve-se a primeira confirmação experimental de violação de paridade em decaimentos fracos [132], indicando assim a necessidade de um termo dependente de γ_5 na corrente fraca, de forma que a lagrangeana (2.2) seja reescrita como

$$\mathcal{L}_{weak} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i C_i \left(\bar{\psi}_p \Gamma^i \psi_n \right) \left[\bar{\psi}_e \Gamma^i (1 \pm \gamma_5) \psi_{\nu_e} \right], \quad (2.4)$$

onde, para cada valor de Γ^i , os acoplamentos, $\bar{\psi}_e \Gamma^i \psi_{\nu_e}$, $\pm \bar{\psi}_e \Gamma^i \gamma_5 \psi_{\nu_e}$, exibem paridades opostas, de forma que a lagrangeana (2.4) resulte não invariante por paridade.

Posteriormente, experimentos envolvendo decaimento β demonstraram que a interação fraca era de natureza predominantemente vetorial e axial ($V - A$). Resultados provenientes de decaimento β foram bem relevantes para o desenvolvimento da teoria de interações fracas. O motivo para tal é parcialmente histórico, uma vez que até o advento de aceleradores de partículas com energias suficientemente altas, esse tipo de decaimento fornecia os dados experimentais mais simples e abundantes para estudar-se a interação fraca. Uma vez estabelecida a natureza vetorial e axial da interação fraca, Feynman e Gell-Mann, em 1958, apresentaram um formalismo, conhecido como teoria $V - A$, com a finalidade de descrevê-la. A lagrangeana da teoria, $V - A$, pode ser escrita como

$$\mathcal{L}_{weak} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left(J^{(l)\mu} J_\mu^{(l)\dagger} + h.c \right), \quad (2.5)$$

em que $h.c$ indica o conjugado hermitiano de $J^{(l)\mu} J_\mu^{(l)\dagger}$, e temos a corrente:

$$J^{(l)\mu} = \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l. \quad (2.6)$$

A teoria, $V - A$, revelou-se bem sucedida em descrever uma parte dos processos fracos: aqueles que envolvem uma quantidade de 4-momento transferida pequena, isto é, de uns poucos GeV ,

² Wolfgang Ernst Pauli (Viena, 25 de abril de 1900 — Zurique, 15 de dezembro de 1958) foi um físico austríaco conhecido principalmente por seu trabalho na teoria do spin do elétron.

não fornecendo assim uma descrição completa da interação fraca, o que se deve ao fato dessa teoria apresentar basicamente dois grandes problemas.

O primeiro problema da teoria, $V - A$, consiste em uma inconsistência fenomenológica, relacionada a sua não incorporação de correntes fracas neutras, tipo de corrente fraca detectada somente no experimento Gargamelle, em 1973, no CERN [133]. Correntes neutras recebem essa denominação por exibirem carga elétrica resultante nula, como um exemplo desse tipo de corrente, podemos citar a corrente eletromagnética,

$$J_{EM}^\mu = -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi. \quad (2.7)$$

Para entendermos melhor o significado por trás da terminologia corrente neutra, lembremos que os espiniores de Dirac se transformam da forma,

$$\psi' = e^{i\beta q}\psi, \quad (2.8)$$

onde β é o parâmetro da transformação, e q corresponde à carga do férmion representado pelo espinor ψ , tal que seja possível associar a carga q ao espinor ψ . Sendo assim, podemos escrever a seguinte transformação para os espiniores $\bar{\psi}$:

$$\bar{\psi}' = e^{-i\beta q}\bar{\psi} = e^{i\beta q'}\bar{\psi}, \quad (2.9)$$

com $q' = -q$ indicando a carga associada ao espinor $\bar{\psi}$. Logo, correntes com a mesma estrutura da corrente eletromagnética (2.7) resultam neutras, pois a carga q , associada ao espinor ψ , cancela-se com a carga $-q$ devido ao espinor $\bar{\psi}$. Além da corrente eletromagnética (2.7), podemos citar também, como exemplo de correntes neutras, as correntes leptônicas,

$$\bar{\psi}_{\nu_l}\gamma^\mu(1-\gamma_5)\psi_{\nu_l}, \bar{\psi}_l\gamma^\mu(1-\gamma_5)\psi_l. \quad (2.10)$$

O segundo problema provém da estrutura, corrente \times corrente, da lagrangeana da teoria, $V - A$, dada na Eq. (2.5), que prescinde do uso de propagadores, uma vez que os campos interagem no mesmo ponto do espaço-tempo. Essa estrutura leva à divergências em contribuições de ordens superiores para alguns processos.

As duas inconsistências da teoria, $V - A$, mencionadas vieram a ser resolvidas pelo modelo de Glashow-Salam-Weinberg (GSW), o mais bem sucedido na descrição mútua das interações elétricas e fracas, que, além de incorporar correntes fracas neutras, descreve a interação eletrofraca entre partículas por intermédio da mediação dos bósons carregados W^\pm e do bóson neutro Z_0 .

2.2 Simetria quiral e teoria de Yang-Mills (YM)

O passo inicial rumo à construção do modelo de GSW ocorreu no momento em que o físico, Abdus Salam³, questionou-se a respeito da possibilidade de existência de uma simetria

³ Abdus Salam (Santokdas, 29 de janeiro de 1926 — Oxford, 21 de novembro de 1996) foi um físico paquistanês, recebeu o Nobel de Física de 1979, por contribuições à teoria unificada das interações fracas e eletromagnéticas entre partículas elementares.

que justificase a massa nula dos neutrinos, em analogia ao que ocorre com o fóton na QED, visto que este resulta um bóson de *gauge* não massivo devido à simetria $U(1)_{em}$ do eletromagnetismo.

Em 1956, Lee and Yang anunciaram a possibilidade de violação de paridade em decaimentos fracos [134], o que foi confirmado pelo experimento envolvendo decaimento de ^{60}Co , realizado por Wu et al em 1957 [132]. O anúncio da possível violação de paridade nos processos fracos forneceu a Salam uma informação relevante para responder à questão sobre a simetria por trás da massa nula dos neutrinos. Assim, ainda em 1956, ele formulou o conceito de simetria quiral, presente no trabalho publicado na revista *Nuovo Cimento*, em 1957 [135].

Simetria quiral é uma simetria inerente a qualquer sistema de partículas, no qual cada partícula apresenta somente uma componente quiral (quiralidade) ou helicidade, isto é, ou a partícula possui helicidade direita ($\vec{S} \cdot \hat{p} > 0$), ou exibe helicidade esquerda ($\vec{S} \cdot \hat{p} < 0$), sendo \vec{S} o operador de spin e $\hat{p} = \vec{p}/|\vec{p}|$ o versor de momento linear da partícula em questão. Este cenário de simetria quiral é característico de partículas com massa de repouso nula, situação na qual sua helicidade torna-se um invariante relativístico.

A transformação quiral é escrita na forma:

$$\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi, \quad (2.11)$$

onde α é o parâmetro da transformação e a matriz γ_5 atua como o gerador associado. A transformação, $e^{i\alpha\gamma_5}$, também pode ser escrita como

$$e^{i\alpha\gamma_5} = \cos \alpha + i\gamma_5 \sin \alpha, \quad (2.12)$$

implicando em

$$\begin{aligned} e^{i\alpha\gamma_5}\gamma_5 &= \gamma_5 e^{i\alpha\gamma_5}, \\ e^{i\alpha\gamma_5}\gamma^\mu &= \gamma^\mu e^{-i\alpha\gamma_5}. \end{aligned}$$

Sendo assim, vejamos como esta transformação atua em um termo vetorial, escalar e pseudo escalar:

$$\bar{\psi}'\gamma^\mu\psi' = \left(\psi^\dagger e^{-i\alpha\gamma_5}\gamma^0\right)\gamma^\mu\left(e^{i\alpha\gamma_5}\psi\right) = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi, \quad (2.13)$$

$$\bar{\psi}'\phi\psi' = \left(\psi^\dagger e^{-i\alpha\gamma_5}\gamma^0\right)\phi\left(e^{i\alpha\gamma_5}\psi\right) = \bar{\psi}\left(e^{2i\alpha\gamma_5}\right)\phi\psi \neq \bar{\psi}\phi\psi, \quad (2.14)$$

$$\bar{\psi}'\phi\gamma_5\psi' = \left(\psi^\dagger e^{-i\alpha\gamma_5}\gamma^0\right)\phi\gamma_5\left(e^{i\alpha\gamma_5}\psi\right) = \bar{\psi}\phi\gamma_5\left(e^{2i\alpha\gamma_5}\right)\psi \neq \bar{\psi}\phi\gamma_5\psi. \quad (2.15)$$

Nas equações acima, constatamos que termos vetoriais são invariantes quirais, ao passo que termos escalares e pseudo-escalares não. A invariância quiral de termos vetoriais levará a uma descrição física para os léptons em um cenário quiral, já a não-invariância quiral de termos escalares indicará a possibilidade de geração de massa aos léptons por meio de um processo de quebra espontânea de simetria, como consequência da inserção de um campo escalar, o campo de Higgs.

A violação de paridade provocaria um desbalanço de quiridades nos léptons, o que explicaria o fato de existirem apenas neutrinos de helicidade esquerda, enquanto que os outros léptons exibem os dois tipos de helicidade. Na concepção de Salam, o Universo teria sido

inicialmente quiral, até que, em um dado momento, algum processo físico teria tornado o elétron, o múon e o tau massivos, mantendo os neutrinos não massivos; este processo veio a ser o mecanimo de Higgs, proposto em 1964 [136].

Com base no fato de que teorias de campos vetoriais são invariantes por simetria quiral, Salam fez uso da teoria de *gauge* não-abeliana, desenvolvida por Yang-Mills (YM) [137], objetivando assim desenvolver uma teoria de campos que descrevesse os léptons em um cenário quiral. A teoria de Yang-Mills foi proposta, em 1954, com o intuito de descrever a interação forte. Contudo, tal teoria necessitava incorporar bósons vetoriais mediadores não massivos para assegurar a invariância de *gauge*, característica incompatível com uma descrição da interação forte, uma vez que esta tem um alcance limitado da ordem de $10^{-15} m$. Embora não tenha sido bem sucedida ao seu propósito inicial, a teoria de YM funciona perfeitamente bem para descrever o cenário inicial, proposto por Salam, no qual léptons não massivos interagem via a troca de bósons vetoriais também não massivos.

Com a intenção de obter a densidade lagrangeana do modelo de GSW, vamos partir de uma teoria de YM invariante sob $SU(2)_L \times U(1)_Y$, em que o grupo $SU(2)_L$ está associado a um número quântico de isospin T e, $U(1)_Y$ está relacionado à hipercarga Y . Sendo assim, partimos da seguinte densidade lagrangeana:

$$\mathcal{L}_{quiral} = \sum_l \bar{L}_l \gamma^\mu i D_\mu L_l + \sum_l \bar{R}_l \gamma^\mu i D_\mu R_l - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (2.16)$$

onde temos $l = e, \tau, \mu$ rotulando o elétron, o tau e o múon respectivamente. A derivada covariante é escrita como

$$D_\mu = \partial_\mu - ig(\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu) - i \frac{g'}{2} Y B_\mu. \quad (2.17)$$

Nas Eqs. (2.16) e (2.17), as quantidades,

$$\mathbf{T} = (\sigma_1/2, \sigma_2/2, \sigma_3/2), \quad (2.18)$$

Y , representam as matrizes de pauli (geradores do grupo $SU(2)_L$) e o gerador do grupo $U(1)_Y$ respectivamente. O campo de *gauge*, não abeliano, associado ao grupo $SU(2)_L$, é dado por

$$\mathbf{W}_\mu = (W_{1\mu}, W_{2\mu}, W_{3\mu}), \quad (2.19)$$

enquanto que B_μ denota o campo de *gauge*, abeliano, relacionado ao grupo $U(1)_Y$. Também, temos g, g' como constantes de acoplamento. Os léptons de helicidade esquerda são representados pelo dubleto de $SU(2)_L$,

$$L_l = \begin{bmatrix} \psi_{\nu_l} \\ \psi_l \end{bmatrix}_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \begin{bmatrix} \psi_{\nu_l} \\ \psi_l \end{bmatrix}, \quad (2.20)$$

que se transforma da forma:

$$L'_l = \exp[i\mathbf{\Lambda}(x) \cdot \mathbf{T}] L_l. \quad (2.21)$$

Por outro lado, os léptons de helicidade direita são escritos como singletos de $SU(2)_L$:

$$R_l = (\psi_l)_R = \left(\frac{1 + \gamma_5}{2} \right) \psi_l, \quad (2.22)$$

associados à seguinte transformação:

$$(\psi_l)'_R = \exp [i\Lambda(x) Y_R] (\psi_l)_R. \quad (2.23)$$

Aqui devemos observar que os léptons de helicidade esquerda também obedecem a transformação,

$$(\psi_l)'_L = \exp [i\Lambda(x) Y_L] (\psi_l)_L, \quad (2.24)$$

onde o número quântico Y_L representa a hipercarga referente aos léptons com esse tipo de helicidade, enquanto o número quântico Y_R corresponde à hipercarga associada aos léptons de helicidade direita. Os geradores, \mathbf{T} e Y , satisfazem as seguintes relações de comutação:

$$[T_i, T_j] = i\epsilon_{ijk} T_k, \quad (2.25)$$

$$[T_i, Y] = 0. \quad (2.26)$$

Os números quânticos de isospin e hipercarga obedecem a relação de Gell-Mann-Nishijima:

$$eQ = e \left(T_3 + \frac{Y}{2} \right), \quad (2.27)$$

em que Q corresponde ao valor da carga elétrica do lépton, e denota a carga elétrica elementar e Y indica a hipercarga, valendo: $T_3 = -T, \dots, T$. A partir da relação de Gell-Mann-Nishijima, concluímos que os léptons de helicidade esquerda apresentam $Y_L = -1$, enquanto os léptons de helicidade direita exibem $Y_R = -2$. A relação de Gell-Mann-Nishijima foi estabelecida para que possamos recuperar a simetria eletromagnética $U(1)_{em}$ da QED após a quebra espontânea das simetrias $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$ (de hipercarga), o que ficará claro na próxima seção.

Férmion	T	T_3	Y	Q
ν_e, ν_μ, ν_τ	1/2	1/2	-1	0
e_L, μ_L, τ_L	1/2	-1/2	-1	-1
e_R, μ_R, τ_R	0	0	-2	-1

Tabela 2 – Números quânticos de isospin fraco, hipercarga e carga elétrica dos léptons.

Substituindo a derivada covariante (2.17) na densidade lagrangeana (2.16), encontramos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{quiral} = & \sum_l i \bar{L}_l \gamma^\mu \overleftrightarrow{\partial}_\mu L_l + \sum_l i \bar{R}_l \gamma^\mu \overleftrightarrow{\partial}_\mu R_l + \sum_l \frac{g}{2\sqrt{2}} \left[\bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} - \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l \right] \frac{W_{3\mu}}{\sqrt{2}} \\ & + \sum_l \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} W_\mu^- + \sum_l \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l W_\mu^+ \\ & - \sum_l \left[\frac{g'}{4} \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} + \frac{g'}{4} \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l + \frac{g'}{2} \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \psi_l \right] B_\mu \\ & - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (2.28)$$

onde

$$W_\mu^\pm = \frac{(W_{1\mu} \mp iW_{2\mu})}{\sqrt{2}}. \quad (2.29)$$

Sabemos que, em uma teoria de YM, os bósons mediadores se encontram na representação adjunta (aquela tal que no caso de uma representação matricial do grupo da forma, $M_{n \times n}$, n

resulta numericamente igual a dimensão do grupo) do grupo de simetria. Então, uma vez que a densidade lagrangeana (2.16) é invariante perante os grupos, $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, sendo que o primeiro tem dimensão 3 e o segundo dimensão 1, concluímos que o modelo de GSW apresenta quatro bósons mediadores. Na Eq. (2.28), vemos as estruturas de correntes carregadas,

$$J_-^{(l)\mu} = \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l}, \quad J_+^{(l)\mu} = \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l, \quad (2.30)$$

e correntes neutras,

$$\bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l}, \quad \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l. \quad (2.31)$$

Lembrando que os espinores de Dirac, ψ e $\bar{\psi}$, se transformam como indicado nas Eqs. (2.8) e (2.9), podemos associar as cargas, $-e, +e$, aos espinores, ψ_l e $\bar{\psi}_l$, respectivamente. Enquanto que aos espinores ψ_{ν_l} e $\bar{\psi}_{\nu_l}$ fica associada a carga nula como consequência dos neutrinos não serem partículas carregadas. Por conseguinte, as correntes, $J_-^{(l)\mu}$ e $J_+^{(l)\mu}$, resultam carregadas com as cargas, $+e, -e$, respectivamente. Por outro lado, as correntes (2.31) resultam nulas. As correntes carregadas nos permitem identificar dois bósons mediadores, pois a corrente $J_-^{(l)\mu}$ com carga $+e$ deve estar acoplada a um campo W_μ^- com carga $-e$ para que a conservação de carga seja mantida no vértice. Analogamente, a corrente $J_+^{(l)\mu}$ com carga $-e$ precisa acoplar-se a um campo W_μ^+ com carga $+e$. Logo, identificamos dois dos quatro bósons mediadores mencionados: os bósons carregados W_μ^\pm expressos em termos das componentes, $W_{1\mu}$ e $W_{2\mu}$, do campo \mathbf{W}_μ de *gauge*, não abeliano, associado ao grupo $SU(2)_L$, na Eq. (2.29). Também observamos que a componente $W_{3\mu}$ e o campo B_μ ambos relacionados aos dois bósons restantes, acoplam-se à correntes neutras, implicando assim que os outros dois bósons mediadores do modelo de GSW resultem neutros. Identificaremos esses dois bósons neutros na próxima seção, na qual construiremos o setor de Higgs e obteremos as massas dos léptons e dos bósons mediadores.

2.3 O setor de Higgs e a densidade lagrangeana do modelo de GSW

Na seção (2.2), introduzimos a sequência de ideias responsáveis pelo advento do modelo de GSW: o anúncio da violação de paridade pelas interações fracas que impulsionou Salam ao desenvolvimento do conceito de simetria quiral; o fato de a teoria de YM, por ser vetorial, não violar a simetria quiral, motivando assim seu uso na descrição da interação entre os léptons em cenário quiral. Apresentamos também um modelo de YM, invariante pela estrutura de grupo, $SU(2)_L \times U(1)_Y$, visando descrever a interação entre os léptons no cenário mencionado. Contudo, sabemos que essa configuração quiral é meramente teórica, pois os léptons (exceto pelos neutrinos no contexto do modelo padrão) são massivos, e o curto alcance da interação fraca requer bósons mediadores altamente massivos. Por conseguinte, necessitamos implementar o modelo, apresentado na seção anterior, de forma a ficar compatível com esse cenário físico não-quiral. O procedimento, apto a realizar esta tarefa, veio à tona no ano de 1964, quando vários autores desenvolveram um mecanismo capaz de fornecer massa a campos de *gauge* em uma teoria de *gauge* [136]; tal teoria deveria ser invariante por uma simetria local, quebrada espontaneamente pela introdução de campos escalares.

Uma simetria é exata quando corresponde a uma invariância tanto da densidade lagrangeana e da ação quanto do estado de vácuo da teoria. A existência de simetrias exatas implica em degenerescência: teorias de campos invariantes por uma simetria exata apresentam partículas com massas idênticas agrupadas em multipletos degenerados das representações de grupo irredutíveis dessa simetria. Como exemplo, podemos citar a simetria $SU(3)$ de cor da QCD (teoria de *gauge* que descreve a interação forte entre os quarks); devido a exatidão dessa simetria, a QCD apresenta um tripleto de quarks de massas idênticas e um octeto de glúons com massas igualmente nulas ocupando a representação fundamental do grupo $SU(3)$. Quando uma simetria permanece como uma invariância da densidade lagrangeana, mas não do estado de vácuo de uma teoria, dizemos que ocorreu uma quebra espontânea dessa simetria; e, nesse caso, perde-se a estrutura de multipletos degenerados. Em se tratando do modelo de GSW, antes da quebra espontânea das simetrias: $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, o modelo exhibe um dubleto de neutrinos e léptons de helicidade esquerda, ambos não massivos (situação quirial), e um tripleto contendo quatro bósons de *gauge* com massa nula. Após a quebra espontânea dessas simetrias, passamos a ter um dubleto contendo neutrinos de massa nula e léptons de helicidade esquerda massivos, bem como um tripleto envolvendo quatro bósons de *gauge* com massas diferentes. Além da perda da estrutura de multipletos degenerados, uma quebra espontânea de simetria também ocasiona o surgimento de vínculos entre os parâmetros da teoria: relações entre as constantes de acoplamento, massa dos bósons de *gauge*, etc. Em função do aparecimento desses vínculos nos parâmetros, alguns autores preferem utilizar a terminologia, simetria escondida (*hidden symmetry*), para referir-se à quebra espontânea de uma simetria, pois apesar dessa simetria não estar presente no estado de vácuo, ainda é possível observar sua manifestação nos parâmetros da teoria.

Utilizaremos o mecanismo de Higgs para fornecer massa aos bósons de *gauge* do modelo quirial com estrutura de grupo, $SU(2)_L \times U(1)_Y$, introduzido na seção anterior; este mecanismo consiste na inserção de um campo escalar, cujo estado de vácuo viola espontaneamente as simetrias, $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$. Esse campo escalar recebeu o nome de campo de Higgs em homenagem ao físico, Peter Higgs⁴, um dos criadores do mecanismo. Nesta seção, construímos o setor de Higgs, completando assim o modelo de GSW e identificamos os dois bósons mediadores restantes do modelo. Ao fornecer massa aos léptons e bósons de *gauge*, quebramos a simetria quirial. Portanto, começamos ilustrando como a massa viola essa simetria, bem como o campo de Higgs pode ser utilizado para fornecer massa aos léptons.

Consideremos um conjunto de férmions idênticos (férmions de Weyl) em um cenário quirial, onde são descritos pelas equações de Weyl:

$$i\sigma^\mu \partial_\mu \psi_R = 0, \quad (2.32)$$

$$i\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_L = 0, \quad (2.33)$$

onde temos: $\sigma^\mu = (1, \sigma^i)$ e $\bar{\sigma}^\mu = (1, -\sigma^i)$, enquanto que ψ_R representa a componente (*right*) de helicidade direita e ψ_L denota a componente (*left*) de helicidade esquerda. As partículas de helicidade direita são descritas pela Eq. (2.32), já as partículas de helicidade esquerda são

⁴ Peter Ware Higgs (Newcastle upon Tyne, 29 de maio de 1929) é um físico teórico britânico e professor emérito da Universidade de Edimburgo. Foi laureado com o Nobel de Física de 2013, juntamente com François Englert, pela descoberta do mecanismo de Higgs.

descritas pela Eq. (2.33). Vemos então a total separação dos setores *left* e *right*. Agora, escrevendo a equação de Dirac (na representação de Weyl) para um segundo conjunto de férmions idênticos (férmions de Dirac), temos:

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi = 0, \quad (2.34)$$

em que

$$\gamma^\mu = \begin{bmatrix} 0 & \sigma^\mu \\ \bar{\sigma}^\mu & 0 \end{bmatrix}, \quad \psi = \begin{bmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{bmatrix}. \quad (2.35)$$

Substituindo a Eq. (2.35) na Eq. (2.34), resulta:

$$i\sigma^\mu\partial_\mu\psi_R - m\psi_L = 0, \quad (2.36)$$

$$i\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_L - m\psi_R = 0. \quad (2.37)$$

Ao tomarmos $m = 0$, as Eqs. (2.36) e (2.37) reduzem-se às Eqs. (2.32) e (2.33), ou seja, os férmions de Dirac tornam-se férmions de Weyl, e observamos assim que a massa acopla os setores *left* e *right*, tal que cada partícula passa a apresentar ambas as componentes de helicidade direita e esquerda, violando portanto a simetria quiral. Esse fato também pode ser constatado aplicando-se a transformação quiral (2.11) na lagrangeana de Dirac:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi - \bar{\psi}m\psi. \quad (2.38)$$

De fato, aplicando-se a transformação, $\psi' = e^{i\alpha\gamma_5}\psi$, nessa equação, observamos que $\bar{\psi}'i\gamma^\mu\partial_\mu\psi' = \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi$, enquanto que $\bar{\psi}'m\psi' \neq \bar{\psi}m\psi$. Dessa forma, verificamos novamente que o termo de massa $\bar{\psi}m\psi$ viola a simetria quiral. Na Eq. (2.14), vimos que termos escalares violam a simetria quiral e, como acabamos de verificar, termos de massa da forma $\bar{\psi}m\psi$ também violam essa simetria. Tendo em vista essas considerações, a solução encontrada para fornecer massa aos léptons foi a introdução de um campo escalar, cuja interação com estes pode ser caracterizada por um termo da forma:

$$\sqrt{2}f_l\bar{L}_l\Phi R_l, \quad (2.39)$$

onde f_l é uma constante de acoplamento. Por meio da interação, fornecida pela Eq. (2.39), podemos obter a massa dos léptons, $m_l = f_l\lambda$, em que $\lambda = |\langle 0|\Phi|0\rangle|$ corresponde ao módulo do valor esperado de vácuo do campo de Higgs. O campo escalar Φ recebeu o nome de campo de Higgs em homenagem ao físico Peter Higgs, um dos autores do mecanismo pelo qual os bósons de *gauge* ganham massa.

A ideia por trás da introdução de um termo da forma, $\sqrt{2}f_l\bar{L}_l\Phi R_l$, é a seguinte: inicialmente (em um cenário quiral) há somente léptons não massivos de helicidade esquerda ou direita; em um dado momento, o campo de Higgs surge e interage apenas com léptons de helicidades opostas, interação dada pela Eq. (2.39). Ao assumir uma configuração de vácuo, esse campo fornece aos léptons a massa, $m_l = f_l\lambda$, e tudo acontece como se dois léptons, não massivos, de helicidades opostas, tornassem-se um só lépton massivo, podendo agora apresentar duas componentes de helicidade. Uma vez que só há neutrinos de helicidade esquerda, eles não interagem com o campo de Higgs, permanecendo assim não massivos.

O termo, $\sqrt{2}f_l\bar{L}_l\Phi R_l$, fornece algumas informações a respeito do campo de Higgs: primeiro para que este termo resulte um escalar (preservando então a simetria de Lorentz de observador),

o campo Φ deve ser um dubleto de $SU(2)_L$; além disso, esse termo tem que corresponder a um vértice que admita a conservação das cargas presentes no modelo, como, por exemplo, a hipercarga Y . Sabemos que os léptons de helicidade esquerda apresentam hipercarga, $Y_L = -1$, enquanto aqueles de helicidade direita exibem $Y_R = -2$. Com base na transformação fornecida pela Eq. (2.24), podemos atribuir hipercarga $Y_{\bar{L}} = 1$ ao dubleto \bar{L}_l na Eq. (2.39). Como o singlete R_l possui hipercarga $Y_R = -2$, o campo de Higgs deve exibir hipercarga $Y_H = 1$, de acordo com a seguinte equação:

$$Y_{\bar{L}} + Y_H + Y_R = 0, \quad (2.40)$$

que representa a conservação de hipercarga no vértice. Portanto, o campo (dubleto) de Higgs tem isospin e hipercarga dados por

$$T_H = \frac{1}{2}, \quad Y_H = 1. \quad (2.41)$$

Substituindo a hipercarga do Higgs, $Y_H = 1$, na relação de Gell-Mann-Nishijima (2.27), concluímos que a primeira componente do dubleto de Higgs está associada à carga elétrica, $Q = +e$, já a segunda resulta neutra. Por conseguinte, escrevemos o dubleto de Higgs na forma:

$$\Phi = \begin{bmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{bmatrix}. \quad (2.42)$$

Tendo justificado a necessidade de inserção de um campo escalar no modelo de GSW, a partir de agora, constuiremos o setor de Higgs. Primeiro introduzimos as possibilidades de termos, renormalizáveis, envolvendo um campo escalar em uma teoria de campos em $(1+3)$ dimensões. Uma teoria de campos, nessas condições, com um campo escalar ϕ pode apresentar termos, de auto-interação, renormalizáveis, de ordens: $\phi, \phi^2, \phi^3, \phi^4$. Os termos de interação entre ϕ e o campo de *gauge* são da forma: $\partial^\mu \phi^\dagger G_a A_{\mu a}, \phi^\dagger \phi G_a G_b A_a^\mu A_{\mu b}$, onde $A_{\mu a}$ corresponde a um campo de *gauge* associado a um grupo de simetria com gerador G_a . Por fim, os termos de interação com os férmions podem ser do tipo Yukawa, $\bar{\psi} \phi \psi, \bar{\psi} \phi \gamma_5 \psi$, ou da forma, $\bar{\psi} \phi \gamma^\mu \psi G_a A_{\mu a}$. As possibilidades renormalizáveis de interação entre o campo escalar e o campo de *gauge* nos permitem escrever o termo cinético do setor de Higgs na forma:

$$(D^\mu \Phi)^\dagger \cdot (D_\mu \Phi), \quad (2.43)$$

em que

$$D_\mu \Phi = \partial_\mu \Phi - i \frac{g}{2} (\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu) \Phi - i \frac{g'}{2} Y B_\mu \Phi. \quad (2.44)$$

Os termos, de auto-interação, compoem o potencial de Higgs, que pode, em princípio, contemplar ordens diversas: $\Phi, \Phi^2, \Phi^3, \Phi^4$. Contudo, devido ao fato do campo de Higgs ser um dubleto de $SU(2)_L$, os termos de ordens ímpares não resultam escalares, violando então a simetria de Lorentz de observador. Portanto, o potencial deve conter apenas potências de ordens pares. Sendo assim, escrevemos o potencial de Higgs como

$$V_\Phi = -\frac{\mu^2}{2} |\Phi|^2 + \frac{h}{4} |\Phi|^4, \quad (2.45)$$

onde temos $h > 0$ para gerar uma teoria com vácuo estável.

Para que a quebra espontânea das simetrias, $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, ocorra, o potencial de Higgs deve apresentar valores mínimos absolutos não-triviais ($V_{\Phi \min} \neq 0$). Tendo em vista esse pré-requisito, a condição $h > 0$ assegura que V_{Φ} tenha mínimos absolutos, e o sinal negativo do termo em Φ^2 garante $V_{\Phi \min} \neq 0$. Porém, se tivéssemos $+\mu^2/2$, o potencial apresentaria um mínimo trivial em $|\Phi| = 0$. (vide Fig. 1). Em contrapartida, os fatores: $1/2, 1/4$, foram colocados por questões meramente estéticas. Na Fig. 2, vemos o potencial V_{Φ} em função de $\text{Re}(\Phi)$ e $\text{Im}(\Phi)$.

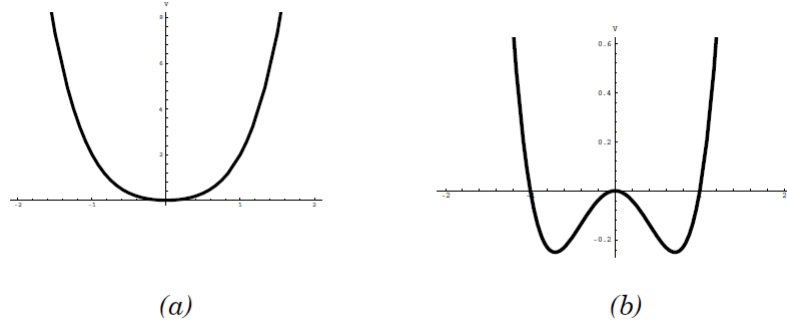


Figura 1 – Em (a), potencial de Higgs com o coeficiente $+\mu^2/2$, (b) potencial de Higgs com o coeficiente $-\mu^2/2$.

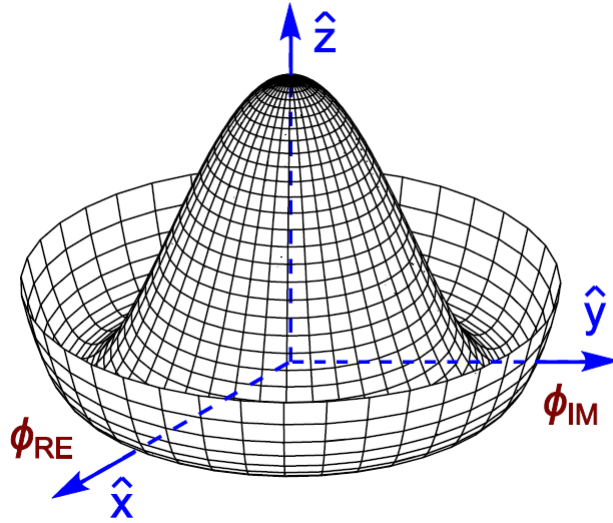


Figura 2 – Potencial de Higgs em função de $\text{Re}(\Phi)$ e $\text{Im}(\Phi)$.

Os termos nas Eqs. (2.39), (2.43) e (2.45) compõem o setor de Higgs \mathcal{L}_{Higgs} , que pode ser escrito como

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D^\mu \Phi)^\dagger \cdot (D_\mu \Phi) - V_{\Phi} + \sqrt{2} \sum_l f_l \left(\bar{L}_l \Phi R_l + \bar{R}_l \Phi L_l \right), \quad (2.46)$$

onde $D^\mu \Phi$ e V_{Φ} são dados, respectivamente, pelas Eqs. (2.44) e (2.45). Inserimos a quantidade, $\sqrt{2} \bar{R}_l \Phi L_l$, para que a densidade lagrangeana mantenha-se hermitiana.

Em posse do setor de Higgs, agora podemos expressar a densidade lagrangeana de GSW, \mathcal{L}_{GSW} , que resulta igual a $\mathcal{L}_{quiral} + \mathcal{L}_{Higgs}$, sendo escrita na forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{GSW} = & \sum_l \bar{L}_l \gamma^\mu i D_\mu L_l + \sum_l \bar{R}_l \gamma^\mu i D_\mu R_l - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + (D^\mu \Phi)^\dagger \cdot (D_\mu \Phi) - V_\Phi + \sqrt{2} \sum_l f_l \left(\bar{L}_l \Phi R_l + \bar{R}_l \Phi L_l \right), \end{aligned} \quad (2.47)$$

em que

$$D_\mu = \partial_\mu - ig(\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu) - i \frac{g'}{2} Y B_\mu, \quad (2.48)$$

sendo V_Φ o potencial de Higgs. Na derivada covariante (2.48), reescrevemos o vetor de *gauge* e os geradores do grupo de $SU(2)_L$, tal que

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_+ \\ T_3 \\ T_- \end{bmatrix}, \quad \mathbf{W}_\mu = \begin{bmatrix} W_\mu^+ / \sqrt{2} \\ W_3 \\ W_\mu^- / \sqrt{2} \end{bmatrix}, \quad (2.49)$$

com

$$T_\pm = \sigma_1 / 2 \pm i(\sigma_2 / 2), \quad T_3 = \sigma_3 / 2, \quad (2.50)$$

e W_μ^\pm fornecido pela Eq. (2.29). As matrizes, T_\pm , podem ser explicitamente montadas:

$$T_+ = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad T_- = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad T_3 = \begin{bmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 \end{bmatrix}. \quad (2.51)$$

É possível demonstrar a equivalência entre os geradores \mathbf{T} do grupo $SU(2)_L$ e o vetor de *gauge* \mathbf{W}_μ , presentes nas Eqs. (2.18), (2.19), e as versões dessas quantidades, expressas pelas Eqs. (2.49) e (2.50), partindo do produto:

$$\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu = \frac{\sigma_1}{2} W_{1\mu} + \frac{\sigma_2}{2} W_{2\mu} + \frac{\sigma_3}{2} W_{3\mu}, \quad (2.52)$$

onde, de acordo com as definições nas Eqs. (2.29) e (2.50), podemos escrever:

$$\frac{\sigma_1}{2} = \left(\frac{T_+ + T_-}{2} \right), \quad \frac{\sigma_2}{2} = \left(\frac{T_+ - T_-}{2i} \right), \quad (2.53)$$

$$W_{1\mu} = \left[\frac{\sqrt{2}}{2} (W_\mu^+ + W_\mu^-) \right], \quad W_{2\mu} = \frac{\sqrt{2}}{2i} (W_\mu^- - W_\mu^+). \quad (2.54)$$

Substituindo as relações (2.53) e (2.54) na Eq. (2.52), obtemos:

$$\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu = \left(\frac{T_+ + T_-}{2} \right) \left[\frac{\sqrt{2}}{2} (W_\mu^+ + W_\mu^-) \right] + \left(\frac{T_+ - T_-}{2i} \right) \left[\frac{\sqrt{2}}{2i} (W_\mu^- - W_\mu^+) \right] + T_3 W_{3\mu}, \quad (2.55)$$

$$\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu = \frac{\sqrt{2}}{4} (2T_+ W_\mu^+ + 2T_- W_\mu^-) + T_3 W_{3\mu}, \quad (2.56)$$

$$\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu = T_+ \left(\frac{W_\mu^+}{\sqrt{2}} \right) + T_- \left(\frac{W_\mu^-}{\sqrt{2}} \right) + T_3 W_{3\mu}, \quad (2.57)$$

demonstrando assim a igualdade entre as Eqs. (2.52) e (2.57), bem como a equivalência entre as Eqs. (2.18), (2.19) e as Eqs. (2.49), (2.50). O produto (2.57) pode ser expresso explicitamente na seguinte forma: matricial:

$$\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu = \begin{bmatrix} W_{3\mu}/2 & W_\mu^+ / \sqrt{2} \\ W_\mu^- / \sqrt{2} & -W_{3\mu}/2 \end{bmatrix}. \quad (2.58)$$

2.4 A configuração de vácuo do campo de Higgs e a massa dos bósons W^\pm e Z_0

Nesta seção, estudamos a configuração de vácuo do campo de Higgs, mostrando como esse estado de vácuo quebra as simetrias $SU(2)_L$, $U(1)_Y$ e preserva a simetria $U(1)_{em}$ do eletromagnetismo. Também, determinamos as massas dos bósons, W^\pm e Z_0 , os mediadores da interação eletrofraca no modelo de GSW.

Em uma teoria quântica de campos, estudamos flutuações (excitações) dos campos quânticos em relação a um estado de vácuo, sendo essas excitações dos campos interpretadas como partículas. Uma vez que o vácuo desempenha o papel de estado de referência em relação ao qual os campos flutuam, ele necessita ser definido com cuidado, satisfazendo algumas condições. O modelo padrão admite a invariância de Lorentz; portanto, o vácuo das teorias definidas no seu escopo deve ser homogêneo e isotrópico; além disso, é interessante estudar a flutuação dos campos em relação a um estado de referência estável, o que, em geral, nos leva a tomar o vácuo como um estado mínimo de energia. Todavia, devemos observar que há situações em que é possível encontrar um estado de vácuo estável não correspondendo a um mínimo de energia, como no caso de sistemas topológicos, por exemplo. Porém, em se tratando do modelo de GSW, consideraremos o estado de vácuo como sendo um mínimo absoluto de energia.

No modelo padrão, o vácuo necessita atender às condições de homogeneidade e isotropia; conseqüentemente, não pode ser dotado de spin, de tal forma que o valor esperado de vácuo de campos tensoriais e fermiônicos deva ser nulo. Ao escrevermos a densidade lagrangeana do modelo de GSW para o estado de vácuo, levando-se em consideração sua homogeneidade e isotropia, ficamos apenas com a parte do setor de Higgs, pois sendo o Higgs um escalar, não possui spin, podendo apresentar valor esperado de vácuo não nulo sem violar a simetria de Lorentz. A densidade lagrangeana de GSW, no vácuo, resulta igual a

$$\mathcal{L}_V = (\partial^\mu \Phi)^\dagger \cdot (\partial_\mu \Phi) - V_\Phi. \quad (2.59)$$

A energia do sistema, ou seja, a componente θ^{00} do tensor de energia-momento, advindo da densidade lagrangeana \mathcal{L}_V , é escrita como

$$\theta^{00} = |\partial_0 \Phi|^2 + |\nabla \Phi|^2 + V_\Phi, \quad (2.60)$$

onde, evidentemente, temos: $|\partial_0 \Phi|^2 \geq 0$, $|\nabla \Phi|^2 \geq 0$, de forma que o valor mínimo da energia seja dado por

$$\theta_{\min}^{00} = V_{\phi \min}, \quad (2.61)$$

com

$$|\partial_0 \Phi|^2 = |\nabla \Phi|^2 = 0. \quad (2.62)$$

Assim, minimizar a energia significa minimizar o potencial de Higgs, tal que o estado de vácuo do modelo de GSW corresponda a uma configuração constante do campo de Higgs.

Discutiremos o estado de vácuo do campo de Higgs a seguir. Porém, primeiro apresentamos algumas informações sobre como o estado de vácuo de uma teoria de campos relaciona-se com

uma dada transformação de grupo quando essa transformação corresponde a uma simetria exata ou a uma simetria quebrada espontaneamente. Para tanto, considere o operador, $O = e^{i\omega_j G_j}$, pertencente a um dado grupo de Lie O , associado a uma simetria exata de uma teoria de campos. Dessa forma, além de a lagrangeana e a ação da teoria serem invariantes sob a transformação deste, o estado de vácuo, $|0\rangle$, também será, ou seja,

$$|0\rangle = e^{i\omega_j G_j} |0\rangle, \quad (2.63)$$

que, em 1ª ordem, pode ser reescrita na forma:

$$|0\rangle = (I + i\omega_j G_j) |0\rangle, \quad (2.64)$$

onde I corresponde ao operador identidade. Por meio da Eq. (2.64), concluímos que

$$G_j |0\rangle = 0, \quad (2.65)$$

isto é, os geradores do grupo de simetria anulam o estado de vácuo no caso de uma simetria exata. A Eq. (2.65) ainda nos permite escrever:

$$G_j |0\rangle = \lambda_j |0\rangle = 0, \quad (2.66)$$

com a quantidade,

$$\lambda_j = 0, \quad (2.67)$$

indicando os autovalores de G_j . As Eqs. (2.66) e (2.67) informam que o estado de vácuo, $|0\rangle$, da teoria não possui os números quânticos relacionados ao operador G_j e ao grupo de simetria O . Em se tratando de uma teoria com quebra espontânea de simetria, não é possível escrever as Eqs. (2.65), (2.66) e (2.67). Nesse caso, temos: $G_j |0\rangle = \lambda_j |0\rangle \neq 0$, tal que o estado de vácuo seja dotado dos números quânticos, associados ao grupo de simetria.

Sabemos que o campo de Higgs corresponde ao dubleto fornecido pela Eq. (2.42). Por conseguinte, minimizando o potencial (2.45), $dV_\Phi/d|\Phi| = 0$, encontramos que o módulo quadrado do Higgs na configuração de mínima energia resulta:

$$|\Phi_{\min}|^2 = |\Phi_{\min}^+|^2 + |\Phi_{\min}^0|^2 = \frac{\mu^2}{h}. \quad (2.68)$$

Contudo, temos o objetivo de recuperar a simetria $U(1)_{em}$ do eletromagnetismo após a quebra espontânea das simetrias, $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$. A exatidão da simetria $U(1)_{em}$ exige, como vimos, que o estado de vácuo do modelo de GSW não possua os números quânticos, associados a essa simetria, isto é, que não seja carregado. Sendo assim, para garantirmos que o estado de vácuo seja invariante sob a interação eletromagnética, anularemos a componente, Φ_v^+ , do campo de Higgs no vácuo; de forma que o estado de vácuo desse campo possa ser escrito como

$$\Phi_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \lambda/\sqrt{2} \end{bmatrix}, \quad (2.69)$$

onde

$$\lambda = \sqrt{\frac{\mu^2}{h}}. \quad (2.70)$$

É possível constatar facilmente que o estado de vácuo, Φ_v , quebra as simetrias, $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, devido ao fato de os geradores, $\sigma_i/2$ e Y , não o anularem:

$$\frac{\sigma_i}{2} \begin{bmatrix} 0 \\ \lambda/\sqrt{2} \end{bmatrix} \neq 0, \quad Y_H \begin{bmatrix} 0 \\ \lambda/\sqrt{2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \lambda/\sqrt{2} \end{bmatrix} \neq 0. \quad (2.71)$$

Entretanto, podemos escrever:

$$Q\Phi_v = \left(\frac{\sigma_3}{2} + \frac{Y_H}{2} \right) \begin{bmatrix} 0 \\ \lambda/\sqrt{2} \end{bmatrix} = 0, \quad (2.72)$$

onde, por intermédio da relação de Gell-Mann-Nishijima (2.27), é possível interpretarmos o operador,

$$Q = \left(\frac{\sigma_3}{2} + \frac{Y}{2} \right), \quad (2.73)$$

como um gerador do grupo $U(1)_{em}$, associado à carga elétrica. Observamos então que a relação de Gell-Mann-Nishijima (ao fornecer o gerador do grupo $U(1)_{em}$ que anula o vácuo do Higgs) atua de forma a constatar a preservação dessa simetria.

Estudamos o vácuo do campo de Higgs, mas não discutimos a forma que as excitações do campo em relação ao vácuo assumem. Como mencionado anteriormente, os campos tensoriais e fermiônicos possuem valor esperado de vácuo nulo para preservar a homogeneidade e isotropia do vácuo. Logo, esses campos são suas próprias flutuações ao redor do vácuo. Todavia, o campo de Higgs apresenta valor esperado de vácuo não nulo, tal que possamos escrever:

$$\Phi' = \Phi_v + \Phi'', \quad (2.74)$$

em que Φ'' representa a flutuação do campo de Higgs em relação ao vácuo Φ_v . Temos que

$$\Phi' = \begin{bmatrix} 0 \\ \lambda/\sqrt{2} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \eta + i\delta \\ \lambda + \chi + i\rho \end{bmatrix}, \quad (2.75)$$

onde $\eta, \delta, \chi, \rho \ll \lambda$, pois os campos, η, δ, χ e ρ , são flutuações em relação ao valor λ . É possível reescrever a Eq. (2.75), através de uma transformação de $SU(2)$, na forma:

$$\Phi' = e^{i\omega_i \sigma_i / 2} \begin{bmatrix} 0 \\ (\lambda/\sqrt{2} + \chi) \end{bmatrix}, \quad (2.76)$$

em que as quantidades,

$$\omega_1 = 2\delta / (\lambda/\sqrt{2} + \chi), \quad \omega_2 = 2\eta / (\lambda/\sqrt{2} + \chi), \quad \omega_3 = -2\rho / (\lambda/\sqrt{2} + \chi), \quad (2.77)$$

correspondem aos parâmetros da transformação. Uma vez que a densidade lagrangeana de GSW é invariante de $SU(2)$, estamos habilitados a realizar a transformação,

$$\Phi = e^{-i\omega_i \sigma_i / 2} \Phi', \quad (2.78)$$

tal que o campo de Higgs possa ser escrito como

$$\Phi = \begin{bmatrix} 0 \\ (\lambda/\sqrt{2} + \chi) \end{bmatrix}. \quad (2.79)$$

A fixação de parâmetros, introduzida na Eq. (2.77), é conhecida como *gauge* unitário e permite identificar e eliminar os graus espúrios da teoria, isto é, os campos, η , δ e ρ . Este *gauge* é o mais adequado à exploração das aplicações fenomenológicas do modelo, porque evidencia o grau de liberdade físico do dubleto de Higgs: o campo χ .

Por fim, obteremos os dois bósons de *gauge* restantes do modelo de GSW e calcularemos sua massa em função das constantes de acoplamento do modelo g, g' , bem como a massa dos bósons W_μ^\pm . Vimos que a massa dos léptons foi obtida por intermédio do estado de vácuo do campo de Higgs. Dessa forma, com a finalidade de determinar a massa dos bósons mediadores, escrevemos:

$$(D^\mu \Phi_v)^\dagger \cdot D_\mu \Phi_v = \left[\partial^\mu \Phi_v - i\frac{g}{2}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{W}^\mu) \Phi_v - i\frac{g'}{2}Y B^\mu \Phi_v \right]^\dagger \cdot \left[\partial_\mu \Phi_v - i\frac{g}{2}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{W}_\mu) \Phi_v - i\frac{g'}{2}Y B_\mu \Phi_v \right], \quad (2.80)$$

que leva a

$$(D_\mu \Phi_v)^\dagger \cdot D_\mu \Phi_v = \frac{g^2}{4} \Phi_v^\dagger (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{W}^\mu) (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{W}_\mu) \Phi_v + \frac{gg'}{2} \Phi_v^\dagger (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{W}^\mu) B_\mu \Phi_v + \frac{g'^2}{4} B^\mu B_\mu \Phi_v^\dagger \Phi_v. \quad (2.81)$$

Agora, considerando a relação, $(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{a})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}) = \mathbf{a} \cdot \mathbf{b} + i(\mathbf{a} \times \mathbf{b})$, e o módulo quadrado do estado de vácuo do campo de Higgs, $|\Phi_v|^2 = \lambda^2/2$, ficamos com

$$(D_\mu \Phi_v)^\dagger \cdot D_\mu \Phi_v = \frac{g^2 \lambda^2}{8} \mathbf{W}^\mu \cdot \mathbf{W}_\mu + \frac{gg'}{2} \Phi_v^\dagger (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{W}^\mu) B_\mu \Phi_v + \frac{g'^2 \lambda^2}{8} B^\mu B_\mu, \quad (2.82)$$

em que

$$\frac{g^2 \lambda^2}{8} \mathbf{W}^\mu \cdot \mathbf{W}_\mu = \frac{g^2 \lambda^2}{4} W_1^{\mu+} (W_{1\mu}^+)^* + \frac{g^2 \lambda^2}{8} W_3^\mu W_{3\mu}, \quad (2.83)$$

$$\frac{gg'}{2} \Phi_v^\dagger (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{W}^\mu) B_\mu \Phi_v = -\frac{gg' \lambda^2}{4} B_\mu W_3^\mu. \quad (2.84)$$

Substituindo as Eqs. (2.83) e (2.84) na Eq. (2.82), chegamos a

$$(D_\mu \Phi_v)^\dagger \cdot D_\mu \Phi_v = \frac{g^2 \lambda^2}{4} W_1^{\mu+} (W_{1\mu}^+)^* + \frac{g^2 \lambda^2}{8} W_3^\mu W_{3\mu} - \frac{gg' \lambda^2}{4} B_\mu W_3^\mu + \frac{g'^2 \lambda^2}{8} B^\mu B_\mu, \quad (2.85)$$

onde identificamos a massa,

$$M_W = \frac{g\lambda}{2}, \quad (2.86)$$

dos bósons W_μ^\pm como sendo a raiz quadrada do coeficiente do termo: $W_1^{\mu+} (W_{1\mu}^+)^*$. Ressaltamos que esses dois bósons apresentam massas idênticas por serem partícula e anti-partícula. Manusearemos então o termo restante,

$$\frac{g^2 \lambda^2}{8} W_3^\mu W_{3\mu} - \frac{gg' \lambda^2}{4} B_\mu W_3^\mu + \frac{g'^2 \lambda^2}{8} B^\mu B_\mu, \quad (2.87)$$

que pode ser reescrito na seguinte forma bilinear:

$$\frac{g^2 \lambda^2}{8} W_3^\mu W_{3\mu} - \frac{gg' \lambda^2}{4} B_\mu W_3^\mu + \frac{g'^2 \lambda^2}{8} B^\mu B_\mu = \frac{1}{2} V^T M V, \quad (2.88)$$

onde

$$V = \begin{bmatrix} B^\mu \\ W_3^\mu \end{bmatrix}, \quad M = \frac{\lambda^2}{4} \begin{bmatrix} g'^2 & -gg' \\ -gg' & g^2 \end{bmatrix}. \quad (2.89)$$

Realizando uma transformação de similaridade sobre a matriz M , que aparece nas Eqs. (2.88) e (2.89), chegamos a forma diagonal,

$$M' = R_W M R_W^T = \begin{bmatrix} M_A^2 & 0 \\ 0 & M_Z^2 \end{bmatrix}, \quad (2.90)$$

com

$$R_W = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}, \quad (2.91)$$

que fornece as massas dos dois bósons mediadores restantes do modelo de GSW; o parâmetro θ é conhecido como ângulo de Weinberg ou ângulo de mistura. Diagonalizando a matriz M encontramos:

$$M' = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & (g'^2 + g^2) \lambda^2 / 4 \end{bmatrix}. \quad (2.92)$$

Igualando as Eqs. (2.90) e (2.92), determinamos a massa das partículas procuradas, isto é, a massa do fóto, $M_A = 0$, e a massa,

$$M_Z = \frac{(g'^2 + g^2)^{1/2} \lambda}{2} = \left[\left(\frac{g'}{g} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} M_W, \quad (2.93)$$

do bóson Z_0 . A transformação de similaridade, $M' = R_W M R_W^T$, na Eq. (2.90), nos permite reescrever o segundo membro da Eq. (2.88) como

$$\frac{1}{2} V'^T M' V', \quad (2.94)$$

onde

$$V' = R_W V. \quad (2.95)$$

A matriz M está associada à base de campos, $V = (B^\mu, W_3^\mu)$; por outro lado, sua forma diagonalizada, a matriz M' , corresponde à base, $V' = (A^\mu, Z_0^\mu)$. A transformação, $V' = R_W V$, nos conduz às relações:

$$A^\mu = \cos \theta B^\mu + \sin \theta W_3^\mu, \quad (2.96)$$

$$Z^\mu = -\sin \theta B^\mu + \cos \theta W_3^\mu, \quad (2.97)$$

cujas relações inversas são

$$B^\mu = \cos \theta A^\mu - \sin \theta Z^\mu, \quad (2.98)$$

$$W_3^\mu = \sin \theta A^\mu + \cos \theta Z^\mu. \quad (2.99)$$

Por intermédio da transformação de similaridade, $M' = R_W M R_W^T$, podemos escrever a seguinte relação entre o ângulo de Weinberg θ e as constantes de acoplamento g, g' :

$$\tan \theta = \frac{g'}{g}, \quad (2.100)$$

que nos permite reescrever a relação entre as massas dos bósons, Z_0 e W^\pm , dada pela Eq. (2.93), em termos do ângulo de Weinberg θ , ou seja,

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta}. \quad (2.101)$$

Assim, através das relações nas Eqs. (2.96) e (2.97), determinamos, em termos do campo B^μ e da componente W_3^μ (do campo de *gauge* de $SU(2)_L$), os dois bósons mediadores restantes do modelo de GSW: o fóton e o Z_0 . Os bósons W^\pm são dados pela Eq. (2.29). Devemos observar que as relações entre as constantes de acoplamento e as massas, isto é, as Eqs. (2.100) e (2.101) não são arbitrárias, são sim consequência da quebra espontânea das simetrias, $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, e correspondem a uma manifestação dessas simetrias no espaço dos parâmetros.

2.5 O setor de interação entre os léptons e os bósons de gauge

Nessa tese, propomos dois acoplamentos, não-mínimos, CPT-ímpar, que modificam o setor de interação entre os léptons e os bósons de *gauge* do modelo de GSW. Tais acoplamentos fornecem correções de VL às correntes fracas, neutras e eletromagnéticas. Sendo assim, nesta seção, discutimos este setor do modelo de GSW e abordamos de forma mais detalhada as correntes mencionadas.

Com a finalidade de determinarmos o setor de interação entre os léptons e os bósons de *gauge*, partimos da densidade lagrangeana (2.47), onde desconsiderando o setor de Higgs e substituindo a derivada covariante (2.48), chegamos a

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{GSW} = & \sum_l i \bar{L}_l \gamma^\mu \overleftrightarrow{\partial}_\mu L_l + \sum_l \bar{L}_l \gamma^\mu g (\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu) L_l + \frac{g'}{2} \sum_l \bar{L}_l \gamma^\mu Y B_\mu L_l + \sum_l i \bar{R}_l \gamma^\mu \overleftrightarrow{\partial}_\mu R_l \\ & + \sum_l \bar{R}_l \gamma^\mu g (\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu) R_l + \frac{g'}{2} \sum_l \bar{R}_l \gamma^\mu Y B_\mu R_l - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (2.102)$$

Na Eq. (2.102), temos: $\mathbf{T}R_l = 0$, pois o produto $(\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu)$, dado pela Eq. (2.58), corresponde a uma matriz 2×2 , enquanto as quantidades, R_l e \bar{R}_l , representam singletos de $SU(2)_2$, tal que o termo, $\bar{R}_l \gamma^\mu g (\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu) R_l$, não resulta um escalar. Assim, essa equação pode ser reescrita na forma:

$$\mathcal{L}_{GSW} = \sum_l i \bar{L}_l \gamma^\mu \overleftrightarrow{\partial}_\mu L_l + \sum_l i \bar{R}_l \gamma^\mu \overleftrightarrow{\partial}_\mu R_l - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \mathcal{L}_{GSW}^{(int)}, \quad (2.103)$$

em que a densidade lagrangeana, $\mathcal{L}_{GSW}^{(int)}$, representa o setor de interação entre os léptons e os bósons de *gauge*, sendo escrito como

$$\mathcal{L}_{GSW}^{(int)} = \sum_l \left[g \left(\bar{L}_l \gamma^\mu \mathbf{T} L_l \right) \cdot \mathbf{W}_\mu + \frac{g'}{2} J_Y^{(l)\mu} B_\mu \right] \quad (2.104)$$

onde \mathbf{T} e \mathbf{W}_μ são fornecidos pela Eqs. (2.49) e (2.50), enquanto a quantidade $J_Y^{(l)\mu}$ corresponde à corrente de hipercarga, dada por

$$J_Y^{(l)\mu} = -\bar{L}_l \gamma^\mu L_l - 2\bar{R}_l \gamma^\mu R_l. \quad (2.105)$$

Vemos que a corrente de hipercarga J_Y^μ acopla-se ao campo de *gauge* B_μ , do grupo $U(1)_Y$. Analogamente, as correntes fracas acoplam-se aos campos de *gauge* W_μ^\pm , bem como as correntes neutras e eletromagnéticas acoplam-se ao bóson $Z_{0\mu}$ e ao fóton A_μ respectivamente.

Ao utilizar as formas, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_1/2, \sigma_2/2, \sigma_3/2)$, $\mathbf{W}_\mu = (W_{1\mu}, W_{2\mu}, W_{3\mu})$, para os geradores e campo de *gauge*, do grupo $SU(2)_2$, é possível definir as correntes fracas,

$$J_i^{(l)\mu} = \bar{L}_l \gamma^\mu \frac{\sigma_i}{2} L_l, \quad (2.106)$$

que se acoplam às componentes do campo de *gauge*, $\mathbf{W}_\mu = (W_{1\mu}, W_{2\mu}, W_{3\mu})$, tal que $i = 1, 2, 3$. Por outro lado, as correntes $J_\pm^{(l)\mu}$ que se acoplam aos bósons W_μ^\pm podem ser expressas como

$$J_-^{(l)\mu} = \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} = 2\bar{\psi}_l \frac{1 + \gamma_5}{2} \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi_{\nu_l}, \quad (2.107)$$

$$J_+^{(l)\mu} = \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l = 2\bar{\psi}_{\nu_l} \frac{1 + \gamma_5}{2} \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi_l, \quad (2.108)$$

onde utilizamos a relação:

$$\gamma^\mu (1 \pm \gamma_5) = 2 \left(\frac{1 \mp \gamma_5}{2} \right) \gamma^\mu \left(\frac{1 \pm \gamma_5}{2} \right). \quad (2.109)$$

Podemos reescrever as correntes (2.107) e (2.108) em termos das matrizes T_\pm , fornecidas pela Eq. (2.51), na forma:

$$J_-^{(l)\mu} = 2\bar{L}_l \gamma^\mu T_- L_l, \quad (2.110)$$

$$J_+^{(l)\mu} = 2\bar{L}_l \gamma^\mu T_+ L_l, \quad (2.111)$$

que permite representar as correntes $J_\pm^{(l)\mu}$ em termos das correntes, $J_1^{(l)\mu}$ e $J_2^{(l)\mu}$, através da seguinte equação:

$$J_\pm^{(l)\mu} = 2 \left[J_1^{(l)\mu} \pm i J_2^{(l)\mu} \right]. \quad (2.112)$$

É possível escrever a corrente eletromagnética como

$$J_{EM}^{(l)\mu} = -e \bar{\psi}_l \gamma^\mu \psi_l = -e \left[\frac{1}{2} \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l + \frac{1}{2} \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \psi_l \right], \quad (2.113)$$

$$J_{EM}^{(l)\mu} = -e \left[\bar{\psi}_l \frac{1 + \gamma_5}{2} \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi_l + \bar{\psi}_l \frac{1 - \gamma_5}{2} \gamma^\mu \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi_l \right], \quad (2.114)$$

onde usamos a relação (2.109). A corrente (2.114) pode ser expressa na forma:

$$J_{EM}^{(l)\mu} = -e \left[\bar{L}_l \gamma^\mu \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} L_l + \bar{R}_l \gamma^\mu R_l \right], \quad (2.115)$$

que pode ser reescrita em termos da matriz T_3 como

$$J_{EM}^{(l)\mu} = -e \left[\bar{L}_l \gamma^\mu \left(\frac{1}{2} - T_3 \right) L_l + \bar{R}_l \gamma^\mu R_l \right]. \quad (2.116)$$

Também, podemos escrever a corrente eletromagnética (2.116) em termos das correntes $J_3^{(l)\mu}$ e de hipercarga $J_Y^{(l)\mu}$ na forma:

$$J_{EM}^{(l)\mu} = e \left(J_3^{(l)\mu} + \frac{J_Y^{(l)\mu}}{2} \right). \quad (2.117)$$

As simetrias, $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$ são contínuas. Logo, através do teorema de Noether, é possível atestar a existência das seguintes cargas conservadas:

$$Qe = \int d^3x J_{EM}^{(l)0}, \quad T_i = \int d^3x J_i^{(l)0}, \quad Y = \int d^3x J_Y^{(l)0}. \quad (2.118)$$

Portanto, integrando a componente zero da corrente (2.117), ou seja, $J_{EM}^{(l)\mu}$, chegamos a

$$Qe = e \left(T_3 + \frac{Y}{2} \right), \quad (2.119)$$

demonstrando assim a relação de Gell-Mann-Nishijima.

É possível reescrever o setor de interação entre os léptons e os bósons de *gauge* em termos de acoplamentos entre as correntes e os campos dos mediadores. Para tanto, desenvolvemos o produto, $\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu$, e inserimos a corrente $J_Y^{(l)\mu}$ na Eq. (2.104), encontrando:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{GSW}^{(int)} = & \sum_l \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{L}_l \gamma^\mu (T_+ W_\mu^+ + T_- W_\mu^-) L_l + \sum_l g \bar{L}_l \gamma^\mu (T_3 W_\mu^3) L_l \\ & - \sum_l g' \left[\frac{1}{2} \bar{L}_l \gamma^\mu L_l + \bar{R}_l \gamma^\mu R_l \right] B_\mu, \end{aligned} \quad (2.120)$$

usando agora as Eqs. (2.98) e (2.99), e reagrupando, obtemos:

$$\mathcal{L}_{GSW}^{(int)} = \sum_l \frac{g}{2\sqrt{2}} \left(J_+^{(l)\mu} W_\mu^{(+)} + J_-^{(l)\mu} W_\mu^{(-)} + J_0^{(l)\mu} Z_\mu \right) - \sum_l e J_{EM}^{(l)\mu} A_\mu, \quad (2.121)$$

em que $J_\pm^{(l)\mu}$ são dadas pelas Eqs. (2.107) e (2.108). Também, temos:

$$J_{EM}^{(l)\mu} = - \left[\bar{L}_l \gamma^\mu \left(\frac{g' \cos \theta}{2} - g \sin \theta T_3 \right) L_l + g' \cos \theta \bar{R}_l \gamma^\mu R_l \right], \quad (2.122)$$

$$J_0^{(l)\mu} = 2\sqrt{2} \left[\cos \theta \bar{L}_l \gamma^\mu T_3 L_l + \frac{g'}{g} \sin \theta \left(\frac{1}{2} \bar{L}_l \gamma^\mu L_l + \bar{R}_l \gamma^\mu R_l \right) \right]. \quad (2.123)$$

Podemos reescrever corrente neutra $J_0^{(l)\mu}$, na Eq. (2.123), diretamente em termos dos campos dos léptons e dos neutrinos na forma:

$$J_0^{(l)\mu} = \left(\sqrt{2} \cos \theta \right)^{-1} \left[\bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} - \bar{\psi}_l \gamma^\mu (g'_V - g'_A \gamma_5) \psi_l \right], \quad (2.124)$$

com

$$g'_A = 1, \quad g'_V = 1 - 4 \sin^2 \theta. \quad (2.125)$$

Comparando as Eqs. (2.116) e (2.122), é possível estabelecermos a seguinte relação:

$$e = g \sin \theta = g' \cos \theta. \quad (2.126)$$

Por meio da Eq. (2.100), concluímos que

$$\sin \theta = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \cos \theta = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.127)$$

Combinando as Eqs. (2.126) e (2.127), podemos relacionar a carga elementar e às duas constantes de acoplamento, g e g' , ficando com

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (2.128)$$

$$\frac{1}{e^2} = \frac{1}{g^2} + \frac{1}{g'^2}. \quad (2.129)$$

Por fim, inserindo as Eqs. (2.107), (2.108), (2.116) e (2.124) na Eq. (2.121), expressamos o setor de interação entre os léptons e os bósons de *gauge* diretamente em termos dos campos dos léptons e dos neutrinos, ou seja,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{GSW}^{(int)} &= \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_l \left[\bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l W_\mu^+ + \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} W_\mu^- \right] \\ &+ \sum_l \frac{g}{4 \cos \theta} \left[\bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} - \bar{\psi}_l \gamma^\mu (g_V' - \gamma_5) \psi_l \right] Z_\mu - \sum_l e \bar{\psi}_l \gamma^\mu \psi_l A_\mu, \end{aligned} \quad (2.130)$$

com g_V' fornecido pela Eq. (2.125).

3 Acoplamentos, não-mínimos, de dimensão cinco, CPT-ímpares, no setor eletrofraco

Neste capítulo, introduzimos duas propostas de acoplamentos NMs, CPT-ímpares, no setor eletrofraco: a primeira estabelecida no setor $U(1)_Y$ do modelo de GSW, e a segunda definida no setor $SU(2)_L$. Traçamos uma rota para limitar os parâmetros de VL desses dois acoplamentos utilizando as taxas de decaimento dos bósons mediadores: W^\pm, Z_0 . Limitamos a magnitude do acoplamento NM, inserido no setor $U(1)_Y$, através da incerteza experimental do processo $(Z_0 \rightarrow \bar{l} + l)$. Paralelamente, restringimos a magnitude da interação NM, estabelecida no setor $SU(2)$, por meio da taxa do decaimento $(W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l)$.

3.1 Acoplamento, não-mínimo, CPT-ímpar, no setor $U(1)_Y$ do modelo de GSW

Nesta seção, apresentamos nossa primeira proposta de acoplamento NM para o setor eletrofraco, sendo inserida na derivada covariante do modelo de GSW (2.48), levando a

$$D_\mu = \partial_\mu - ig(\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu) - i\frac{g'}{2}YB_\mu + ig'_2YB_{\mu\nu}C^\nu, \quad (3.1)$$

onde C^ν corresponde a um vetor de fundo, que estabelece direções privilegiadas no espaço-tempo, violando assim a simetria de Lorentz. Ao introduzir a derivada covariante modificada (3.1) na densidade lagrangeana de GSW (2.47), observamos que o acoplamento NM, $ig'_2YB_{\mu\nu}C^\nu$, modifica o setor de interação entre os léptons e os bósons de *gauge* do modelo de GSW, dado pela Eq. (2.130), acrescentando interações eletromagnéticas e neutras com termos de VL da forma:

$$\mathcal{L}_{VL(1)} = J_{EM(VL)}^{(l)\nu}A_\nu + J_{0(VL)}^{(l)\nu}Z_\nu, \quad (3.2)$$

em que as quantidades,

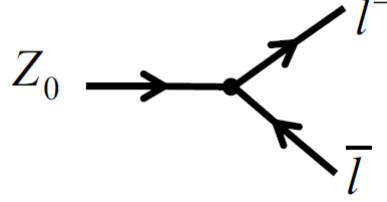
$$\begin{aligned} J_{EM(VL)}^{(l)\nu} &= \frac{g'_2}{2} \cos \theta \left[\bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} \right] C^\nu \partial_\mu - \frac{g'_2}{2} \cos \theta \left[\bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} \right] C^\mu \partial_\mu \\ &\quad + \frac{g'_2}{2} \cos \theta \left[\bar{\psi}_l \gamma^\mu (3 + \gamma_5) \psi_l C^\nu \partial_\mu \right] - \frac{g'_2}{2} \cos \theta \left[\bar{\psi}_l \gamma^\nu (3 + \gamma_5) \psi_l C^\mu \partial_\mu \right], \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} J_{0(VL)}^{(l)\nu} &= -\frac{g'_2}{2} \sin \theta \left[\bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} \right] C^\nu \partial_\mu + \frac{g'_2}{2} \sin \theta \left[\bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} \right] C^\mu \partial_\mu \\ &\quad - \frac{g'_2}{2} \sin \theta \left[\bar{\psi}_l \gamma^\mu (3 + \gamma_5) \psi_l C^\nu \partial_\mu \right] + \frac{g'_2}{2} \sin \theta \left[\bar{\psi}_l \gamma^\nu (3 + \gamma_5) \psi_l C^\mu \partial_\mu \right], \end{aligned} \quad (3.4)$$

correspondem a correções de VL às correntes eletromagnética e neutra.

Voltamos nossa atenção aos efeitos, advindos da interação $\mathcal{L}_{VL(1)}$, a processos em nível de árvore, estabelecendo uma rota para limitar as componentes do acoplamento, g'_2C^ν , através da taxa do decaimento $(Z_0 \rightarrow \bar{l} + l)$. Dessa forma, primeiramente apresentamos, na próxima seção, o cálculo dessa taxa de decaimento no contexto do modelo padrão sem VL.

3.2 Taxa de decaimento do processo ($Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$)


 Figura 3 – Decaimento do bóson Z_0

O elemento de matriz S do decaimento, $Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$, (vide Fig.3) é fornecido pelo termo de primeira ordem da série de Dyson:

$$S(Z_0 \rightarrow \bar{l} + l) = -i \int d^4x \left(-\frac{g}{4 \cos \theta} \right) \bar{\psi}_l(x) \gamma^\mu (g'_V - \gamma_5) \psi_l(x) Z_\mu(x), \quad (3.5)$$

onde g'_V é dado pela Eq. (2.125). Os campos admitem as seguintes prescrições:

$$Z_{0\mu}(x) = (2V k_0)^{-1/2} \varepsilon_\mu(k, \lambda) \exp(-ik \cdot x), \quad (3.6)$$

$$\psi_l(x) = (2V q_0)^{-1/2} u_l(q, s) \exp(-iq \cdot x), \quad (3.7)$$

$$\psi_{\bar{l}}(x) = (2V q'_0)^{-1/2} v(q', s') \exp(iq' \cdot x). \quad (3.8)$$

Também utilizaremos as seguintes relações de completeza:

$$\sum_{\lambda=1}^3 \varepsilon_\mu(k, \lambda) \varepsilon_\nu(k, \lambda) = -g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{M_W^2}, \quad (3.9)$$

$$\sum_s u_{l\alpha}(q, s) \bar{u}_{l\beta}(q, s) = (\not{q} + m_l)_{\alpha\beta}, \quad (3.10)$$

$$\sum_{s'} v_\alpha(q', s') \bar{v}_\beta(q', s') = (\not{q}' - m_l)_{\alpha\beta}. \quad (3.11)$$

Substituindo as Eqs. (3.6), (3.7) e (3.8) na Eq. (3.5), chegamos à seguinte expressão para o elemento de matriz S :

$$S(Z_0 \rightarrow \bar{l} + l) = -\frac{g}{4 \cos \theta} (2\pi)^4 \frac{\delta^4(q + q' - k)}{[8V^3 q_0 q'_0 k_0]^{1/2}} \times \varepsilon_\mu(k, \lambda) \bar{u}_l(q, s) \gamma^\mu (g'_V - \gamma_5) v(q', s'). \quad (3.12)$$

A taxa de decaimento é fornecida pela expressão:

$$\Gamma = \frac{1}{T} V \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V \int \frac{d^3q'}{(2\pi)^3} \frac{1}{3} \sum_\lambda \sum_{s, s'} |S|^2, \quad (3.13)$$

em que a existência do fator $1/3$ corresponde à necessidade de tomarmos a média da taxa Γ sobre o número de configurações iniciais de spin, devido ao fato de não conhecermos as polarizações de spin dos estados assintóticos. Este procedimento, conhecido como truque de Casimir, é utilizado sempre que o processo (decaimento, espalhamento, etc) não for polarizado. No caso do decaimento do bóson Z_0 , o estado inicial exibe três possibilidades de configurações de spin: $Z_{0\mu}(\lambda = -1)$, $Z_{0\mu}(\lambda = 0)$ e $Z_{0\mu}(\lambda = 1)$; logo, devemos dividir Γ por 3. Inserindo o elemento de matriz da Eq. (3.12) na Eq. (3.13), obtemos:

$$\Gamma_{Z(MP)} = \frac{g^2}{16 \cos^2 \theta} \frac{1}{(2\pi)^2} \int \frac{d^3 q}{2q_0} \int \frac{d^3 q'}{2q'_0} \frac{1}{6k_0} \sum_{\lambda} \sum_{s,s'} |M|^2 \delta^4(q + q' - k), \quad (3.14)$$

onde

$$M = \varepsilon_{\mu}(k, \lambda) \bar{u}_l(q, s) \gamma^{\mu} (g'_V - \gamma_5) v(q', s'). \quad (3.15)$$

Nessa etapa, devemos observar que, na obtenção da Eq. (3.14), fizemos uso da relação,

$$\left[\delta^4(q + q' - k) \right]^2 = \frac{VT}{(2\pi)^4} \delta^4(q + q' - k), \quad (3.16)$$

para avaliar o quadrado da delta $\delta^4(q + q' - k)$. O somatório, na Eq. (3.14), pode ser expresso como

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda, s, s'} |M|^2 &= \sum_{\lambda} \varepsilon_{\mu}(k, \lambda) \varepsilon_{\nu}(k, \lambda) \left\{ \sum_{s, s'} [\bar{u}_l(q, s) \gamma^{\mu} (g'_V - \gamma_5) v(q', s')] \right. \\ &\quad \left. \times [\bar{v}(q', s') \gamma^{\nu} (g'_V - \gamma_5) u_l(q, s)] \right\}. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Utilizando as relações (3.10) e (3.11), ficamos com

$$\sum_{\lambda, s, s'} |M|^2 = \sum_{\lambda} \varepsilon_{\mu}(k, \lambda) \varepsilon_{\nu}(k, \lambda) Tr \left[\gamma^{\mu} (g'_V - \gamma_5) (\not{q}' - m_l) \gamma^{\nu} (g'_V - \gamma_5) (\not{q} + m_l) \right], \quad (3.18)$$

que podemos reescrever na forma:

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda, s, s'} |M|^2 &= \left(-g_{\mu\nu} + \frac{k_{\mu} k_{\nu}}{M_Z^2} \right) \left\{ 4 (g_V'^2 + 1) [q^{\nu} q^{\mu\prime} - (q \cdot q') g^{\mu\nu} + q^{\mu} q^{\nu\prime}] \right. \\ &\quad \left. - 8i g'_V q_{\alpha} q'_{\beta} \varepsilon^{\mu\beta\nu\alpha} - 4m_l^2 (g_V'^2 - 1) g^{\mu\nu} \right\}, \end{aligned} \quad (3.19)$$

onde usamos o traço,

$$\begin{aligned} Tr \left[\gamma^{\mu} (g'_V - \gamma_5) (\not{q}' + m_l) \gamma^{\nu} (g'_V - \gamma_5) (\not{q} + m_l) \right] &= 4 (g_V'^2 + 1) [q^{\nu} q^{\mu\prime} - (q \cdot q') g^{\mu\nu} + q^{\mu} q^{\nu\prime}] \\ &\quad - 8i g'_V q_{\alpha} q'_{\beta} \varepsilon^{\mu\beta\nu\alpha} - 4m_l^2 (g_V'^2 - 1) g^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

e a relação de completeza (3.9). Efetuando os produtos na Eq. (3.19), encontramos:

$$\sum_{\lambda, s, s'} |M|^2 = \frac{4}{M_Z^2} (g_V'^2 + 1) \left[2 (q \cdot k) (q' \cdot k) + M_Z^2 (q \cdot q') \right] + 12m_l^2 (g_V'^2 - 1). \quad (3.21)$$

Aqui observamos que, devido à conservação de momento, expressa pela função delta na Eq. (3.14), o termo com dependência em $(q \cdot q')$ pode ser escrito em termos das massas de repouso do bóson Z_0 e do lépton l . Assim, temos:

$$M_Z^2 = (q + q')^2 = 2m_l^2 + 2(q \cdot q'), \quad (3.22)$$

implicando em

$$(q \cdot q') = \frac{M_Z^2 - 2m_l^2}{2}, \quad (3.23)$$

que substituindo na Eq. (3.21) conduz a

$$\sum_{\lambda, s, s'} |M|^2 = \frac{8}{M_Z^2} (g_V^{\prime 2} + 1) (q \cdot k) (q' \cdot k) + 2 (g_V^{\prime 2} + 1) M_Z^2 \left(1 - \frac{2m_l^2}{M_Z^2}\right) + 12m_l^2 (g_V^{\prime 2} - 1). \quad (3.24)$$

Substituindo a Eq. (3.24) na Eq. (3.14), obtemos:

$$\Gamma_{Z(MP)} = \frac{g^2}{1536\pi^2 \cos^2 \theta} \left\{ \frac{8}{M_Z^3} (g_V^{\prime 2} + 1) k^\alpha k^\beta I_{\alpha\beta} + \left[2 (g_V^{\prime 2} + 1) M_Z \left(1 - \frac{2m_l^2}{M_Z^2}\right) + 12 \frac{m_l^2}{M_Z} (g_V^{\prime 2} - 1) \right] \int \frac{d^3 q}{q_0} \int \frac{d^3 q'}{q'_0} \delta^4 (q + q' - k) \right\}, \quad (3.25)$$

onde

$$\begin{aligned} I_{\alpha\beta} = \int \frac{d^3 q}{q_0} \int \frac{d^3 q'}{q'_0} q_\alpha q'_\beta \delta^4 (q + q' - k) &= \frac{\pi}{6} \left[1 - \frac{(m + m')^2}{k^2} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{(m - m')^2}{k^2} \right]^{1/2} \\ &\times \left\{ g_{\alpha\beta} k^2 \left(1 - \frac{(m + m')^2}{k^2} \right) \left(1 - \frac{(m - m')^2}{k^2} \right) \right. \\ &\left. + 2k_\alpha k_\beta \left(1 + \frac{m^2 + m'^2}{k^2} - 2 \frac{(m^2 - m'^2)^2}{k^4} \right) \right\} \Theta \left[k^2 - (m + m')^2 \right]. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Nessa equação, k^2 representa o quadrado da massa da partícula que está decaindo, e as quantidades, m e m' , denotam as massas das partículas que emergem após o decaimento. Por conseguinte, nesse caso, temos: $m = m' = m_l$ e $k^2 = M_Z^2$, que substituindo na Eq. (3.26) leva a

$$I_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{6} \left[1 - \frac{4m_l^2}{M_Z^2} \right]^{1/2} \left[g_{\alpha\beta} M_Z^2 \left(1 - \frac{4m_l^2}{M_Z^2} \right) + 2k_\alpha k_\beta \left(1 + \frac{2m_l^2}{M_Z^2} \right) \right] \Theta (M_Z - 2m_l). \quad (3.27)$$

A segunda integral, na Eq. (3.25), resulta:

$$\int \frac{d^3 q}{q_0} \int \frac{d^3 q'}{q'_0} \delta^4 (q + q' - k) = 2\pi \left(1 - \frac{4m_l^2}{M_Z^2} \right)^{1/2} \Theta (M_Z - 2m_l). \quad (3.28)$$

Substituindo as Eqs. (3.27) e (3.28) na Eq. (3.25) encontramos a seguinte expressão para a taxa de decaimento do processo ($Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$):

$$\begin{aligned} \Gamma_{Z(MP)} &= \frac{g^2}{1536\pi \cos^2 \theta} \left(1 - \frac{4m_l^2}{M_Z^2} \right)^{1/2} \left\{ \frac{4}{3} (g_V^{\prime 2} + 1) M_Z \left(1 - \frac{4m_l^2}{M_Z^2} \right) \right. \\ &\left. + \frac{8}{3} (g_V^{\prime 2} + 1) M_Z \left(1 + \frac{2m_l^2}{M_Z^2} \right) + 4 (g_V^{\prime 2} + 1) M_Z \left(1 - \frac{2m_l^2}{M_Z^2} \right) + 24 \frac{m_l^2}{M_Z} (g_V^{\prime 2} - 1) \right\} \Theta (M_Z - 2m_l). \end{aligned} \quad (3.29)$$

Uma vez que o bóson Z_0 tem massa $M_Z = 90 \text{ GeV}$, e os léptons apresentam massas m_l da ordem dos MeV , é aceitável desprezar potências da razão m_l/M_Z . Então, negligenciando os termos envolvendo razões entre a massa dos léptons e a massa do Z_0 , obtemos:

$$\Gamma_{Z(MP)} = \frac{g^2}{192\pi \cos^2 \theta} (g_V^{\prime 2} + 1) M_Z, \quad (3.30)$$

que corresponde à expressão usual na literatura para a taxa do decaimento ($Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$).

3.3 A taxa do decaimento ($Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$) com correções de VL

Nesta seção, obtemos a taxa do decaimento ($Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$) com contribuições de VL, provenientes da interação $J_{0(VL)}^{(l)\nu} Z_\nu$, introduzida na seção (3.1). O termo na densidade lagrangeana de GSW com correções de VL associado a esse processo está dado na 2ª linha da Eq. (3.4), sendo representado a seguir:

$$\begin{aligned} & \left(J_0^{(l)\mu} + J_{0(LV)}^{(l)\mu} \right) Z_\mu = -\frac{g}{4 \cos \theta} \bar{\psi}_l(x) \gamma^\mu (g'_V - \gamma_5) \psi_l(x) Z_\mu(x) \\ & -g'_2 \sin \theta \left[\frac{1}{2} \bar{\psi}_l(x) \gamma^\eta (3 + \gamma_5) \psi_l(x) \right] C^\mu \partial_\eta Z_\mu(x) + g'_2 \sin \theta \left[\frac{1}{2} \bar{\psi}_l(x) \gamma^\mu (3 + \gamma_5) \psi_l(x) \right] C^\lambda \partial_\lambda Z_\mu(x), \end{aligned} \quad (3.31)$$

em que os campos admitem as prescrições presentes nas Eqs. (3.6), (3.7) e (3.8). Com base na Eq. (3.31), o elemento de matriz S para o decaimento ($Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$) com correções de VL pode ser expresso na forma:

$$S(Z_0 \rightarrow \bar{l} + l) = -i \int d^4x \left(J_0^{(l)\mu} + J_{0(LV)}^{(l)\mu} \right) Z_\mu = S_0 + S_{VL(1)} + S_{VL(2)}, \quad (3.32)$$

onde

$$S_0 = -i \int \left(-\frac{g}{4 \cos \theta} \right) d^4x \bar{\psi}_l(x) \gamma^\mu (g'_V - \gamma_5) \psi_l(x) Z_\mu(x), \quad (3.33)$$

$$S_{VL(1)} = -i \int (-g'_2 \sin \theta) d^4x \left[\frac{1}{2} \bar{\psi}_l(x) \gamma^\eta (3 + \gamma_5) \psi_l(x) \right] C^\mu \partial_\eta Z_\mu(x), \quad (3.34)$$

$$S_{VL(2)} = -i \int (g'_2 \sin \theta) d^4x \left[\frac{1}{2} \bar{\psi}_l(x) \gamma^\mu (3 + \gamma_5) \psi_l(x) \right] C^\lambda \partial_\lambda Z_\mu(x). \quad (3.35)$$

As Eqs. (3.33), (3.34) e (3.35), no espaço dos momentos, são escritas como

$$S_0 = -\frac{g}{4 \cos \theta} (2\pi)^4 \frac{\delta^4(q + q' - k)}{[8V^3 q_0 q'_0 k_0]^{1/2}} M_0, \quad (3.36)$$

$$S_{VL(1)} = i \frac{g'_2 \sin \theta}{2} (2\pi)^4 \frac{\delta^4(q + q' - k)}{[8V^3 q_0 q'_0 k_0]^{1/2}} M_{VL(1)}, \quad (3.37)$$

$$S_{VL(2)} = -i \frac{g'_2 \sin \theta}{2} (2\pi)^4 \frac{\delta^4(q + q' - k)}{[8V^3 q_0 q'_0 k_0]^{1/2}} M_{VL(2)}, \quad (3.38)$$

sendo

$$M_0 = \varepsilon_\mu(k, \lambda) \bar{u}_l(q, s) \gamma^\mu (g'_V - \gamma_5) v(q', s'), \quad (3.39)$$

$$M_{VL(1)} = C^\mu k_\eta \varepsilon_\mu(k, \lambda) \bar{u}_l(q, s) \gamma^\eta (3 + \gamma_5) v(q', s'), \quad (3.40)$$

$$M_{VL(2)} = C^\lambda k_\lambda \varepsilon_\mu(k, \lambda) \bar{u}_l(q, s) \gamma^\mu (3 + \gamma_5) v(q', s'). \quad (3.41)$$

O termo S_0 , na Eq. (3.36), corresponde ao elemento de matriz S usual sem VL, resultando igual a Eq. (3.12). A taxa de decaimento é fornecida pela Eq. (3.13), na qual inserimos o módulo quadrado do elemento de matriz S , dado pela Eq. (3.32), com efeitos de VL. Esse elemento de

matriz é formado pelos três termos, S_0 , $S_{VL(1)}$ e $S_{VL(2)}$, de forma que seu módulo quadrado seja expresso como

$$|S|^2 = S_0 S_0^\dagger + S_0 S_{VL(1)}^\dagger + S_{VL(1)} S_0^\dagger + S_0 S_{VL(2)}^\dagger + S_{VL(2)} S_0^\dagger + S_{VL(1)} S_{VL(1)}^\dagger + S_{VL(1)} S_{VL(2)}^\dagger + S_{VL(2)} S_{VL(1)}^\dagger + S_{VL(2)} S_{VL(2)}^\dagger. \quad (3.42)$$

Contudo, no elemento de matriz (3.42), os termos em primeira ordem no parâmetro de VL anulam-se, ou seja,

$$S_0 S_{VL(1)}^\dagger + S_{VL(1)} S_0^\dagger + S_0 S_{VL(2)}^\dagger + S_{VL(2)} S_0^\dagger = 0. \quad (3.43)$$

Portanto, substituindo a Eq. (3.42) na Eq. (3.13), encontramos a soma,

$$\Gamma_Z = \Gamma_{S_0 S_0^\dagger} + \Gamma_{S_{VL(1)} S_{VL(1)}^\dagger} + \Gamma_{S_{VL(1)} S_{VL(2)}^\dagger} + \Gamma_{S_{VL(2)} S_{VL(1)}^\dagger} + \Gamma_{S_{VL(2)} S_{VL(2)}^\dagger}, \quad (3.44)$$

que fornece a taxa de decaimento, onde $\Gamma_{S_0 S_0^\dagger}$ representa a taxa do decaimento ($Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$), proveniente do Modelo Padrão. A seguir, determinamos os quatro termos com correções de VL, que compõem a taxa desse decaimento, obtendo assim a taxa de decaimento total.

3.3.1 O termo $\left(\Gamma_{S_{VL(1)} S_{VL(1)}^\dagger}\right)$

Nesta subseção, determinamos a contribuição do termo, $\Gamma_{S_{VL(1)} S_{VL(1)}^\dagger}$, à taxa de decaimento do processo ($Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$). Começamos escrevendo o produto:

$$S_{VL(1)} S_{VL(1)}^\dagger = \frac{(g_2')^2 \sin^2 \theta}{4} (2\pi)^8 \frac{[\delta^4(q + q' - k)]^2}{[8V^3 q_0 q_0' k_0]} M_{VL(1)} M_{VL(1)}^\dagger, \quad (3.45)$$

com

$$M_{VL(1)}^\dagger = \varepsilon_\nu(k, \lambda) \bar{v}(q', s') \gamma^\eta (3 + \gamma_5) u_l(q, s) k_\eta C^\nu. \quad (3.46)$$

Sendo $M_{VL(1)}$ e $S_{VL(1)}$ dados respectivamente pelas Eqs. (3.40) e (3.37). Na obtenção da Eq. (3.45), fizemos uso da relação (3.16), que fornece $[\delta^4(q + q' - k)]^2$. Inserindo a Eq. (3.45) na expressão para a taxa de decaimento, Eq. (3.13), chegamos a

$$\Gamma_{S_{VL(1)} S_{VL(1)}^\dagger} = \frac{(g_2')^2 \sin^2 \theta}{384\pi^2} \frac{1}{k_0} \int \frac{d^3 q}{q_0} \int \frac{d^3 q'}{q_0'} \delta^4(q + q' - k) \sum_{\lambda, s, s'} M_{11}^2, \quad (3.47)$$

onde

$$\sum_{\lambda, s, s'} M_{11}^2 = \sum_{\lambda} \varepsilon_\mu(k, \lambda) \varepsilon_\nu(k, \lambda) \left\{ \sum_{s, s'} \bar{u}_l(q, s) \gamma^\delta (3 + \gamma_5) v(q', s') C^\mu k_\delta \times \bar{v}(q', s') \gamma^\eta (3 + \gamma_5) u_l(q, s) k_\eta C^\nu \right\}. \quad (3.48)$$

Utilizando as relações (3.10) e (3.11), podemos expressar a Eq. (3.48) como

$$\sum_{\lambda, s, s'} M_{11}^2 = C^\mu k_\delta C^\nu k_\eta \sum_{\lambda} \varepsilon_\mu(k, \lambda) \varepsilon_\nu(k, \lambda) \times Tr \left[\gamma^\delta (3 + \gamma_5) (\not{q}' - m_l) \gamma^\eta (3 + \gamma_5) (\not{q} + m_l) \right], \quad (3.49)$$

onde temos o traço,

$$\begin{aligned} \text{Tr} \left[\gamma^\delta (3 + \gamma_5) (\not{q}' - m_l) \gamma^\eta (3 + \gamma_5) (\not{q} + m_l) \right] &= 40 \left[q^\eta q'^\delta - (q \cdot q') g^{\delta\eta} + q^\delta q'^\eta \right] \\ &\quad - 32m_l^2 g^{\delta\eta} + 24iq_\alpha q'_\beta \varepsilon^{\delta\beta\eta\alpha}. \end{aligned} \quad (3.50)$$

Por meio do uso da relação (3.9) e do traço (3.50), é possível reescrevermos a Eq. (3.49) na forma:

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda, s, s'} M_{11}^2 &= -80C^2 (k \cdot q) (k \cdot q') + 40 \left[M_Z^2 C^2 - (C \cdot k)^2 \right] (q \cdot q') \\ &\quad + 32m_l^2 \left[M_Z^2 C^2 - (C \cdot k)^2 \right] + \frac{80 (C \cdot k)^2 (k \cdot q) (k \cdot q')}{M_Z^2}, \end{aligned} \quad (3.51)$$

com $(q \cdot q')$ dado pela Eq. (3.23), de forma que fiquemos com

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda, s, s'} M_{11}^2 &= -80C^2 (k \cdot q) (k \cdot q') + 20M_Z^2 \left[M_Z^2 C^2 - (C \cdot k)^2 \right] \left[\left(1 - \frac{2m_l^2}{M_Z^2} \right) + \frac{32m_l^2}{20M_Z^2} \right] \\ &\quad + \frac{80 (C \cdot k)^2 (k \cdot q) (k \cdot q')}{M_Z^2}. \end{aligned} \quad (3.52)$$

Substituindo a Eq. (3.52) na Eq. (3.47), encontramos:

$$\begin{aligned} \Gamma_{S_{VL(1)} S_{VL(1)}^\dagger} &= \frac{(g_2')^2 \sin^2 \theta}{384\pi^2 k_0} \left\{ -80C^2 k^\alpha k^\beta I_{\alpha\beta} + \frac{80}{M_Z^2} (C \cdot k)^2 k^\alpha k^\beta I_{\alpha\beta} \right. \\ &\quad \left. + 20M_Z^2 \left[M_Z^2 C^2 - (C \cdot k)^2 \right] \left[\left(1 - \frac{2m_l^2}{M_Z^2} \right) + \frac{32m_l^2}{20M_Z^2} \right] \int \frac{d^3 q}{2q_0} \int \frac{d^3 q'}{2q'_0} \delta^4 (q + q' - k) \right\}, \end{aligned} \quad (3.53)$$

em que $I_{\alpha\beta}$ e a integral, no segundo termo, são fornecidos respectivamente pelas Eqs. (3.27) e (3.28). Inserindo esses resultados na Eq. (3.53) e fazendo algumas simplificações, obtemos (no referencial do bóson Z_0) a seguinte contribuição do termo de VL à taxa de decaimento:

$$\Gamma_{S_{VL(1)} S_{VL(1)}^\dagger} = \frac{m_l^2 M_Z \sin^2 \theta}{24\pi} \left(1 - \frac{4m_l^2}{M_Z^2} \right)^{1/2} (g_2' \mathbf{C})^2 \Theta (M_Z - 2m_l). \quad (3.54)$$

3.3.2 O termo $\left(\Gamma_{S_{VL(2)} S_{VL(2)}^\dagger} \right)$

Nesta subseção, determinamos a contribuição do termo, $\Gamma_{S_{VL(2)} S_{VL(2)}^\dagger}$, à taxa de decaimento do processo $(Z_0 \rightarrow \bar{l} + l)$. Partimos do produto:

$$S_{VL(2)} S_{VL(2)}^\dagger = \frac{(g_2')^2 \sin^2 \theta}{4} (2\pi)^8 \frac{[\delta^4 (q + q' - k)]^2}{[8V^3 q_0 q'_0 k_0]} M_{VL(2)} M_{VL(2)}^\dagger, \quad (3.55)$$

em que

$$M_{VL(2)}^\dagger = \varepsilon_\nu (k, \lambda) \bar{v} (q', s') \gamma^\nu (3 + \gamma_5) u_l (q, s) k_\lambda C^\lambda, \quad (3.56)$$

com $M_{VL(2)}$ e $S_{VL(2)}$ sendo fornecidos, respectivamente, pelas Eqs. (3.41) e (3.38). Substituindo a Eq. (3.55) na equação para taxa de decaimento (3.13), ficamos com

$$\Gamma_{S_{VL(2)} S_{VL(2)}^\dagger} = \frac{(g_2')^2 \sin^2 \theta}{384\pi^2} \frac{1}{k_0} \int \frac{d^3 q}{q_0} \int \frac{d^3 q'}{q'_0} \delta^4 (q + q' - k) \sum_{\lambda, s, s'} M_{22}^2, \quad (3.57)$$

onde

$$\sum_{\lambda, s, s'} M_{22}^2 = \sum_{\lambda} \varepsilon_{\mu}(k, \lambda) \varepsilon_{\nu}(k, \lambda) \left\{ \sum_{s, s'} \bar{u}_l(q, s) \gamma^{\mu} (3 + \gamma_5) v(q', s') C^{\lambda} k_{\lambda} \right. \\ \left. \times \bar{v}(q', s') \gamma^{\nu} (3 + \gamma_5) u_l(q, s) k_{\lambda} C^{\lambda} \right\}. \quad (3.58)$$

Usando as relação (3.10) e (3.11), podemos reescrever a Eq. (3.58) como

$$\sum_{\lambda, s, s'} M_{22}^2 = (C \cdot k)^2 \sum_{\lambda} \varepsilon_{\mu}(k, \lambda) \varepsilon_{\nu}(k, \lambda) \\ \times Tr \left[\gamma^{\mu} (3 + \gamma_5) (\not{q}' - m_l) \gamma^{\nu} (3 + \gamma_5) (\not{q} + m_l) \right], \quad (3.59)$$

onde temos:

$$Tr \left[\gamma^{\mu} (3 + \gamma_5) (\not{q}' - m_l) \gamma^{\nu} (3 + \gamma_5) (\not{q} + m_l) \right] = 40 [q^{\nu} q'^{\mu} - (q \cdot q') g^{\mu\nu} + q^{\mu} q'^{\nu}] \\ - 32m_l^2 g^{\mu\nu} + 24iq_{\alpha} q'_{\beta} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}. \quad (3.60)$$

Através do uso da relação (3.9) e do traço (3.60), é possível reescrevermos a Eq. (3.59) como

$$\sum_{\lambda, s, s'} M_{22}^2 = 40 (C \cdot k)^2 (q \cdot q') + 96m_l^2 (C \cdot k)^2 + \frac{80 (C \cdot k)^2 (k \cdot q) (k \cdot q')}{M_Z^2}, \quad (3.61)$$

em que o produto $(q \cdot q')$ é dado pela Eq. (3.23), implicando em

$$\sum_{\lambda, s, s'} M_{22}^2 = 20M_Z^2 (C \cdot k)^2 \left(1 - \frac{2m_l^2}{M_Z^2} \right) + 96m_l^2 (C \cdot k)^2 + \frac{80 (C \cdot k)^2 (k \cdot q) (k \cdot q')}{M_Z^2}. \quad (3.62)$$

Inserindo a Eq. (3.62) na Eq. (3.57), chegamos a

$$\Gamma_{S_{VL(2)} S_{VL(2)}^{\dagger}} = \frac{(g_2')^2 \sin^2 \theta}{384\pi^2 k_0} \left\{ \frac{80 (C \cdot k)^2}{M_Z^2} k^{\alpha} k^{\beta} I_{\alpha\beta} \right. \\ \left. + \left[20M_Z^2 (C \cdot k)^2 \left(1 - \frac{2m_l^2}{M_Z^2} \right) + 96m_l^2 (C \cdot k)^2 \right] \int \frac{d^3 q}{2q_0} \int \frac{d^3 q'}{2q_0'} \delta^4(q + q' - k) \right\}, \quad (3.63)$$

onde $I_{\alpha\beta}$ e a integral, no segundo termo, são fornecidos respectivamente pelas Eqs. (3.27) e (3.28).

Substituindo esses resultados na Eq. (3.63), determinamos a contribuição com correções de VL,

$$\Gamma_{S_{VL(2)} S_{VL(2)}^{\dagger}} = \frac{10 \sin^2 \theta M_Z}{96\pi} (g_2' C_0 M_Z)^2 \left(1 - \frac{4m_l^2}{M_Z^2} \right)^{1/2} \left[1 + \left(1 - \frac{2m_l^2}{M_Z^2} \right) + \frac{48m_l^2}{10M_Z^2} \right] \Theta(M_Z - 2m_l), \quad (3.64)$$

à taxa do decaimento $(Z_0 \rightarrow \bar{l} + l)$ no referencial do bóson Z_0 .

3.3.3 Os termos $(\Gamma_{S_{VL(1)} S_{VL(2)}^{\dagger}}, \Gamma_{S_{VL(2)} S_{VL(1)}^{\dagger}})$ e a taxa do decaimento $(Z_0 \rightarrow \bar{l} + l)$ com correções de VL

É possível demonstrar, por meio de procedimentos análogos aos desenvolvidos nas duas últimas subseções, que os termos $(\Gamma_{S_{VL(1)} S_{VL(2)}^{\dagger}}, \Gamma_{S_{VL(2)} S_{VL(1)}^{\dagger}})$ resultam nulos. A quantidade, $\Gamma_{S_0 S_0^{\dagger}}$, corresponde à taxa do decaimento $(Z_0 \rightarrow \bar{l} + l)$ sem VL, sendo dada pela Eq. (3.29).

Portanto, voltando nossa atenção à Eq. (3.44), observamos que a taxa de decaimento com correções de VL, fica dada (no referencial do bóson Z_0) por

$$\Gamma_Z = \Gamma_{S_0 S_0^\dagger} + \Gamma_{S_{VL(1)} S_{VL(1)}^\dagger} + \Gamma_{S_{VL(2)} S_{VL(2)}^\dagger} \quad (3.65)$$

onde $\Gamma_{S_{VL(1)} S_{VL(1)}^\dagger}$ e $\Gamma_{S_{VL(2)} S_{VL(2)}^\dagger}$ são fornecidos, respectivamente, pelas Eqs. (3.54) e (3.64) que inseridas na Eq. (3.65) conduzem à seguinte expressão:

$$\begin{aligned} \Gamma_Z = & \frac{g^2}{1536\pi \cos^2 \theta} \left[8 (g_V'^2 + 1) M_Z - 48 \frac{m_l^2}{M_Z} - 32 (g_V'^2 - 2) \frac{m_l^4}{M_Z^3} \right] \Theta(M_Z - 2m_l) \\ & + \frac{m_l^2 M_Z \sin^2 \theta}{24\pi} \left(1 - \frac{4m_l^2}{M_Z^2} \right)^{1/2} (g_2' \mathbf{C})^2 \Theta(M_Z - 2m_l) \\ & + \frac{10 \sin^2 \theta M_Z}{96\pi} (g_2' C_0 M_Z)^2 \left(1 - \frac{4m_l^2}{M_Z^2} \right)^{1/2} \left(\frac{20M_Z^2 + 28m_l^2}{10M_Z^2} \right) \Theta(M_Z - 2m_l). \end{aligned} \quad (3.66)$$

Devemos observar que a massa do bóson Z_0 ($M_Z = 9.1 \times 10^{10} eV$) é muito maior que a massa dos léptons e conseqüentemente as razões ($m_e^2/M_Z^2 \simeq 2 \times 10^{-11}$, $m_\mu^2/M_Z^2 \simeq 10^{-6}$, $m_\tau^2/M_Z^2 \simeq 4 \times 10^{-4}$), onde m_e, m_μ, m_τ correspondem às massas do elétron, múon e tau, terminam resultando menores que a incerteza experimental (da ordem de 1 parte em 10^3) na medida da taxa de decaimento. Uma vez que as razões, m_l^2/M_Z^2 , já são menores que a incerteza na medida da taxa de decaimento, podemos tranquilamente desprezá-las juntamente com as razões, m_l^4/M_Z^4 . Dessa forma, é possível reescrevermos a expressão para a taxa de decaimento com correções de VL (3.66) como

$$\begin{aligned} \Gamma_Z = & \frac{g^2 (g_V'^2 + 1) M_Z}{192\pi \cos^2 \theta} \left[1 + \frac{2m_l^2 \sin^2 2\theta}{g^2 (g_V'^2 + 1)} (g_2' \mathbf{C})^2 \right. \\ & \left. + \frac{10 \sin^2 2\theta}{g^2 (g_V'^2 + 1)} (g_2' C_0 M_Z)^2 \right] \Theta(M_Z - 2m_l). \end{aligned} \quad (3.67)$$

Com a finalidade de limitar primeiramente a parte temporal do *background*, supomos uma configuração tipo *timelike*, $C^\mu = (C_0, \mathbf{0})$. Logo, podemos reter apenas:

$$\Gamma_Z = \frac{g^2 (g_V'^2 + 1) M_Z}{192\pi \cos^2 \theta} \left[1 + \frac{10 \sin^2 2\theta}{g^2 (g_V'^2 + 1)} (g_2' C_0 M_Z)^2 \right] \Theta(M_Z - 2m_l), \quad (3.68)$$

onde o coeficiente, $g^2 (g_V'^2 + 1) M_Z / 192\pi \cos^2 \theta$, representa a taxa do decaimento ($Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$) sem correções de VL, dada pela Eq. (3.30). De posse deste resultado, podemos limitar a magnitude do coeficiente NM que contribui à taxa de decaimento, ou seja, $(g_2' C_0)$, o que fazemos a seguir.

A medida experimental da taxa $\Gamma_Z^{(LAB)}$ é dada por

$$\Gamma_Z^{(LAB)} = (83,985 \pm 0,086) MeV = 83.985(1 \pm 0,001) MeV, \quad (3.69)$$

a partir de dados obtidos no acelerador LEP [138], construído para operar com energia de centro de massa em torno de 91 GeV. Ao compararmos a incerteza experimental com a expressão (3.68), impomos a condição:

$$\frac{10 \sin^2 2\theta}{g^2 (g_V'^2 + 1)} (g_2' C_0 M_Z)^2 < 1,0 \times 10^{-3}, \quad (3.70)$$

uma vez que as correções advindas da VL devem ser menores que as incertezas experimentais na medida. O resultado obtido é

$$(g'_2 C_0) < 2,0 \times 10^{-5} \text{ (GeV)}^{-1}, \quad (3.71)$$

onde assumimos as considerações: $g = e/\sin\theta$, $g'_V = 1 - 4\sin^2\theta$, $\sin^2\theta = 0.23$. Na parte final deste capítulo, fazemos novas considerações sobre esse limite.

Caso haja interesse em limitar a parte espacial do background, seria possível, também, supondo-se uma configuração tipo *spacelike*, $C^\mu = (0, \mathbf{C})$. Neste caso, temos:

$$\Gamma_Z = \frac{g^2 (g_V'^2 + 1) M_Z}{192\pi \cos^2\theta} \left[1 + \frac{2m_l^2 \sin^2 2\theta}{g^2 (g_V'^2 + 1)} (g'_2 \mathbf{C})^2 \right] \Theta(M_Z - 2m_l). \quad (3.72)$$

Analogamente, devemos impor:

$$\frac{2m_l^2 \sin^2 2\theta}{g^2 (g_V'^2 + 1)} (g'_2 \mathbf{C})^2 < 1,0 \times 10^{-3}, \quad (3.73)$$

que leva a

$$g'_2 |\mathbf{C}| < \frac{0,0047}{m_l}. \quad (3.74)$$

Vemos, assim, que o *upper bound* depende da massa do lépton gerado no decaimento, sendo seu valor mais restritivo da ordem de

$$g'_2 |\mathbf{C}| < 2,0 \times 10^{-3} \text{ (GeV)}^{-1}. \quad (3.75)$$

3.4 Acoplamento, não-mínimo, CPT-ímpar, no setor $SU(2)_L$ do modelo de GSW

Nossa segunda proposta de acoplamento NM, definida no setor $SU(2)_L$ do modelo de GSW, ao ser inserida na derivada covariante (2.48) implica em

$$D_\mu = \partial_\mu - ig(\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu) - i\frac{g'}{2}YB_\mu + ig'_3(\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_{\mu\nu})V^\nu, \quad (3.76)$$

onde V^ν representa um vetor de fundo que viola a simetria de Lorentz. A introdução da derivada covariante modificada (3.76) na densidade lagrangeana de GSW (2.47) modifica o setor de interação entre os léptons e os bósons de *gauge* do modelo de GSW (2.130), adicionando interações de VL da forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{VL(2)} = & \mathcal{J}_{+(VL)}^{(l)\nu} W_\nu^+ + \mathcal{J}_{-(VL)}^{(l)\nu} W_\nu^- + \mathcal{J}_{0(VL)}^{(l)\nu} Z_\nu + \mathcal{J}_{EM(VL)}^{(l)\nu} A_\nu + \mathcal{J}_{EM(+)(VL)}^{(l)\mu\nu} W_\mu^+ A_\nu \\ & + \mathcal{J}_{EM(-)(VL)}^{(l)\mu\nu} W_\nu^- A_\mu + \mathcal{J}_{0(+)(VL)}^{(l)\mu\nu} W_\mu^+ Z_\nu + \mathcal{J}_{0(-)(VL)}^{(l)\mu\nu} W_\nu^- Z_\mu + \mathcal{J}_{-+(VL)}^{(l)\mu\nu} W^- W_\nu^+, \end{aligned} \quad (3.77)$$

em que

$$\mathcal{J}_{+(VL)}^{(l)\nu} = -\frac{g'_3}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l V^\nu \partial_\mu + \frac{g'_3}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_l \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \psi_l V^\mu \partial_\mu, \quad (3.78)$$

$$\mathcal{J}_{-(VL)}^{(l)\nu} = -\frac{g'_3}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l V^\nu \partial_\mu + \frac{g'_3}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_l \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \psi_l V^\mu \partial_\mu, \quad (3.79)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{0(VL)}^{(l)\nu} = & -\frac{g'_3 \cos \theta}{4} \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} V^\nu \partial_\mu + \frac{g'_3 \cos \theta}{4} \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l V^\nu \partial_\mu \\ & + \frac{g'_3 \cos \theta}{4} \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} V^\mu \partial_\mu - \frac{g'_3 \cos \theta}{4} \bar{\psi}_l \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \psi_l V^\mu \partial_\mu, \end{aligned} \quad (3.80)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{EM(VL)}^{(l)\nu} = & -\frac{g'_3 \sin \theta}{4} \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} V^\nu \partial_\mu + \frac{g'_3 \sin \theta}{4} \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l V^\nu \partial_\mu \\ & + \frac{g'_3 \sin \theta}{4} \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} V^\mu \partial_\mu - \frac{g'_3 \sin \theta}{4} \bar{\psi}_l \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \psi_l V^\mu \partial_\mu, \end{aligned} \quad (3.81)$$

$$\mathcal{J}_{EM(+)}^{(l)\mu\nu} = -\frac{g'_3 g \sin \theta}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} V^\nu + \frac{g'_3 g \sin \theta}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_l \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} V^\mu, \quad (3.82)$$

$$\mathcal{J}_{EM(-)(VL)}^{(l)\mu\nu} = -\frac{g'_3 g \sin \theta}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l V^\nu + \frac{g'_3 g \sin \theta}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \psi_l V^\mu, \quad (3.83)$$

$$\mathcal{J}_{0(+)(VL)}^{(l)\mu\nu} = -\frac{g'_3 g \cos \theta}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} V^\nu + \frac{g'_3 g \cos \theta}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_l \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} V^\mu, \quad (3.84)$$

$$\mathcal{J}_{0(-)(VL)}^{(l)\mu\nu} = -\frac{g'_3 g \cos \theta}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l V^\nu + \frac{g'_3 g \cos \theta}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \psi_l V^\mu, \quad (3.85)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{-+ (VL)}^{(l)\mu\nu} = & -\frac{g'_3 g}{8} \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} V^\nu + \frac{g'_3 g}{8} \bar{\psi}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_l V^\nu \\ & + \frac{g'_3 g}{8} \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} V^\mu - \frac{g'_3 g}{8} \bar{\psi}_l \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \psi_l V^\mu. \end{aligned} \quad (3.86)$$

Restringimos nossa atenção a efeitos, provenientes da interação $\mathcal{L}_{VL(2)}$, sobre processos em nível de árvore, traçando uma rota para limitar as componentes do vetor de fundo V^ν através da taxa do decaimento ($W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$). Sendo assim, na próxima seção, primeiramente calculamos a taxa desse decaimento no contexto do MP sem VL.

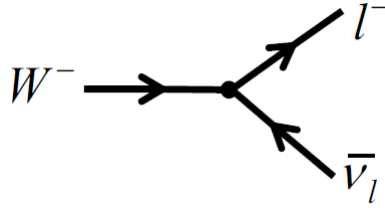


Figura 4 – Decaimento do bóson W^-

3.5 Taxa de decaimento do processo ($W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$)

O elemento de matriz S , associado ao decaimento $W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$ (vide Fig.4), pode ser escrito como

$$S(W^- \rightarrow \bar{\nu}_l + l) = -i \frac{(-g)}{2\sqrt{2}} \int d^4x \bar{\psi}_l(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l}(x) W_\mu^-(x), \quad (3.87)$$

com os campos obedecendo as seguintes prescrições:

$$W_\mu^-(x) = (2Vk_0)^{-1/2} \varepsilon_\mu(k, \lambda) \exp(-ik \cdot x), \quad (3.88)$$

$$\psi_l(x) = (2Vq_0)^{-1/2} u_l(q, s) \exp(-iq \cdot x), \quad (3.89)$$

$$\psi_{\nu_l}(x) = (2Vq'_0)^{-1/2} v_\nu(q', s') \exp(iq' \cdot x). \quad (3.90)$$

Substituindo as prescrições para os campos nas Eqs. (3.88), (3.89) e (3.90,) no elemento de matriz da Eq. (3.87), ficamos com

$$\begin{aligned} S(W^- \rightarrow \bar{\nu}_l + l) &= -\frac{g}{2\sqrt{2}} (2\pi)^4 \frac{\delta^4(q + q' - k)}{[8V^3 q_0 q'_0 k_0]^{1/2}} \\ &\quad \times \varepsilon_\mu(k, \lambda) \bar{u}_l(q, s) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v_\nu(q', s'). \end{aligned} \quad (3.91)$$

A taxa de decaimento é fornecida pela Eq. (3.13), na qual substituindo o elemento de matriz da Eq. (3.91), implica em

$$\Gamma_{W(MP)} = \frac{g^2}{8} \frac{1}{(2\pi)^2} \int \frac{d^3q}{2q_0} \int \frac{d^3q'}{2q'_0} \frac{1}{2k_0} \frac{1}{3} \sum_\lambda \sum_{s,s'}^2 |N|^2 \delta^4(q + q' - k), \quad (3.92)$$

onde

$$N = \varepsilon_\mu(k, \lambda) \bar{u}_l(q, s) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v_\nu(q', s'). \quad (3.93)$$

O somatório, na Eq. (3.92), pode ser escrito na forma:

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda, s, s'} |N|^2 &= \sum_\lambda \varepsilon_\mu(k, \lambda) \varepsilon_\nu(k, \lambda) \left\{ \sum_{s, s'} [\bar{u}_l(q, s) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v_\nu(q', s')] \right. \\ &\quad \left. \times [\bar{v}_\nu(q', s') \gamma^\nu (1 - \gamma_5) u_l(q, s)] \right\}, \end{aligned} \quad (3.94)$$

em que o uso das relações (3.10) e (3.11) leva a

$$\sum_{\lambda, s, s'} |N|^2 = \sum_\lambda \varepsilon_\mu(k, \lambda) \varepsilon_\nu(k, \lambda) \text{Tr} \left[(\not{q} + m_l) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \not{q}' \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \right], \quad (3.95)$$

que é possível reescrevermos como

$$\sum_{\lambda, s, s'} |N|^2 = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{M_W^2} \right) 8 \left[q^\mu q'^\nu - (q \cdot q') g^{\mu\nu} + q^\nu q'^\mu + i\varepsilon^{\alpha\mu\beta\nu} q_\alpha q'_\beta \right], \quad (3.96)$$

onde usamos o traço,

$$\text{Tr} \left[(\not{q} + m_l) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \not{q}' \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \right] = 8 \left[q^\mu q'^\nu - (q \cdot q') g^{\mu\nu} + q^\nu q'^\mu + i\varepsilon^{\alpha\mu\beta\nu} q_\alpha q'_\beta \right], \quad (3.97)$$

e a relação de completeza (3.9). Desenvolvendo os produtos na Eq. (3.96), encontramos:

$$\sum_{\lambda, s, s'} |N|^2 = \frac{8}{M_W^2} \left[2(q \cdot k)(q' \cdot k) + M_W^2(q \cdot q') \right]. \quad (3.98)$$

Analogamente ao caso anterior, observamos que por motivo da conservação de momento, expressa pela função delta na Eq. (3.92), o produto $(q \cdot q')$, no segundo termo da Eq. (3.98), pode ser escrito em termos das massas de repouso do bóson W^- e do lépton l na forma:

$$(q \cdot q') = \left(\frac{M_W^2 - m_l^2}{2} \right) = \frac{M_W^2}{2} \left(1 - \frac{m_l^2}{M_W^2} \right). \quad (3.99)$$

Então, inserindo a Eq. (3.99) na Eq. (3.98), é possível reescrevermos esta última como

$$\sum_{\lambda, s, s'} |N|^2 = \frac{16}{M_W^2} \left[(q \cdot k) (q' \cdot k) + \frac{M_W^2 (M_W^2 - m_l^2)}{4} \right]. \quad (3.100)$$

Substituindo a Eq. (3.100) na Eq. (3.92), chegamos a

$$\Gamma_{W(MP)} = \frac{g^2}{48\pi^2 M_W^3} \left[k^\alpha k^\beta I_{\alpha\beta} + \int \frac{d^3 q}{q_0} \int \frac{d^3 q'}{q'_0} \delta^4(q + q' - k) \frac{M_W^2 (M_W^2 - m_l^2)}{4} \right], \quad (3.101)$$

onde $I_{\alpha\beta}$ é dado pela Eq. (3.26) desde que façamos as considerações: $m = m_l$, $m' = 0$, $k^2 = M_W^2$. Por outro lado, a integral, no segundo termo da Eq. (3.101), resulta:

$$\int \frac{d^3 q}{q_0} \int \frac{d^3 q'}{q'_0} \delta^4(q + q' - k) = 2\pi \left(1 - \frac{m_l^2}{M_W^2} \right) \Theta(M_W - m_l). \quad (3.102)$$

Assim, inserindo esses resultados na Eq. (3.101), determinamos a seguinte expressão para a taxa do decaimento ($W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$):

$$\Gamma_{W(MP)} = \frac{g^2}{48\pi} M_W \left(1 - \frac{m_l^2}{M_W^2} \right)^2 \left(1 + \frac{m_l^2}{2M_W^2} \right) \Theta(M_W - m_l). \quad (3.103)$$

3.6 A taxa do decaimento ($W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$) com correções de VL

Nesta seção, obtemos a taxa do decaimento ($W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$) com contribuições de VL, provenientes da interação $\mathcal{J}_{-(VL)}^{(l)\nu} W_\nu^-$, introduzida na seção (3.4). O termo na densidade lagrangeana de GSW com correções de VL, associado a esse processo, é escrito como

$$\begin{aligned} \left(J_-^{(l)\mu} + \mathcal{J}_{-(VL)}^{(l)\nu} \right) W_\mu^- &= \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_l(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l}(x) W_\mu^-(x) \\ &- \frac{g'_3}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_l(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l}(x) V^\mu \partial_\eta W_\mu^-(x) + \frac{g'_3}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_l(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l}(x) V^\lambda \partial_\lambda W_\mu^-(x), \end{aligned} \quad (3.104)$$

com os campos atendendo as prescrições propostas nas Eqs. (3.88), (3.89) e (3.90). Tendo por base a Eq. (3.104), o elemento de matriz \mathcal{S} para o decaimento ($W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$) com correções de VL pode ser expresso na forma:

$$\mathcal{S}(W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l) = -i \int d^4 x \left(J_-^{(l)\mu} + \mathcal{J}_{-(VL)}^{(l)\nu} \right) W_\mu^- = \mathcal{S}_0 + \mathcal{S}_{VL(1)} + \mathcal{S}_{VL(2)}, \quad (3.105)$$

onde

$$\mathcal{S}_0 = -i \int d^4 x \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_l(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l}(x) W_\mu^-(x), \quad (3.106)$$

$$\mathcal{S}_{VL(1)} = -i \int d^4x \left(-\frac{g'_3}{2\sqrt{2}} \right) \bar{\psi}_l(x) \gamma^\eta (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l}(x) V^\mu \partial_\eta W_\mu^-(x), \quad (3.107)$$

$$\mathcal{S}_{VL(2)} = -i \int d^4x \frac{g'_3}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_l(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l}(x) V^\lambda \partial_\lambda W_\mu^-(x). \quad (3.108)$$

As Eqs. (3.106), (3.107) e (3.108), no espaço dos momentos, são escritas como

$$\mathcal{S}_0 = \frac{g}{2\sqrt{2}} (2\pi)^4 \frac{\delta^4(q + q' - k)}{[8V^3 q_0 q'_0 k_0]^{1/2}} N_0, \quad (3.109)$$

$$\mathcal{S}_{VL(1)} = \frac{ig'_3}{2\sqrt{2}} (2\pi)^4 \frac{\delta^4(q + q' - k)}{[8V^3 q_0 q'_0 k_0]^{1/2}} N_{VL(1)}, \quad (3.110)$$

$$\mathcal{S}_{VL(2)} = -\frac{ig'_3}{2\sqrt{2}} (2\pi)^4 \frac{\delta^4(q + q' - k)}{[8V^3 q_0 q'_0 k_0]^{1/2}} N_{VL(2)}, \quad (3.111)$$

em que

$$N_0 = \varepsilon_\mu(k, \lambda) \bar{u}_l(q, s) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v(q', s'), \quad (3.112)$$

$$N_{VL(1)} = V^\mu k_\eta \varepsilon_\mu(k, \lambda) \bar{u}_l(q, s) \gamma^\eta (1 - \gamma_5) v(q', s'), \quad (3.113)$$

$$N_{VL(2)} = V^\lambda k_\lambda \varepsilon_\mu(k, \lambda) \bar{u}_l(q, s) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v_\nu(q', s'). \quad (3.114)$$

Devido ao fato de o elemento de matriz \mathcal{S} depender dos termos: \mathcal{S}_0 , $\mathcal{S}_{VL(1)}$, $\mathcal{S}_{VL(2)}$; seu módulo quadrático fica expresso como

$$\begin{aligned} |\mathcal{S}|^2 &= \mathcal{S}_0 \mathcal{S}_0^\dagger + \mathcal{S}_0 \mathcal{S}_{VL(1)}^\dagger + \mathcal{S}_{VL(1)} \mathcal{S}_0^\dagger + \mathcal{S}_0 \mathcal{S}_{VL(2)}^\dagger + \mathcal{S}_{VL(2)} \mathcal{S}_0^\dagger \\ &+ \mathcal{S}_{VL(1)} \mathcal{S}_{VL(1)}^\dagger + \mathcal{S}_{VL(1)} \mathcal{S}_{VL(2)}^\dagger + \mathcal{S}_{VL(2)} \mathcal{S}_{VL(1)}^\dagger + \mathcal{S}_{VL(2)} \mathcal{S}_{VL(2)}^\dagger, \end{aligned} \quad (3.115)$$

onde temos:

$$\mathcal{S}_0 \mathcal{S}_{VL(1)}^\dagger + \mathcal{S}_{VL(1)} \mathcal{S}_0^\dagger + \mathcal{S}_0 \mathcal{S}_{VL(2)}^\dagger + \mathcal{S}_{VL(2)} \mathcal{S}_0^\dagger = 0. \quad (3.116)$$

Por conseguinte, substituindo a Eq. (3.115) na Eq. (3.13), chegamos à taxa de decaimento:

$$\Gamma_W = \Gamma_{\mathcal{S}_0 \mathcal{S}_0^\dagger} + \Gamma_{\mathcal{S}_{VL(1)} \mathcal{S}_{VL(1)}^\dagger} + \Gamma_{\mathcal{S}_{VL(2)} \mathcal{S}_{VL(2)}^\dagger} + \Gamma_{\mathcal{S}_{VL(1)} \mathcal{S}_{VL(2)}^\dagger} + \Gamma_{\mathcal{S}_{VL(2)} \mathcal{S}_{VL(1)}^\dagger}, \quad (3.117)$$

onde $\Gamma_{\mathcal{S}_0 \mathcal{S}_0^\dagger}$ corresponde à taxa do decaimento ($W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$) sem VL, fornecida pela Eq. (3.103). Nas subseções seguintes, determinamos os termos restantes da Eq. (3.117), obtendo assim a taxa total do decaimento ($W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$) com correções de VL, advindas do acoplamento NM presente na derivada covariante (3.76).

3.6.1 O termo $\left(\Gamma_{\mathcal{S}_{VL(1)} \mathcal{S}_{VL(1)}^\dagger} \right)$

Nesta subseção, determinamos a contribuição do termo, $\Gamma_{\mathcal{S}_{VL(1)} \mathcal{S}_{VL(1)}^\dagger}$, à taxa de decaimento do processo ($W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$). Começamos com o produto:

$$\mathcal{S}_{VL(1)} \mathcal{S}_{VL(1)}^\dagger = \frac{(g'_3)^2}{8} (2\pi)^8 \frac{[\delta^4(q + q' - k)]^2}{[8V^3 q_0 q'_0 k_0]} N_{VL(1)} N_{VL(1)}^\dagger, \quad (3.118)$$

onde

$$N_{VL(1)}^\dagger = \varepsilon_\nu(k, \lambda) \bar{v}(q', s') \gamma^\eta (1 - \gamma_5) u_l(q, s) k_\eta V^\nu, \quad (3.119)$$

sendo $\mathcal{S}_{VL(1)}$ e $N_{VL(1)}$ dados, respectivamente, pelas Eqs. (3.110) e (3.113). Substituindo a Eq. (3.118) na expressão para a taxa de decaimento (3.13), encontramos:

$$\Gamma_{\mathcal{S}_{VL(1)}\mathcal{S}_{VL(1)}^\dagger} = \frac{(g'_3)^2}{768\pi^2} \frac{1}{k_0} \int \frac{d^3q}{q_0} \int \frac{d^3q'}{q'_0} \delta^4(q + q' - k) \sum_{\lambda, s, s'} N_{11}^2, \quad (3.120)$$

com

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda, s, s'} N_{11}^2 &= V^\mu k_\delta k_\eta V^\nu \sum_\lambda \varepsilon_\mu(k, \lambda) \varepsilon_\nu(k, \lambda) \left\{ \sum_{s, s'} \bar{u}_l(q, s) \gamma^\delta (1 - \gamma_5) v(q', s') \right. \\ &\quad \left. \times \bar{v}(q', s') \gamma^\eta (1 - \gamma_5) u_l(q, s) \right\}. \end{aligned} \quad (3.121)$$

Fazendo uso das relações (3.10) e (3.11), podemos expressar a Eq. (3.121) na forma:

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda, s, s'} N_{11}^2 &= V^\mu k_\delta k_\eta V^\nu \sum_\lambda \varepsilon_\mu(k, \lambda) \varepsilon_\nu(k, \lambda) \\ &\quad \times Tr \left[\gamma^\delta (1 - \gamma_5) \not{q}' \gamma^\eta (1 - \gamma_5) (\not{q} + m_l) \right], \end{aligned} \quad (3.122)$$

que por intermédio da relação (3.9) e do traço,

$$Tr \left[\gamma^\delta (1 - \gamma_5) \not{q}' \gamma^\eta (1 - \gamma_5) (\not{q} + m_l) \right] = 8 \left[q^\eta q'^\delta - (q \cdot q') g^{\delta\eta} + q^\delta q'^\eta \right] - 8i q_\alpha q'_\beta \varepsilon^{\mu\beta\eta\alpha}, \quad (3.123)$$

torna-se:

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda, s, s'} N_{11}^2 &= -16V^2 (k \cdot q') (k \cdot q) + 8 \left[M_W^2 V^2 - (V \cdot k)^2 \right] (q \cdot q') \\ &\quad + \frac{16 (V \cdot k)^2 (k \cdot q') (k \cdot q)}{M_W^2}, \end{aligned} \quad (3.124)$$

onde o produto $(q \cdot q')$ é fornecido pela Eq. (3.99), que inserido na Eq. (3.124) leva a

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda, s, s'} N_{11}^2 &= -16V^2 (k \cdot q') (k \cdot q) + 4M_W^2 \left[M_W^2 V^2 - (V \cdot k)^2 \right] \left(1 - \frac{m_l^2}{M_W^2} \right) \\ &\quad + \frac{16 (V \cdot k)^2 (k \cdot q') (k \cdot q)}{M_W^2}. \end{aligned} \quad (3.125)$$

Substituindo a Eq. (3.125) na Eq. (3.120), chegamos a

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mathcal{S}_{VL(1)}\mathcal{S}_{VL(1)}^\dagger} &= \frac{(g'_3)^2}{768\pi^2} \frac{1}{k_0} \left\{ -16V^2 k^\alpha k^\beta I_{\alpha\beta} + \frac{16}{M_W^2} (V \cdot k)^2 k^\alpha k^\beta I_{\alpha\beta} \right. \\ &\quad \left. + 4M_W^2 \left[M_W^2 V^2 - (V \cdot k)^2 \right] \left(1 - \frac{m_l^2}{M_W^2} \right) \int \frac{d^3q}{q_0} \int \frac{d^3q'}{q'_0} \delta^4(q + q' - k) \right\}, \end{aligned} \quad (3.126)$$

em que $I_{\alpha\beta}$ é dado pela Eq. (3.26) quando temos: $m = m_l$, $m' = 0$, $k^2 = M_W^2$; enquanto a intergral no segundo termo fica fornecida pela Eq. (3.102). Inserindo esses resultados na Eq. (3.126), obtemos a contribuição,

$$\Gamma_{\mathcal{S}_{VL(1)}\mathcal{S}_{VL(1)}^\dagger} = \frac{m_l^2 M_W}{96\pi} \left[1 - \frac{m_l^2}{M_W^2} \right]^2 (g'_3 \mathbf{V})^2 \Theta(M_W - m_l), \quad (3.127)$$

à taxa do decaimento ($W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$) no referencial do bóson W^- .

3.6.2 O termo $\left(\Gamma_{\mathcal{S}_{VL(2)}\mathcal{S}_{VL(2)}^\dagger}\right)$

Nesta subsecção, determinamos a contribuição do termo, $\Gamma_{\mathcal{S}_{VL(2)}\mathcal{S}_{VL(2)}^\dagger}$, à taxa de decaimento do processo $(W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l)$. Partimos do produto:

$$\mathcal{S}_{VL(2)}\mathcal{S}_{VL(2)}^\dagger = \frac{(g'_3)^2}{8} (2\pi)^8 \frac{[\delta^4(q + q' - k)]^2}{[8V^3 q_0 q'_0 k_0]} N_{VL(2)} N_{VL(2)}^\dagger, \quad (3.128)$$

em que

$$N_{VL(2)}^\dagger = \varepsilon_\nu(k, \lambda) \bar{v}(q', s') \gamma^\nu (1 - \gamma_5) u_l(q, s) k_\lambda V^\lambda, \quad (3.129)$$

sendo $\mathcal{S}_{VL(2)}$ e $N_{VL(2)}$ fornecidos, respectivamente, pelas Eqs. (3.111) e (3.114). Substituindo a Eq. (3.128) na equação para a taxa de decaimento (3.13), chegamos a

$$\Gamma_{\mathcal{S}_{VL(2)}\mathcal{S}_{VL(2)}^\dagger} = \frac{(g'_3)^2}{768\pi^2 k_0} \int \frac{d^3q}{q_0} \int \frac{d^3q'}{q'_0} \delta^4(q + q' - k) \sum_{\lambda, s, s'} N_{22}^2, \quad (3.130)$$

com

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda, s, s'} N_{22}^2 &= \sum_{\lambda} \varepsilon_\mu(k, \lambda) \varepsilon_\nu(k, \lambda) \left\{ \sum_{s, s'} \bar{u}_l(q, s) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v(q', s') k_\lambda V^\lambda \right. \\ &\quad \left. \times \bar{v}(q', s') \gamma^\nu (1 - \gamma_5) u_l(q, s) k_\lambda V^\lambda \right\}. \end{aligned} \quad (3.131)$$

Usando as relações (3.10) e (3.11), podemos expressar a Eq. (3.131) como

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda, s, s'} N_{22}^2 &= (V \cdot k)^2 \sum_{\lambda} \varepsilon_\mu(k, \lambda) \varepsilon_\nu(k, \lambda) \\ &\quad \times Tr \left[\gamma^\mu (1 - \gamma_5) \not{q}' \gamma^\nu (1 - \gamma_5) (\not{q} + m_l) \right], \end{aligned} \quad (3.132)$$

que através da relação (3.9) e do traço (3.123) resulta igual a

$$\sum_{\lambda, s, s'} N_{22}^2 = 8(V \cdot k)^2 (q \cdot q') + \frac{16}{M_W^2} (V \cdot k)^2 (k \cdot q) (k \cdot q'), \quad (3.133)$$

onde a quantidade $(q \cdot q')$ é dada pela Eq. (3.99), que substituída na Eq. (3.133) implica em

$$\sum_{\lambda, s, s'} N_{22}^2 = 4M_W^2 (V \cdot k)^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{M_W^2} \right) + \frac{16}{M_W^2} (V \cdot k)^2 (k \cdot q) (k \cdot q'). \quad (3.134)$$

Substituindo a Eq. (3.134) na Eq. (3.130), ficamos com

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mathcal{S}_{VL(2)}\mathcal{S}_{VL(2)}^\dagger} &= \frac{(g'_3)^2}{768\pi^2 k_0} \left\{ \frac{16}{M_W^2} (V \cdot k)^2 k^\alpha k^\beta I_{\alpha\beta} \right. \\ &\quad \left. + \left[4M_W^2 (V \cdot k)^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{M_W^2} \right) \right] \int \frac{d^3q}{q_0} \int \frac{d^3q'}{q'_0} \delta^4(q + q' - k) \right\}, \end{aligned} \quad (3.135)$$

em que $I_{\alpha\beta}$ é fornecido pela Eq. (3.26), considerando-se as condições: $m = m_l$, $m' = 0$, $k^2 = M_W^2$. Em contrapartida, a integral, no segundo termo, é dada pela Eq. (3.102). Inserindo esses resultados na Eq. (3.126), determinamos a contribuição,

$$\Gamma_{\mathcal{S}_{VL(2)}\mathcal{S}_{VL(2)}^\dagger} = \frac{M_W}{96\pi} (g'_3 V_0 M_W)^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{M_W^2} \right)^2 \left(2 + \frac{m_l^2}{M_W^2} \right) \Theta(M_W - m_l), \quad (3.136)$$

à taxa do decaimento $(W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l)$ no referencial do bóson W^- .

3.6.3 Os termos $\left(\Gamma_{S_{VL(1)}S_{VL(2)}^\dagger}, \Gamma_{S_{VL(2)}S_{VL(1)}^\dagger}\right)$ e a taxa do decaimento $(W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l)$ com correções de VL

Analogamente ao que ocorreu no cálculo da taxa do decaimento $(Z_0 \rightarrow \bar{l} + l)$ na seção anterior, onde as quantidades $\left(\Gamma_{S_{VL(1)}S_{VL(2)}^\dagger}, \Gamma_{S_{VL(2)}S_{VL(1)}^\dagger}\right)$ se mostraram nulas, podemos demonstrar que os termos $\left(\Gamma_{S_{VL(1)}S_{VL(2)}^\dagger}, \Gamma_{S_{VL(2)}S_{VL(1)}^\dagger}\right)$ também resultam nulos. Por conseguinte, a taxa de decaimento fica dada por

$$\Gamma_W = \Gamma_{S_0S_0^\dagger} + \Gamma_{S_{VL(1)}S_{VL(1)}^\dagger} + \Gamma_{S_{VL(2)}S_{VL(2)}^\dagger}, \quad (3.137)$$

em que substituindo os termos: $\Gamma_{S_0S_0^\dagger}$ (a taxa de decaimento sem VL), $\Gamma_{S_{VL(1)}S_{VL(1)}^\dagger}$ e $\Gamma_{S_{VL(2)}S_{VL(2)}^\dagger}$, fornecidos respectivamente pelas Eqs. (3.103), (3.127) e (3.136), obtemos a expressão,

$$\begin{aligned} \Gamma_W &= \frac{g^2}{48\pi} M_W \left(1 - \frac{3m_l^2}{2M_W^2} - \frac{m_l^4}{M_W^4}\right) \Theta(M_W - m_l) + \frac{m_l^2 M_W}{96\pi} \left[1 - \frac{m_l^2}{M_W^2}\right]^2 (g'_3 \mathbf{V})^2 \Theta(M_W - m_l) \\ &+ \frac{M_W}{96\pi} (g'_3 V_0 M_W)^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{M_W^2}\right)^2 \left(2 + \frac{m_l^2}{M_W^2}\right) \Theta(M_W - m_l), \end{aligned} \quad (3.138)$$

para a taxa do decaimento $(W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l)$ com correções de VL no referencial do bóson W^- . Na Eq. (3.138), a razão, m_l^2/M_W^2 , é menor que a incerteza (de 4 partes em 10^2) na medida da taxa de decaimento, o que nos permite desprezar potências quadráticas e de ordens superiores da razão, m_l/M_W , tal que possamos reescrever a taxa de decaimento (3.138) na seguinte forma simplificada:

$$\Gamma_W = \frac{g^2 M_W}{48\pi} \left\{1 + \frac{m_l^2}{2g^2} (g'_3 \mathbf{V})^2 + \frac{M_W^2 (g'_3 V_0)^2}{g^2}\right\} \Theta(M_W - m_l), \quad (3.139)$$

onde a quantidade, $g^2 M_W/48\pi$, corresponde à taxa do decaimento $(W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l)$ sem VL, dada pela Eq. (3.103), ao se desprezar a razão, m_l^2/M_W^2 .

Com o objetivo de limitar primeiramente a parte temporal do *background*, supomos uma configuração tipo *timelike*, $V^\mu = (V_0, \mathbf{0})$. Assim,

$$\Gamma_W = \frac{g^2 M_W}{48\pi} \left\{1 + \frac{M_W^2 (g'_3 V_0)^2}{g^2}\right\} \Theta(M_W - m_l). \quad (3.140)$$

Da mesma forma como ocorreu com o decaimento do Z_0 , podemos usar a incerteza da medida experimental da taxa $\Gamma_W^{(LAB)}$, que é ordem de $4,0 \times 10^{-2}$ [139], para limitar a magnitude do coeficiente NM, que aparece no resultado (3.140), impondo:

$$\frac{M_W^2 (g'_3 V_0)^2}{g^2} < 4,0 \times 10^{-2}, \quad (3.141)$$

ou melhor,

$$(g'_3 V_0) < 4,0 \times 10^{-4} \text{ (GeV)}^{-1}, \quad (3.142)$$

onde usamos $g = e/\sin\theta$, $e = 0.085$, $\sin^2\theta = 0.23$. Na próxima seção, novas observações sobre esse limite são colocadas.

Para limitarmos a parte espacial do *background*, supomos uma configuração tipo *spacelike*, $V^\mu = (0, \mathbf{V})$. Neste caso, temos:

$$\Gamma_W = \frac{g^2 M_W}{48\pi} \left\{ 1 + \frac{m_l^2}{2g^2} (g'_3 \mathbf{V})^2 \right\} \Theta(M_W - m_l), \quad (3.143)$$

onde impondo que

$$\frac{m_l^2}{2g^2} (g'_3 \mathbf{V})^2 < 4,0 \times 10^{-2}, \quad (3.144)$$

determinamos o limite superior:

$$g'_3 |\mathbf{V}| < \frac{0,05}{m_l}. \quad (3.145)$$

Vemos que, novamente, o *upper bound* depende da massa do lepton gerado no decaimento, sendo seu valor mais restritivo da ordem de

$$g'_3 |\mathbf{V}| < 2,0 \times 10^{-2} \text{ (GeV)}^{-1}. \quad (3.146)$$

3.7 Limites superiores (upper bounds) para os vetores de fundo, C^μ e V^μ

Ao estudar violação das simetrias de Lorentz/CPT, investigamos a validade dessas simetrias como simetrias exatas da natureza. A possibilidade de violação dessas simetrias advém do acoplamento de tensores de fundo (gerados como valores esperados de vácuo na escala de energia do MP), fixos, aos campos físicos do Modelo Padrão. Como já comentado, a validade das simetrias de Lorentz/CPT é estimada através do estabelecimento de limites superiores (*upper bounds*) para as componentes desses tensores de fundo.

Neste capítulo, propomos dois acoplamentos, não-mínimos, CPT-ímpares, no modelo de GSW: um no setor $U(1)_Y$, envolvendo o vetor de fundo C^μ , e outro no setor $SU(2)_L$, incorporando o vetor de fundo V^μ . Ambos os acoplamentos foram introduzidos separadamente na derivada covariante do modelo, gerando as duas derivadas covariantes modificadas, fornecidas respectivamente pelas Eqs. (3.1) e (3.76). Fazendo uso das interações, não-mínimas, implementadas nos setores $U(1)_Y$ e $SU(2)_L$, obtivemos a taxa de decaimento dos processos ($Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$) e ($W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$) na presença dos acoplamentos NMs. Usamos a incerteza experimental das medidas destas taxas para estabelecer limites superiores para as componentes, $g'_2 C^0$ e $g'_3 V^0$, dos acoplamentos NM propostos.

Em teorias com VL, as componentes dos tensores de fundo, em geral, são consideradas fixas no referencial do Sol, tal que sofrem variações siderais no referencial da Terra [52, 140], ou seja, é necessário trasladá-las do referencial da Terra (laboratório), onde as medidas são realizadas, para o referencial do Sol, onde tais coeficientes são considerados fixos. O laboratório é localizado na Terra, na colatitude χ , e está girando ao redor do eixo da Terra com velocidade angular Ω em relação ao referencial do Sol. Em se tratando de experimentos com duração de até algumas semanas, a lei de transformação para um tensor de rank-1, A_μ , é meramente uma rotação espacial,

$$A_\mu^L = \mathcal{R}_{\mu\alpha} A_\alpha^S, \quad (3.147)$$

onde os índices, L, S , indicam quantidades medidas respectivamente nos referenciais do laboratório e do Sol, sendo a matriz $\mathcal{R}_{\mu\alpha}$ dada por [52, 140]:

$$\mathcal{R}_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \chi \cos \Omega t & \cos \chi \sin \Omega t & -\sin \chi \\ 0 & -\sin \Omega t & \cos \Omega t & 0 \\ 0 & \sin \chi \cos \Omega t & \sin \chi \sin \Omega t & \cos \chi \end{pmatrix}, \quad (3.148)$$

Como esta transformação envolve $\mathcal{R}_{0i} = \mathcal{R}_{i0} = 0$ e $\mathcal{R}_{00} = 1$, a matriz 3×3 , \mathcal{R}_{ij} , remanescente fornece:

$$A_0^L = A_0^S, \quad (3.149)$$

indicando que a componente temporal do 4-vetor A_α não é modificada, sendo idêntica nos referenciais do Sol e do laboratório.

Vimos que as taxas modificadas dos decaimentos ($Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$, $W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$) acarretam em limites superiores sobre os coeficientes, $g_2' C^0$ e $g_3' V^0$, dados pelas Eqs. (3.71) e (3.142). Caso esses limites tivessem sido totalmente estabelecidos no referencial da Terra, poderiam ser facilmente comunicados ao referencial do Sol, na forma,

$$(g_2' C_0)^S < 1.3 \times 10^{-5} (GeV)^{-1}, \quad (3.150)$$

$$(g_3' V_0)^S < 7.0 \times 10^{-4} (GeV)^{-1}, \quad (3.151)$$

uma vez que envolvem apenas a componente-zero dos 4-vetores de violação (à luz da transformação (3.149)). Entretanto, a situação não é tão simples assim, como discutido na Ref. [58]. Decorre que os cálculos teóricos foram realizados no referencial de repouso dos bósons Z_0, W^- , que se movem em alta velocidade (não necessariamente relativística) em relação ao laboratório. Numa situação em que a simetria de Lorentz não esteja sob investigação, podemos apresentar resultados que envolvem escalares, tais como $(V \cdot k)$ ou $(C \cdot k)$, em qualquer sistema de referência, sem qualquer ressalva. Na presença de violação da simetria de Lorentz, a situação exige mais cuidado.

A princípio, necessitamos conectar esses resultados teóricos, obtidos no referencial de repouso da partícula, com o referencial do laboratório, local em que as medidas experimentais são realizadas, e depois tentar expressá-los no referencial do Sol, onde em princípio são considerados fixos. Uma forma de realizar esse procedimento (vide Ref. [58]), consiste, em um primeiro momento, conectar diretamente o referencial de repouso da partícula ao referencial do Sol, por intermédio de uma transformação de Lorentz para os 4-vetores, C^μ, V^μ :

$$C^0 = \gamma_z (C_S^0 + \alpha_z^i C_S^i), \quad (3.152)$$

$$V^0 = \gamma_w (V_S^0 + \alpha_w^i V_S^i), \quad (3.153)$$

em que as componentes, C^0, V^0 (estão escritas nos referenciais de repouso dos bósons Z_0, W^-) e as componentes, $C_S^0, V_S^0, C_S^i, V_S^i$, estão no referencial do Sol. Nas Eqs. (3.152) e (3.153), temos os fatores de Lorentz, $\gamma_z = \gamma(v_z)$, $\gamma_w = \gamma(v_w)$, com v_z^i e v_w^i sendo as velocidades dos bósons, Z_0, W^- , no referencial do Sol (aproximadamente iguais a suas velocidades no referencial do laboratório) e $\alpha_z^i = v_z^i / c$, $\alpha_w^i = v_w^i / c$.

Os dados sobre as taxas dos decaimentos $(Z_0 \rightarrow \bar{l} + l, W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l)$ foram obtidos no acelerador LEP [138] (construído para operar com energia de centro de massa em torno de 91 GeV, atingindo 161 GeV em 2000.). Uma vez que a energia do centro de massa do acelerador é próxima das massas M_Z, M_W , $M_Z = 90 \text{ GeV}$, $M_W = 80 \text{ GeV}$, podemos tomar os fatores de Lorentz, γ_z, γ_w , aproximadamente iguais a 1 ($\gamma_z \simeq 1, \gamma_w \simeq 1$), implicando em velocidades relativísticas, v_z^i, v_w^i , não muito significativas, de modo que os limites, (3.71), (3.142), podem ser expressos (no referencial do Sol) como

$$\left| g'_2(C_S^0 + \alpha_z^i C_S^i) \right| \lesssim 1 \times 10^{-14} \text{ (eV)}^{-1}, \quad (3.154)$$

$$\left| g'_3(V_S^0 + \alpha_w^i V_S^i) \right| \lesssim 1 \times 10^{-13} \text{ (eV)}^{-1}. \quad (3.155)$$

Apenas desprezando os fatores, $\alpha_z^i = v_z^i / c$, $\alpha_w^i = v_w^i / c$, o que constitui uma aproximação não rigorosa, podemos obter limites que se reduzem à componente temporal, ou seja,

$$\left| g'_2 C_S^0 \right| \lesssim 1 \times 10^{-14} \text{ (eV)}^{-1}, \quad (3.156)$$

$$\left| g'_3 V_S^0 \right| \lesssim 1 \times 10^{-13} \text{ (eV)}^{-1}. \quad (3.157)$$

Cabe informar que estes são os primeiros limites superiores estabelecidos na literatura para esse tipo de acoplamento NM, que superam em 3 ordens de grandeza a ordem de magnitude esperada para um acoplamento típico de dimensão 5 na escala eletrofraca, ou seja, $1/M_Z \simeq 10^{-11}(\text{eV})^{-1}$.

4 Acoplamentos, não-mínimos, de dimensão cinco, com VL e geração de MDM e EDM no setor eletrofraco

Neste capítulo, apresentamos uma breve revisão sobre os conceitos de momentos de dipolo magnético (MDM) e elétrico (EDM), introduzimos as definições de momentos de dipolo magnético e elétrico fracos (WMDM e WEDM), bem como propomos alguns acoplamentos, não-mínimos, com VL, no setor eletrofraco, que visam fornecer contribuições de MDM, EDM, WMDM e WEDM aos léptons.

4.1 Momento de dipolo magnético usual (magnetic dipole moment-MDM) e fraco (weak magnetic dipole moment-WMDM)

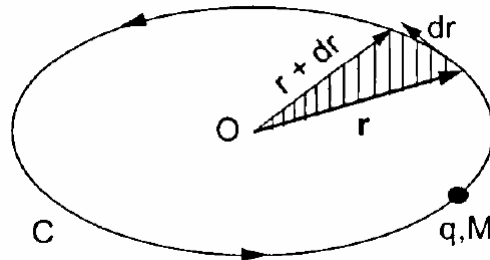


Figura 5 – Trajetória fechada executada por uma partícula de massa M e carga q .

Classicamente, um dipolo magnético, $\vec{\mu}_L$, é uma quantidade gerada por uma corrente i ao percorrer uma trajetória fechada (que delimita uma área \vec{A}), sendo expresso como

$$\vec{\mu}_L = i\vec{A}. \quad (4.1)$$

Na fig. 5, vemos uma partícula de carga q e massa M descrevendo, com período τ , uma órbita fechada (associada à corrente, $i = q/\tau$) ao redor de um ponto O . Com base na definição da Eq. (4.1), generalizamos o momento de dipolo magnético, associado a essa corrente, como

$$\vec{\mu}_L = i\vec{A} = \frac{q}{\tau} \frac{1}{2} \oint \vec{r} \times d\vec{r}. \quad (4.2)$$

Lembrando que $\vec{L} = M(\vec{r} \times \vec{p})$ e $d\vec{r} = \vec{v}dt$, podemos reescrever a expressão (4.2) como

$$\vec{\mu}_L = \frac{q}{2M} \vec{L} \left(\frac{1}{\tau} \right) \oint dt, \quad (4.3)$$

onde $\oint dt = \tau$, de forma que integrando em t , encontramos:

$$\vec{\mu}_L = \frac{q}{2M} \vec{L}. \quad (4.4)$$

O momento de dipolo, expresso pela Eq. (4.1), corresponde ao momento de dipolo magnético orbital, pois está relacionado ao movimento orbital, representado pelo momento angular \vec{L} de uma partícula com carga q e massa M . A expressão na Eq. (4.4) pertence a um contexto clássico. Todavia, há uma definição quântica de momento de dipolo magnético de uma partícula que pode ser escrita na forma:

$$\vec{\mu} = g \left(\frac{q}{2M} \right) \vec{S}, \quad (4.5)$$

em que g indica uma constante denominada fator giromagnético, e \vec{S} corresponde ao spin da partícula que pode ser lido como uma espécie de momento angular intrínseco com as devidas ressalvas, advindas da sua natureza quântica. A interação do momento de dipolo $\vec{\mu}$ com um campo magnético \vec{B} é fornecida pelo hamiltoniano:

$$H_{MDM} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}, \quad (4.6)$$

que desempenha um importante papel na descrição da estrutura fina dos espectros atômicos quando o campo magnético em questão é o próprio campo atômico.

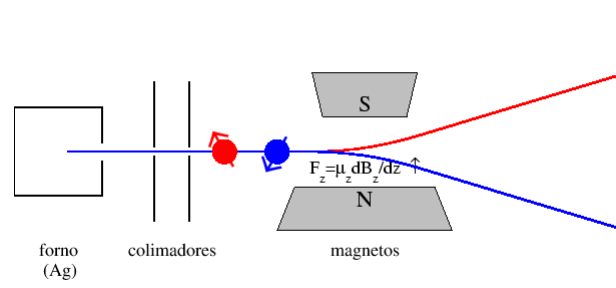


Figura 6 – Experimento de Stern-Gerlach.

A origem do conceito de spin, na literatura, muito provavelmente veio à tona, no ano de 1921, com o paper de A. K. Compton¹, que introduziu a ideia de um elétron girante para explicar o ferromagnetismo [141]. Nesse mesmo ano, o físico alemão Otto Stern² propôs um experimento para testar a teoria quântica de Sommerfeld [142]. Tal experimento, realizado em parceria com o também físico alemão, Walther Gerlach³, em 1924 (vide fig. 6) [143], consistia em fazer um feixe de átomos de prata atravessar uma região permeada por um gradiente de campo magnético. Se o momento de dipolo magnético $\vec{\mu}$, associado aos átomos de prata, fosse uma grandeza contínua (de acordo com a sua descrição clássica) o feixe emergente do campo magnético seria aberto em um leque contínuo. Os experimentos de Stern-Gerlach mostraram que o feixe emergente dividia-se em dois, causando duas manchas no anteparo, de forma que se tratava de um experimento de multiplicidade 2 ($2s + 1 = 2$), implicando em $s = 1/2$. Ao mesmo tempo, o momento de dipolo $\vec{\mu}$

¹ Arthur Holly Compton (Wooster, 10 de setembro de 1892 — Berkeley, 15 de março de 1962) foi um físico estadunidense, laureado com o Nobel de Física de 1927, dividido com o físico escocês Charles Thomson Rees Wilson, pela descoberta do "efeito Compton" de diminuição de energia de um fóton de raio-X ou de raio gama, quando interage com a matéria.

² Otto Stern (Żory, 17 de fevereiro de 1888 — Berkeley, 7 de agosto de 1969) foi um físico estadunidense, nascido na Alemanha, laureado com o Nobel de Física de 1943.

³ Walther Gerlach (Biebrich, 1 de agosto de 1889 — Munique, 10 de agosto de 1979) foi um físico alemão, co-descobridor do experimento de Stern-Gerlach.

revelava-se espacialmente quantizado, com seu módulo sendo igual ao magnéton de Bohr, isto é, $|\vec{\mu}_{Ag}| = \mu_B = e\hbar/2m_e$, onde e denota a carga elementar e m_e a massa do elétron. Tomando $q = -e$, $M = m_e$, $\vec{S} = \hbar\vec{\sigma}/2$, na Eq. (4.5), podemos reescrevê-la em termos de μ_B como

$$\vec{\mu} = -\frac{g}{2}\mu_B\vec{\sigma}, \quad (4.7)$$

cujo módulo é dado por

$$|\vec{\mu}| = \frac{g}{2}\mu_B. \quad (4.8)$$

Por meio do resultado do experimento de Stern-Gerlach para o módulo do momento de dipolo magnético dos átomos de prata, $|\vec{\mu}| = \mu_B$, podemos concluir, através da Eq. (4.8), que $g = 2$. Em 1926, Phipps e Taylor repetiram o experimento de Stern-Gerlach, utilizando um feixe de átomos de hidrogênio ao invés de átomos de prata, obtendo resultados semelhantes: o momento de dipolo magnético de spin do átomo de hidrogênio também resultava igual a 1 magnéton de Bohr, $|\vec{\mu}| = \mu_B$. Concluiu-se que esse resultado se aplicava também a elétrons desemparelhados em orbitais nesses átomos. Assim, um elétron apresentava momento de dipolo magnético de spin $\mu_e = \mu_B$, o que implicava em fator giromagnético $g_e = 2$.

A primeira explicação teórica para $g_e = 2$ veio em 1928, quando Paul Dirac⁴ introduziu sua famosa equação relativista para o elétron [144]:

$$[i\gamma^\nu\partial_\nu - m]\psi = 0, \quad (4.9)$$

onde ψ representa um espinor de Dirac de quatro componentes, e γ^ν são matrizes 4×4 , que satisfazem a seguinte relação de anti-comutação:

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2\eta^{\mu\nu}I_{4 \times 4}, \quad (4.10)$$

sendo $\eta^{\mu\nu}$ a métrica de Minkowski. A equação de Dirac descreve uma partícula de spin 1/2 livre (no caso aqui considerado, um elétron), escrita no espaço dos momentos na forma:

$$[\gamma^\nu p_\nu - m]\psi = 0, \quad (4.11)$$

com $p_\nu = i\partial_\nu$. Para descrever a interação entre um elétron e um campo eletromagnético basta usar a prescrição, $p_\nu \rightarrow p_\nu - eA_\nu$, na Eq. (4.11), de forma que obtemos:

$$[\gamma^\nu (p_\nu - eA_\nu) - m]\psi = 0, \quad (4.12)$$

onde $A_\nu = (A_0, \vec{A})$ representa um 4-potencial vetor (A_0 denota um potencial elétrico e \vec{A} indica um potencial vetor).

No limite não-relativístico, as energias cinética e potencial da partícula são muito menores que sua energia de repouso: $K \ll m$, $eA_0 \ll m$. Logo, a Eq. (4.12) reduz-se à forma:

$$\left[\frac{1}{2m} (\vec{p} - e\vec{A}) - \frac{e\hbar}{2m} (\vec{\sigma} \cdot \vec{B}) + eA_0 \right] \varphi = i\partial_t \varphi, \quad (4.13)$$

⁴ Paul Adrien Maurice Dirac (Bristol, 8 de agosto de 1902 — Tallahassee, 20 de outubro de 1984) foi um físico teórico britânico. Recebeu em 1933, junto com Erwin Schrödinger, o Nobel de Física.

sendo φ a componente forte do espinor ψ . A Eq. (4.13) representa o limite não-relativístico da equação de Dirac. Tomando-se $g = 2, q = e, \vec{S} = \hbar\vec{\sigma}/2$ em $\vec{\mu}$, na Eq. (4.5), e substituindo esse resultado no hamiltoniano da Eq. (4.6), ficamos com

$$H_{MDM} = -\frac{e\hbar}{2m} (\vec{\sigma} \cdot \vec{B}), \quad (4.14)$$

que corresponde ao segundo termo no primeiro membro da Eq. (4.13). Vemos assim que a equação de Dirac abordava naturalmente o spin 1/2 das partículas, além de fornecer uma justificativa teórica para o fator giromagnético, $g_e = 2$, do elétron, algo que até então carecia de explicação teórica.

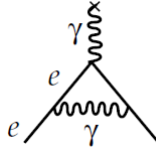


Figura 7 – Correção radiativa de ordem mais baixa a a_e .

Como era de ampla aceitação a ideia de que o próton e o nêutron fossem partículas de Dirac, deveria valer também $g_p = g_n = 2$, assim como para o elétron. Contudo, em 1933, Stern e seus colaboradores mostraram que o fator giromagnético do próton resultava igual a $g_p = 5.5$ [145], enquanto Alvarez e Bloch mediram o fator giromagnético, $g_n = -3.86$, do nêutron em 1940 [146]. Em 1947, motivado por discrepâncias entre as medidas da estrutura hiperfina do átomo de hidrogênio e os valores previstos pela teoria de Dirac [147], Schwinger mostrou que o momento de dipolo magnético de spin do elétron deveria ser corrigido [148] por correções radiativas que, consideradas ao nível de um *loop* (vide fig. 7), resultaram igual a:

$$a_e = \frac{\alpha}{2\pi} \simeq 0.00116, \quad (4.15)$$

sendo essa correção conhecida como momento magnético anômalo (MDMA), onde α indica a constante de estrutura fina. Devido ao fato de esta quantidade ser independente da massa do elétron, apresenta o mesmo valor para o múon e o tau: $a_e = a_\mu = a_\tau$. Considerando este resultado, podemos escrever o fator giromagnético corrigido,

$$\frac{g_e}{2} = 1 + a_e, \quad (4.16)$$

onde a correção, calculada ao fator giromagnético, é dada na forma:

$$a_e = \frac{g_e - 2}{2}. \quad (4.17)$$

Em 1948, Kusch e Foley [149] mediram a_e pela primeira vez, encontrando: $a_e = 0.00119 \pm 0,00005$, que concordava com a previsão teórica de Schwinger. Em 2006, Gabrielse *et al.* determinaram o momento magnético anômalo do elétron com uma precisão de 0.76 *ppt* [150]. Em 2008, realizaram novas medições, alcançando a precisão de 0.28 *ppt* [151], sobre o valor:

$$a_{e(exp)} = 0.00115965218073(28), \quad (4.18)$$

que corresponde ao resultado mais atual e preciso para as medidas do MDM do elétron. Esse valor está em plena concordância com o valor teórico atualmente mais preciso para esta quantidade:

$$a_{e(the)} = 0.001159652181643(764), \quad (4.19)$$

que foi obtido em um cálculo envolvendo grande número de diagramas de Feynman em um esforço computacional, gerido por uma colaboração internacional [152].

Podemos expressar a interação de MDM na seguinte lagrangeana de dimensão 5:

$$\mathcal{L}_{Dirac}^{(1)} = -\frac{\mu}{2} \left[\bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \psi \right], \quad (4.20)$$

onde $\sigma^{\mu\nu}$ é dado pela Eq. (1.49). Sabemos que

$$\sigma^{0i} = i\alpha^i, \quad \sigma^{ij} = \epsilon_{ijk}\Sigma^k, \quad (4.21)$$

$$F_{0i} = E^i, \quad F_{ij} = \epsilon_{ijn}B_n, \quad (4.22)$$

com

$$\Sigma^k = \begin{bmatrix} \sigma^k & 0 \\ 0 & \sigma^k \end{bmatrix}, \quad (4.23)$$

sendo o operador relativístico de spin. As Eqs. (4.21) e (4.22) levam à relação:

$$\sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu} = 2\sigma^{0i} F_{0i} + \sigma^{ij} F_{ij} = 2i\alpha^i E^i - \epsilon_{ijk}\epsilon_{ijn}\Sigma^k B^n, \quad (4.24)$$

onde $\epsilon_{ijk}\epsilon_{ijn} = 2\delta_{kn}$, o que implica em

$$\sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu} = 2i(\alpha \cdot \mathbf{E}) - 2(\Sigma \cdot \mathbf{B}). \quad (4.25)$$

Assim, a lagrangeana (4.20) assume a forma,

$$\mathcal{L}_{Dirac}^{(1)} = \mu\bar{\psi} [(\Sigma \cdot \mathbf{B}) - i(\alpha \cdot \mathbf{E})] \psi, \quad (4.26)$$

que conduz ao seguinte hamiltoniano:

$$\mathcal{H}_{Dirac}^{(1)} = -\mu\psi^\dagger \left[\gamma^0 (\Sigma \cdot \mathbf{B}) - i(\gamma \cdot \mathbf{E}) \right] \psi, \quad (4.27)$$

onde destacamos o termo de MDM:

$$\mathcal{H}_{MDM}^{Dirac} = -\mu\psi^\dagger \left[\gamma^0 (\Sigma \cdot \mathbf{B}) \right] \psi. \quad (4.28)$$

Além do momento de dipolo magnético usual, há também um momento de dipolo magnético fraco (WMDM), cujos efeitos decorrem não do fóton, mas sim do bóson Z_0 . É possível escrever essa interação em uma forma covariante, análoga à Eq. (4.20), ou seja,

$$\mathcal{L}_{Dirac}^{(2)} = -\frac{\mu_w}{2} \left[\bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} Z_{\mu\nu} \psi \right], \quad (4.29)$$

onde $Z_{\mu\nu}$ representa o *field strength* do campo eletrofraco,

$$Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu, \quad (4.30)$$

cujas componentes, Z_{0i}, Z_{ij} , analogamente ao que é válido para o tensor $F_{\mu\nu}$, desempenham os papéis de campos elétrico e magnético respectivamente. Utilizando a relação (4.21), escrevemos:

$$\sigma^{\mu\nu} Z_{\mu\nu} = 2\sigma^{0i} Z_{0i} + \sigma^{ij} Z_{ij} = 2i\alpha^i \tilde{E}^i Z_{0i} - \epsilon_{ijk} \epsilon_{ijn} \Sigma^k \tilde{B}^n, \quad (4.31)$$

$$\sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu} = 2i \left(\alpha \cdot \tilde{\mathbf{E}} \right) - 2 \left(\Sigma \cdot \tilde{\mathbf{B}} \right), \quad (4.32)$$

onde definimos os campos eletrofracos,

$$Z_{0i} = \tilde{E}^i, \quad Z_{ij} = -\epsilon_{ijk} \tilde{B}^k. \quad (4.33)$$

Substituindo a Eq. (4.31) na Eq. (4.29), obtemos:

$$\mathcal{L}_{Dirac}^{(2)} = \mu_w \bar{\psi} \left(\left(\Sigma \cdot \tilde{\mathbf{B}} \right) - i \left(\alpha \cdot \tilde{\mathbf{E}} \right) \right) \psi, \quad (4.34)$$

que está associado ao hamiltoniano,

$$\mathcal{H}_{Dirac}^{(2)} = \mu_w \psi^\dagger \left[\gamma^0 \left(\Sigma \cdot \tilde{\mathbf{B}} \right) - i \left(\gamma \cdot \tilde{\mathbf{E}} \right) \right] \psi, \quad (4.35)$$

onde temos o termo de WMDM:

$$\mathcal{H}_{WMDM}^{Dirac} = \mu_w \psi^\dagger \left[\gamma^0 \left(\Sigma \cdot \tilde{\mathbf{B}} \right) \right] \psi. \quad (4.36)$$

4.2 Momento de dipolo elétrico usual (electric dipole moment-EDM) e fraco (weak electric dipole moment-WEDM)

Classicamente, o momento de dipolo elétrico é definido como

$$\vec{d} = q\vec{r}, \quad (4.37)$$

em que \vec{r} representa a distância vetorial entre dois centros de cargas com cargas opostas $\pm q$. A interação entre \vec{d} e o campo elétrico é dada pelo hamiltoniano:

$$H_{EDM} = -\vec{d} \cdot \vec{E}. \quad (4.38)$$

Podemos escrever a seguinte versão quântica para o momento de dipolo elétrico:

$$\vec{d}_i = \eta \left(\frac{q}{2M_i c} \right) \vec{S}_i, \quad (4.39)$$

em que \vec{S}_i denota o spin da partícula i , e η indica uma constante adimensional que desempenha um papel semelhante aquele atribuído ao fator giromagnético g na Eq. (4.5). Uma vez que estamos utilizando o sistema de unidades naturais em que $c = 1$, a Eq. (4.39) fica reescrita como

$$\vec{d}_i = \eta \left(\frac{q}{2M_i} \right) \vec{S}_i. \quad (4.40)$$

Em nível quântico, o momento de dipolo elétrico \vec{d}_i representa uma assimetria na distribuição de carga de uma partícula i ao longo do seu spin. Embora, o MDM seja uma propriedade natural de qualquer partícula carregada com spin, o EDM é proibido pelas simetrias de paridade e

inversão temporal. Sabemos que a interação do EDM com o campo elétrico, a versão quântica do hamiltoniano (4.38), é proporcional a $(\vec{\sigma} \cdot \vec{E})$. Analisando essa quantidade sob a ação da transformação de paridade (P), inversão temporal (T) e conjugação de carga (C), temos:

$$P(\vec{\sigma} \cdot \vec{E})P^{-1} = -(\vec{\sigma} \cdot \vec{E}), \quad (4.41)$$

$$T(\vec{\sigma} \cdot \vec{E})T^{-1} = -(\vec{\sigma} \cdot \vec{E}), \quad (4.42)$$

$$C(\vec{\sigma} \cdot \vec{E})C^{-1} = (\vec{\sigma} \cdot \vec{E}), \quad (4.43)$$

pois, sob a ação destas transformações, o spin e o o vetor campo elétrico assumem as seguintes transformações:

$$P\vec{S}P^{-1} = \vec{S}, \quad P\vec{E}P^{-1} = -\vec{E}, \quad T\vec{S}T^{-1} = -\vec{S}, \quad T\vec{E}T^{-1} = \vec{E}, \quad C\vec{S}C^{-1} = -\vec{S}, \quad C\vec{E}C^{-1} = -\vec{E}. \quad (4.44)$$

Por conseguinte, o EDM viola as simetrias de paridade e inversão temporal, respeitando a simetria de conjugação de carga; conseqüentemente, viola a simetria CP, preservando CPT.

A investigação inicial a respeito de EDMs remonta à sugestão de Purcell e Ramsey em 1950 [153], de que uma medida do EDM do nêutron seria uma boa maneira de sondar efeitos de violação de paridade na força nuclear, isso bem antes do artigo de Lee & Yang [134], que indicou pioneiramente a possibilidade de violação de paridade em decaimentos fracos. Um experimento foi montado em Oak Ridge [154], determinando o limite experimental, $|d_n|_{\text{exp}} < 5 \times 10^{-20} e \cdot \text{cm}$, ao EDM do nêutron, que atualmente sabemos ser $|d_n|_{\text{exp}} \leq 10^{-26} e \cdot \text{cm}$. O Modelo Padrão fornece as seguintes previsões teóricas:

$$|d_n|_{MP} \leq 10^{-32} e \cdot \text{cm}, \quad |d_e|_{MP} \leq 10^{-38} e \cdot \text{cm}, \quad (4.45)$$

para EDMs do nêutron e elétron respectivamente, sendo a primeira proveniente de diagramas de Feynman em nível de três *loops*, enquanto a segunda advém de diagramas de Feynman contendo quatro *loops*. As medidas experimentais mais atuais de EDM do nêutron e elétron correspondem a

$$|d_n|_{\text{exp}} \leq 10^{-26} e \cdot \text{cm}, \quad |d_e|_{\text{exp}} \leq 10^{-29} e \cdot \text{cm}, \quad (4.46)$$

diferindo respectivamente por 6 e 9 ordens de grandeza das suas previsões teóricas, provenientes do MP.

Nos anos 50, Landau [155] e Ramsey [156] apontaram que o EDM violaria as simetrias, P , T e CP , como revelado nas Eqs. (4.41), (4.42) e (4.43). Tendo em vista que os mecanismos de violação de CP (observada em sistemas de kaons e mésons B) do Modelo Padrão apresentam-se inadequados para explicar a predominância da matéria sobre a anti-matéria no universo, a busca de novas fontes de violação de CP, além daquelas expressas no formalismo CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa), assume uma certa urgência. Atualmente, investigações, envolvendo o EDM do elétron, nêutron e de núcleos atômicos, tornaram-se uma componente importante da física além do modelo padrão.

Analogamente ao MDM, também podemos expressar a interação de EDM em uma forma covariante:

$$\mathcal{L}_{Dirac}^{(3)} = -i \frac{d}{2} \left[\bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 F_{\mu\nu} \psi \right], \quad (4.47)$$

onde $\sigma^{\mu\nu}$ é dado pela Eq. (1.49).

Através das Eqs. (4.21) e (4.22), podemos escrever:

$$\sigma^{\mu\nu}\gamma^5 F_{\mu\nu} = 2i\alpha^i\gamma_5 E^i - \epsilon_{ijk}\epsilon_{ijn}\Sigma^k\gamma_5 B^n. \quad (4.48)$$

Lembrando que

$$\alpha^i\gamma_5 = \Sigma^i, \quad \alpha^i = \Sigma^i\gamma_5, \quad (4.49)$$

a Eq. (4.48) fornece

$$\sigma^{\mu\nu}\gamma_5 F_{\mu\nu} = 2[i(\boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{E}) - (\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{B})]. \quad (4.50)$$

A lagrangeana (4.47) é lida na forma,

$$\mathcal{L}_{Dirac}^{(3)} = d\bar{\psi}[(\boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{E}) + i(\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{B})]\psi, \quad (4.51)$$

que implica no seguinte hamiltoniano:

$$\mathcal{H}_{Dirac}^{(3)} = -d\psi^\dagger[\gamma^0(\boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{E}) + i(\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{B})]\psi, \quad (4.52)$$

onde destacamos o termo de EDM:

$$\mathcal{H}_{EDM}^{Dirac} = -d\psi^\dagger[\gamma^0(\boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{E})]\psi. \quad (4.53)$$

Assim como é possível definir um momento de dipolo magnético fraco, também podemos definir um momento de dipolo elétrico fraco (WEDM), cujos efeitos advêm do bóson Z_0 . É possível escrevermos essa interação em uma forma covariante, análoga à Eq. (4.47), isto é,

$$\mathcal{L}_{Dirac}^{(4)} = -i\frac{d_w}{2}[\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\gamma_5 Z_{\mu\nu}\psi], \quad (4.54)$$

onde $Z_{\mu\nu}$ representa o *field strength* (4.30). Usando as expressões (4.21) e (4.49), temos:

$$\sigma^{\mu\nu}\gamma^5 Z_{\mu\nu} = 2i\alpha^i\gamma_5 Z_{0i} + \epsilon_{ijk}\Sigma^k\gamma_5 Z_{ij}, \quad (4.55)$$

com o vetor $Z_{\mu\nu}$ fornecido pela Eq. (4.33). Agora, fazendo uso da relação (4.49), ficamos com

$$\sigma^{\mu\nu}\gamma^5 Z_{\mu\nu} = 2i\Sigma^i\tilde{E}^i + 2\alpha^k\tilde{B}^k, \quad (4.56)$$

que substituída na Eq. (4.54), ocasiona:

$$\mathcal{L}_{Dirac}^{(4)} = d_w\bar{\psi}(\Sigma^i\tilde{E}^i - i\alpha^k\tilde{B}^k)\psi, \quad (4.57)$$

que está associada ao hamiltoniano,

$$\mathcal{H}_{Dirac}^{(4)} = d_w\psi^\dagger[i\gamma^k\tilde{B}^k - \gamma^0(\Sigma^i\tilde{E}^i)]\psi, \quad (4.58)$$

onde temos o termo de WEDM:

$$\mathcal{H}_{WEDM}^{Dirac} = -d_w\psi^\dagger[\gamma^0(\Sigma^i\tilde{E}^i)]\psi, \quad (4.59)$$

4.3 Geração de MDM, WMDM, EDM e WEDM induzidos por ACNMs no setor eletrofraco

Dada a precisão dos dados experimentais referentes a MDM e EDM do elétron, constitui uma rota interessante usá-los para obter limites mais rigorosos sobre acoplamentos, não-mínimos, ou novas propostas teóricas além do Modelo Padrão. Neste contexto, vamos propor alguns acoplamentos, não-mínimos, CPT-ímpares e CPT-pares, de dimensão 5, no setor eletrofraco, e investigar se podem ser limitados por dados experimentais de MDM e EDM.

4.3.1 Acoplamentos, NMs, CPT-ímpares, de Rank-1

Nessa subseção, começamos nosso estudo, verificando a possibilidade de geração de EDM pelo acoplamento, não-mínimo, CPT-ímpar, de dimensão cinco e rank-1, introduzido na seção (3.1). A contribuição lagrangeana (3.2) pode ser escrita em termos do *field strength*, $B_{\mu\nu}$, na forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{VL(1)} &= \frac{1}{2} g'_1 \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l} B_{\mu\nu} C^\nu \\ &\quad + \frac{1}{2} g'_1 \bar{\psi}_l \gamma^\mu (3 + \gamma_5) \psi_l B_{\mu\nu} C^\nu. \end{aligned} \quad (4.60)$$

Aqui, é importante observar que o operador γ_5 altera o comportamento do acoplamento em relação aos operadores, C , P e T . Assim, é adequado reescrever a lagrangeana (4.60) em termos dos dois campos de fundo vetoriais, C^ν e C_A^ν . Assim,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(1)}^{CPT-ímpar} &= \frac{1}{2} g'_1 \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu \psi_{\nu_l} B_{\mu\nu} C^\nu - \frac{1}{2} g'_1 \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu \gamma_5 \psi_{\nu_l} B_{\mu\nu} C_A^\nu \\ &\quad + \frac{3}{2} g'_1 \bar{\psi}_l \gamma^\mu \psi_l B_{\mu\nu} C^\nu + \frac{1}{2} g'_1 \bar{\psi}_l \gamma^\mu \gamma_5 \psi_l B_{\mu\nu} C_A^\nu. \end{aligned} \quad (4.61)$$

Com o objetivo de melhor investigar a possibilidade de geração de EDM, analisamos explicitamente o conteúdo dos termos leptônicos (l) da Eq. (4.61), escrevendo:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(1)l}^{CPT-ímpar} &= \frac{1}{2} g'_1 \left[3 \bar{\psi}_l \gamma^0 B_{0i} C^i \psi_l + \bar{\psi}_l \gamma^0 \gamma_5 B_{0i} C_A^i \psi_l \right. \\ &\quad + 3 \bar{\psi}_l \gamma^i B_{ij} C^j \psi_l + \bar{\psi}_l \gamma^i \gamma_5 B_{ij} C_A^j \psi_l \\ &\quad \left. + 3 \bar{\psi}_l \gamma^i B_{i0} C^0 \psi_l + \bar{\psi}_l \gamma^i \gamma_5 B_{i0} C_A^0 \psi_l \right]. \end{aligned} \quad (4.62)$$

O termo leptônico, $\bar{\psi}_l \gamma^i \gamma_5 \psi_l B_{i0} C_A^0$, é o único compatível com a assinatura de EDM, conforme mostrado na Tabela (3), uma vez que contém os termos da forma:

$$\left(\bar{\psi}_l \gamma^0 \Sigma^i \psi_l \right) B_{0i} C_A^0, \quad (4.63)$$

onde $B_{0i} = E^i + \tilde{E}^i$, poderia resultar em EDM elétrico e eletrofraco com \tilde{E}^i representando o campo elétrico fraco, conforme mostrado em (4.68). Esta análise também é válida para os termos de neutrino na lagrangeana (4.60), onde o termo do tipo EDM é $\left(\bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^0 \Sigma^i \psi_{\nu_l} \right) B_{0i} C^0$. A presença do γ^0 , entretanto, impede o comportamento de EDM, pois evita a semelhança com a lagrangeana de EDM $\left(\bar{\psi}_l \Sigma^j E^j \psi_l \right)$. O fator γ^0 desaparece na forma hamiltoniana correspondente, gerando os termos de interação relativística, $\Sigma^j E^j$ e $\Sigma^j \tilde{E}^j$, que são indetectáveis (em primeira ordem) de

Acoplamento	$g'_1 C^0$	$g'_1 C^i$	$g'_1 C_A^0$	$g'_1 C_A^i$
P	+	-	-	+
C	-	+	-	-
T	+	+	-	+

Tabela 3 – Classificação sob C , P , e T para os acoplamentos, não-mínimos, CPT -ímpares, da lagrangeana (4.61).

acordo com o Teorema de Schiff [72, 92]. Isso ocorre com as interações hamiltonianas decorrentes da Eq. (4.63):

$$\psi_l^\dagger \Sigma^i E^i C^0 \psi_l, \quad \psi_l^\dagger \Sigma^i Z_{0i} C^0 \psi_l, \quad (4.64)$$

implicando na ausência de física de EDM. Aqui, usamos:

$$\sigma^{0j} = i\alpha^j, \quad \sigma^{ij} = \epsilon_{ijk} \Sigma^k, \quad (4.65)$$

$$\alpha^j \gamma_5 = \Sigma^j, \quad \alpha^j = \Sigma^j \gamma_5, \quad (4.66)$$

$$F_{0j} = E^j, \quad F_{mn} = \epsilon_{mnp} B^p, \quad (4.67)$$

$$Z_{0j} = \tilde{E}^j, \quad Z_{mn} = \epsilon_{mnp} \tilde{B}^p. \quad (4.68)$$

Também, podemos investigar o comportamento de MDM de léptons e neutrinos. O termo que mais se assemelha a MDM na lagrangeana (4.61) resulta:

$$\bar{\psi}_l \gamma^i \gamma_5 B_{ij} C_A^j \psi_l, \quad (4.69)$$

onde $B_{ij} = F_{ij} + Z_{ij}$. Considerando as definições (4.67) e (4.68), este termo envolve o campo magnético usual (B^k) e o fraco (\tilde{B}^k),

$$\bar{\psi}_l \gamma^0 (C_A)_{ik} \Sigma^i B^k \psi_l, \quad \bar{\psi}_l \gamma^0 (C_A)_{ik} \Sigma^i \tilde{B}^k \psi_l, \quad (4.70)$$

de uma forma não convencional (acopla o spin a um campo de fundo de VL "rotacionado", $(C_A)_{ik} = \epsilon_{jik} C_A^j$). Conforme mostrado na Tabela (3), o coeficiente C_A^j não exibe a assinatura exata de uma interação de MDM devido à presença de γ^0 . Portanto, ele não gera MDM ou WMDM usual. Para fins experimentais, como este tensor de fundo não tem componentes diagonais, $C_{ii} = 0$, as contribuições (4.70) só poderiam ser sondadas com um campo magnético ortogonal ao spin, conforme discutido nas Refs. [91, 93]. As mesmas conclusões valem para os neutrinos.

4.3.2 Acoplamentos, NMs, CPT -ímpares, de Rank-3

Examinamos agora um acoplamento, não-mínimo, de rank-3, e dimensão 5, na lagrangeana do modelo GSW, que pode ser escrito como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(3)}^{CPT\text{-ímpar}} &= -g'_2 Y_L \bar{L}_l \left(\gamma^\mu B^{\alpha\beta} H_{\mu\alpha\beta} \right) L_l \\ &\quad - g'_2 Y_R \bar{R}_l \left(\gamma^\mu B^{\alpha\beta} H_{\mu\alpha\beta} \right) R_l, \end{aligned} \quad (4.71)$$

onde $H_{\mu\alpha\beta}$ corresponde ao tensor de fundo de VL, com a simetria $H_{\mu\alpha\beta} = -H_{\mu\beta\alpha}$, e $Y_L = -1$, $Y_R = -2$, de modo que

Acoplamento	$g'_2 \bar{H}_{00i}$	$g'_2 \bar{H}_{0ij}$	$g'_2 \bar{H}_{i0j}$	$g'_2 \bar{H}_{ijk}$
P	−	+	+	−
C	+	+	−	+
T	+	−	+	+
Acoplamento	$g'_2 (H_A)_{00i}$	$g'_2 (H_A)_{0ij}$	$g'_2 (H_A)_{i0j}$	$g'_2 (H_A)_{ijk}$
P	+	+	−	+
C	−	−	−	−
T	+	+	−	+

Tabela 4 – Classificação sob C , P e T para os acoplamentos, não-mínimos, CPT -ímpares, rank-3, da lagrangeana (4.75).

$$\mathcal{L}_{(3)}^{CPT\text{-ímpar}} = g'_2 \bar{L}_l \left(\gamma^\mu B^{\alpha\beta} H_{\mu\alpha\beta} \right) L_l + g'_2 \bar{R}_l \left(\gamma^\mu B^{\alpha\beta} H_{\mu\alpha\beta} \right) R_l. \quad (4.72)$$

Esta lagrangeana pode ser escrita na forma, $\mathcal{L}_{(3)}^{CPT\text{-ímpar}} = \mathcal{L}_{(3)l}^{CPT\text{-ímpar}} + \mathcal{L}_{(3)\nu}^{CPT\text{-ímpar}}$, em que temos:

$$\mathcal{L}_{(3)l}^{CPT\text{-ímpar}} = \frac{g'_2}{2} \bar{\psi}_l \left[3\gamma^\mu H_{\mu\alpha\beta} B^{\alpha\beta} + \gamma^\mu \gamma_5 B^{\alpha\beta} (H_A)_{\mu\alpha\beta} \right] \psi_l, \quad (4.73)$$

$$\mathcal{L}_{(3)\nu}^{CPT\text{-ímpar}} = \frac{g'_2}{2} \bar{\psi}_{\nu l} \left[\gamma^\mu H_{\mu\alpha\beta} B^{\alpha\beta} - \gamma^\mu \gamma_5 B^{\alpha\beta} (H_A)_{\mu\alpha\beta} \right] \psi_{\nu l}, \quad (4.74)$$

onde introduzimos o tensor de fundo de rank-3, $(H_A)_{\mu\alpha\beta}$, para o acoplamento envolvendo γ_5 , como fizemos na Eq. (4.61)). A fim de verificar a possibilidade de geração de EDM para léptons, investigamos a estrutura tensorial da lagrangeana leptônica (4.73), que pode ser expressa como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(3)l}^{CPT\text{-ímpar}} = & g'_2 \left[\bar{\psi}_l \gamma^0 B^{0i} H_{00i} \psi_l + \bar{\psi}_l \gamma^0 B^{ij} H_{0ij} \psi_l \right. \\ & + \bar{\psi}_l \gamma^i B^{0j} H_{i0j} \psi_l + \bar{\psi}_l \gamma^i B^{jk} H_{ijk} \psi_l \\ & + \bar{\psi}_l \gamma^0 \gamma_5 B^{0i} (H_A)_{00i} \psi_l + \bar{\psi}_l \gamma^0 \gamma_5 B^{ij} (H_A)_{0ij} \psi_l \\ & \left. + \bar{\psi}_l \gamma^i \gamma_5 B^{0j} (H_A)_{i0j} \psi_l + \bar{\psi}_l \gamma^i \gamma_5 B^{jk} (H_A)_{ijk} \psi_l \right]. \end{aligned} \quad (4.75)$$

Na Eq. (4.75), vemos que o termo, $\bar{\psi}_l \gamma^i \gamma_5 B^{0j} (H_A)_{i0j} \psi_l$, é o único que possui assinatura de EDM, conforme mostrado na Tabela (4). Esse termo pode ser escrito na forma:

$$\bar{\psi}_l \gamma^0 \Sigma^i B_{0j} (H_A)_{i0j} \psi_l, \quad (4.76)$$

em que B_{0j} contém as contrapartes elétricas e fracas. Analogamente aos acoplamentos, NMs, CPT -ímpares de rank-1, a presença de γ^0 evita o comportamento de EDM.

Como ocorre para o caso de rank-1, a Tabela (4) mostra que os acoplamentos da lagrangeana (4.75) não possuem comportamento de MDM.

Existem outras possibilidades de acoplamentos, não-mínimos, hermitianos, de rank-3. Um exemplo é dado por

$$\begin{aligned}\tilde{\mathcal{L}}_{(3)l}^{CPT\text{-ímpar}} &= g'_3 \bar{\psi}_l (\gamma^\alpha B^{\beta\nu} - \gamma^\beta B^{\alpha\nu}) \psi_l \bar{H}_{\nu\alpha\beta} \\ &+ g'_3 \bar{\psi}_l (\gamma^\alpha B^{\beta\nu} - \gamma^\beta B^{\alpha\nu}) \gamma_5 \psi_l \left(\bar{H}_A \right)_{\nu\alpha\beta}.\end{aligned}\quad (4.77)$$

Esses acoplamentos não geram comportamento de EDM, nem possuem a assinatura de MDM correta, assim não serão mais examinados. Observe, no entanto, que a lagrangeana (4.77) pode ser obtida da lagrangeana leptônica (4.72), usando as seguintes transformações:

$$H_{\mu\alpha\beta} = \bar{H}_{\beta\mu\alpha} - \bar{H}_{\beta\alpha\mu}, \quad (H_A)_{\mu\alpha\beta} = \left(\bar{H}_A \right)_{\beta\mu\alpha} - \left(\bar{H}_A \right)_{\beta\alpha\mu}.\quad (4.78)$$

Existem ainda outras possibilidades de acoplamentos, CPT-ímpares, de dimensão 5, com tensores de rank-3, conforme revelado na investigação geral de Kostelecky & Ding [158],

$$a^{(5)\mu\alpha\beta} \bar{\psi} \gamma_\mu i D_{(\alpha} i D_{\beta)} \psi, \quad (4.79)$$

$$b^{(5)\mu\alpha\beta} \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 i D_{(\alpha} i D_{\beta)} \psi, \quad (4.80)$$

$$H^{(5)\mu\nu\alpha\beta} \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} i D_{(\alpha} i D_{\beta)} \psi, \quad (4.81)$$

onde $D_\beta = i\partial_\beta - qA_\beta$. Como esses acoplamentos não envolvem o *field strength*, $F_{\alpha\beta}$, eles não podem gerar contribuições de EDM ou MDM, não sendo de interesse aqui.

4.3.3 Acoplamentos, NMs, CPT-pares, de Rank-2

A lagrangeana, envolvendo termos de EDM, deve ter a forma apresentada na Eq. (1.73). Inicialmente, poderíamos propor um acoplamento em termos de uma derivada covariante inserida na lagrangeana (2.104). Na forma hermitiana, primeiro propomos a derivada covariante modificada não axial (sem γ_5),

$$\mathcal{D}_\mu = D_\mu - \frac{i}{2} \lambda_1 \left(T_{\mu\nu} B^{\nu\beta} - T^{\beta\nu} B_{\nu\mu} \right) \gamma_\beta, \quad (4.82)$$

com base no padrão analisado pela primeira vez na Ref. [91]. Substituindo esta derivada covariante na estrutura lagrangeana quiral para léptons de helicidade esquerda, $\bar{L}_l \gamma^\mu i D_\mu L_l$, obtemos:

$$\mathcal{L} = \bar{L}_l \gamma^\mu i \left[-\frac{i}{2} \lambda_1 \left(T_{\mu\nu} B^{\nu\beta} - T^{\beta\nu} B_{\nu\mu} \right) \gamma_\beta \right] L_l. \quad (4.83)$$

Usando a identidade, $\gamma^\mu \gamma_\beta = (\delta^\mu_\beta - i\sigma^\mu_\beta)$, esta equação torna-se:

$$\mathcal{L} = -i\lambda_1 \bar{L}_l \left[\sigma^{\mu\beta} \left(T_{\mu\nu} B^\nu_\beta \right) \right] L_l, \quad (4.84)$$

onde negligenciamos um termo da forma, $\bar{L}_l \left[\left(T_{\beta\nu} B^{\nu\beta} \right) \right] L_l$, uma vez que não contém matrizes gama, nem componentes de spin. Agora, devemos observar que esse acoplamento, não-mínimo, não é comunicado adequadamente às lagrangeanas de léptons e neutrinos. Na verdade, notamos que

$$\left(\frac{1 \pm \gamma_5}{2} \right) X \left(\frac{1 \mp \gamma_5}{2} \right) = 0, \quad (4.85)$$

se o operador X contém um número par de matrizes gama, incluindo $X = \sigma^{\mu\beta}$ como um caso especial. Caso contrário, se o operador X possuir um número ímpar de matrizes gama, a quantidade na Eq. (4.85) não se anula em princípio. Assim, a lagrangeana (4.84) gera uma contribuição nula; o mesmo vale para os férmions de helicidade direita:

$$\bar{L}_l \left[\sigma^{\mu\beta} \left(T_{\mu\nu} B^\nu \right)_\beta \right] L_l = \bar{R}_l \left[\sigma^{\mu\beta} \left(T_{\mu\nu} B^\nu \right)_\beta \right] R_l = 0. \quad (4.86)$$

Visando contornar esta dificuldade, podemos propor acoplamentos, não-mínimos, $U(1)$, CPT -pares, envolvendo diretamente os espinores dos neutrinos e dos léptons:

$$\mathcal{L}_{(2)l}^{CPT-par} = \lambda_l \bar{\psi}_l \left[\sigma^{\mu\beta} T_{\mu\nu} B^\nu_\beta - i \sigma^{\mu\beta} \gamma_5 R_{\mu\nu} B^\nu_\beta \right] \psi_l, \quad (4.87)$$

$$\mathcal{L}_{(2)\nu}^{CPT-par} = \lambda_{\nu_l} \bar{\psi}_{\nu_l} \left[\sigma^{\mu\beta} T_{\mu\nu} B^\nu_\beta - i \sigma^{\mu\beta} \gamma_5 R_{\mu\nu} B^\nu_\beta \right] \psi_{\nu_l}. \quad (4.88)$$

onde o fator imaginário foi introduzido com a matriz γ_5 para garantir a hermiticidade. Os acoplamentos, NMs, dos léptons, na Eq. (4.87), exibem termos de interação "não axiais" e "axiais" (com γ_5):

$$\mathcal{L}_{(2)l(T)}^{CPT-par} = \lambda_l \bar{\psi}_l \sigma^{\mu\beta} \left(T_{\mu\nu} B^\nu \right)_\beta \psi_l, \quad (4.89)$$

$$\mathcal{L}_{(2)l(A)}^{CPT-par} = i \lambda_l \bar{\psi}_l \left(\sigma^{\mu\beta} \gamma_5 R_{\mu\nu} B^\nu \right)_\beta \psi_l, \quad (4.90)$$

onde o índice (T) refere-se ao tensor $T_{\mu\nu}$, e o índice (A) indica o acoplamento contendo o tensor "axial", $\gamma_5 R_{\mu\nu}$. Tais acoplamentos são representados por dois tensores distintos, $T_{\mu\nu}$ e $R_{\mu\nu}$, para enfatizar que as interações com e sem γ_5 são fisicamente distintas a princípio.

O primeiro termo leptônico pode ser explicitamente escrito como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(T)}^l &= \cos \theta \bar{\psi}_l \left[i \lambda_l \alpha^i T_{00} E^i + i \lambda_l \epsilon_{aip} \alpha^i T_{0a} B^p \right. \\ &\quad \left. - i \lambda_l \alpha^i T_{ij} E^j + \lambda_l \mathcal{T}_{jk} \Sigma^k E^j \right. \\ &\quad \left. + \lambda_l T_{ii} \Sigma^k B^k - \lambda_l T_{ik} \Sigma^k B^i \right] \psi_l - \sin \theta \bar{\psi}_l \left[i \lambda_l \alpha^i T_{00} \tilde{E}^i \right. \\ &\quad \left. + i \lambda_l \alpha^i T_{0a} \epsilon_{aik} \tilde{B}^k - i \lambda_l T_{ij} \alpha^i \tilde{E}^j \right. \\ &\quad \left. + \lambda_l \mathcal{T}_{jk} \Sigma^k \tilde{E}^j + \lambda_l T_{ii} \Sigma^k \tilde{B}^k - \lambda_l T_{ik} \Sigma^k \tilde{B}^i \right] \psi_l, \end{aligned} \quad (4.91)$$

onde usamos as convenções (4.65), (4.66), (4.67) e (4.68). Tal expressão fornece contribuições de EDM e de EDM fracas, "rotacionadas",

$$\mathcal{L}_{(T)EDM}^l = \lambda_l \cos \theta \bar{\psi}_l \left(\mathcal{T}_{jk} \Sigma^k E^j \right) \psi_l, \quad (4.92)$$

$$\mathcal{L}_{(T)WEDM}^l = - \lambda_l \sin \theta \bar{\psi}_l \left(\mathcal{T}_{jk} \Sigma^k \tilde{E}^j \right) \psi_l, \quad (4.93)$$

tendo como contrapartida as seguintes contribuições hamiltonianas:

$$\mathcal{H}_{EDM}^l = - \lambda_l \cos \theta \psi_l^\dagger \gamma^0 \left(\mathcal{T}_{jk} \Sigma^k E^j \right) \psi_l, \quad (4.94)$$

$$\mathcal{H}_{WEDM}^l = \lambda_l \sin \theta \psi_l^\dagger \gamma^0 \left(\mathcal{T}_{jk} \Sigma^k \tilde{E}^j \right) \psi_l, \quad (4.95)$$

com o fator γ^0 contornando o teorema de Schiff [92] e garantindo o caráter efetivo de EDM. A assinatura de EDM também é revelada pelo comportamento desses acoplamentos sob as transformações, C , P e T , conforme mostrado na Tabela (6). Aqui, \mathcal{T}_{jk} é um tensor de fundo, "rotacionado", redefinido como

$$\mathcal{T}_{jk} = \epsilon_{ijk} T_{i0}, \quad (4.96)$$

que permite escrever as interações de uma forma mais compacta. Na expressão (4.91), também identificamos interações, de MDM e MDM fraco (WMDM), envolvendo léptons, associadas aos termos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(T)(MDM)}^l &= \lambda_l (\cos \theta) \left[\bar{\psi}_l \left(T \Sigma^k B^k \right) \psi_l \right. \\ &\quad \left. - \bar{\psi}_l \left(T_{ik} \Sigma^k B^i \right) \psi_l \right], \end{aligned} \quad (4.97)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(T)(WMDM)}^l &= \lambda_l (\sin \theta) \left[-\bar{\psi}_l \left(T \Sigma^k \tilde{B}^k \right) \psi_l \right. \\ &\quad \left. + \bar{\psi}_l \left(T_{ik} \Sigma^k \tilde{B}^i \right) \psi_l \right], \end{aligned} \quad (4.98)$$

em que $T = T_{ii} = \text{Tr}(T_{ii})$ indica o traço do setor espacial de $T_{\mu\nu}$. Analogamente, usando as Eqs. (4.65), (4.66), (4.67) e (4.68), a mesma análise para o termo (4.90) acarreta:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(A)}^l &= \cos \theta \bar{\psi}_l \left[\lambda_l R_{00} \Sigma^i E^i + \lambda_l \mathcal{R}_{ik} \Sigma^i B^k - \lambda_l R_{ij} \Sigma^i E^j \right. \\ &\quad \left. - i \lambda_l \epsilon_{ijk} \alpha^k R_{i0} E^j - i \lambda_l \alpha^k R_{ii} B^k + i \lambda_l \alpha^k R_{ik} B^i \right] \bar{\psi}_l \\ &\quad - \sin \theta \bar{\psi}_l \left[\lambda_l R_{00} \Sigma^i \tilde{E}^i + \lambda_l \mathcal{R}_{ik} \Sigma^i \tilde{B}^k - \lambda_l R_{ij} \Sigma^i \tilde{E}^j \right. \\ &\quad \left. - i \lambda_l \epsilon_{ijk} \alpha^k R_{i0} \tilde{E}^j - i \lambda_l \alpha^k R_{ii} \tilde{B}^k + i \lambda_l \alpha^k R_{ik} \tilde{B}^i \right] \psi_l, \end{aligned} \quad (4.99)$$

onde $\mathcal{R}_{jk} = \epsilon_{ijk} R_{i0}$. Tal expressão fornece duas contribuições diretas de EDM, que violam Lorentz para léptons:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(A)(EDM)}^l &= \lambda_l \cos \theta \left[\bar{\psi}_l \left(R_{00} \Sigma^i E^i \right) \psi_l \right. \\ &\quad \left. - \bar{\psi}_l \left(R_{ij} \Sigma^i E^j \right) \psi_l \right], \end{aligned} \quad (4.100)$$

e dois termos de WEDM, que violam Lorentz:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(A)(WEDM)}^l &= \lambda_l \sin \theta \left[-\bar{\psi}_l \left(R_{00} \Sigma^i \tilde{E}^i \right) \psi_l \right. \\ &\quad \left. + \bar{\psi}_l \left(R_{ij} \Sigma^i \tilde{E}^j \right) \psi_l \right]. \end{aligned} \quad (4.101)$$

Há também contribuições de MDM e MDM fracas, leptônicas, rotacionadas:

$$\mathcal{L}_{(A)(MDM)}^l = \lambda_l \cos \theta \bar{\psi}_l \left(\mathcal{R}_{ik} \Sigma^i B^k \right) \psi_l, \quad (4.102)$$

$$\mathcal{L}_{(A)(WMDM)}^l = \lambda_l \sin \theta \bar{\psi}_l \left(\mathcal{R}_{ik} \Sigma^i \tilde{B}^k \right) \psi_l. \quad (4.103)$$

Todos estes termos são apresentados na Tabela (5), de acordo com a interação associada: EDM, WEDM, MDM e WMDM.

Ambas as lagrangeanas (4.89) e (4.90), $L_{(T)}^l$ e $L_{(A)}^l$, contêm termos que representam contribuições de EDM, WEDM, MDM e WMDM, que podem ser combinadas da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(2)(EDM)}^l &= \lambda_l \cos \theta \bar{\psi}_l \left[\left(\mathcal{T}_{jk} \Sigma^k E^j \right) \right. \\ &\quad \left. + R_{00} \Sigma^i E^i - R_{ij} \Sigma^i E^j \right] \psi_l, \end{aligned} \quad (4.104)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(2)WEDM}^l &= -\lambda_l \sin \theta \bar{\psi}_l \left[\mathcal{T}_{jk} \Sigma^k \tilde{E}^j \right. \\ &\quad \left. - R_{00} \Sigma^i \tilde{E}^i + R_{ij} \Sigma^i \tilde{E}^j \right] \psi_l, \end{aligned} \quad (4.105)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(2)(MDM)}^l &= \lambda_l (\cos \theta) \bar{\psi}_l \left[T \Sigma^k B^k \right. \\ &\quad \left. - \bar{\psi}_l T_{ik} \Sigma^k B^i + \mathcal{R}_{ik} \Sigma^i B^k \right] \psi_l, \end{aligned} \quad (4.106)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{(2)(WMDM)}^l &= \lambda_l (\sin \theta) \bar{\psi}_l \left[- \left(T \Sigma^k \tilde{B}^k \right) \right. \\ &\quad \left. + \left(T_{ik} \Sigma^k \tilde{B}^i \right) + \mathcal{R}_{ik} \Sigma^i \tilde{B}^k \right] \psi_l. \end{aligned} \quad (4.107)$$

Em experimentos de EDM típicos para átomos ou moléculas, o sistema está sujeito à ação de campos elétricos e magnéticos constantes, alinhados em algum eixo no espaço. Em geral, os spin dos átomos são polarizados na direção do campo, de forma que é natural medir a interação, $\boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{E}$. Este tipo de experimento poderia ser usado como protótipo para novas propostas de medição, onde o spin é ortogonal ao campo aplicado, refletindo as interações spin-campo da forma, $\Sigma^i E^j$, análogo a $\boldsymbol{\Sigma} \times \mathbf{E}$, como discutido teoricamente nas [91], [93]. Os processos de espalhamento, de alta energia, que fornecem limites superiores ao MDM e EDM do lépton tau, no entanto, não funcionam com uma ideia semelhante de campos eletromagnéticos polarizados constantes. Nesse sentido, a rota teórica usada para restringir respostas de spin "giradas" ou ortogonais [91], [93] não será usada aqui, evitando a restrição dos coeficientes, \mathcal{R}_{ik} e \mathcal{T}_{jk} .

A fim de manter a correspondência entre a abordagem atual e os dipolos elétricos e magnéticos convencionais, os limites superiores serão determinados nos coeficientes isotrópicos, R_{00} , e coeficientes de traço, T e R , dos setores espaciais dos tensores, $T_{\mu\nu}$ e $R_{\mu\nu}$, associados às interações usuais de EDM, WEDM, MDM e WMDM. Para o acoplamento de EDM (4.104), por exemplo, apenas $R_{00} \Sigma^i E^i$ e os termos diagonais de $R_{ij} \Sigma^i E^j$ podem ser reduzidos à forma de EDM usual. Nesse sentido, propondo uma parametrização isotrópica total para as componentes diagonais, $R_{ij} = (1/3)R\delta_{ij}$, $T_{ij} = (1/3)T\delta_{ij}$, as interações (4.104), (4.105), (4.106) e (4.107) são reescritas como

EDM	WEDM
$-\lambda_l \cos \theta \psi_l^\dagger \gamma^0 (R_{00} \Sigma^i E^i) \psi_l$	$\lambda_l \sin \theta \psi_l^\dagger \gamma^0 (R_{00} \Sigma^i \tilde{E}^i) \psi_l$
$-\lambda_l \cos \theta \psi_l^\dagger \gamma^0 (R_{jk} \Sigma^k E^j) \psi_l$	$\lambda_l \sin \theta \psi_l^\dagger \gamma^0 (R_{jk} \Sigma^k \tilde{E}^j) \psi_l$
$\lambda_l \cos \theta \psi_l^\dagger \gamma^0 (\mathcal{T}_{ij} \Sigma^i E^j) \psi_l$	$-\lambda_l \sin \theta \psi_l^\dagger \gamma^0 (\mathcal{T}_{ij} \Sigma^i \tilde{E}^j) \psi_l$
MDM	WMDM
$-\lambda_l \cos \theta \psi_l^\dagger \gamma^0 (T \Sigma^k B^k) \psi_l$	$\lambda_l \sin \theta \psi_l^\dagger \gamma^0 (T \Sigma^k \tilde{B}^k) \psi_l$
$-\lambda_l \cos \theta \psi_l^\dagger \gamma^0 (T_{ik} \Sigma^i B^k) \psi_l$	$\lambda_l \sin \theta \psi_l^\dagger \gamma^0 (T_{ik} \Sigma^i \tilde{B}^k) \psi_l$
$\lambda_l \cos \theta \psi_l^\dagger \gamma^0 (\mathcal{R}_{ik} \Sigma^k B^i) \psi_l$	$-\lambda_l \sin \theta \psi_l^\dagger \gamma^0 (\mathcal{R}_{ik} \Sigma^k \tilde{B}^i) \psi_l$

Tabela 5 – Contribuições de EDM, WEDM, MDM e WMDM ao hamiltoniano do acoplamento, não-mínimo, leptônico (4.87).

Acoplamento	$\lambda_l T$	$\lambda_l T_{ij}$	$\lambda_l \mathcal{T}_{jk}$	$\lambda_l R_{00}$	$\lambda_l R_{ij}$	$\lambda_l \mathcal{R}_{ij}$
P	+	+	−	−	−	+
C	+	+	+	+	+	+
T	+	+	−	−	−	+

 Tabela 6 – Classificação completa sob C, P, T para os acoplamentos, não-mínimos, CPT -pares, da tabela (5), exibindo assinatura de EDM para $\lambda_l \mathcal{T}_{jk}$, $\lambda_l R_{00}$, $\lambda_l R_{ij}$, e comportamento de MDM para $\lambda_l T$, $\lambda_l T_{ij}$, $\lambda_l \mathcal{R}_{ij}$.

$$\mathcal{L}_{(2)(EDM)}^l = \lambda_l \cos \theta \bar{\psi}_l \left[\left(R_{00} - \frac{1}{3} R \right) \Sigma^i E^i \right] \psi_l, \quad (4.108)$$

$$\mathcal{L}_{(2)WEDM}^l = -\lambda_l \sin \theta \bar{\psi}_l \left[\left(R_{00} - \frac{1}{3} R \right) \Sigma^i \tilde{E}^i \right] \psi_l, \quad (4.109)$$

$$\mathcal{L}_{(2)(MDM)}^l = \lambda_l \cos \theta \bar{\psi}_l \left[\frac{2}{3} T \Sigma^k B^k \right] \psi_l, \quad (4.110)$$

$$\mathcal{L}_{(2)(WMDM)}^l = -\lambda_l \sin \theta \bar{\psi}_l \left[\frac{2}{3} T \Sigma^k \tilde{B}^k \right] \psi_l, \quad (4.111)$$

onde $R = R_{ii} = \text{Tr}(R_{ii})$ corresponde ao traço do setor espacial de $R_{\mu\nu}$, e $\mathcal{T}_{jj} = 0$ devido à definição (4.96). O mesmo é válido para $\mathcal{R}_{jj} = 0$. Observe que R_{00} e R geram contribuições indistinguíveis de EDM e WEDM.

Os dados de WMDM e WEDM do lépton tau são obtidos a partir do espalhamento elétron-pósitron [81, 82], [105, 106]. Devido à sua grande massa, o lépton tau é o que apresenta as contribuições eletrofracas mais significativas aos momentos de dipolo. É sabido que magnitudes de dipolo maiores não geram os limites superiores mais rígidos. No entanto, os dados do tau serão usados para restringir os momentos fracos, uma vez que os dados experimentais de WEDM e WMDM para o elétron e o múon não estão claramente disponíveis. Usando o limite superior de WEDM para o lépton tau [106], o elemento (4.109) leva a

$$\left| \lambda_\tau (\sin \theta) \left(R_{00} - \frac{1}{3} R \right) \right| < 1.2 \times 10^{-17} e \cdot \text{cm}, \quad (4.112)$$

$$\left| \lambda_\tau \left(R_{00} - \frac{1}{3} R \right) \right| < 4 \times 10^{-4} (\text{GeV})^{-1}, \quad (4.113)$$

onde usamos $\sin\theta = 0,48$. Limites superiores experimentais para o WMDM do Tau [106], $\alpha_w < 1 \times 10^{-3}$, considerados com o fator magneto de Bohr para o tau, vide a lagrangeano (4.173), também valem:

$$\frac{e}{2m_\tau}\alpha_w < 9 \times 10^{-5}(\text{GeV})^{-1}, \quad (4.114)$$

e podem ser usados para restringir a interação de WMDM (4.111), ou seja, $\sin\theta |\lambda_\tau 2T/3| < 4 \times 10^{-5}(\text{GeV})^{-1}$, que implica em

$$|\lambda_\tau T| < 3 \times 10^{-4}(\text{GeV})^{-1}. \quad (4.115)$$

Objetivando restringir os acoplamentos de EDM, devemos usar as medidas de EDM de elétrons, que representam o menor limite de EDM já estabelecido, $d_e < 1.1 \times 10^{-29} e \cdot \text{cm}$ [76]. A interação (4.108) é limitada como

$$\left| \lambda_e \left(R_{00} - \frac{1}{3}R \right) \right| < 2 \times 10^{-16} (\text{GeV})^{-1}, \quad (4.116)$$

em que usamos $\cos\theta = 0.88$.

Em se tratando da interação de MDM para o elétron,

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} \left[g \frac{e}{2m_e} \sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \right] \psi, \quad (4.117)$$

medições precisas revelam que a imprecisão experimental no MDM de elétrons está no nível de 2,8 partes em 10^{13} [84], ou seja, $\Delta a \leq 2.8 \times 10^{-13}$. Este valor representa a janela para novas contribuições que decorrem de interações de dimensão cinco do tipo $H' = -\mu_B g (\mathbf{S} \cdot \mathbf{B})$, de tal forma que $\lambda_e (2T/3) \cos\theta < \mu_B \Delta a = 2.4 \times 10^{-20} (\text{eV})^{-1}$, implicando

$$\lambda_e T < 1 \times 10^{-10} (\text{GeV})^{-1}. \quad (4.118)$$

Quanto à física do MDM do múon, de uma forma geral, a discrepância, $\Delta a_\mu = a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{SM}} \simeq 260 \times 10^{-11}$, pode ser atribuída a acoplamentos, não-mínimos, de dimensão cinco, tal que possa ser usada para estabelecer um limite na interação de MDM fraca (4.111) para múons. Também é importante lembrar que as contribuições, eletrofracas de 1 e 2 loops, geram $a_\mu^{\text{EW}} = 153 \times 10^{-11}$ [157], próximo à magnitude da discrepância. Portanto, temos: $\lambda_\mu (2T/3) \sin\theta < (\mu_B)_\mu \Delta a_\mu = 1 \times 10^{-18} (\text{eV})^{-1}$, obtendo:

$$\lambda_\mu T < 1 \times 10^{-8} (\text{GeV})^{-1}. \quad (4.119)$$

Com relação ao EDM de múon, os principais experimentos são baseados na precessão de spin, no anel de armazenamento de múon $g-2$, no Laboratório Nacional de Brookhaven, onde a magnitude de EDM, restringida pelo efeito que ele produz na frequência de precessão [79], resulta: $|d_\mu| < 1.8 \times 10^{-19} e \cdot \text{cm}$. Este limite superior pode ser usado para restringir a interação (4.108) para o múon:

$$\left| \lambda_\mu \left(R_{00} - \frac{1}{3}R \right) \right| < 3 \times 10^{-6} (\text{GeV})^{-1}. \quad (4.120)$$

O mesmo tipo de análise é válida para o acoplamento de neutrino NM contido na Lagrangeana (4.88), que pode ser analogamente separado em duas partes,

$$\mathcal{L}_T^\nu = \lambda_\nu \bar{\psi}_\nu \sigma^{\mu\beta} \left(T_{\mu\nu} B^\nu_\beta \right) \psi_\nu, \quad (4.121)$$

$$\mathcal{L}_A^\nu = -i \lambda_\nu \bar{\psi}_\nu \left(\sigma^{\mu\beta} \gamma_5 R_{\mu\nu} B^\nu_\beta \right) \psi_\nu. \quad (4.122)$$

Devido à estrutura semelhante entre os acoplamentos, NMs, leptônico e de neutrino, nas Eqs. (4.87) e (4.88), as contribuições de EDM, WEDM, MDM e WMDM para os neutrinos são, em princípio, as mesmas da Tabela (5), apenas fazendo as substituições: $\psi_l \rightarrow \psi_\nu$ e $\bar{\psi}_l \rightarrow \bar{\psi}_\nu$.

4.3.4 Acoplamentos, NMs, CPT-pares, de Rank-4

Nesta subseção, apresentamos, inseridos diretamente no modelo de GSW, os seguintes acoplamentos, não-mínimos, de rank-4 e de dimensão cinco:

$$\mathcal{L}_{(4)}^{CPT-par} = \frac{\lambda_l}{2} \bar{\psi}_l \left[\sigma^{\mu\nu} K_{\mu\nu\alpha\beta} B^{\alpha\beta} + i \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 \bar{K}_{\mu\nu\alpha\beta} B^{\alpha\beta} \right] \psi_l \quad (4.123)$$

$$+ \frac{\lambda_{\nu l}}{2} \bar{\psi}_{\nu l} \left[\sigma^{\mu\nu} K_{\mu\nu\alpha\beta} B^{\alpha\beta} + i \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 \bar{K}_{\mu\nu\alpha\beta} B^{\alpha\beta} \right] \psi_{\nu l}, \quad (4.124)$$

onde os tensores de fundo de rank-4, $K_{\mu\nu\alpha\beta}$ e $\bar{K}_{\mu\nu\alpha\beta}$, são antissimétricos, isto é,

$$K_{\mu\nu\alpha\beta} = -K_{\nu\mu\alpha\beta}, \quad (4.125)$$

$$K_{\mu\nu\alpha\beta} = -K_{\mu\nu\beta\alpha}. \quad (4.126)$$

Supondo que $T_{\nu\beta} = (K)^\alpha_{\nu\alpha\beta}$ e $R_{\nu\beta} = (\bar{K})^\alpha_{\nu\alpha\beta}$, podemos propor as prescrições,

$$(K)_{\mu\nu\alpha\beta} = \frac{1}{2} (g_{\mu\alpha} T_{\nu\beta} - g_{\mu\beta} T_{\nu\alpha} + g_{\nu\beta} T_{\mu\alpha} - g_{\nu\alpha} T_{\mu\beta}), \quad (4.127)$$

$$(\bar{K})_{\mu\nu\alpha\beta} = \frac{1}{2} (g_{\mu\alpha} R_{\nu\beta} - g_{\mu\beta} R_{\nu\alpha} + g_{\nu\beta} R_{\mu\alpha} - g_{\nu\alpha} R_{\mu\beta}), \quad (4.128)$$

onde os tensores, $T_{\nu\beta}$ e $R_{\nu\beta}$, agora são simétricos e com traços nulos. Substituindo tal prescrição no setor leptônico da lagrangeana (4.124), obtemos:

$$\mathcal{L}_{(4)l}^{CPT-par} = \frac{\lambda_l}{2} \bar{\psi}_l \left[\sigma^{\alpha\nu} T_{\nu\beta} B_\alpha^\beta + i \sigma^{\alpha\nu} \gamma_5 R_{\nu\beta} B_\alpha^\beta \right] \psi_l. \quad (4.129)$$

Esses acoplamentos recuperam aqueles, envolvendo tensores de rank-2, já apresentados. Assim, se o tensor de rank-4 é escrito como mostrado na expressão (4.127), os limites superiores, encontrados na última seção, são válidos de forma equivalente para algumas componentes de $(K)_{\mu\nu\alpha\beta}$. Por exemplo, $T_{jj} = (K)_{0j0j} - (K)_{n j n j}$, de modo que o limite superior para WEDM (4.115) leva a

$$\lambda_\tau |(K)_{0j0j} - (K)_{n j n j}| < 3 \times 10^{-4} (\text{GeV})^{-1}. \quad (4.130)$$

Outro ponto a ser mencionado é sobre a possível conexão envolvendo os acoplamentos, de dimensão 5, escritos em termos de $K_{\mu\nu\alpha\beta}$, $\bar{K}_{\mu\nu\alpha\beta}$ e o acoplamento de dimensão 4, $c_{\mu\nu}$, que

Acoplamento	Limites superiores
tau-WEDM	$ \lambda_\tau (R_{00} - \frac{1}{3}R) < 4 \times 10^{-4} (\text{GeV})^{-1}$
tau-WMDM	$ \lambda_\tau T < 3 \times 10^{-4} (\text{GeV})^{-1}$
e-EDM	$ \lambda_e (R_{00} - \frac{1}{3}R) < 2 \times 10^{-16} (\text{GeV})^{-1}$
e-MDM	$\lambda_e T < 1 \times 10^{-10} (\text{GeV})^{-1}$
μ -EDM	$ \lambda_\mu (R_{00} - \frac{1}{3}R) < 3 \times 10^{-6} (\text{GeV})^{-1}$
μ -WMDM	$\lambda_\mu T < 1 \times 10^{-8} (\text{GeV})^{-1}$

Tabela 7 – Limites superiores de EDM e WEDM para as contribuições leptônicas em $(\text{GeV})^{-1}$.

aparece no termo $\bar{\psi} c^{\mu\nu} \gamma_\mu i D_\nu \psi$, com $i D_\nu = i \partial_\nu - q A_\nu$ – vide a lagrangeana (4) da Ref. [158]. De acordo com a Eq. (29) da Ref. [158], uma redefinição de campo do tipo, $X_V^{\mu\alpha} p_\alpha \gamma_\mu$, implementada em uma lagrangeana, não-mínima, pode induzir contribuições de dimensões quatro e cinco:

$$c^{\mu\alpha} = -2m X_V^{\mu\alpha}, \quad (4.131)$$

$$H_F^{(5)\mu\nu\alpha\beta} = 2q \left[X_V^{\mu[\alpha} g^{\beta]\nu} - X_V^{\nu[\alpha} g^{\beta]\mu} \right]. \quad (4.132)$$

A expressão para $H_F^{(5)\mu\nu\alpha\beta}$, na Eq. (4.132), apresenta uma estrutura semelhante à forma de $(K)_{\mu\nu\alpha\beta}$, dada na Eq. (4.127), com a substituição $X_V^{\mu\alpha} \rightarrow T^{\mu\alpha}$. Exceto pelo fato do traço de $X_V^{\mu\alpha}$ ser, em princípio, não nulo, existe tal possibilidade de correspondência. Neste caso, à medida que o limite para $T_{\mu\nu}$ pode ser usado para limitar as componentes, $K_{\mu\nu\alpha\beta}$, também pode ser usados para restringir $c^{\mu\alpha}/m$.

5 Vector meson dominance no modelo de Kroll-Lee-Zumino (KLZ) com ACNMs, CPT-ímpares

Nos capítulos (2) e (3), apresentamos o modelo de GSW (focando na descrição da interação eletrofraca entre os léptons somente), juntamente com duas propostas de acoplamentos, não-mínimos, com VL. Nesse capítulo, atacamos um outro setor, não-abeliano, do MP: o setor de hádrons. Hádrons, ao contrário dos léptons, são partículas que estão sujeitas à ação de todas as quatro interações fundamentais, sendo classificadas em bárions (hádrons com spin semi-inteiro) e mésons (com spin inteiro). Atualmente, sabe-se que os hádrons são partículas com estrutura interna, sendo constituídos por quarks, cuja interação forte é descrita pela Cromodinâmica Quântica (*Quantum Chromodynamics*-QCD). Contudo, antes do advento da QCD, a física de hádrons já era um tópico de intenso estudo, descrita por uma variedade de modelos, que incorporavam simetrias aproximadas. Tais modelos (devido às dificuldades envolvendo o setor perturbativo da QCD) ainda desempenham um importante papel na descrição da física hadrônica. Um aspecto particularmente importante da física de hádrons, objeto de interesse nessa tese, é a interação entre o fóton e a matéria hadrônica, que têm sido notavelmente bem descrita usando modelos adotando o conceito de *vector meson dominance* (VMD). O conceito de VMD consiste na mediação de todas as interações entre fótons e hádrons, na escala de energia abaixo de 1 GeV , através de mésons vetoriais neutros. Foi Sakurai quem primeiro propôs uma teoria da interação forte mediada por mésons vetoriais [110, 111]. A ideia de VMD surgiu a partir da observação de que a corrente eletromagnética poderia ser decomposta em termos de um méson vetorial, isto é, escrita na forma:

$$J_{EM}^{\mu} = \frac{e}{g_{\rho}} M_{\rho}^2 \rho^{\mu}, \quad (5.1)$$

onde e corresponde à carga elementar, g_{ρ} indica uma constante e ρ^{μ} representa um méson vetorial com massa M_{ρ}^2 .

Em 1967, Kroll, Lee e Zumino propuseram uma teoria quântica de campos abeliana para píons e mésons vetoriais neutros [112]. Tal teoria fornece uma justificativa teórica rigorosa para o conceito de VMD, e o fato de que, neste modelo, os mésons vetoriais são acoplados apenas às correntes conservadas garante renormalizabilidade. Uma aplicação fenomenológica muito interessante deste modelo, realizada há algum tempo por Gale e Kapusta [115], corresponde ao cálculo da auto-energia do méson ρ ao nível de 1 -loop. Quando esse resultado é usado na expressão (dada também pelo modelo de KLZ) para o fator de forma do pión, obtemos a conhecida fórmula de Gounaris-Sakurai [118, 119] perto do pólo do méson ρ , no regime tipo tempo. Outro resultado relevante, proveniente do modelo de KLZ, consiste na determinação do raio quadrático médio do pión: $\langle r_{\pi}^2 \rangle_{VMD} = 0.39 \text{ fm}^2$, próximo ao valor experimental: $\langle r_{\pi}^2 \rangle_{Exp} = 0.439 \pm 0.008 \text{ fm}^2$ [116, 117].

Neste capítulo, apresentamos o modelo de KLZ dotado de VMD, fazemos algumas aplicações calculando a taxa de decaimento do processo ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$) e o fator de forma do pión tipo-tempo, com o qual determinamos as contribuições hadrônicas ao momento magnético anômalo do múon, advindas do canal ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$). A seguir, apresentamos duas propostas de ACMNs, CPT-ímpares, inseridas no modelo; uma dessas propostas gera correções de VL à taxa do decaimento ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$) e ao fator de forma do pión. Em posse do fator de forma do pión corrigido por efeitos de VL, obtemos correções de VL à contribuição hadrônica, proveniente do canal ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$), e ao momento magnético anômalo do múon. Utilizando as incertezas nas medidas experimentais dessa taxa de decaimento e do momento magnético anômalo do múon, limitamos nosso parâmetro de VL.

5.1 Vector meson dominance no modelo de Kroll-Lee-Zumino (KLZ)

A densidade lagrangeana do modelo de KLZ pode ser escrita como

$$\mathcal{L}_{KLZ} = -\frac{1}{4}\rho_{\mu\nu}\rho^{\mu\nu} + (\partial^\mu\pi)(\partial_\mu\pi)^* + \frac{1}{2}M_\rho^2\rho_\mu\rho^\mu - M_\pi^2\pi^*\pi + g_{\rho\pi\pi}\rho_\mu J_\pi^\mu, \quad (5.2)$$

onde ρ^μ representa o méson ρ e π, π^* indicam os campos escalares, associados aos mésons π^\pm . Na Eq. (5.2), omitimos o termo quártico nos campos: $g_{\rho\pi\pi}^2\rho_\mu\rho^\mu\pi\pi^*$, que não será relevante, pois só estamos interessados em processos em nível de árvore. Nessa equação, destacamos:

$$\rho_{\mu\nu} = \partial_\mu\rho_\nu - \partial_\nu\rho_\mu, \quad (5.3)$$

$$J_\pi^\mu = i(\pi\partial^\mu\pi^* - \pi^*\partial^\mu\pi), \quad (5.4)$$

que denotam, respectivamente, o *field strength*, relacionado ao campo ρ^μ , e a corrente de pions. O modelo de KLZ descreve a interação forte entre pions (mediada por mésons ρ). A introdução do conceito de VMD nesse modelo requer a inserção do fóton, o que é feito por meio da seguinte densidade lagrangeana:

$$\mathcal{L}_{KLZ}^{(f\acute{o}ton)} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\rho_{\mu\nu}\rho^{\mu\nu} - \frac{1}{2}\frac{e}{g_\rho}F_{\mu\nu}\rho^{\mu\nu} + (D^\mu\pi)(D_\mu\pi)^* + \frac{1}{2}M_\rho^2\rho_\mu\rho^\mu - M_\pi^2\pi^*\pi, \quad (5.5)$$

em que introduzindo a derivada covariante,

$$D_\mu = (\partial_\mu + ig_{\rho\pi\pi}\rho_\mu + ieA_\mu), \quad (5.6)$$

com o campo, A_μ , indicando o fóton, obtemos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{KLZ}^{(f\acute{o}ton)} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\rho_{\mu\nu}\rho^{\mu\nu} - \frac{1}{2}\frac{e}{g_\rho}F_{\mu\nu}\rho^{\mu\nu} + \partial_\mu\pi\partial^\mu\pi^* + g_{\rho\pi\pi}\rho_\mu J_\pi^\mu + eA_\mu J_\pi^\mu \\ & + \frac{1}{2}M_\rho^2\rho_\mu\rho^\mu - M_\pi^2\pi^*\pi + \mathcal{L}_{KLZ}^{4(f\acute{o}ton)}, \end{aligned} \quad (5.7)$$

onde a quantidade,

$$\mathcal{L}_{KLZ}^{4(f\acute{o}ton)} = g_{\rho\pi\pi}^2\rho_\mu\rho^\mu\pi\pi^* + eg_{\rho\pi\pi}\rho_\mu A^\mu\pi\pi^* + eg_{\rho\pi\pi}A_\mu\pi\rho^\mu\pi^* + e^2A_\mu A^\mu\pi^*\pi, \quad (5.8)$$

representa os termos quárticos nos campos que, a partir de agora, não serão considerados, pois modelos com VMD envolvem somente termos em nível de árvore, associados à energias mais

baixas. Através da Eq. (5.7), inserimos o fóton no modelo de KLZ; porém, observamos que essa densidade lagrangeana ainda contém um termo de interação direta entre o fóton e os píons ($eA_\mu J_\pi^\mu$). Como sabemos, a ideia de VMD consiste na mediação da interação fóton-píons via mésons vetoriais, prescindindo assim da existência de termos de interação direta entre fótons e píons. Uma forma de implementarmos o conceito de VMD no modelo, fornecido pela densidade lagrangeana $\mathcal{L}_{KLZ}^{(fóton)}$, faz-se possível por meio do uso das transformações (vide seç 2.2 da ref. [159]):

$$\rho_\mu = \rho'_\mu - \frac{e}{g_\rho} A_\mu, \quad (5.9)$$

$$A_\mu = \frac{A'_\mu}{\sqrt{1 - \left(\frac{e}{g_\rho}\right)^2}}, \quad (5.10)$$

$$e = \frac{e'}{\sqrt{1 - \left(\frac{e}{g_\rho}\right)^2}}. \quad (5.11)$$

as quais permitem escrever as seguintes transformações para os *field strengths*:

$$F_{\mu\nu} = \frac{F'_{\mu\nu}}{\sqrt{1 - \left(\frac{e}{g_\rho}\right)^2}}, \quad (5.12)$$

$$\rho_{\mu\nu} = \rho'_{\mu\nu} - \frac{e}{g_\rho} F_{\mu\nu}, \quad (5.13)$$

que implicam em

$$-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = -\frac{1}{4} \frac{F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu}}{\left[1 - \left(\frac{e}{g_\rho}\right)^2\right]}, \quad (5.14)$$

$$-\frac{1}{4} \rho_{\mu\nu} \rho^{\mu\nu} = -\frac{1}{4} \rho'_{\mu\nu} \rho'^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \frac{e^2}{g_\rho^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{e}{2g_\rho} \rho'_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (5.15)$$

$$-\frac{1}{2} \frac{e}{g_\rho} F_{\mu\nu} \rho^{\mu\nu} = -\frac{e}{2g_\rho} F_{\mu\nu} \rho'^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \frac{e^2}{g_\rho^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}. \quad (5.16)$$

Substituindo as Eqs. (5.14), (5.15), (5.16) na Eq. (5.7) e, desconsiderando os termos quárticos, encontramos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{KLZ}^{VMD} = & -\frac{1}{4} F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \rho'_{\mu\nu} \rho'^{\mu\nu} + g_{\rho\pi\pi} \rho'_\mu J_\pi^\mu + \frac{1}{2} M_\rho^2 \left(\rho'_\mu - \frac{e}{g_\rho} A'_\mu \right) \left(\rho'^\mu - \frac{e}{g_\rho} A'^\mu \right) \\ & + \partial_\mu \pi \partial_\mu \pi^* - M_\pi^2 \pi^* \pi + e \left(1 - \frac{g_{\rho\pi\pi}}{g_\rho} \right) A_\mu J_\pi^\mu, \end{aligned} \quad (5.17)$$

onde implementando a condição de universalidade:

$$g_{\rho\pi\pi} = g_\rho, \quad (5.18)$$

eliminamos o termo de interação direta entre o fóton e os píons, obtendo a densidade lagrangeana,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{KLZ}^{VMD} = & -\frac{1}{4} F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \rho'_{\mu\nu} \rho'^{\mu\nu} + \partial_\mu \pi \partial_\mu \pi^* + g_{\rho\pi\pi} \rho'_\mu J_\pi^\mu - \frac{e M_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}} \rho'_\mu A'^\mu \\ & + \frac{M_\rho^2}{2} \left(\frac{e}{g_{\rho\pi\pi}} \right)^2 A'_\mu A'^\mu + \frac{1}{2} M_\rho^2 \rho'_\mu \rho'^\mu - M_\pi^2 \pi^* \pi, \end{aligned} \quad (5.19)$$

que corresponde ao modelo de KLZ com VMD. Tal modelo modifica o vértice, $\gamma\pi^-\pi^+$, como ilustrado na Fig. 8

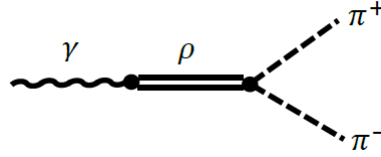


Figura 8 – Diagrama do vértice $\gamma \rightarrow \pi^-\pi^+$ descrito pelo modelo de KLZ com VMD.

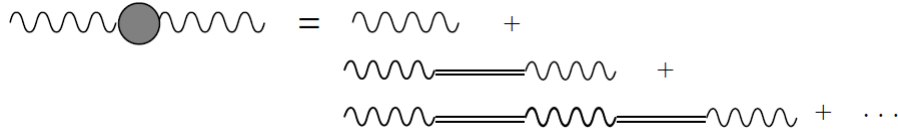


Figura 9 – Expansão do propagador do fóton em uma série de propagadores intermediários do méson ρ .

O aparecimento do termo de massa para o fóton na Eq. (5.19), a princípio, pode parecer problemático; contudo, no limite em que o momento transferido pelo fóton é pequeno ($k^2 \rightarrow 0$), o propagador do fóton volta a assumir sua forma usual independente da massa. Para demonstrar essa afirmação, consideremos a expansão do propagador do fóton em uma série com propagadores intermediários do méson ρ , ilustrada na Fig. 9. Essa expansão pode ser expressa como

$$iD(k^2) = \frac{-i}{k^2 - (M_\rho e/g_{\rho\pi\pi})^2} + \frac{-i}{k^2 - (M_\rho e/g_{\rho\pi\pi})^2} \left(\frac{-ieM_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}} \right) \frac{-i}{k^2 - M_\rho^2} \left(\frac{-ieM_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}} \right) \frac{-i}{k^2 - (M_\rho e/g_{\rho\pi\pi})^2} + \dots, \quad (5.20)$$

que com o auxílio da identidade:

$$\frac{1}{A-B} = \frac{1}{A} + \frac{1}{A} B \frac{1}{A} + \frac{1}{A} B \frac{1}{A} B \frac{1}{A}, \quad (5.21)$$

pode ser reescrita na forma:

$$iD(k^2) = -i \left[k^2 - \frac{M_\rho^2 e^2}{g_{\rho\pi\pi}^2} - \frac{M_\rho^4 e^2}{g_{\rho\pi\pi}^2 (k^2 - M_\rho^2)} \right]^{-1}, \quad (5.22)$$

$$iD(k^2) = -i \left[k^2 - \frac{M_\rho^2 e^2}{g_{\rho\pi\pi}^2} + \frac{M_\rho^2 e^2}{g_{\rho\pi\pi}^2 (1 - k^2/M_\rho^2)} \right]^{-1}. \quad (5.23)$$

Agora, tomando o limite em que k^2 é pequeno ($k^2 \rightarrow 0$), podemos escrever: $(1 - k^2/M_\rho^2)^{-1} = (1 + k^2/M_\rho^2)$, que implica em

$$iD(k^2) = \frac{-i}{k^2 (1 + e^2/g_{\rho\pi\pi}^2)}, \quad (5.24)$$

resultando independente da massa.

Também é possível visualizar que a condição de universalidade ($g_{\rho\pi\pi} = g_\rho$) garante a implementação do conceito de VMD no modelo por meio da corrente eletromagnética. Com o objetivo de calcularmos a corrente eletromagnética, escrevemos a equação de Euler-Lagrange para o campo, A_μ , a partir da densidade lagrangeana (5.17), onde consideramos somente termos lineares em e , chegando à equação:

$$\partial_\nu F^{\nu\mu} = J_{EM}^\mu, \quad (5.25)$$

com a corrente,

$$J_{EM}^\mu = \frac{eM_\rho^2}{g_\rho} \rho'^\mu - e \left(1 - \frac{g_{\rho\pi\pi}}{g_\rho} \right) J_\pi^\mu, \quad (5.26)$$

representando a corrente eletromagnética.

Implementando a condição ($g_{\rho\pi\pi} = g_\rho$) na Eq. (5.26), obtemos a corrente eletromagnética,

$$J_{EM}^\mu = \frac{eM_\rho^2}{g_\rho} \rho'^\mu, \quad (5.27)$$

proporcional a um méson vetorial, o que caracteriza um modelo com VMD como observou Sakurai nas refs. [110, 111].

5.2 A taxa do decaimento ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$)

Nesta seção, determinamos a taxa do decaimento ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$) através do modelo expresso pela densidade lagrangeana \mathcal{L}_{KLZ}^{VMD} (5.19). Partimos do elemento da matriz de espalhamento, associado ao processo, que é dado por

$$S(\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+) = -i \int d^4x g_{\rho\pi\pi} \rho'_\mu(x) J_\pi^\mu, \quad (5.28)$$

onde a corrente J_π^μ é fornecida pela Eq. (5.4). Adotamos as seguintes prescrições para os campos:

$$\rho'_\mu(x) = (2Vk'_0)^{-1/2} \varepsilon_\mu(k, \lambda) \exp(-ik' \cdot x), \quad (5.29)$$

$$\pi^-(x) = (2Vq_0)^{-1/2} \exp(-iq \cdot x), \quad (5.30)$$

$$\pi^+(x) = (2Vq'_0)^{-1/2} \exp(iq' \cdot x), \quad (5.31)$$

valendo também a relação de completeza:

$$\sum_{\lambda=1}^3 \varepsilon_\mu(k', \lambda) \varepsilon_\nu(k', \lambda) = -g_{\mu\nu} + \frac{k'_\mu k'_\nu}{M_\rho^2}. \quad (5.32)$$

Substituindo as prescrições para os campos dadas pelas Eq. (5.29), (5.30) e (5.31) na Eq. (5.28), ficamos com

$$\begin{aligned} S(\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+) &= -i \int d^4x (ig_{\rho\pi\pi}) \left[(2Vk'_0)^{-1/2} \varepsilon_\mu(k', \lambda) \exp(-ik' \cdot x) \right] \\ &\quad \times i \left\{ \left[(2Vq'_0)^{-1/2} \exp(iq' \cdot x) \right] \partial^\mu \left[(2Vq_0)^{-1/2} \exp(-iq \cdot x) \right]^* \right. \\ &\quad \left. - \left[(2Vq_0)^{-1/2} \exp(-iq \cdot x) \right]^* \partial^\mu \left[(2Vq'_0)^{-1/2} \exp(iq' \cdot x) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (5.33)$$

que pode ser reescrita como

$$S\left(\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+\right) = g_{\rho\pi\pi} (2\pi)^4 \frac{\delta^4(q' + q - k')}{[8V^3 k'_0 q_0 q'_0]^{1/2}} \mathcal{M}_0, \quad (5.34)$$

com

$$\mathcal{M}_0 = \varepsilon_\mu(k', \lambda) (q'^\mu - q^\mu). \quad (5.35)$$

O módulo quadrado do elemento de matriz $|S|^2$ é escrito como

$$\left|S\left(\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+\right)\right|^2 = g_{\rho\pi\pi}^2 (2\pi)^8 \frac{[\delta^4(q' + q - k')]^2}{[8V^3 k'_0 q_0 q'_0]} \mathcal{M}_0 \mathcal{M}_0^\dagger, \quad (5.36)$$

onde a quantidade, $[\delta^4(q' + q - k')]^2$, é dada pela relação,

$$\left[\delta^4(q' + q - k)\right]^2 = \frac{VT}{(2\pi)^4} \delta^4(q' + q - k), \quad (5.37)$$

que acarreta em

$$\left|S\left(\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+\right)\right|^2 = g_{\rho\pi\pi}^2 (2\pi)^4 T \frac{\delta^4(q + q' - k')}{[8V^2 k'_0 q_0 q'_0]} \mathcal{M}_0 \mathcal{M}_0^\dagger, \quad (5.38)$$

com

$$\mathcal{M}_0 \mathcal{M}_0^\dagger = \varepsilon_\mu(k', \lambda) \varepsilon_\nu(k', \lambda) (q'^\mu - q^\mu) (q'^\nu - q^\nu). \quad (5.39)$$

A taxa de decaimento é fornecida pela expressão,

$$\Gamma_{\rho(MP)} = \frac{1}{T} V \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} V \int \frac{d^3 q'}{(2\pi)^3} \frac{1}{3} \sum_\lambda \left|S\left(\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+\right)\right|^2, \quad (5.40)$$

que juntamente com a Eq. (5.38), permite escrever:

$$\Gamma_{\rho(MP)} = \frac{g_{\rho\pi\pi}^2}{96\pi^2 M_\rho} \int \frac{d^3 q}{q_0} \int \frac{d^3 q'}{q'_0} \delta^4(q + q' - k') \sum_\lambda |\mathcal{M}_0|^2, \quad (5.41)$$

onde tomamos $k_0 = M_\rho$, pois estamos adotando o referencial de repouso do méson ρ . Na Eq. (5.41), temos:

$$\sum_\lambda |\mathcal{M}_0|^2 = \sum_\lambda \varepsilon_\mu(k', \lambda) \varepsilon_\nu(k', \lambda) (q'^\mu - q^\mu) (q'^\nu - q^\nu), \quad (5.42)$$

onde utilizando a relação (5.32), chegamos a

$$\sum_\lambda |\mathcal{M}_0|^2 = [- (q' \cdot q') + 2 (q \cdot q') - (q \cdot q)] + \frac{1}{M_\rho^2} [k' \cdot (q' - q)]^2. \quad (5.43)$$

Através da conservação de momento, expressa pela delta $\delta^4(q + q' - k')$, podemos escrever:

$$k' = (q + q'), \quad (5.44)$$

cujo quadrado, $k'^2 = q^2 + q'^2 + 2q \cdot q'$, implica em

$$(q \cdot q') = \frac{M_\rho^2 - 2M_\pi^2}{2}, \quad (5.45)$$

dado que $q'^2 = q^2 = M_\pi^2$. Substituindo esse resultado na Eq. (5.43), esta resulta em

$$\sum_{\lambda}^3 |\mathcal{M}_0|^2 = (M_\rho^2 - 4M_\pi^2). \quad (5.46)$$

Substituindo a Eq. (5.46) na Eq. (5.41), chegamos a

$$\Gamma_{\rho(MP)} = \frac{g_{\rho\pi\pi}^2}{96\pi^2 M_\rho} \left[(M_{\rho^0}^2 - 4M_\pi^2) \int \frac{d^3q}{q_0} \int \frac{d^3q'}{q'_0} \delta^4(q' + q - k') \right], \quad (5.47)$$

onde

$$\int \frac{d^3q}{q_0} \int \frac{d^3q'}{q'_0} \delta^4(q + q' - k') = 2\pi \left(1 - \frac{4M_\pi^2}{M_\rho^2} \right)^{1/2} \Theta(M_\rho - 2M_\pi). \quad (5.48)$$

Por fim, substituindo a Eq. (5.48) na Eq. (5.47), obtemos a taxa do decaimento ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$):

$$\Gamma_{\rho(MP)} = \frac{g_{\rho\pi\pi}^2}{48\pi} \frac{(M_\rho^2 - 4M_\pi^2)^{3/2}}{M_\rho^2} \Theta(M_\rho - 2M_\pi). \quad (5.49)$$

5.3 O fator de forma do pión e sua contribuição hadrônica para o momento magnético anômalo do múon

Nesta seção, fazemos uma breve discussão sobre fatores de forma: abordamos sua relação com a seção de choque de espalhamentos envolvendo elétrons e sua determinação experimental; determinamos o fator de forma do pión, fazendo uso do modelo de KLZ com VMD, desenvolvido na seção (5.1). Por fim, obtemos a contribuição hadrônica do canal ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$) para o momento magnético anômalo do múon. Os desenvolvimentos desta seção estão apresentados no manuscrito [125].

5.3.1 O fator de forma do pión

Os léptons, abordados no capítulo anterior, assim como os quarks, são partículas atualmente tidas como elementares, isto é, desprovidas de estrutura interna. Contudo, o mesmo não vale para os hádrons, por serem formados por estados ligados de quarks. Os pions são mésons, ou seja, hádrons de spin inteiro, constituídos por dois quarks, e, portanto, possuem estrutura interna, o que exige um tratamento diferenciado, culminando na definição de uma quantidade denominada: fator de forma. O fator de forma "parametriza" a nossa ignorância a respeito da estrutura interna da partícula. O procedimento experimental usual para estudar-se a distribuição de cargas de uma partícula, dá-se por meio do espalhamento envolvendo elétrons e a partícula em questão. A seção de choque de tal espalhamento, no caso de uma partícula sem spin, por exemplo, pode ser escrita na forma geral (vide cap 8 da ref. [160]):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{pontual} |F(q)|^2, \quad (5.50)$$

onde $(d\sigma/d\Omega)_{pontual}$ indica uma seção de choque, associada ao espalhamento de elétrons por uma partícula pontual, e $F(q)$ representa o fator de forma como função do momento q que é

transferido entre o elétron e o centro espalhador: a partícula cuja distribuição de cargas está sendo avaliada. Em se tratando de um centro espalhador com distribuição estática, esfericamente simétrica de cargas $\rho(\mathbf{x})$, é possível escrevermos o fator de forma como a transformada de Fourier da distribuição:

$$F(q) = \int \rho(\mathbf{x}) e^{i(\mathbf{q}\cdot\mathbf{x})} d^3x = \int \left(1 + i(\mathbf{q}\cdot\mathbf{x}) - \frac{(\mathbf{q}\cdot\mathbf{x})^2}{2} + \dots \right) \rho(\mathbf{x}) d^3x, \quad (5.51)$$

$$F(q) = 1 - \frac{1}{6} |\mathbf{q}|^2 \langle r^2 \rangle + \dots, \quad (5.52)$$

em que tomamos:

$$\int \rho(\mathbf{x}) d^3x = 1, \quad (5.53)$$

$$\int \rho(\mathbf{x}) \mathbf{x} d^3x = 0, \quad (5.54)$$

$$\langle r^2 \rangle = 3 \int \rho(\mathbf{x}) \mathbf{x}^2 d^3x. \quad (5.55)$$

A condição (5.53) deve-se ao fato de a distribuição ser esfericamente simétrica, isto é, desprovida de momento de dipolo elétrico (EDM), enquanto que $\langle r^2 \rangle$ corresponde ao raio elétrico médio da distribuição de cargas. A Eq. (5.52) permite escrever $\langle r^2 \rangle$ em termos do fator de forma $F(q)$:

$$\langle r^2 \rangle = -6 \left. \frac{dF(q)}{dq^2} \right|_{q^2=0}. \quad (5.56)$$

A seguir, apresentamos os resultados de dois exemplos de espalhamentos envolvendo elétrons e partículas com distribuições de carga não pontuais: o primeiro consiste em um espalhamento elétron-próton, enquanto o segundo (de maior interesse para o desenvolvimento desta tese) corresponde a um espalhamento elétron-pósitron gerando um par de pión e anti-pión.

No primeiro exemplo, temos o espalhamento entre um elétron e um próton com os respectivos 4-momentos: $P_e^\mu = (E_e, k)$ e $P_p^\mu = (E_p, p)$ (vide seq 10.2 da ref. [161]). A necessidade de fornecer uma descrição da estrutura interna do próton exige a seguinte modificação na corrente:

$$e\bar{u}(p_f) \gamma^\mu u(p_i) \rightarrow e\bar{u}(p_f) \left[F_1(q^2) \gamma^\mu + \frac{\kappa_p}{2m_p} F_2(q^2) i\sigma^{\mu\nu} q_\nu \right] u(p_i), \quad (5.57)$$

onde $q = (k_f - k_i)$ denota o momento transferido pelo elétron ao próton, κ_p corresponde ao momento magnético anômalo do próton, enquanto as quantidades $F_1(q^2)$ e $F_2(q^2)$ representam os chamados fatores de forma, que carregam informações sobre a estrutura interna do próton. A seção de choque diferencial desse espalhamento é conhecida como seção de choque de Rosenbluth, e pode ser escrita, no referencial do laboratório, como segue:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{LAB} = \left[\frac{\beta \cos^2(\theta/2)}{2E \sin^2(\theta/2)} \right]^2 \left(\frac{E'_e}{E_e} \right) \times \left[\frac{G_E^2(q^2) + \tau G_M^2(q^2)}{1 + \tau} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + 2\tau G_M^2(q^2) \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right], \quad (5.58)$$

com E'_e sendo a energia final do elétron, θ o ângulo de espalhamento, $\beta = e^2/4\pi$ e $\tau = -q^2/4m_p^2$. Na Eq. (5.58), ainda temos:

$$G_E(q^2) = F_1(q^2) - \kappa_p \tau F_2(q^2), \quad (5.59)$$

$$G_M(q^2) = F_1(q^2) + \kappa_p F_2(q^2). \quad (5.60)$$

Em um cenário hipotético, com o próton sem estrutura interna e momento anômalo, teríamos: $F_1(q^2) = 1$ e $\kappa_p = 0$, que implementados nas Eqs. (5.59) e (5.60) conduzem a $G_E(q^2) = G_M(q^2) = 1$, condição que converte a seção de choque (5.58) na expressão:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pontual}} \Big|_{LAB} = \left[\frac{\beta \cos^2(\theta/2)}{2E \sin^2(\theta/2)} \right]^2 \left(\frac{E'_e}{E_e} \right) \left[\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) - \frac{q^2}{2m_p^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right], \quad (5.61)$$

que corresponde à seção de choque de Rosenbluth para um próton pontual e sem momento magnético anômalo. Os fatores de forma, $F_1(q^2)$ e $F_2(q^2)$, podem ser determinados a partir da medida experimental de $d\sigma/d\Omega$ como função de θ e q^2 .

Esse primeiro exemplo ilustra o tratamento adotado para obter-se os fatores de forma associados a uma partícula com momento magnético anômalo. No próximo exemplo, mostramos uma abordagem análoga, utilizada para determinar experimentalmente o fator de forma do pión, uma partícula com spin nulo e, conseqüentemente, isenta de momento magnético. Para tanto, consideremos o espalhamento ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$) ilustrado na Fig. 10 abaixo (vide seq 3.1 da ref. [159]):

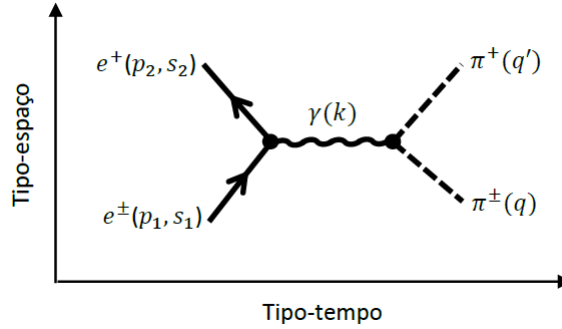


Figura 10 – No regime tipo-tempo, temos o espalhamento ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$), no regime tipo-espaco, o espalhamento ($e^+e^+ \rightarrow \pi^+\pi^+$).

No regime tipo-tempo, podemos escrever a amplitude de Feynman $\mathcal{M}_{e^-e^+ \rightarrow \pi^- \pi^+}$, associada a esse processo, na forma:

$$\mathcal{M}_{e^-e^+ \rightarrow \pi^- \pi^+} = \bar{v}(p_2, s_2) i e \gamma^\mu u(p_1, s_1) i D_{\mu\nu}(q^2) \langle \pi(q') \pi(q) | J_{EM}^\nu | 0 \rangle, \quad (5.62)$$

em que temos o propagador do fóton,

$$i D_{\mu\nu}(k) = \frac{-i}{k^2} g_{\mu\nu}, \quad (5.63)$$

e o vetor de Lorentz,

$$\langle \pi(q') \pi(q) | J_{EM}^\nu | 0 \rangle = e F_\pi(k^2) (q' - q)^\nu, \quad (5.64)$$

que descreve o vértice, $\gamma \pi^- \pi^+$. O vetor, $\langle \pi(q') \pi(q) | J_{EM}^\nu | 0 \rangle = e F_\pi(k^2) (q' - q)^\nu$, fornecido pela Eq. (5.64), está escrito no regime tipo-tempo (vide ref. [162]) e associado ao momento,

$$k^\mu = (q' + q)^\mu, \quad (5.65)$$

transferido pelo fóton. Porém, fazemos a observação de que essa quantidade também pode ser expressa como

$$\langle \pi(q') | J_{EM}^\nu | \pi(q) \rangle = e F_\pi (k^2) (q' + q)^\nu, \quad (5.66)$$

no regime tipo-espaço com o momento transferido pelo fóton,

$$k^\mu = (q' - q)^\mu. \quad (5.67)$$

A seção de choque diferencial fica dada por

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} (e^- e^+ \rightarrow \pi^- \pi^+) &= \frac{(q')^2}{q(q^0 + q^{0'}) - p_3^0 \hat{p}_2 (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)} \\ &\times \frac{1}{64\pi^2 \sqrt{(p_1 p_2)^2 - M_e^4}} \frac{1}{4} \sum_{s_1, s_2} |\mathcal{M}_{e^- e^+ \rightarrow \pi^- \pi^+}|^2. \end{aligned} \quad (5.68)$$

No referencial do centro de massa (CM), os 4-momentos dos pares, elétron-pósitron e pión-anti-pión, são expressos respectivamente como

$$p^\mu = (E, \pm \vec{p}), \quad (5.69)$$

$$q^\mu = (E, \pm \vec{q}), \quad (5.70)$$

valendo as relações: $\vec{p} \cdot \vec{q} = -pq \cos \theta$ e $\sqrt{s} = 2E$. Logo, substituindo a amplitude (5.62) na Eq. (5.68), encontramos a seguinte seção de choque diferencial:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (e^- e^+ \rightarrow \pi^- \pi^+) = \frac{e^4 (s - 4M_\pi^2)^{1/2}}{s^2 s \sqrt{s}} \frac{1}{8\pi^2} (E^4 - E^2 M_\pi^2) (1 - \cos \theta) |F_\pi(s)|^2, \quad (5.71)$$

onde θ indica o ângulo de espalhamento, s representa a energia do centro de massa e fizemos uso da condição: $M_e^2 \ll M_\pi^2 \ll s$.

Analogamente ao exemplo anterior, conhecendo-se experimentalmente $d\sigma/d\Omega$ na Eq. (5.71), é possível determinar $F_\pi(s)$ numericamente. Entretanto, a abordagem, que consiste em obter o fator de forma através da seção de choque, ilustrada nesses dois exemplos, não é muito eficiente no que tange à obtenção de uma expressão analítica para essa quantidade.

Nessa tese, estamos interessados em determinar o fator de forma do pión e sua contribuição para o momento anômalo do múon. Com essa finalidade, faremos uso do modelo de KLZ com VMD, introduzido na seção (5.1), para determiná-lo. O espalhamento ($e^- e^+ \rightarrow \pi^- \pi^+$), ilustrado na Fig. 10, ao ser descrito pelo modelo de KLZ com VMD fica representado pelo diagrama de Feynman exibido na Fig. 11.

Na Fig. 11, vemos explicitamente que a interação do fóton com a corrente de pions ocorre através da mediação do méson ρ , decorrente da descrição fornecida ao vértice, $\gamma\pi^-\pi^+$, pelo conceito de VMD. De fato, o modelo de KLZ com VMD implementa uma nova descrição para o vértice, $\gamma\pi^-\pi^+$, na qual o fóton emite um méson ρ , que decai em um par pión e anti-pión (vide Fig.8). Contudo, fisicamente, trata-se do mesmo vértice, descrito pelo vetor de Lorentz na Eq. (5.64). Essa equivalência física será o nosso ponto de partida para obter uma expressão analítica para o fator de forma do pión.

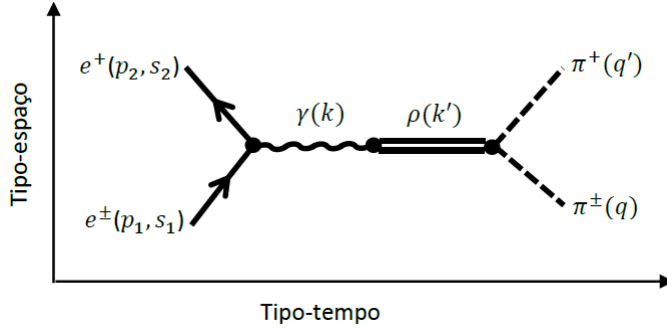


Figura 11 – Espalhamentos ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, $e^+e^+ \rightarrow \pi^+\pi^+$) descritos pelo modelo de KLZ com VMD. No regime tipo-tempo, temos o espalhamento ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$), no regime tipo-espaço, o espalhamento ($e^+e^+ \rightarrow \pi^+\pi^+$).

Fazendo uso das regras de Feynman (vide apêndice A) para o diagrama da Fig. 11, podemos reescrever a amplitude de Feynman, $\mathcal{M}_{\gamma\pi^-\pi^+}$, agora incorporando a ideia de VMD. Para tanto, partimos da expressão:

$$\begin{aligned} \left(\mathcal{M}_{\gamma\pi^-\pi^+}\right)_{VMD} &= \varepsilon^\mu(k, \lambda_\gamma) \left(-i \frac{eM_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}}\right) \int \frac{dk'}{(2\pi)^4} \left[(2\pi)^4 \delta^4(k - k')\right] i \left(\frac{g_{\mu\nu} - k'_\mu k'_\nu / M_\rho^2}{k'^2 - M_\rho^2}\right) \\ &\times \Gamma_{\rho\pi^-\pi^+}^\nu \left[(2\pi)^4 \delta^4(k' - q' - q)\right], \end{aligned} \quad (5.72)$$

onde a quantidade,

$$\left(-i \frac{eM_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}}\right), \quad (5.73)$$

corresponde ao vértice, $\gamma\rho$. Por outro lado, o termo,

$$\Gamma_{\rho\pi^-\pi^+}^\nu = ig_{\rho\pi\pi} (q' - q)^\nu, \quad (5.74)$$

representa o vértice, $\rho\pi^-\pi^+$. Integrando a Eq. (5.72) em k' , e substituindo $\Gamma_{\rho\pi^-\pi^+}^\nu$, chegamos a

$$\begin{aligned} \left(\mathcal{M}_{\gamma\pi^-\pi^+}\right)_{VMD} &= \varepsilon^\mu(k, \lambda_\gamma) \left(-i \frac{eM_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}}\right) i \left(\frac{g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / M_\rho^2}{k^2 - M_\rho^2}\right) \\ &\times [ig_{\rho\pi\pi} (q' - q)^\nu] \left[(2\pi)^4 \delta^4(k - q' - q)\right], \end{aligned} \quad (5.75)$$

em que devido à presença da delta $\delta^4(k - k')$ na integral da Eq. (5.72), encontramos a condição:

$$k = k' = (q' + q), \quad (5.76)$$

onde $k = k'$ correspondem aos momentos do fóton e do méson ρ , que resultam iguais, e q', q representam os momentos de π^+, π^- respectivamente. Uma vez que $q'^2 = q^2 = M_\pi^2$, as contrações do tipo, $k_\alpha (q' - q)^\alpha = (q' + q)_\alpha (q' - q)^\alpha$, na Eq. (5.75), se anulam. Assim, a amplitude, $(\mathcal{M}_{e^-e^+ \rightarrow \pi^-\pi^+})_{VMD}$, reduz-se a

$$\begin{aligned} \left(\mathcal{M}_{\gamma\pi^-\pi^+}\right)_{VMD} &= i\varepsilon^\mu(k, \lambda_\gamma) \left(\frac{eM_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}}\right) \left(\frac{g_{\mu\nu}}{k^2 - M_\rho^2}\right) \\ &\times [g_{\rho\pi\pi} (q' - q)^\nu] \left[(2\pi)^4 \delta^4(k - q' - q)\right], \end{aligned} \quad (5.77)$$

Utilizando a regra de Feynman número 7, do apêndice A, isto é, multiplicando essa equação por i e cancelando o fator, $(2\pi)^4 \delta^4(k - q' - q)$, encontramos a amplitude:

$$\left(\mathcal{M}_{\gamma\pi^-\pi^+}\right)_{VMD} = -\varepsilon^\mu(k, \lambda_\gamma) \left(\frac{eM_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}}\right) \left(\frac{g_{\mu\nu}}{k^2 - M_\rho^2}\right) (g_{\rho\pi\pi}) (q' - q)^\nu, \quad (5.78)$$

que pode ser reescrita na forma:

$$\left(\mathcal{M}_{\gamma\pi^-\pi^+}\right)_{VMD} = \langle\pi(q')\pi(q)|J_{EM}^\nu|0\rangle_{VMD}\varepsilon_\nu(k, \lambda_\gamma), \quad (5.79)$$

onde

$$\langle\pi(q')\pi(q)|J_{EM}^\nu|0\rangle_{VMD} = -e \left(\frac{M_\rho^2}{k^2 - M_\rho^2}\right) (q' - q)^\nu, \quad (5.80)$$

com $e = 0,085$, $g_{\rho\pi\pi} = 6,0$ [163].

O vetor de Lorentz, $\langle\pi(q')\pi(q)|J_{EM}^\nu|0\rangle_{VMD}$, na Eq. (5.80), está associado à descrição do vértice, $\gamma\pi^-\pi^+$, implementada pelo modelo de KLZ com VMD. No entanto, tanto $\langle\pi(q')\pi(q)|J_{EM}^\nu|0\rangle_{VMD}$ quanto $\langle\pi(q')\pi(q)|J_{EM}^\nu|0\rangle$, vide Eq. (5.64), descrevem fisicamente o mesmo vértice, $\gamma\pi^-\pi^+$. Desta forma, podemos escrever:

$$\langle\pi(q')\pi(q)|J_{EM}^\nu|0\rangle_{VMD} = \langle\pi(q')\pi(q)|J_\pi^\nu|0\rangle, \quad (5.81)$$

$$-e \left(\frac{M_\rho^2}{k^2 - M_\rho^2}\right) (q' - q)^\nu = eF_\pi(k^2) (q' - q)^\nu, \quad (5.82)$$

que conduz à seguinte expressão para o fator de forma do pión:

$$F_\pi(k^2) = -\frac{M_\rho^2}{k^2 - M_\rho^2}, \quad (5.83)$$

onde k agora indica o momento do méson ρ .

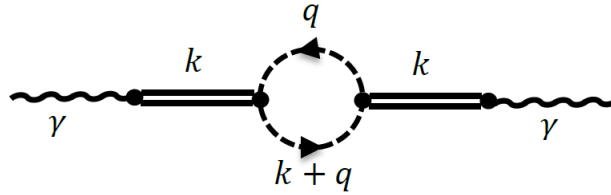
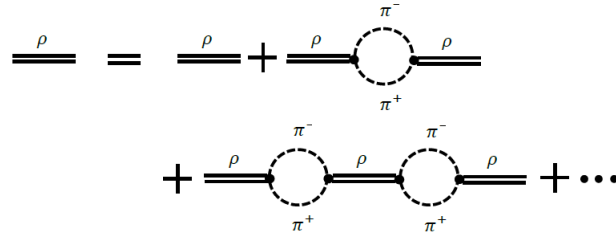


Figura 12 – Diagrama de polarização de vácuo descrita pelo modelo de KLZ com VMD.

Na Eq. (5.83), é possível observar que $F_\pi(k^2)$ possui um pólo em $k^2 = M_\rho^2$; problema que pode ser contornado, levando-se em conta diagramas além do nível de árvore, calculando-se a auto-energia do méson ρ . O diagrama mais relevante, ilustrado na Fig. 12, corresponde à polarização de vácuo, cujas contribuições corrigem o propagador do méson ρ como indicado na Fig. 13. Observamos que, no fator de forma (5.83), aparece a parte escalar, $R = 1/(k^2 - M_\rho^2)$, do propagador do méson ρ , $R_{\mu\nu} = (g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / M_\rho^2) / (k^2 - M_\rho^2)$. Sendo assim, ao considerarmos a expansão, ilustrada na Fig. 13, somente para a parte escalar do propagador, o fator de forma em questão pode ser reescrito como

$$F_\pi(k^2) = -M_\rho^2 S, \quad (5.84)$$


 Figura 13 – Contribuições da polarização de vácuo ao propagador do méson ρ .

em que S denota a soma representa na Fig. 13 que corresponde a uma progressão geométrica com infinitos termos de raiz $r = R\Pi_\rho(k^2)$ (com $\Pi_\rho(k^2)$ representando a parte escalar da auto-energia $\Pi_\rho^{\mu\nu}(k^2)$). Uma vez que temos: $0 < r < 1$, obtemos:

$$S = \frac{a_1}{1 - r}, \quad (5.85)$$

onde a_1 indica o primeiro termo da série. Nesse caso, temos: $a_1 = Re\ r = R\Pi_\rho(k^2)$, que substituindo na Eq. (5.85) implica em

$$S = \frac{R}{1 - R\Pi_\rho(k^2)} = \frac{1}{k^2 - M_\rho^2 - \Pi_\rho(k^2)}. \quad (5.86)$$

Substituindo a Eq. (5.86) na Eq. (5.84), ficamos com

$$F_\pi(k^2) = -\frac{M_\rho^2 + \Pi_\rho(0)}{k^2 - M_\rho^2 - \Pi_\rho(k^2)}, \quad (5.87)$$

em que o termo $\Pi_\rho(0)$ foi colocado à mão simplesmente para satisfazer a condição de normalização do fator de forma: $F_\pi(0) = 1$. Na Eq. (5.87), a quantidade, $\Pi_\rho(k^2)$, indica a auto-energia do méson ρ , que, de acordo com o diagrama na Fig. 12, provém da quantidade tensorial:

$$\Pi_\rho^{\mu\nu}(k^2) = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} [g_{\rho\pi\pi} (2q + k)^\mu \Delta(q) g_{\rho\pi\pi} (2q + k)^\nu \Delta(q + k)], \quad (5.88)$$

onde $\Delta(q)$ representa o propagador do pión,

$$\Delta(q) = \frac{1}{(q^2 - M_\pi^2)}, \quad (5.89)$$

que inserido na Eq. (5.88), implica em

$$\Pi_\rho^{\mu\nu}(k^2) = g_{\rho\pi\pi}^2 \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{(2q + k)^\mu (2q + k)^\nu}{(q^2 - M_\pi^2) [(q + k)^2 - M_\pi^2]}. \quad (5.90)$$

A auto-energia $\Pi_\rho(k)$, advinda da integral na Eq. (5.90), corresponde à contribuição usual da polarização de vácuo, que pode ser obtida de maneira análoga ao que é feito em uma eletrodinâmica escalar de fótons massivos (vide ref. [164]), em que obtemos:

$$\Pi_\rho(k^2) = Ak^2 + B - Gk^2 D(k) [i\pi - LN], \quad (5.91)$$

onde

$$LN = \ln \left\{ \left[\sqrt{(1 - 4M_\pi^2/k^2)} + 1 \right] / \left[\sqrt{(1 - 4M_\pi^2/k^2)} - 1 \right] \right\}, \quad (5.92)$$

$$D(k) = \left(1 - 4M_\pi^2/k^2\right)^{3/2}, \quad (5.93)$$

$$G = g_{\rho\pi\pi}^2/3(4\pi)^2, \quad (5.94)$$

com as constantes, A e B , sendo fornecidas pela relações:

$$A = -G \left[D(k)LN + 8 \frac{M_\pi^2}{M_\rho^2} \right], \quad B = \Pi_\rho(0) = 8GM_\pi^2. \quad (5.95)$$

A relação (5.91) é válida no regime em que $k^2 > 4M_\pi^2$. Todavia, no caso em que $0 < k^2 < 4M_\pi^2$, a auto-energia $\Pi_\rho(k)$ fica dada pela expressão:

$$\Pi_\rho(k^2) = -\frac{g_{\rho\pi\pi}^2}{24\pi^2} k^2 \left[\left(\frac{4M_\pi^2}{k^2} - 1 \right)^{3/2} \arcsin \left(\frac{\sqrt{k^2}}{2M_\pi^2} \right) + \frac{4}{3} - \frac{4M_\pi^2}{k^2} \right] + Ak^2 + B. \quad (5.96)$$

Aqui faz-se necessário observar que é possível extrair a polarização de vácuo diretamente da taxa de decaimento do méson ρ , através da relação [164]:

$$\Gamma_{\rho(MP)} = -\frac{1}{M_\rho} \text{Im}\Pi(M_\rho^2), \quad (5.97)$$

onde $\Gamma_{\rho(MP)}$ representa a taxa de decaimento do méson ρ , fornecida pela Eq. (5.49).

Adotando o ponto de vista do referencial do CM, o 4-momento do par pión e anti-pión é dado pela Eq. (5.70), de forma que o momento transferido pelo méson ρ resulta igual a

$$k^2 = 4E^2 = s, \quad (5.98)$$

sendo s a energia no referencial do centro de massa. Implementando essas considerações na Eq. (5.87), chegamos à expressão:

$$F_\pi(s) = -\frac{M_\rho^2 + \Pi_\rho(0)}{s - M_\rho^2 - \Pi_\rho(s)}, \quad (5.99)$$

que corresponde ao fator de forma do pión no referencial do CM, com $\Pi_\rho(s)$ fornecido pela Eq. (5.91), tomando-se $k^2 = s$.

5.3.2 A contribuição hadrônica do canal ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$) para o momento magnético anômalo do múon

A contribuição hadrônica para o momento magnético anômalo do múon (vide ref. [120]) pode ser escrita na forma:

$$a_\mu^{had} = \int_{4M_\pi^2}^{\infty} ds K(s) R(s), \quad (5.100)$$

onde $K(s)$ representa a função de Kernel, dada por

$$K(s) = \frac{\alpha^2}{3\pi^2 s} \int_0^1 \frac{x^2(1-x)}{x^2 + (1-x)s/M_\mu^2}, \quad (5.101)$$

com $\alpha = 1/137$ indicando a constante de estrutura fina, s a energia do centro de massa, e M_μ a massa do múon. A função, $R(s)$, corresponde à razão entre as seções de choque dos processos ($e^+e^- \rightarrow \text{hádrons}$) e ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$), ou seja,

$$R(s) = \frac{\sigma^{(0)}(e^+e^- \rightarrow \text{hádrons})}{\sigma^{(0)}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}, \quad (5.102)$$

com

$$\sigma^{(0)}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}. \quad (5.103)$$

Estamos interessados em determinar a contribuição hadrônica ao momento anômalo do múon, advinda do canal ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$). Assim, obtemos nossos resultados na escala de baixas energias:

$$s \leq s_0 = 0,8 \text{ GeV}^2, \quad (5.104)$$

onde apenas os quarks leves são relevantes, e a seção de choque, $\sigma^{(0)}(e^+e^- \rightarrow \text{hádrons})$, recebe a contribuição somente do par $\pi^+\pi^-$, sendo escrita como

$$\sigma^{(0)}(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-) = \frac{\pi\alpha^2}{3s} \left(1 - \frac{4M_\pi^2}{s}\right)^{3/2} |F_\pi(s)|^2, \quad (5.105)$$

que depende do módulo quadrático do fator de forma do pión, $|F_\pi(s)|^2$, escrito no referencial do CM. Substituindo as Eqs. (5.103), e (5.105) na Eq. (5.102) encontramos a razão $R(s)$, que inserida na Eq. (5.100) em conjunto com a condição, dada pela Eq. (5.104), nos fornece a expressão:

$$a_\mu^{\text{had},\pi} = \frac{1}{4} \int_{4M_\pi^2}^{s_0} K(s) \left(1 - \frac{4M_\pi^2}{s}\right)^{3/2} |F_\pi(s)|^2 ds, \quad (5.106)$$

para a contribuição hadrônica ao momento magnético anômalo do múon, proveniente do canal ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$), com s_0 dado pela Eq. (5.104).

Finalizamos desta forma uma revisão da literatura sobre alguns aspectos relevantes do modelo de KLZ.

5.4 Vector meson dominance no modelo de Kroll-Lee-Zumino com VL

Nesta seção, apresentamos nossas propostas de acoplamentos NMs para o modelo de KLZ munido de VMD, apresentado na seção (5.1). Tais acoplamentos são inseridos na derivada covariante (5.6), gerando a seguinte derivada covariante modificada:

$$D_\mu = (\partial_\mu + ig_{\rho\pi\pi}\rho_\mu + ieA_\mu + i\bar{g}\rho_{\mu\nu}\xi^\nu + i\tilde{g}F_{\mu\nu}\xi^\nu), \quad (5.107)$$

onde ξ^ν é um 4-vetor que induz uma direção privilegiada no espaço-tempo, violando a simetria de Lorentz. Introduzindo a derivada covariante (5.107) na densidade lagrangeana $\mathcal{L}_{KLZ}^{(\text{fóton})}$ (5.5), temos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{KLZ(VL)}^{(\text{fóton})} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\rho_{\mu\nu}\rho^{\mu\nu} - \frac{1}{2}\frac{e}{g_\rho}F_{\mu\nu}\rho^{\mu\nu} + \partial_\mu\pi\partial_\mu\pi^* + g_{\rho\pi\pi}\rho_\mu J_\pi^\mu + eA_\mu J_\pi^\mu \\ & + \frac{1}{2}M_\rho^2\rho_\mu\rho^\mu - M_\pi^2\pi^*\pi + \bar{g}J_\pi^\mu\rho_{\mu\nu}\xi^\nu + \tilde{g}J_\pi^\mu F_{\mu\nu}\xi^\nu + \mathcal{L}_{KLZ(VL)}^{4(\text{fóton})}, \end{aligned} \quad (5.108)$$

com a quantidade,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{KLZ(VL)}^{A(f\acute{o}ton)} &= g_{\rho\pi\pi}^2 \rho_\mu \rho^\mu \pi \pi^* + e g_{\rho\pi\pi} \rho_\mu A^\mu \pi \pi^* + \bar{g} g_{\rho\pi\pi} \rho_\mu \rho^{\mu\lambda} \xi_\lambda \pi \pi^* + \tilde{g} g_{\rho\pi\pi} \rho_\mu F^{\mu\lambda} \xi_\lambda \pi \pi^* \\ &+ e g_{\rho\pi\pi} A_\mu \pi \rho^\mu \pi^* + e^2 A_\mu A^\mu \pi^* \pi + \bar{g} e A_\mu \rho^{\mu\lambda} \xi_\lambda \pi \pi^* + \tilde{g} e A_\mu F^{\mu\lambda} \xi_\lambda \pi \pi^* \\ &+ \bar{g} g_{\rho\pi\pi} \rho_{\mu\nu} \rho^\mu \xi^\nu \pi \pi^* + \bar{g} e \rho_{\mu\nu} A^\mu \xi^\nu \pi \pi^* + \tilde{g} g_{\rho\pi\pi} F_{\mu\nu} \rho^\mu \xi^\nu \pi \pi^* + \tilde{g} e F_{\mu\nu} A^\mu \xi^\nu \pi \pi^*, \end{aligned} \quad (5.109)$$

representando os termos quárticos nos campos, excetuando-se aqueles de VL em segunda ordem. Modelos com VMD envolvem apenas termos de menor ordem, associados a uma escala de energia mais baixa; portanto, a partir desse momento, não consideraremos o termo $\mathcal{L}_{KLZ(VL)}^{A(f\acute{o}ton)}$. A densidade lagrangeana (5.108) corresponde ao modelo de KLZ incorporando o fóton e termos de VL, provenientes dos acoplamentos: $i\bar{g}\rho_{\mu\nu}\xi^\nu, i\tilde{g}F_{\mu\nu}\xi^\nu$. Todavia, tal densidade lagrangeana apresenta termos de interação direta entre o fóton e os píons ($eA_\mu J_\pi^\mu, \tilde{g}J_\pi^\mu F_{\mu\nu}\xi^\nu$). Logo, com a intenção de introduzir o conceito de VMD no modelo, fazemos uso das transformações (5.9), (5.10), (5.11), (5.12), e (5.13), que aplicadas à densidade lagrangeana (5.108), desconsiderando-se os termos quárticos, implicam em

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{KLZ(VL)}^{VMD} &= -\frac{1}{4} F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \rho'_{\mu\nu} \rho'^{\mu\nu} + g_{\rho\pi\pi} \rho'_\mu J_\pi^\mu + \frac{1}{2} M_\rho^2 \left(\rho'_\mu - \frac{e}{g_\rho} A_\mu \right) \left(\rho'^\mu - \frac{e}{g_\rho} A^\mu \right) \\ &+ \partial_\mu \pi \partial_\mu \pi^* - M_\pi^2 \pi^* \pi + \bar{g} J_\pi^\mu \rho'_{\mu\nu} \xi^\nu + e \left(1 - \frac{g_{\rho\pi\pi}}{g_\rho} \right) A_\mu J_\pi^\mu + \left(\tilde{g} - \frac{\bar{g}e}{g_\rho} \right) J_\pi^\mu F_{\mu\nu} \xi^\nu. \end{aligned} \quad (5.110)$$

Tomando as seguintes condições de universalidade:

$$g_{\rho\pi\pi} = g_\rho, \quad \tilde{g} = \bar{g}e/g_\rho, \quad (5.111)$$

os termos envolvendo interação direta entre o fóton e os píons são eliminados, obtendo-se assim a densidade lagrangeana,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{KLZ(VL)}^{VMD} &= -\frac{1}{4} F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \rho'_{\mu\nu} \rho'^{\mu\nu} + \partial_\mu \pi \partial_\mu \pi^* + g_{\rho\pi\pi} \rho'_\mu J_\pi^\mu + \bar{g} J_\pi^\mu \rho'_{\mu\nu} \xi^\nu \\ &- \frac{eM_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}} \rho'_\mu A'^\mu + \frac{M_\rho^2}{2} \left(\frac{e}{g_{\rho\pi\pi}} \right)^2 A'_\mu A'^\mu + \frac{1}{2} M_\rho^2 \rho'_\mu \rho'^\mu - M_\pi^2 \pi^* \pi, \end{aligned} \quad (5.112)$$

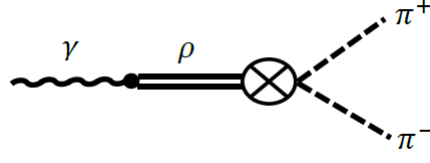
que corresponde ao modelo de KLZ dotado de VMD incluindo termos de VL, advindos das interações não-mínimas, presentes na derivada covariante (5.107). Devemos observar que o acoplamento, $i\tilde{g}F_{\mu\nu}\xi^\nu$, foi proposto visando assegurar o anulamento do termo, $(\tilde{g} - \bar{g}e/g_\rho) J_\pi^\mu F_{\mu\nu}\xi^\nu$, na Eq. (5.110), através do estabelecimento da nova condição de universalidade, $\tilde{g} = \bar{g}e/g_\rho$, envolvendo as constantes de acoplamento NM. Dessa forma, a ideia de VMD no modelo é preservada apesar da inserção do acoplamento NM, $i\bar{g}\rho_{\mu\nu}\xi^\nu$, que modifica os vértices, $\gamma\pi^-\pi^+, \rho\pi^\pm\pi^+$, sendo este último corrigido por meio das funções de vértice com contribuições de VL,

$$\Gamma_{\rho\pi^-\pi^+}^{\mu(Total)} = i g_{\rho\pi\pi} (q' - q)^\mu - \bar{g} k_\nu \xi^\nu (q' - q)^\mu, \quad (5.113)$$

$$\Gamma_{\rho\pi^+\pi^+}^{\mu(Total)} = i g_{\rho\pi\pi} (q' + q)^\mu - \bar{g} k_\nu \xi^\nu (q' + q)^\mu, \quad (5.114)$$

escritas nos regimes tipo-tempo e tipo-espaço respectivamente (Vide Apêndice B).

Assim como no caso sem VL, também é possível visualizar que as condições de universalidade ($g_{\rho\pi\pi} = g_\rho, \tilde{g} = \bar{g}e/g_\rho$) asseguram a implementação do conceito de VMD no modelo através


 Figura 14 – Diagrama do vértice $\gamma\pi^-\pi^+$ corrigido pelo acoplamento NM, $\bar{g}J_\pi^\mu\rho'_{\mu\nu}\xi^\nu$.

da corrente eletromagnética. Objetivando calcular a corrente eletromagnética com correções de VL, escrevemos a equação de Euler-Lagrange para o campo, A_μ , a partir da densidade lagrangeana (5.110), onde consideramos somente termos lineares em e , obtendo a equação:

$$\partial_\nu F^{\nu\mu} = J_{EM(VL)}^\mu, \quad (5.115)$$

com a corrente,

$$J_{EM(VL)}^\mu = \frac{eM_\rho^2}{g_\rho}\rho'^\mu - e\left(1 - \frac{g_{\rho\pi\pi}}{g_\rho}\right)J_\pi^\mu - \left(\tilde{g} - \frac{\bar{g}e}{g_\rho}\right)\xi^\nu\partial_\nu J_\pi^\mu, \quad (5.116)$$

representando a corrente eletromagnética com contribuições de VL.

Implementando as condições ($g_{\rho\pi\pi} = g_\rho$, $\tilde{g} = \bar{g}e/g_\rho$) na Eq. (5.26), obtemos a corrente eletromagnética,

$$J_{EM(VL)}^\mu = \frac{eM_\rho^2}{g_\rho}\rho'^\mu, \quad (5.117)$$

proporcional a um méson vetorial: caracterizando assim um modelo com VMD de acordo com Sakurai nas refs. [110, 111].

5.5 A taxa do decaimento ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$) com correções de VL

Nesta seção, determinamos as correções de VL que o acoplamento, $\bar{g}J_\pi^\mu\rho'_{\mu\nu}\xi^\nu$, presente na Eq. (5.112), fornece à taxa de decaimento do processo ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$). O elemento da matriz de espalhamento, associado a esse decaimento, pode ser escrito na forma:

$$S(\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+) = -i \int d^4x \left[g_{\rho\pi\pi}\rho'_\mu(x) J_\pi^\mu + \bar{g}J_\pi^\mu\rho'_{\mu\nu}\xi^\nu \right] = S_0^\rho + S_{VL(1)}^\rho + S_{VL(2)}^\rho, \quad (5.118)$$

com

$$S_0^\rho = -ig_{\rho\pi\pi} \int d^4x \rho'_\mu(x) \{i[\pi(x)\partial^\mu\pi^*(x) - \pi^*(x)\partial^\mu\pi(x)]\}, \quad (5.119)$$

$$S_{VL(1)}^\rho = -i\bar{g} \int d^4x \xi^\nu\partial_\nu\rho'_\mu(x) \{i[\pi(x)\partial^\mu\pi^*(x) - \pi^*(x)\partial^\mu\pi(x)]\}, \quad (5.120)$$

$$S_{VL(2)}^\rho = i\bar{g} \int d^4x \xi^\nu\partial_\nu\rho'_\mu(x) \{i[\pi(x)\partial^\mu\pi^*(x) - \pi^*(x)\partial^\mu\pi(x)]\}, \quad (5.121)$$

onde o termo S_0^ρ é fornecido pela Eq. (5.34), e os campos satisfazem as prescrições dadas pelas Eqs. (5.29), (5.30) e (5.31). Substituindo-as nas Eqs. (5.120) e (5.121), advém

$$\begin{aligned} S_{VL(1)}^\rho &= -i \int d^4x \bar{g}(-ik'_\mu) \xi^\nu \left[(2Vk'_0)^{-1/2} \varepsilon_\nu(k', \lambda) \exp(-ik' \cdot x) \right] \\ &\quad \times i \left\{ \left[(2Vq'_0)^{-1/2} \exp(iq' \cdot x) \right] (iq^\mu) \left[(2Vq_0)^{-1/2} \exp(iq \cdot x) \right] \right. \\ &\quad \left. - \left[(2Vq_0)^{-1/2} \exp(iq \cdot x) \right] (iq'^\mu) \left[(2Vq'_0)^{-1/2} \exp(iq' \cdot x) \right] \right\}, \end{aligned}$$

cujas integração em d^4x fornece:

$$S_{VL(1)}^\rho = i\bar{g} (2\pi)^4 \frac{\delta^4(q' + q - k')}{[8V^3 k'_0 q_0 q'_0]^{1/2}} \mathcal{M}_{LV(1)}, \quad (5.122)$$

sendo

$$\mathcal{M}_{LV(1)} = -\xi^\nu k'_\mu \varepsilon_\nu(k', \lambda) (q'^\mu - q^\mu). \quad (5.123)$$

Contudo, a delta, $\delta^4(q' + q - k')$, na Eq. (5.122), implica em $k' = q' + q$, tal que

$$\mathcal{M}_{LV(1)} = 0. \quad (5.124)$$

Por outro lado, o termo $S_{VL(2)}^\rho$, no espaço dos momentos, resulta:

$$\begin{aligned} S_{VL(2)}^\rho &= i \int d^4x \bar{g}(-ik'_\nu) \xi^\nu \left[(2Vk'_0)^{-1/2} \varepsilon_\mu(k', \lambda) \exp(-ik' \cdot x) \right] \\ &\quad \times i \left\{ \left[(2Vq'_0)^{-1/2} \exp(iq' \cdot x) \right] (iq^\mu) \left[(2Vq_0)^{-1/2} \exp(iq \cdot x) \right] \right. \\ &\quad \left. - \left[(2Vq_0)^{-1/2} \exp(iq \cdot x) \right] (iq'^\mu) \left[(2Vq'_0)^{-1/2} \exp(iq' \cdot x) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (5.125)$$

que sob integração, reduz-se a

$$S_{VL(2)}^\rho = i\bar{g} (2\pi)^4 \frac{\delta^4(q' + q - k')}{[8V^3 k'_0 q_0 q'_0]^{1/2}} \mathcal{M}_{LV(2)}, \quad (5.126)$$

com

$$\mathcal{M}_{VL(2)} = \xi^\nu k'_\nu \varepsilon_\mu(k', \lambda) (q'^\mu - q^\mu). \quad (5.127)$$

A taxa de decaimento é dada pela expressão usual:

$$\Gamma_\rho = \frac{1}{T} V \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V \int \frac{d^3q'}{(2\pi)^3} \frac{1}{3} \sum_\lambda \left| S(\rho^0 \rightarrow \pi^- \pi^+) \right|^2, \quad (5.128)$$

onde o módulo quadrático, $|S(\rho^0 \rightarrow \pi^- \pi^+)|^2$, é escrito na forma:

$$\begin{aligned} \left| S(\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+) \right|^2 &= S_0^\rho S_0^{\rho\dagger} + S_0^\rho S_{VL(1)}^{\rho\dagger} + S_{VL(1)}^\rho S_0^{\rho\dagger} + S_0^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger} + S_{VL(2)}^\rho S_0^{\rho\dagger} \\ &\quad + S_{VL(1)}^\rho S_{VL(1)}^{\rho\dagger} + S_{VL(1)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger} + S_{VL(2)}^\rho S_{VL(1)}^{\rho\dagger} + S_{VL(2)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger}. \end{aligned} \quad (5.129)$$

Porém, no elemento de matriz (5.129), os termos em primeira ordem no parâmetro de VL anulam-se, ou seja,

$$S_0^\rho S_{VL(1)}^{\rho\dagger} + S_{VL(1)}^\rho S_0^{\rho\dagger} + S_0^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger} + S_{VL(2)}^\rho S_0^{\rho\dagger} = 0. \quad (5.130)$$

Portanto, substituindo a Eq. (5.129) na Eq. (5.128), encontramos a soma,

$$\Gamma_\rho = \Gamma_{S_0^\rho S_0^{\rho\dagger}} + \Gamma_{S_{VL(1)}^\rho S_{VL(1)}^{\rho\dagger}} + \Gamma_{S_{VL(1)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger}} + \Gamma_{S_{VL(2)}^\rho S_{VL(1)}^{\rho\dagger}} + \Gamma_{S_{VL(2)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger}}. \quad (5.131)$$

5.5.1 Os termos $\left(\Gamma_{S_{VL(1)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger}}, \Gamma_{S_{VL(2)}^\rho S_{VL(1)}^{\rho\dagger}}, \Gamma_{S_{VL(1)}^\rho S_{VL(1)}^{\rho\dagger}}\right)$

Devido ao fato de termos: $\mathcal{M}_{LV(1)} = 0$ na Eq. (5.124), inferimos que

$$\Gamma_{S_{VL(1)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger}} = \Gamma_{S_{VL(2)}^\rho S_{VL(1)}^{\rho\dagger}} = \Gamma_{S_{VL(1)}^\rho S_{VL(1)}^{\rho\dagger}} = 0. \quad (5.132)$$

5.5.2 O termo $\left(\Gamma_{S_{VL(2)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger}}\right)$

Nesta subseção, determinamos a contribuição do termo, $\Gamma_{S_{VL(2)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger}}$, à taxa de decaimento do processo ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$). Com a finalidade de obter este termo, primeiramente, partimos do produto:

$$S_{VL(2)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger} = \bar{g}^2 (2\pi)^8 \frac{[\delta^4(q' + q - k')]^2}{[8V^3 k_0 q_0 q'_0]} \mathcal{M}_{VL(2)} \mathcal{M}_{VL(2)}^\dagger, \quad (5.133)$$

com $S_{VL(2)}^\rho$ e $\mathcal{M}_{VL(2)}$ dados respectivamente pelas Eqs. (5.126) e (5.127), sendo $[\delta^4(q + q' - k')]^2$ fornecido pela Eq. (5.37), tal que temos:

$$S_{VL(2)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger} = \bar{g}^2 \frac{(2\pi)^4 T}{[8V^2 k_0 q_0 q'_0]} \delta^4(q' - q - k') \times \left\{ (\xi \cdot k')^2 \varepsilon_\mu(k', \lambda) \varepsilon_\sigma(k', \lambda) (q'^\mu - q^\mu) (q'^\sigma - q^\sigma) \right\}. \quad (5.134)$$

Substituindo a Eq. (5.134) na Eq. (5.128), ficamos com

$$\Gamma_{S_{VL(2)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger}} = \frac{\bar{g}^2}{96\pi^2 k'_0} \int \frac{d^3 q}{q_0} \int \frac{d^3 q'}{q'_0} \delta^4(q' + q - k') \sum_\lambda^3 \mathcal{M}_{22}^2, \quad (5.135)$$

sendo

$$\sum_\lambda^3 \mathcal{M}_{22}^2 = (\xi \cdot k')^2 \sum_\lambda^3 |\mathcal{M}_0|^2, \quad (5.136)$$

com $\sum_\lambda^3 |\mathcal{M}_0|^2$ fornecido pela Eq. (5.46), ou seja,

$$\sum_\lambda^3 \mathcal{M}_{22}^2 = (\xi \cdot k')^2 (M_\rho^2 - 4M_\pi^2). \quad (5.137)$$

Avançamos mais substituindo a Eq. (5.137) na Eq. (5.135). Assim,

$$\Gamma_{S_{VL(2)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger}} = (\xi \cdot k')^2 \frac{\bar{g}^2}{96\pi^2 k'_0} (M_\rho^2 - 4M_\pi^2) \int \frac{d^3 q}{q_0} \int \frac{d^3 q'}{q'_0} \delta^4(q' + q - k'), \quad (5.138)$$

onde a integral é dada pela Eq. (5.48). Obtemos, por fim, a quantidade,

$$\Gamma_{S_{VL(2)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger}} = \frac{(M_\rho \bar{g} \xi_0)^2 (M_\rho^2 - 4M_\pi^2)^{3/2}}{48\pi M_\rho^2} \Theta(M_\rho - 2M_\pi), \quad (5.139)$$

calculada no referencial de repouso do méson ρ .

5.5.3 A taxa total do decaimento ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$) com correções de VL

A taxa total do decaimento ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$) com correções de VL fica dada por

$$\Gamma_\rho = \Gamma_{S_0^\rho S_0^{\rho\dagger}} + \Gamma_{S_{VL(2)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger}}. \quad (5.140)$$

Substituindo os termos, $\Gamma_{S_0^\rho S_0^{\rho\dagger}}, \Gamma_{S_{VL(2)}^\rho S_{VL(2)}^{\rho\dagger}}$, fornecidos respectivamente pelas Eqs. (5.49) e (5.139), chegamos à expressão,

$$\Gamma_\rho = \frac{g_{\rho\pi\pi}^2}{48\pi} \frac{(M_\rho^2 - 4M_\pi^2)^{3/2}}{M_\rho^2} \left[1 + \frac{M_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}^2} (\bar{g}\xi_0)^2 \right] \Theta(M_\rho - 2M_\pi), \quad (5.141)$$

para a taxa do decaimento ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$) com correções de VL.

De acordo com a ref. [116], a medida experimental da taxa do decaimento ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$) fica dada por

$$\Gamma_\rho^{(LAB)} = (149, 1 \pm 0, 8) MeV, \quad (5.142)$$

que pode ser reescrita na forma:

$$\Gamma_\rho^{(LAB)} = 149, 1(1 \pm 0, 005) MeV. \quad (5.143)$$

Assim, comparando as Eqs. (5.141) e (5.143), bem como impondo que as correções de VL devam ser menores que a imprecisão na medida experimental, escrevemos:

$$M_\rho^2 (\bar{g}\xi_0)^2 / g_{\rho\pi\pi}^2 < 5, 0 \times 10^{-3}, \quad (5.144)$$

em que usando: $g_{\rho\pi\pi} = 6, 0$ [163], $M_\rho = 775, 50 MeV$ [116], chegamos ao seguinte limite superior:

$$(\bar{g}\xi_0) < 5, 0 \times 10^{-1} (GeV)^{-1}. \quad (5.145)$$

A taxa de decaimento (5.141) foi obtida no referencial de repouso do méson ρ . Porém, como sabemos, em teorias com VL, as componentes dos tensores de fundo, em geral, são consideradas fixas no referencial do Sol, de forma que sofrem variações siderais no referencial da Terra [52, 140]. Portanto, é necessário trasladá-las do referencial da Terra (laboratório), onde as medidas são realizadas, para o referencial do Sol, onde tais coeficientes são considerados fixos, o que nos leva considerar a mesma análise sobre efeitos siderais realizada, na seção (3.7), para a obtenção dos limites superiores (3.154) e (3.155). Sendo assim, escrevemos a transformação,

$$\xi^0 = \gamma_\rho (\xi_S^0 + \alpha_\rho^i \xi_S^i), \quad (5.146)$$

que relaciona a componente ξ^0 (escrita no referencial de repouso do méson ρ) do vetor de fundo ξ^μ com suas componentes, ξ_S^0, ξ_S^i , expressas no referencial do Sol. A quantidade, $\gamma_\rho = \gamma(v_\rho)$, corresponde ao fator de Lorentz com v_ρ^i sendo a velocidade do méson ρ no referencial do Sol (aproximadamente igual a sua velocidade no referencial do laboratório) e $\alpha_\rho^i = v_\rho^i / c$.

Considerando um acelerador de partículas com energia de centro de massa não muito maior que $M_\rho = 775, 50 MeV$ [116], podemos considerar o fator de Lorentz γ_ρ aproximadamente igual a 1 ($\gamma_\rho \simeq 1$), ocasionando uma velocidade relativística v_ρ^i não muito significativa. Nessas condições, é possível expressar o limite superior (5.145), no referencial do Sol, como

$$\left| \bar{g}(\xi_S^0 + \alpha_\rho^i \xi_S^i) \right| \lesssim 5, 0 \times 10^{-1} (GeV)^{-1}. \quad (5.147)$$

5.6 Correções de VL para o fator de forma do pión e o momento magnético anômalo do múon

Nesta seção, obtemos as contribuições de VL, advindas do acoplamento, $\bar{g}J_\pi^\mu \rho'_{\mu\nu} \xi^\nu$, ao fator de forma do pión com o qual determinamos as correções de VL ao momento magnético anômalo do múon.

Com a finalidade de encontrar as correções de VL, decorrentes da interação não-mínima, $\bar{g}J_\pi^\mu \rho'_{\mu\nu} \xi^\nu$, ao fator de forma do pión (5.83), adotamos o mesmo procedimento usado na subseção (5.3.1): obtemos o vetor de Lorentz, modificado pelo modelo de KLZ com VMD, associado ao vértice, $\gamma\pi^-\pi^+$ e, por meio de sua comparação com o vetor $\langle\pi(q')\pi(q)|J_{EM}^\nu|0\rangle$ (5.64), que fornece a descrição usual a esse vértice, determinamos o fator de forma com as contribuições de VL. Utilizando as regras de Feynman (vide apêndice A) para o diagrama da Fig. 11, podemos escrever a amplitude, associada ao vértice, $\gamma\pi^-\pi^+$, corrigido pelo acoplamento, $\bar{g}J_\pi^\mu \rho'_{\mu\nu} \xi^\nu$, como

$$\begin{aligned} \left(\mathcal{M}_{\gamma\pi^-\pi^+}\right)_{VMD} &= \varepsilon^\mu(k, \lambda_\gamma) \left(-i \frac{eM_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}}\right) \int \frac{dk'}{(2\pi)^4} \left[(2\pi)^4 \delta^4(k - k')\right] i \left(\frac{g_{\mu\nu} - k'_\mu k'_\nu / M_\rho^2}{k'^2 - M_\rho^2}\right) \\ &\times \Gamma_{\rho\pi^-\pi^+}^{\mu(Total)} \left[(2\pi)^4 \delta^4(k' - q' - q)\right], \end{aligned} \quad (5.148)$$

em que $-ieM_\rho^2/g_{\rho\pi\pi}$ denota o vértice, $\gamma\rho$, e a quantidade, $\Gamma_{\rho\pi^-\pi^+}^{\mu(Total)}$, representa a função de vértice (5.113), correspondente ao vértice $\rho\pi^-\pi^+$, corrigido pelo acoplamento, $\bar{g}J_\pi^\mu \rho'_{\mu\nu} \xi^\nu$. Integrando em k' , e substituindo $\Gamma_{\rho\pi^-\pi^+}^{\mu(Total)}$ na Eq. (5.148), encontramos:

$$\begin{aligned} \left(\mathcal{M}_{\gamma\pi^-\pi^+}\right)_{VMD(VL)} &= \varepsilon^\mu(k, \lambda_\gamma) \left(-i \frac{eM_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}}\right) i \left(\frac{g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / M_\rho^2}{k^2 - M_\rho^2}\right) \\ &\times [ig_{\rho\pi\pi} (q' - q)^\nu - \bar{g}\xi^\alpha k_\alpha (q' - q)^\nu] \left[(2\pi)^4 \delta^4(k - q' - q)\right], \end{aligned} \quad (5.149)$$

onde devido à presença da delta $\delta^4(k - k')$ na integral da Eq. (5.148), obtivemos a condição:

$$k = k' = (q' + q), \quad (5.150)$$

em que $k = k'$ indicam aos momentos do fóton e do méson ρ , que resultam iguais, enquanto q' , q representam os momentos de π^+ , π^- respectivamente. Como temos: $q'^2 = q^2 = M_\pi^2$, as contrações da forma, $k_\alpha (q' - q)^\alpha = (q' + q)_\alpha (q' - q)^\alpha$, na Eq. (5.149), anulam-se. Portanto, a amplitude \mathcal{M} resulta igual a

$$\begin{aligned} \left(\mathcal{M}_{\gamma\pi^-\pi^+}\right)_{VMD(VL)} &= i\varepsilon^\mu(k, \lambda_\gamma) \left(\frac{eM_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}}\right) \left(\frac{g_{\mu\nu}}{k^2 - M_\rho^2}\right) \\ &[(g_{\rho\pi\pi} + i\bar{g}\xi^\alpha k_\alpha)] (q' - q)^\nu \left[(2\pi)^4 \delta^4(k - q' - q)\right]. \end{aligned} \quad (5.151)$$

Utilizando agora a regra de Feynman número 7, do apêndice A, ou seja, multiplicando essa equação por i , e cancelando o fator, $(2\pi)^4 \delta^4(k - q' - q)$, determinamos a amplitude:

$$\left(\mathcal{M}_{\gamma\pi^-\pi^+}\right)_{VMD(VL)} = -\varepsilon^\mu(k, \lambda_\gamma) \left(\frac{eM_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}}\right) \left(\frac{g_{\mu\nu}}{k^2 - M_\rho^2}\right) [(g_{\rho\pi\pi} + i\bar{g}\xi^\alpha k_\alpha)] (q' - q)^\nu, \quad (5.152)$$

que pode ser reescrita na forma:

$$\left(\mathcal{M}_{\gamma\pi^-\pi^+}\right)_{VMD(VL)} = \langle\pi(q')\pi(q)|J_{EM}^\nu|0\rangle_{VMD(VL)} \varepsilon_\nu(k, \lambda_\gamma), \quad (5.153)$$

em que

$$\langle \pi(q')\pi(q)|J_{EM}^\nu|0\rangle_{VMD(VL)} = -e \left(\frac{M_\rho^2}{k^2 - M_\rho^2} \right) \left[\left(1 + i \frac{\bar{g}}{g_{\rho\pi\pi}} \xi^\alpha k_\alpha \right) \right] (q' - q)^\nu, \quad (5.154)$$

com $e = 0,085$, $g_{\rho\pi\pi} = 6,0$ [163].

O vetor de Lorentz, $\langle \pi(q')\pi(q)|J_{EM}^\nu|0\rangle_{VMD(VL)}$, na Eq. (5.154), está associado à descrição do vértice, $\gamma\pi^-\pi^+$, fornecida pelo modelo de KLZ com VMD. Contudo, tanto $\langle \pi(q')\pi(q)|J_{EM}^\nu|0\rangle_{VMD(VL)}$ quanto $\langle \pi(q')\pi(q)|J_{EM}^\nu|0\rangle$, vide Eq. (5.64), descrevem fisicamente o mesmo vértice $\gamma\pi^-\pi^+$. Então, podemos escrever:

$$\langle \pi(q')\pi(q)|J_{EM}^\nu|0\rangle_{VMD} = \langle \pi(q')\pi(q)|J_{EM}^\nu|0\rangle, \quad (5.155)$$

$$-e \left(\frac{M_\rho^2}{k^2 - M_\rho^2} \right) \left[\left(1 + i \frac{\bar{g}}{g_{\rho\pi\pi}} \xi^\alpha k_\alpha \right) \right] (q' - q)^\nu = eF_\pi(k^2) (q' - q)^\nu, \quad (5.156)$$

que conduz à seguinte expressão para o fator de forma do pión:

$$F_\pi(k^2) = -\frac{M_\rho^2}{k^2 - M_\rho^2} \left(1 + i \frac{\bar{g}}{g_{\rho\pi\pi}} \xi^\alpha k_\alpha \right), \quad (5.157)$$

onde k indica o momento do méson ρ , e ξ^α representa um vetor de fundo que viola a simetria de Lorentz.

Assim como no caso sem VL, apresentado na subseção (5.3.1), é possível observar que o fator de forma, na Eq. (5.157), exibe um pólo em $k^2 = M_\rho^2$, o que nos leva novamente a considerar diagramas envolvendo correções radiativas. O diagrama mais relevante, ilustrado na Fig. 12, corresponde à polarização de vácuo, cujas contribuições fornecem correções ao propagador do méson ρ como mostrado na Fig. 13, tal que o fator de forma (5.157) seja reescrito como

$$F_\pi^{(Total)}(k^2) = -\frac{M_\rho^2 + \Pi_\rho^{(Total)}(0)}{k^2 - M_\rho^2 - \Pi_\rho^{(Total)}(k^2)} \left(1 + i \frac{\bar{g}}{g_{\rho\pi\pi}} \xi^\alpha k_\alpha \right), \quad (5.158)$$

com a quantidade,

$$\Pi_\rho^{(Total)}(k^2) = \Pi_\rho(k^2) + \Pi_\rho^{(VL)}(k^2), \quad (5.159)$$

indicando a auto-energia do méson ρ , que é composta pela parte usual sem VL, $\Pi_\rho(k^2)$, dada pelas Eqs. (5.91) e (5.96), e pelas correções com VL, $\Pi_\rho^{(VL)}(k^2)$.

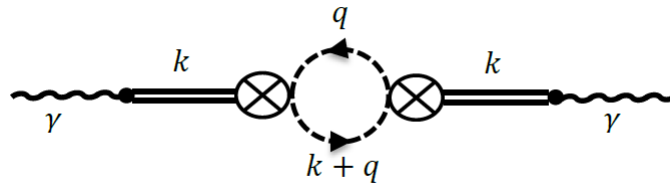


Figura 15 – Diagrama de polarização de vácuo com vértices corrigidos pelo acoplamento NM, $\bar{g}J_\pi^\mu \rho'_{\mu\nu} \xi^\nu$.

Com a finalidade de obter $\Pi_\rho^{(VL)}(k^2)$, voltamos nossa atenção ao diagrama de polarização de vácuo na Fig. 15, onde agora consideramos o vértice, $\rho\pi^+\pi^+$,

$$(ig_{\rho\pi\pi} - \bar{g}\xi^\alpha k_\alpha)(2q+k)^\mu, \quad (5.160)$$

modificado pelo acoplamento, $\bar{g}J_\pi^\mu\rho'_{\mu\nu}\xi^\nu$. Assim, calculando-se a polarização de vácuo através deste diagrama de Feynman, as correções de VL $\Pi_\rho^{(VL)}(k^2)$ advêm da quantidade tensorial:

$$\Pi_\rho^{(VL)\mu\nu}(k^2) = 2 \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \{ [ig_{\rho\pi\pi}(2q+k)^\mu] i\Delta(q) [-\bar{g}\xi^\alpha k_\alpha(2q+k)^\nu] i\Delta(q+k) \}, \quad (5.161)$$

onde o fator 2 deve-se aos dois diagramas com contribuições de VL em primeira ordem considerados, e $\Delta(q)$ representa o propagador do pión, fornecido pela Eq. (5.89), que substituído na Eq. (5.88), leva a

$$\Pi_\rho^{(VL)\mu\nu}(k^2) = 2i\bar{g}\xi^\alpha k_\alpha g_{\rho\pi\pi} \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{(2q+k)^\mu(2q+k)^\nu}{(q^2 - M_\pi^2)[(q+k)^2 - M_\pi^2]}, \quad (5.162)$$

que pode ser reescrita na forma:

$$\Pi_\rho^{(VL)\mu\nu}(k^2) = i \frac{2\bar{g}}{g_{\rho\pi\pi}} \xi^\alpha k_\alpha \Pi_\rho^{\mu\nu}(k^2), \quad (5.163)$$

onde $\Pi_\rho^{\mu\nu}(k^2)$ é a auto-energia na ausência de VL, dada na Eq. (5.90). Por meio da Eq. (5.163), podemos escrever $\Pi_\rho^{(Total)}(k^2)$ como

$$\Pi_\rho^{(Total)}(k^2) = \left[1 + i \frac{2\bar{g}}{g_{\rho\pi\pi}} \xi^\alpha k_\alpha \right] \Pi_\rho(k^2), \quad (5.164)$$

com a auto-energia $\Pi_\rho(k)$ sendo dada pela Eqs. (5.91) e (5.96).

Novamente devemos observar que é possível extrair a polarização de vácuo diretamente da taxa de decaimento do méson ρ , através da relação [164]:

$$\Gamma_\rho = -\frac{1}{M_\rho} \text{Im}\Pi(M_\rho^2), \quad (5.165)$$

onde Γ_ρ representa a taxa de decaimento do méson ρ com correções de VL, fornecida pela Eq. (5.141).

No referencial do CM, o 4-momento do méson ρ pode ser escrito como

$$k^\mu = (2E, \vec{0}) = (\sqrt{s}, \vec{0}), \quad (5.166)$$

em que $s = 4E^2 = k^2$ representa uma medida da energia quadrática no centro de massa. Implementado a relação, $s = k^2$, e a prescrição (5.166) na Eq. (5.158), chegamos à expressão:

$$F_\pi^{(Total)}(s) = -\frac{M_\rho^2 + \Pi_\rho^{(Total)}(0)}{s - M_\rho^2 - \Pi_\rho^{(Total)}(s)} \left(1 + i \frac{\bar{g}}{g_{\rho\pi\pi}} \xi^0 \sqrt{s} \right), \quad (5.167)$$

para o fator de forma do pión no referencial do CM, onde

$$\Pi_\rho^{(Total)}(s) = \left[1 + i \frac{2\bar{g}}{g_{\rho\pi\pi}} \xi_0 \sqrt{s} \right] \Pi_\rho(s), \quad (5.168)$$

sendo $\Pi_\rho(s)$ dada pela Eq. (5.164), tomando-se $k^2 = s$.

Expandindo $F_\pi^{(Total)}(s)$ em série de Taylor com $\bar{g}\xi^0 \ll 1$, encontramos:

$$F_\pi^{(Total)}(s) = F_\pi(s) \left(1 + iC(s) \frac{\bar{g}\xi_0}{g_{\rho\pi\pi}} \sqrt{s} \right), \quad (5.169)$$

com

$$C(s) = \frac{s - M_\rho^2 + \Pi_\rho(s)}{s - M_\rho^2 - \Pi_\rho(s)}, \quad (5.170)$$

e a quantidade,

$$F_\pi(s) = -\frac{M_\rho^2 + \Pi_\rho(0)}{s - M_\rho^2 - \Pi_\rho(s)}, \quad (5.171)$$

denotando o fator de forma do pión sem VL.

Substituindo o fator de forma (5.169) na Eq. (5.106), é possível escrevermos a contribuição hadrônica do canal ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$) para o momento magnético anômalo do múon com correções de VL na forma:

$$a_\mu^{had,\pi} = a_\mu^{(0)} + \frac{2\bar{g}\xi_0}{g_{\rho\pi\pi}} a_\mu^{(1)}, \quad (5.172)$$

onde $a_\mu^{(0)}$ corresponde à contribuição hadrônica para o momento magnético anômalo do múon sem VL, e quantidade $a_\mu^{(1)}$ é dada pela integral:

$$a_\mu^{(1)} = -\frac{1}{4} \int_{4M_\pi^2}^{s_0} K(s) \left(1 - \frac{4M_\pi^2}{s} \right)^{3/2} \text{Im}C(s) \sqrt{s} |F_\pi(s)|^2 ds, \quad (5.173)$$

com $F_\pi(s)$ fornecido pela Eq. (5.171). Na Eq. (5.173), usando: $M_\mu = 0,1056 \text{ GeV}$ [116], $s_0 = 0,8 \text{ GeV}^2$, encontramos:

$$\left| a_\mu^{(1)} \right| = 6,15 \times 10^{-9} \text{ GeV}. \quad (5.174)$$

As contribuições de VL devem ser limitadas pela imprecisão experimental na medida do momento magnético anômalo do múon, dada pela Eq. (1.74). Dessa forma, podemos impor:

$$\left| \frac{2\bar{g}\xi_0}{g_{\rho\pi\pi}} a_\mu^{(1)} \right| < 60 \times 10^{-11}. \quad (5.175)$$

Usando $g_{\rho\pi\pi} = 6,0$ e $a_\mu^{(1)}$, fornecido pela Eq. (5.174), determinamos o seguinte limite superior:

$$|\bar{g}\xi_0| < 2,0 \times 10^{-1} (\text{GeV})^{-1}. \quad (5.176)$$

6 Conclusão

A relevância científica do estudo de violação da simetria de Lorentz em sistemas físicos advém da necessidade de conhecermos até que ponto esta é uma simetria exata ou aproximada da natureza, determinando-se ao mesmo tempo os limites em que tal simetria pode ser violada. A importância desta investigação está conectada ao fato de pequenas violações da simetria de Lorentz nos sistemas físicos conhecidos poderem indicar a existência da quebra espontânea desta simetria na física da escala de energia de Planck, com poderosas conexões em problemas de grande interesse, tal como a gravitação quântica. Tais estudos têm por objetivo investigar as consequências da violação desta simetria sobre diversos sistemas físicos de interesse e estabelecer limites superiores sobre a magnitude dos parâmetros de violação de Lorentz, que estipulam até que ponto a covariância de Lorentz é uma boa simetria da natureza. No capítulo (1), vimos que efeitos de violação das simetrias de Lorentz/CPT foram exaustivamente estudados nos setores de fóton e férmions do MP, sendo seus outros setores, como por exemplo o eletrofraco e hadrônico, menos explorados. Tendo em vista esse contexto, esta tese foi desenvolvida com o objetivo de fornecer contribuições relevantes, envolvendo a temática de violação das simetrias de Lorentz/CPT, aos setores eletrofraco e de hádrons. O trabalho cumpre tal tarefa ao introduzir propostas totalmente originais de interações não-mínimas com VL nos setores do MP mencionados. No capítulo (3) desta tese, apresentamos duas propostas de acoplamentos não-mínimos, CPT-ímpares no setor eletrofraco, sendo a primeira proposta definida no setor $U(1)_Y$ do modelo de GSW e a segunda intruduzida no setor $SU(2)_L$ do mesmo modelo. Estabelecemos duas rotas para limitar essas interações não-mínimas: limitamos o ACNM no setor $U(1)_Y$ através do cálculo da taxa do decaimento ($Z_0 \rightarrow \bar{l} + l$), por outro lado, com a finalidade de limitar o ACNM no setor $SU(2)_L$, fizemos uso da taxa de decaimento do processo ($W^- \rightarrow l + \bar{\nu}_l$), obtendo limites superiores para nossos parâmetros de VL da ordem de até $10^{-5} (GeV)^{-1}$. No capítulo (4), revisamos os conceitos de MDM, EDM, WMDM e WEDM, bem como propusemos acoplamentos de rank-1, rank-2, rank-3 e rank-4, com VL, na densidade lagrangeana do modelo GSW. Constatamos que, entre esses acoplamentos, aqueles de rank-1 e rank-3 não apresentam assinatura de EDM como ocorre com os acoplamentos de rank-2 e rank-4. Utilizando as medidas de EDM de elétrons, obtemos limites superiores da ordem de até $10^{-16} (GeV)^{-1}$ para nossos parâmetros de VL. No capítulo (5), introduzimos duas propostas de interações, não-mínimas, CPT-ímpares, no contexto do modelo de KLZ com VMD: uma delas resultando em um acoplamento do *field strength* do méson ρ com a corrente de píons e outra gerando um acoplamento do *field strength* do fóton com a mesma corrente. Discutimos que o segundo acoplamento, não-mínimo, foi definido apenas com o objetivo de preservar o conceito de VMD no modelo devido à inserção da primeira interação, não-mínima, citada. Nossa proposta de interação NM envolvendo o acoplamento entre o *field strength* do méson ρ e a corrente de píons forneceu correções de VL à taxa de decaimento do processo ($\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$) e à contribuição hadrônica do canal ($e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$) ao momento magnético anômalo do múon. Utilizando as incertezas nas medidas experimentais dessa taxa de decaimento e do momento magnético anômalo do múon, obtivemos respectivamente os limites

superiores: $\bar{g}\xi_0 < 5,0 \times 10^{-1} (GeV)^{-1}$ e $\bar{g}\xi_0 < 2,0 \times 10^{-1} (GeV)^{-1}$, para nosso parâmetro de VL.

Os desenvolvimentos dessa tese correspondem a um estágio preliminar de produção de futuros trabalhos na linha de pesquisa de violação das simetrias de Lorentz/CPT em setores do MP ainda não muito explorados. Uma possível linha de pesquisa consiste em uma proposta de acoplamento, não-mínimo, que viola a simetria de Lorentz, no contexto da QCD. Outra linha de investigação reside no estudo sobre a possibilidade de geração de MDM para matéria escura. Há ainda uma terceira frente de trabalho voltada ao desenvolvimento de uma investigação dentro da teoria gravitacional, propondo um acoplamento, não-mínimo, no contexto da ação de Einstein-Hilbert e do tensor de Ricci com um 4-vetor de anisotropia espacial, onde estaríamos interessados em examinar as repercussões desta estrutura, não-mínima, sobre aspectos clássicos de gravitação, como propagação dos modos gravitacionais e a polarização de ondas gravitacional.

Por fim, as investigações, desenvolvidas nesta tese, geraram resultados publicados em periódicos indexados de grande visibilidade/impacto: as propostas de ACNMs, CPT-ímpares, de dimensão cinco no setor eletrofraco foram responsáveis por um trabalho publicado no *Physical Review D (Rapid Communications)* sob o título: **Constraining CPT-odd nonminimal interactions in the electroweak sector** [124]; por outro lado, as propostas de interações, não-mínimas, CPT-ímpares, de dimensão cinco, no modelo de KLZ dotado de VMD, geraram um trabalho publicado na *Nuclear Physics B* sob o título: **A dimension five Lorentz-violating nonminimal coupling for mesons in the KLZ model** [125]; já os acoplamentos, não-mínimos, de dimensão cinco, com VL e geração de MDM e EDM no setor eletrofraco, propostos no capítulo (4), deram origem a um trabalho publicado na *Physics Letters B* sob o título: **Constraining EDM and MDM lepton dimension-five interactions in the electroweak sector** [126].

Referências

- 1 V.A. Kosteletsky and S. Samuel, Phys. Rev.Lett **63**, 224 (1989); V.A. Kosteletsky and S. Samuel, Phys. Rev.Lett **66**, 1811 (1991); V.A. Kosteletsky and S. Samuel, Phys. Rev. D **39**, 683 (1989); V.A. Kosteletsky and S. Samuel, Phys. Rev. D **40**, 1886 (1989); V.A. Kosteletsky and S. Samuel, Phys .Lett. B **381**, 89 (1996); V.A. Kosteletsky and R. Potting, Phys. Rev. D **51**, 3923 (1995). Citado na página [11](#).
- 2 D. Colladay and V. A. Kosteletsky, Phys. Rev. D **55**, 6760 (1997); D. Colladay and V. A. Kosteletsky Phys. Rev. D **58**, 116002 (1998); S.R. Coleman and S.L. Glashow, Phys. Rev. D **59**, 116008 (1999). Citado na página [12](#).
- 3 S. M. Carroll, G.B. Field and R. Jackiw, Phys. Rev. D **41**, 1231 (1990). Citado na página [12](#).
- 4 A. P. B. SCARPELLI et al, Phys. Rev. D **67**, 085021 (2003); A. P. B. SCARPELLI and J. A HELAYËL-NETO, Phys. Rev. D **73**, 105020 (2006). Citado na página [13](#).
- 5 C. Adam and F. R. Klinkhamer, Nucl. Phys. B **607**, 247 (2001); Nucl. Phys. B **657**, 214 (2003); A.A. Andrianov and R. Soldati, Phys. Rev. D **51**, 5961 (1995); Phys. Lett. B **435**, 449 (1998); A.A. Andrianov, R. Soldati and L. Sorbo, Phys. Rev. D **59**, 025002 (1998). Citado na página [13](#).
- 6 H. BELICH et al, Phys. Rev. D. **69**, 109903 (2004). Citado na página [13](#).
- 7 M. S BERGER and V. A KOSTELECKÝ, Phys. Rev. D **65**, 091701 (2002); H. BELICH et al, Phys. Rev. D **68**, 065030 (2003); A. B. SCARPELLI et al, Nucl. Phys. B **127**, 105 (2004). Citado na página [13](#).
- 8 R. JACKIW and V. A KOSTELECKÝ, Phys. Rev. Lett **82**, 3572 (1999); J.-M. CHUNG and B. K. CHUNG, Phys. Rev. D, **63**, 105015 (2001); J.-M. CHUNG, Phys. Rev. D **60**, 127901 (1999); G. BONNEAU, Nucl. Phys. B **593**, 398 (2001); M. PÉREZ-VICTORIA, Phys. Rev. Lett, **83**, 2518 (1999); M. PÉREZ-VICTORIA, Journal of High Energy Physics **2001**, 032 (2001); O. BATTISTEL and G. DALLABONA, Nucl. Phys. B **610**, 316 (2001); A. P. B. SCARPELLI et al, Phys. Rev. D **64**, 046013 (2001); F. BRITO et al, Physics Letters B **664**, 112 (2008); F. A. BRITO et al, Phys. Rev. D **78**, 125023 (2008). Citado na página [13](#).
- 9 R. Lehnert and R. Potting, Phys. Rev. D **70**, 125010 (2004); R. Lehnert and R. Potting, Phys. Rev. Lett. **93**, 110402 (2004); B. ALTSCHUL, Phys. Rev. D **75**, 105003 (2007); C. KAUFHOLD and F. KLINKHAMER, Nucl. Phys. B **734**, 1 (2006). Citado na página [13](#).
- 10 M. FRANK and I. TURAN, Phys. Rev. D **74**, 033016 (2006); O. G. KHARLANOV and V. C. ZHUKOVSKY, Phys. Rev. D **81**, 025015 (2010). Citado na página [13](#).
- 11 J. FONSECA, A. GOMES and W. MOURA-MELO, Physics Letters B **671**, 280 (2009); R. CASANA, M. M. FERREIRA and J. S. RODRIGUES, Phys. Rev. D **78**, 125013 (2008); M.

- GOMES et al, Phys. Rev. D **81**, 045013 (2010); F. BRITO et al, Physics Letters B **681**, 495 (2009). Citado na página [13](#).
- 12 V. A. KOSTELECKÝ and M. MEWES, Phys. Rev. Lett. **99**, 011601 (2007); V. A. KOSTELECKÝ and M. MEWES, The Astrophysical J. Letters **689**, L1 (2008); J.-Q. Xia et al, A&A **483**, 715 (2008); J.-Q. XIA, H. LI and X. ZHANG, Physics Letters B **687**, 129 (2010); B. FENG et al, Phys. Rev. Lett. **96**, 221302 (2006). Citado na página [13](#).
- 13 V. A. Kostelecky and M. Mewes, Phys. Rev. Lett. **87**, 251304 (2001); V. A. Kostelecky and M. Mewes, Phys. Rev. D **66**, 056005 (2002). Citado na página [13](#).
- 14 V. A. Kostelecky and M. Mewes, Phys. Rev. Lett. **97**, 140401 (2006). Citado 2 vezes nas páginas [13](#) e [14](#).
- 15 H. MÜLLER et al, Phys. Rev. Lett. **91**, 020401 (2003); H. MÜLLER et al, Phys. Rev. D **68**, 116006 (2003); H. MÜLLER et al, Phys. Rev. D **67**, 056006 (2003); J. A. LIPA et al, Phys. Rev. Lett. **90**, 060403 (2003); H. MÜLLER et al, Phys. Rev. Lett. **99**, 050401 (2007); C. EISELE, A. Y. NEVSKY and S. SCHILLER, Phys. Rev. Lett. **103**, 090401 (2009). Citado 2 vezes nas páginas [13](#) e [14](#).
- 16 B. ALTSCHUL, Nucl. Phys B **796**, 262 (2008); B. ALTSCHUL, Phys. Rev. Lett. **98**, 041603 (2007); C. KAUFHOLD and F. R. KLINKHAMER, Phys. Rev. D **76**, 025024 (2007). Citado 2 vezes nas páginas [13](#) e [14](#).
- 17 F.R. Klinkhamer and M. Risse, Phys. Rev. D **77**, 016002 (2008); F.R. Klinkhamer and M. Risse, Phys. Rev. D **77**, 117901 (2008); F. R. Klinkhamer and M. Schreck, Phys. Rev. D **78**, 085026 (2008). Citado 2 vezes nas páginas [13](#) e [14](#).
- 18 V. A. KOSTELECKÝ and A. G. M. PICKERING, Phys. Rev. Lett. **91**, 031801 (2003); B. ALTSCHUL, Phys. Rev. Citado 2 vezes nas páginas [13](#) e [14](#).
D **70**, 056005 (2004); C. D. CARONE, M. SHER and M. VANDERHAEGHEN, Phys. Rev. D **74**, 077901 (2006); B. ALTSCHUL, Phys. Rev. D **79**, 016004 (2009); M. A. HOHENSEE et al, Phys. Rev. D **80**, 036010 (2009); M. A. HOHENSEE et al, Phys. Rev. Lett. **102**, 170402 (2009); B. ALTSCHUL, Phys. Rev. D **80**, 091901 (2009); J.-P. BOCQUET et al, Phys. Rev. Lett. **104**, 241601 (2010).
- 19 R. CASANA et al, Phys. Rev. D **80**, 085026 (2009); R. CASANA, M. M. FERREIRA and M. R. O. SILVA, Phys. Rev. D **81**, 105015 (2010); R. CASANA et al, Phys. Rev. D **80**, 125040 (2009). Citado 2 vezes nas páginas [13](#) e [14](#).
- 20 Q. EXIRIFARD, Physics Letters B **699**, 1 (2011). Citado 2 vezes nas páginas [13](#) e [14](#).
- 21 V. A. Kostelecky and M. Mewes, Phys. Rev. Lett. **87**, 251304 (2001); V. A. Kostelecky and M. Mewes, Phys. Rev. D **66**, 056005 (2002); V. A. Kostelecky and M. Mewes, Phys. Rev. Lett. **97**, 140401 (2006). Citado 2 vezes nas páginas [13](#) e [19](#).
- 22 Don Colladay and Patrick McDonald, Journal of Mathematical Physics. **43**, 3554 (2002). Citado na página [16](#).

- 23 R. Bluhm, V.A. Kostelecky, and N. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2254 (1999); V. Alan Kostelecký and Arnaldo J. Vargas, *Phys. Rev. D* **92**, 056002 (2015); Citado na página 16.
- 24 R. Bluhm, V.A. Kostelecky, and N. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1432 (1997); Robert Bluhm, V. Alan Kostelecký, and Neil Russell, *Phys. Rev. D* **57**, 3932 (1998); Citado na página 16.
- 25 R. Bluhm, V.A. Kostelecky, and C. D. Lane, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1098 (2000); S. Aghababaei, M. Haghightat, and I. Motie, *Phys. Rev. D* **96**, 115028 (2017); André H. Gomes, V. Alan Kostelecký, and Arnaldo J. Vargas *Phys. Rev. D* **90**, 076009 (2014). Citado na página 16.
- 26 R. Bluhm, V.A. Kostelecky, C. D. Lane and N. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 090801 (2002); R. Bluhm and V.A. Kostelecky, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1381 (2000). Citado na página 16.
- 27 R. Bluhm, V.A. Kostelecky, and N. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1432 (1997). Citado na página 16.
- 28 R. Bluhm, V.A. Kostelecky, and N. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2254 (1999). Citado na página 16.
- 29 R. Bluhm, V.A. Kostelecky, and C. D. Lane, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1098 (2000). Citado na página 17.
- 30 D. Colladay and V. A. Kostelecky *Phys. Rev. D* **58**, 116002 (1998). Citado na página 17.
- 31 V.A. Kostelecký and C.D. Lane, *J. Math. Phys.* **40**, 6245 (1999); V.A. Kostelecký and R. Lehnert, *Phys. Rev. D* **63**, 065008 (2001); D. Colladay and V.A. Kostelecký, *Phys. Lett. B* **511**, 209 (2001); R. Lehnert, *Phys. Rev. D* **68**, 085003 (2003); R. Lehnert, *J. Math. Phys.* **45**, 3399 (2004); B. Altschul, *Phys. Rev. D* **70**, 056005 (2004); G.M. Shore, *Nucl. Phys. B* **717**, 86 (2005). Citado na página 18.
- 32 W.F. Chen and G. Kunstatter, *Phys. Rev. D* **62**, 105029 (2000); O.G. Kharlanov and V.Ch. Zhukovsky, *J. Math. Phys.* **48**, 092302 (2007); B. Gonçalves, Y.N. Obukhov, and I.L. Shapiro, *Phys. Rev. D* **80**, 125034 (2009); S.I. Kruglov, *Phys. Lett. B* **718**, 228 (2012); T.J. Yoder and G.S. Adkins, *Phys. Rev. D* **86**, 116005 (2012); S. Aghababaei, M. Haghightat, I. Motie, *Phys. Rev. D* **96**, 115028 (2017). Citado na página 18.
- 33 S.M. Carroll, G.B. Field, and R. Jackiw, *Phys. Rev. D* **41**, 1231 (1990); A.A. Andrianov and R. Soldati, *Phys. Rev. D* **51**, 5961 (1995); A.A. Andrianov and R. Soldati, *Phys. Lett. B* **435**, 449 (1998); A.A. Andrianov, R. Soldati, and L. Sorbo, *Phys. Rev. D* **59**, 025002 (1998); C. Adam and F.R. Klinkhamer, *Nucl. Phys. B* **607**, 247 (2001); C. Adam and F.R. Klinkhamer, *Nucl. Phys. B* **657**, 214 (2003); V.Ch. Zhukovsky, A.E. Lobanov, and E.M. Murchikova, *Phys. Rev. D* **73**, 065016 (2006); A.A. Andrianov, D. Espriu, P. Giacconi, and R. Soldati, *J. High Energy Phys.* **0909**, 057 (2009); J. Alfaro, A.A. Andrianov, M. Cambiaso, P. Giacconi, and R. Soldati, *Int. J. Mod. Phys. A* **25**, 3271 (2010); Y.M.P. Gomes, P.C. Malta, *Phys. Rev. D* **94**, 025031 (2016); A. Martín-Ruiz, C.A. Escobar, *Phys. Rev. D* **95**, 036011 (2017). Citado na página 18.
- 34 A.P. Baêta Scarpelli, H. Belich, J.L. Boldo, and J.A. Helayël-Neto, *Phys. Rev. D* **67**, 085021 (2003); R. Lehnert and R. Potting, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 110402 (2004); R. Lehnert and R. Potting,

- Phys. Rev. D **70**, 125010 (2004); C. Kaufhold and F.R. Klinkhamer, Nucl. Phys. B **734**, 1 (2006); B. Altschul, Phys. Rev. D **75**, 105003 (2007); H. Belich, L.D. Bernald, P. Gaete, and J.A. Helayël-Neto, Eur. Phys. J. C **73**, 2632 (2013). Citado 2 vezes nas páginas 18 e 25.
- 35 B. Altschul, Phys. Rev. Lett. **98**, 041603 (2007); C. Kaufhold and F.R. Klinkhamer, Phys. Rev. D **76**, 025024 (2007); B. Altschul, Nucl. Phys. B **796**, 262 (2008). Citado na página 18.
- 36 V.A. Kostelecký and M. Mewes, Phys. Rev. Lett. **87**, 251304 (2001); V.A. Kostelecký and M. Mewes, Phys. Rev. D **66**, 056005 (2002); V.A. Kostelecký and M. Mewes, Phys. Rev. Lett. **97**, 140401 (2006). Citado na página 18.
- 37 C.A. Escobar and M.A.G. Garcia, Phys. Rev. D **92**, 025034 (2015); A. Martín-Ruiz and C.A. Escobar, Phys. Rev. D **94**, 076010 (2016). Citado na página 18.
- 38 B. Altschul, Phys. Rev. Lett. **98**, 041603 (2007); C. Kaufhold and F.R. Klinkhamer, Phys. Rev. D **76**, 025024 (2007); F.R. Klinkhamer and M. Risse, Phys. Rev. D **77**, 016002 (2008); F.R. Klinkhamer and M. Risse, Phys. Rev. D **77**, 117901 (2008); F.R. Klinkhamer and M. Schreck, Phys. Rev. D **78**, 085026 (2008). Citado na página 18.
- 39 A. Moyotl, H. Novales-Sánchez, J.J. Toscano, and E.S. Tututi, Int. J. Mod. Phys. A **29**, 1450039 (2014); Int. J. Mod. Phys. A **29**, 1450107 (2014). Citado na página 18.
- 40 M. Schreck, Phys. Rev. D **86**, 065038 (2012); G. Gazzola, H.G. Fargnoli, A.P. Baêta Scarpelli, M. Sampaio, and M.C. Nemes, J. Phys. G **39**, 035002 (2012); A.P. Baêta Scarpelli, J. Phys. G **39**, 125001 (2012); B. Agostini, F.A. Barone, F.E. Barone, P. Gaete, and J.A. Helayël-Neto, Phys. Lett. B **708**, 212 (2012); L.C.T. Brito, H.G. Fargnoli, and A.P. Baêta Scarpelli, Phys. Rev. D **87**, 125023 (2013). Citado na página 18.
- 41 R. Kamand, B. Altschul, and M. R. Schindler, Phys. Rev. D **95**, 056005 (2017); R. Kamand, B. Altschul, and M. R. Schindler, arXiv:1712.00838. Citado na página 18.
- 42 V.A. Kostelecký and M. Mewes, Phys. Rev. D **80**, 015020 (2009); M. Mewes, Phys. Rev. D **85**, 116012 (2012); M. Schreck, Phys. Rev. D **89**, 105019 (2014). Citado na página 18.
- 43 V.A. Kostelecký and M. Mewes, Phys. Rev. D **88**, 096006 (2013); M. Schreck, Phys. Rev. D **90**, 085025 (2014). Citado na página 18.
- 44 R.C. Myers and M. Pospelov, Phys. Rev. Lett. **90**, 211601 (2003); C.M. Reyes, L.F. Urrutia, and J.D. Vergara, Phys. Rev. D **78**, 125011 (2008); J. Lopez-Sarrion and C.M. Reyes, Eur. Phys. J. C **72**, 2150 (2012). Citado na página 18.
- 45 C.M. Reyes, L.F. Urrutia, and J.D. Vergara, Phys. Lett. B **675**, 336 (2009); C.M. Reyes, Phys. Rev. D **82**, 125036 (2010); C.M. Reyes, Phys. Rev. D **87**, 125028 (2013). Citado 2 vezes nas páginas 18 e 21.
- 46 H. Belich, L.P. Colatto, T. Costa-Soares, J.A. Helayël-Neto, and M.T.D. Orlando, Eur. Phys. J. C **62**, 425 (2009). Citado 3 vezes nas páginas 18, 19 e 21.

- 47 B. Charneski, M. Gomes, R. V. Maluf, and A. J. da Silva, *Phys. Rev. D* **86**, 045003 (2012); A.F. Santos, and Faqir C. Khanna, *Phys. Rev. D* **95**, 125012 (2017). Citado 2 vezes nas páginas 18 e 19.
- 48 G. Gazzola, H. G. Fargnoli, A. P. Baeta Scarpelli, M. Sampaio, and M. C. Nemes, *J. Phys. G* **39**, 035002 (2012); A. P. Baeta Scarpelli, *J. Phys. G* **39**, 125001 (2012); L. C. T. Brito, H. G. Fargnoli, and A. P. Baeta Scarpelli, *Phys. Rev. D* **87**, 125023 (2013). Citado 2 vezes nas páginas 18 e 19.
- 49 K. Bakke, H. Belich, and E. O. Silva, *J. Math. Phys.* **52**, 063505 (2011); *J. Phys. G* **39**, 055004 (2012); *Annalen der Physik (Leipzig)* **523**, 910 (2011). Citado 2 vezes nas páginas 18 e 19.
- 50 P. A. Bolokhov, M. Pospelov, and M. Romalis, *Phys. Rev. D* **78**, 057702 (2008). Citado 2 vezes nas páginas 18 e 19.
- 51 R. Casana, M.M. Ferreira, Jr., E. Passos, F. E. P. dos Santos, and E. O. Silva, *Phys. Rev. D* **87**, 047701 (2013). Citado 3 vezes nas páginas 18, 19 e 21.
- 52 J. B. Araujo, R. Casana and M.M. Ferreira, Jr., *Phys. Rev. D* **92**, 025049 (2015). Citado 6 vezes nas páginas 18, 19, 21, 67, 68 e 108.
- 53 H. Belich, T. Costa-Soares, M.M. Ferreira, Jr., and J.A. Helayël-Neto, *Eur. Phys. J. C* **41**, 421 (2005). Citado 2 vezes nas páginas 18 e 21.
- 54 J. B. Araujo, R. Casana and M.M. Ferreira, Jr., *Phys. Lett. B* **760**, 302 (2016). Citado 3 vezes nas páginas 19, 20 e 21.
- 55 V.A. Kostelecký and M. Mewes, *Phys. Rev. D* **80**, 015020 (2009). Citado na página 21.
- 56 V.A. Kostelecký and M. Mewes, *Phys. Rev. D* **88**, 096006 (2013). Citado na página 21.
- 57 Y. Ding, V.A. Kostelecky, *Phys. Rev. D* **94**, 056008 (2016). Citado na página 21.
- 58 B. Altschul, *Phys. Rev. D* **84**, 091902(R) (2011); *Phys. Rev. D* **87**, 096004 (2013); *Phys. Rev. D* **88**, 076015 (2013). Citado 2 vezes nas páginas 22 e 68.
- 59 J. P. Noordmans, H. W. Wilschut, and R. G. E. Timmermans, *Phys. Rev. C* **87**, 055502 (2013). Citado na página 22.
- 60 J. P. Noordmans, H.W. Wilschut, and R. G. E. Timmermans, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 171601 (2013). Citado na página 22.
- 61 K.K. Vos, H. W. Wilschut, and R. G. E. Timmermans, *Phys. Rev. C* **92**, 052501(R) (2015). Citado na página 22.
- 62 J. P. Noordmans, H. W. Wilschut, and R. G. E. Timmermans, *Phys. Rev. C* **91**, 038501 (2015). Citado na página 22.
- 63 K.K. Vos, J.P. Noordmans, H.W. Wilschut, R.G.E. Timmermans, *Phy. Lett. B* **729**, 112 (2014). Citado na página 22.

- 64 J. P. Noordmans and K.K. Vos, Phys. Rev. D **89**, 101702(R) (2014). Citado na página 22.
- 65 J. I. Aranda, F. Ramirez-Zavaleta, D.A. Rosete, F.J. Tlachino, J.J. Toscano and E. S. Tututi, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **41**, 055003 (2014); J. I. Aranda, F. Ramirez-Zavaleta, D. A. Rosete, F. J. Tlachino, J. J. Toscano, E. S. Tututi, Int. J. Mod. Phys. A **29**, 1450180 (2014). Citado na página 22.
- 66 M. A. López-Osorio, E. Martínez-Pascual, J. J. Toscano, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **43**, 025003 (2016). Citado na página 22.
- 67 H. Fu and R. Lehnert, Physics Letters. B **762**, 33 (2016). Citado na página 22.
- 68 J. S. Diaz, V.A. Kostelecky, Phys. Lett. B 700, 25 (2011); Phys. Rev. D 85, 016013 (2012); J. S. Diaz, Adv. High Energy Phys. 2014, 305298 (2014); J.S. Diaz, T. Katori, J. Spitz, J.M. Conrad, Phys. Lett. B 727 412 (2013); J. S. Diaz, V.A. Kostelecky, M. Mewes, Phys.Rev.D 89, 043005 (2014). Citado na página 22.
- 69 W. Bernreuther and M. Suzuki, Rev. Mod. Phys. **63**, 313 (1991); J.S.M. Ginges and V.V. Flambaum, Phys. Rep. 397, **397**, 63 (2004); Phys. Rev. A 65, 032113 (2002); J. Jesus and J. Engel, Phys. Rev. C 72, 045503 (2005). Citado na página 22.
- 70 J. Engel, M.J. Ramsey-Musolf and U. van Kolck, Electric dipole moments of nucleons, nuclei and atoms: the Standard Model and beyond, Prog. Part. Nucl. Phys. 71 (2013) 21; T. Chupp and M. Ramsey-Musolf, Electric dipole moments: a global analysis, Phys. Rev. C 91 (2015) 035502. Citado na página 22.
- 71 N. Yamanaka, Int. J. Mod. Phys. A 26, 1730002 (2017); N. Yamanaka, B. Sahoo, N. Yoshinaga, T. Sato, K. Asahi, B. Das, Eur. Phys. J. A 53, 54 (2017); N. Yamanaka, Phys. Rev. D 85, 115012 (2012); K. Yanase, N. Yoshinaga, K. Higashiyama, and N. Yamanaka, Phys. Rev. D 99, 075021 (2019). Citado na página 22.
- 72 B. Lee Roberts and W. J. Marciano, *Lepton dipole Moments*, Advanced Series on Directions in High Energy Physics (World Scientific, Singapore, 2010). Citado 3 vezes nas páginas 22, 23 e 79.
- 73 M. Pospelov and A. Ritz, Electric dipole moments as probes of new physics, Annals of Phys. 318, 119 (2005). Citado na página 22.
- 74 N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963); M. Pospelov and I. B. Khriplovich, Sov. J. Nucl. Phys. 53, 638 (1991). Citado na página 23.
- 75 B.C. Regan, E.D. Commins, C.J. Schmidt, and D. DeMille, Phys. Rev. Lett. **88**, 071805 (2002); J. J. Hudson, D. M. Kara, I. J. Smallman, B. E. Sauer, M. R. Tarbutt, and E. A. Hinds, Nature **473**, 493 (2011); D. M. Kara, I. J. Smallman, J. J. Hudson, B. E. Sauer, M. R Tarbutt and E. A. Hinds, New J. Phys. **14**, 103051 (2012). Citado na página 23.
- 76 J. Baron *et al*, (ACME Collaboration), Science **343**, 269 (2014); ACME Collaboration, Nature (London) 562, 355 (2018). Citado 3 vezes nas páginas 23, 27 e 86.

- 77 B. Graner, Y. Chen, E. G. Lindahl, and B. R. Heckel, Phys. Rev. Lett. 116, 161601 (2017); Phys. Rev. Lett. 119, 119901 (2017). Citado na página 23.
- 78 J.E.Kim, Phys. Rep. 150, 1 (1987); H.-Y. Cheng, Phys. Rep. 158, 1 (1988); J.E.Kim and G. Carosi, Rev. Mod. Phys. 82, 557 (2010); G. Pignol, Int. J. Mod. Phys. A **30**, 1530048 (2015); Y. V. Stadnik and V. V. Flambaum, Phys. Rev. D 89, 043522 (2014); B. M. Roberts, Y. V. Stadnik, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, N. Leefler, and D. Budker, Phys. Rev. D 90, 096005 (2014). Citado na página 23.
- 79 G. Bennett *et al.*, E821 Collaboration, Phys. Rev D 80, 052008 (2009). Citado 2 vezes nas páginas 23 e 86.
- 80 F. del Aguila, M. Sher, Phys. Lett. B 252, 116 (1990); R. Escribano, E. Masso, Phys. Lett. B 395, 369 (1997). Citado na página 23.
- 81 K. Inami *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B 551, 16 (2003); J. Bernabéu, G.A. González-Sprinberg, J. Vidal, Nuclear Phys. B 763 (2007) 283; B 701 (2004) 87. Citado 3 vezes nas páginas 23, 24 e 85.
- 82 ALEPH Collaboration, Eur. Phys. J. C 30 (2003) 291; Phys. Lett. B 346 (1995) 371; B 297 (1992) 459. Citado 3 vezes nas páginas 23, 24 e 85.
- 83 T. Aoyama, M. Hayakawa, T. Kinoshita, and M. Nio, Phys. Rev. D 77, 053012 (2008); Phys. Rev. D 91, 033006 (2015); Erratum Phys. Rev. D 96, 019901 (2017). Citado na página 23.
- 84 G. Gabrielse, D. Hanneke, T. Kinoshita, M. Nio, and B. Odom, Phys. Rev. Lett. **97**, 030802 (2006); D. Hanneke, S. Fogwell, and G. Gabrielse, Phys. Rev. Lett. **100**, 120801 (2008). Citado 2 vezes nas páginas 23 e 86.
- 85 Bennett G. W., *et al.* ($g - 2$ Collab.) Phys. Rev. Lett. **92**, 161802 (2004); 89 (2002) 101804; 86 (2001) 2227; Bennett G. W., *et al.* ($g - 2$ Collab.) Phys. Rev. D **73**, 072003 (2006); M. Davier, A. Hoecker, B. Malaescu, Z. Zhang, Eur. Phys. J. C **71**, 1515 (2011). Citado na página 23.
- 86 F. Jegerlehner and A. Nyffeler, Phys. Reports 477, 1 (2009); J.P. Miller *et al.*, Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. 62, 237 (2012). Citado na página 23.
- 87 A. Czarnecki and W.J. Marciano, Phys. Rev. D 64, 013014 (2001). Citado na página 23.
- 88 P. Fayet, Phys. Rev. D 75, 115017 (2007); M. Pospelov, Phys. Rev. D 80, 095002 (2009); D. Tucker-Smith and I. Yavin, Phys. Rev. D 83, 101702 (R) (2011). Citado na página 23.
- 89 M. Haghghat, I. Motie, and Z. Rezaei, Int. J. Mod. Phys. A **28**, 1350115 (2013); I. Altarev *et al.*, Europhys. Lett., **92** 51001 (2010). Citado na página 23.
- 90 P. A. Bolokhov, M. Pospelov, and M. Romalis, Phys. Rev. D **78**, 057702 (2008). Nenhuma citação no texto.
- 91 J. B. Araujo, R. Casana and M.M. Ferreira, Jr., Phys. Rev. D **92**, 025049 (2015); J. B. Araujo, R. Casana and M.M. Ferreira, Jr., Phys. Lett. B 760, 302 (2016). Citado 4 vezes nas páginas 23, 79, 81 e 84.

- 92 L. I. Schiff, Phys. Rev. 132, 2194 (1963); P. G. H. Sandars, Phys. Letts. 14, 194 (1965). Citado 3 vezes nas páginas 23, 79 e 83.
- 93 J. B. Araujo, R. Casana and M.M. Ferreira, Jr., Phys. Rev. D **97**, 055032 (2018). Citado 3 vezes nas páginas 24, 79 e 84.
- 94 V. Alan Kostelecky and Z. Li, Phys. Rev. D 99, 056016 (2019). Citado na página 24.
- 95 J. B. Araujo, A. H. Blin, M. Sampaio, and M. M. Ferreira, Jr., Rev. D **100**, 015046 (2019). Citado na página 24.
- 96 Y.V. Stadnik, B.M. Roberts, and V.V. Flambaum, Phys. Rev. D **90**, 045035 (2014). Citado na página 24.
- 97 A. H. Gomes, V.A. Kostelecky, and A. J. Vargas, Phys. Rev. D **90**, 076009 (2014); S. Aghababaei, M. Haghghat, I. Motie, Phys.Rev. D96, 115028 (2017). Citado na página 24.
- 98 C.J.C. Burges and H.J. Schnitzer, Nucl. Phys. B228, 464 (1983); C.N. Leung, S.T. Love and S. Rao, FERMILAB-PUB-84174-T (1984). Citado na página 24.
- 99 W. Buchmüller and D. Wyler, Nucl. Phys. B 268, 621 (1986); B. Grzadkowski, M. Iskrzynski, M. Misiaka, and J. Rosieka, JHEP 10 (2010) 085. Citado na página 24.
- 100 P. J. Fox et al., Phys. Rev. D 78 (2008) 054008; J. A. Aguilar-Saavedra, Nucl. Phys. B 812 (2009) 181; A. Aguilar-Saavedra, Nucl. Phys. B 821 (2009) 215; B. Grzadkowski, Z. Hioki, K. Ohkuma and J. Wudka, Nucl. Phys. B 689, 108 (2004); V. Cirigliano, W. Dekens, J. de Vries, and E. Mereghetti, Phys. Rev. D 94, 034031 (2016); K. Fuyutoa, M. Ramsey-Musolfa, Phys. Lett. B 781, 492 (2018). Citado na página 24.
- 101 A. Abada, T. Toma, JHEP 1602 (2016) 174; S.J. Huber, M. Pospelov, and A. Ritz, Phys. Rev. D **75**, 036006 (2007). Citado na página 24.
- 102 Y.T. Chien, V. Cirigliano, W. Dekens, J. de Vries and E. Mereghetti, JHEP 02 (2016) 011; J. Brod, U. Haisch and J. Zupan, JHEP 11 (2013) 180; J. Brod, D. Skodras, JHEP 1901 (2019) 233; N. F. Bell, M. J. Dolan, L. S. Friedrich, M. J. Ramsey-Musolf, R. R. Volkas, JHEP 1909 (2019) 012. Citado na página 24.
- 103 M.B. Gavela, P. Hernandez, J. Orloff and O. Pene, Mod. Phys. Lett. A 9, 795 (1994); T. Konstandin, T. Prokopec and M.G. Schmidt, Nucl. Phys. B 679, 246 (2004); A. Kobakhidze, L. Wu and J. Yue, JHEP 04 (2016) 011. Citado na página 24.
- 104 C. Balazs, G. Whitea and J. Yueb, J. High Energy Phys., 03 (2017) 030; J. de Vries, M. Postma, J. van de Vis, G. White, JHEP 1801 (2018) 089; J. De Vries, M. Postma, J. van de Vis, JHEP 1904 (2019) 024. Citado na página 24.
- 105 A.E.Blinov, A.S. Rudenko, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 189, 257 (2009). Citado 2 vezes nas páginas 24 e 85.
- 106 A.G. Grozin, I.B. Khriplovich, A.S. Rudenko, Nucl. Phys. B 821, 285 (2009); A. Pich, Prog. Part. Nucl. Phys. **75**, 41 (2014). Citado 3 vezes nas páginas 24, 85 e 86.

- 107 F. Jegerlehner and A. Nyffeler, Phys. Rept. **477**, 1 (2009). Citado na página 24.
- 108 H. W. Kendall, Rev. Mod. Phys. **63**, 597 (1991). Citado na página 24.
- 109 S. Leupold, V. Metag and U. Mosel, Int. J. Mod. Phys. E **19**, 147 (2010). Citado na página 24.
- 110 J. J. Sakurai, Currents and Mesons, University of Chicago Press (1969). Citado 4 vezes nas páginas 24, 89, 93 e 105.
- 111 J. J. Sakurai, Annals Phys. **11**, 1 (1960). Citado 4 vezes nas páginas 24, 89, 93 e 105.
- 112 N. M. Kroll, T. D. Lee and B. Zumino, Phys. Rev. **157**, 1376 (1967). Citado 2 vezes nas páginas 24 e 89.
- 113 H. van Hees, hep-th/0305076. Citado na página 25.
- 114 H. Ruegg and M. Ruiz-Altaba, Int. J. Mod. Phys. A **19**, 3265 (2004). Citado na página 25.
- 115 C. Gale and J. I. Kapusta, Nucl. Phys. B **357**, 65 (1991). Citado 2 vezes nas páginas 25 e 89.
- 116 C. Patrignani *et al.* [Particle Data Group], Chin. Phys. C **40**, no. 10, 100001 (2016). Citado 4 vezes nas páginas 25, 89, 108 e 112.
- 117 B. Ananthanarayan, I. Caprini and D. Das, Phys. Rev. Lett. **119**, no. 13, 132002 (2017). Citado 2 vezes nas páginas 25 e 89.
- 118 G. J. Gounaris and J. J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. **21**, 244 (1968). Citado 2 vezes nas páginas 25 e 89.
- 119 M. Davier, A. Hocker and Z. Zhang, Rev. Mod. Phys. **78**, 1043 (2006). Citado 2 vezes nas páginas 25 e 89.
- 120 J. F. de Troconiz and F. J. Yndurain, Phys. Rev. D **71**, 073008 (2005). Citado 2 vezes nas páginas 25 e 102.
- 121 H. N. Brown *et al.* [Muon g-2 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86**, 2227 (2001). Citado na página 25.
- 122 T. Kinoshita and M. Nio, Phys. Rev. D **70**, 113001 (2004). Citado na página 25.
- 123 R. Jackiw and S. Weinberg, Phys. Rev. D **5**, 2396 (1972). Citado na página 25.
- 124 V. E. Mouchrek-Santos and M.M. Ferreira, Jr., Phys. Rev. D **95**, 071701(R) (2017). Citado 2 vezes nas páginas 28 e 114.
- 125 V.E.Mouchrek-Santos, Manoel M.Ferreira and Jr. Carlisson Miller, Nuclear Physics B **945**, 114677 (2019). Citado 3 vezes nas páginas 28, 95 e 114.

- 126 Jonas B.Araujo, Victor E.Mouchrek-Santos, Frederico E.P.dos Santos, Pedro D.S.Silva, Manoel M.Ferreira. Jr, *Physics Letters B* **811**, 135839 (2020). Citado 2 vezes nas páginas 28 e 114.
- 127 C. S. Wu et al., *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957); R. L. Garwin, L. M. Lederman, and M. Weinrich, *Phys. Rev.* **105**, 1415 (1957); J. I. Friedman and V. L. Teledgi, *Phys. Rev.* **105**, 1681 (1957); H. Frauenfelder et al., *Phys. Rev.* **106**, 386 (1957). Citado na página 29.
- 128 J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964). Citado na página 29.
- 129 E. Fermi, *Z. Phys.* **88**, 161 (1934); idem, *Nuovo Cim.* **11**, 1 (1934). Citado na página 29.
- 130 W. Pauli, Open Letter to Radioactive Persons, 1930, for an English translation see: *Physics Today* **31**, 27 (1978); W. Pauli, in *Septième Conseil de Physique*, Solvay (Gauthier-Villars, Paris, 1934), p. 324. Citado na página 30.
- 131 G. Gamow and E. Teller, *Phys. Rev.* **49**, 895 (1936). Citado na página 30.
- 132 C. S. Wu et al., *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957). Citado 2 vezes nas páginas 30 e 32.
- 133 F. J. Hasert et al., *Phys. Lett. B* **46**, 121 (1973); idem, *B* **46**, 138 (1973). Citado na página 31.
- 134 T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956). Citado 2 vezes nas páginas 32 e 76.
- 135 Abdus Salam, *Il Nuovo Cimento.* **5**, 299 (1957). Citado na página 32.
- 136 P. W. Higgs, *Phys. Lett.* **12**, 132 (1964); F. Englert and R. Brout **13**, 321 (1964); G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 585 (1964). Citado 2 vezes nas páginas 33 e 35.
- 137 C. N. Yang and R. L. Mills, *Phys. Rev.* **96**, 191 (1954). Citado na página 33.
- 138 S. Schael et al. [ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group and SLD Heavy Flavour Group Collaborations], *Phys. Rept.* **427**, 257 (2006). Citado 2 vezes nas páginas 58 e 69.
- 139 Walter Greiner and Berndt Müller, **Gauge Theory of Weak Interactions**, Fourth Edition, Springer, 2009. Citado na página 66.
- 140 R. Bluhm, V. A. Kostelecky, C. D. Lane, and N. Russel, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 090801 (2002); *Phys. Rev. D* **68**, 125008 (2003); V.A. Kostelecky and M. Mewes, *Phys. Rev. D* **66**, 056005 (2002). Citado 3 vezes nas páginas 67, 68 e 108.
- 141 A.K. Compton, *Jour. Franklin. Inst.*, 192 Aug. (1921) 145. Citado na página 71.
- 142 O. Stern, *Z. Phys.* **7**, 249 (1921). Citado na página 71.
- 143 W. Gerlach and O. Stern, *Z. Phys.* **8**, 110 (1922), *Z. Phys.* **9** and 349 (1922), *Z. Phys.* **9**, 353 (1924); W. Gerlach and O. Stern, *Ann. Phys.* **74**, 673 (1924). Citado na página 71.

- 144 P.A.M. Dirac, Proc. R. Soc. (London) **A117**, 610 (1928), **A118**, 351 (1928). Veja também, P.A.M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics*, 4th edition, Oxford University Press, London, 1958. Citado na página 72.
- 145 R. Frisch and O. Stern, Z. Phys. **85**, 4 (1933), and I. Estermann and O. Stern, Z. Phys. **85**, 17 (1933). Citado na página 73.
- 146 Luis W. Alvarez and F. Bloch, Phys. Rev. **57**, 111 (1940). Citado na página 73.
- 147 J.E. Nafe, E.B. Nelson and I.I. Rabi Phys. Rev. **71**, 914(1947); D.E. Nagel, R.S. Julian and J.R. Zacharias, Phys. Rev. **72**, 971 (1947); P. Kusch and H.M Foley, Phys. Rev **72**, 1256 (1947). Citado na página 73.
- 148 J. Schwinger, Phys. Rev. **73**, 416L (1948), Phys. Rev. **76** 790 (1949). O primeiro paper contém um erro de impressão na expressão para a_e que é corrigido no segundo. Citado na página 73.
- 149 P. Kusch and H.M Foley, Phys. Rev. **73**, 250 (1948). Citado na página 73.
- 150 Gabrielse et al, Phys. Rev. Lett. **97**, 030802 (2006). Citado na página 73.
- 151 Gabrielse et al, Phys. Rev. Lett. **100**, 120801 (2008). Citado na página 73.
- 152 T. Aoyama, M. Hayakawa, T. Kinoshita, and M. Nio, Phys. Rev. D **91**, 033006 (2015). Citado na página 74.
- 153 E.M. Purcell and N.F. Ramsey, Phys. Rev. **78**, 807 (1950). Citado na página 76.
- 154 J.H. Smith, E.M. Purcell and N.F. Ramsey, Phys. Rev. **108**, 120 (1957). Citado na página 76.
- 155 L. Landau, Nucl. Phys. **3**, 127 (1957). Citado na página 76.
- 156 N.F. Ramsey Phys. Rev. **109**, 225 (1958). Citado na página 76.
- 157 T. Ishikawa, N. Nakazawa, and Y. Yasui, Phys. Rev. D **99**, 073004 (2019). Citado na página 86.
- 158 Y. Ding and V.A. Kostelecky, Lorentz-violating spinor electrodynamics and Penning traps, Phys. Rev. D **94**, 056008 (2016). Citado 2 vezes nas páginas 81 e 88.
- 159 arXiv:hep-ph/9501251v3 13 Aug 1997. Citado 2 vezes nas páginas 91 e 97.
- 160 Francis Halzen and Alan Martin, **Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics**, 1st edition, Wiley, 1984. Citado na página 95.
- 161 Franz Gross, **Relativistic Quantum Mechanics and Field Theory**, Revised edition, Wiley-VCH, 1999. Citado na página 96.
- 162 Earle L. Lomon and Simone Pacetti, Phys. Rev. D **94**, 056002 (2016). Citado na página 97.

163 D. Djukanovic, M. R. Schindler, J. Gegelia, G. Japaridze and S. Scherer, Phys. Rev. Lett. **93**, 122002 (2004). Citado 3 vezes nas páginas [100](#), [108](#) e [110](#).

164 C. A. Dominguez, J. I. Jottar, M. Loewe and B. Willers, Phys. Rev. D **76**, 095002 (2007).

Citado 3 vezes nas páginas [101](#), [102](#) e [111](#).

Apêndices

A Regras de Feynman

Ao longo desta tese, utilizamos, mais frequentemente, a série de Dyson para determinar o elemento de matriz, que corresponde a amplitude de probabilidade, \mathcal{M} , de um determinado processo (decaimento, espalhamento, etc.). Contudo, há uma abordagem alternativa de obter essa amplitude que consiste na utilização das regras de Feynman. Neste apêndice, apresentamos essas regras que ilustraremos no contexto da QED. Os processos da QED são representados por diagramas de Feynman; em posse destes diagramas, montamos a amplitude de probabilidade \mathcal{M} . Vejamos como funciona:

1. Escrevemos todos os momentos externos (p_1, p_2, \dots) , internos (q_1, q_2, \dots) , e os spins (s_1, s_2, \dots) . Utilizamos setas para determinar se as partículas estão chegando ou saindo.
2. As linhas externas contribuem com os seguintes fatores:







Elétron	Elétron chegando ): u
	Elétron saindo ): \bar{u}
Pósitron	Pósitron chegando ): \bar{v}
	Pósitron saindo ): v
Fóton	Fóton chegando ): ε^μ
	Fóton saindo (): $\varepsilon^{\mu*}$

Figura 16 – Regras de Feynman para as linhas externas

3. Os vértices contribuem com:

$$ig_e \gamma^\mu, \quad (\text{A.1})$$

onde temos: $g_e = e$, devido ao nosso sistema de unidades.

4. As linhas internas contribuem com

$$i\tilde{K} = \frac{i(\gamma^\mu q_\mu + M_e)}{q^2 - M_e^2}, \quad (\text{A.2})$$

caso sejam elétrons ou pósitrons, ou com

$$i\tilde{D}_{\mu\nu} = -\frac{ig_{\mu\nu}}{q^2}, \quad (\text{A.3})$$

caso sejam fótons.

5. Para garantir a conservação do 4-momento, a cada vértice devemos adicionar uma função delta de Dirac do tipo:

$$(2\pi)^4 \delta^4(k_1 + k_2 + k_3). \quad (\text{A.4})$$

6. Integramos sobre todos os momentos internos e escrevemos para cada um deles um fator:

$$\frac{d^4q}{(2\pi)^4}. \quad (\text{A.5})$$

7. Após a execução das regras de 1 a 6, ficamos com $-i\mathcal{M}(2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - \dots p_n)$; de forma que multiplicando essa quantidade por i , e cancelando o fator $(2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - \dots p_n)$, determinamos a amplitude de probabilidade \mathcal{M} .

Embora tenhamos utilizado o contexto da QED (que se reflete nos vértices e propagadores usados) para ilustrar o uso das regras de Feynman, devemos observar que os procedimentos, descritos nos itens de 1 a 7, fornecem a amplitude de probabilidade de qualquer processo (utilizando-se os vértices e propagadores adequados) seja ele definido no contexto da QED, eletrofraco ou da QCD. Poderíamos, por exemplo, ter obtido a amplitude de probabilidade dos processos eletrofracos, sem VL considerados nessa tese, por meio do uso das regras de Feynman nos itens de 1 a 7, fazendo-se as seguintes modificações:

Na Fig. 16, trocaríamos o espinor u , associado ao elétron, pelo espinor u_l com $l = e, \mu, \tau$ representando todos os léptons; mudaríamos o espinor v , que indica o pósitron, para v_l denotando os anti-léptons. Também teríamos os espinores, u_{ν_l} e v_{ν_l} , representando respectivamente os neutrinos e os anti-neutrinos, associados aos leptons l .

Ao invés do vértice, $e^-e^+ - \gamma$, teríamos o vértice, $l^\pm\nu_l - W^\mp$, que contribuiria com o fator:

$$-i\frac{g}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(1 - \gamma_5), \quad (\text{A.6})$$

o vértice, $l^-l^+ - Z^0$, contribuindo com o fator:

$$-i\frac{g}{2\cos\theta}\gamma^\mu(g'_V - \gamma_5), \quad (\text{A.7})$$

e o vértice, $\nu_l\nu_l - Z^0$, que contribuiria com o fator:

$$-i\frac{g}{2\cos\theta}\gamma^\mu(1 - \gamma_5), \quad (\text{A.8})$$

onde g'_V é fornecido pela Eq. (2.125), e θ corresponde ao ângulo de Weinberg.

Outras quantidades alteradas seriam os propagadores, $i\tilde{K}, i\tilde{D}_{\mu\nu}$, nas Eqs. (A.2) e (A.3), pois, no setor eletrofraco, temos o propagador:

$$iD_{\mu\nu} = \frac{i(g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / M_j^2)}{q^2 - M_j^2}, \quad (\text{A.9})$$

com $j = W, Z$ indicando os bósons: W, Z .

B

O vértice, $\rho\pi^\pm\pi^\pm$, nos regimes tipo-tempo ($\rho\pi^-\pi^+$) e tipo-espaço ($\rho\pi^+\pi^+$)

O vértice, $\rho\pi^\pm\pi^\pm$, pode ser abordado em dois regimes: tipo-tempo e tipo-espaço (vide Fig. 11). Neste apêndice, esclarecemos essa terminologia, bem como obtemos as funções de vértice, associadas aos vértices: $\rho\pi^-\pi^+$, $\rho\pi^+\pi^+$.

B.1 Os vértice, $\rho\pi^\pm\pi^\pm$, no regime tipo-tempo ($\rho\pi^-\pi^+$)

O regime tipo-tempo é associado ao espalhamento ($e^-e^+ \rightarrow \pi^-\pi^+$), vide Fig. 11, de forma que, nesse regime, o vértice, $\rho\pi^\pm\pi^\pm$, torna-se $\rho\pi^-\pi^+$. No espalhamento ($e^-e^+ \rightarrow \pi^-\pi^+$), o momento transferido pelo fóton é fornecido pela Eq. (5.65), sendo seu quadrado expresso como

$$k^2 = (q' + q)^2, \quad (\text{B.1})$$

onde q', q indica os momentos das partículas, π^+, π , respectivamente. No referencial do CM, os 4-momentos do par pión, anti-pión podem ser escritos na forma:

$$q^\mu = (E, \pm\vec{q}), \quad (\text{B.2})$$

que substituída na Eq. (B.1), acarreta em

$$k^2 = (2E, 0)^2 = 4E^2 > 0, \quad (\text{B.3})$$

demonstrando assim que o 4-momento do fóton k^μ (5.65) corresponde a um 4-vetor tipo-tempo, o que justifica a terminologia, regime tipo-tempo, atribuída ao espalhamento ($e^-e^+ \rightarrow \pi^-\pi^+$).

O vértice, $\rho\pi\pi$, com correções de VL advém do termo,

$$\mathcal{L}_{\rho\pi\pi}^{(Total)} = g_{\rho\pi\pi}\rho'_\mu J_\pi^\mu + \bar{g}J_\pi^\mu\rho'_{\mu\nu}\xi^\nu, \quad (\text{B.4})$$

da densidade lagrangeana (5.112) do modelo de KLZ com VMD. A densidade lagrangeana (B.4) contribui à ação do modelo com a quantidade,

$$S_{\rho\pi\pi}^{(Total)} = \int d^4x \mathcal{L}_{\rho\pi\pi}^{(Total)} = S_{\rho\pi\pi} + S_{\rho\pi\pi(VL)}, \quad (\text{B.5})$$

sendo

$$S_{\rho\pi\pi} = g_{\rho\pi\pi} \int d^4x \rho'_\mu J_\pi^\mu = g_{\rho\pi\pi} \int d^4x \rho'_\mu \{i[\pi(x)\partial^\mu\pi^*(x) - \pi^*(x)\partial^\mu\pi(x)]\}, \quad (\text{B.6})$$

$$S_{\rho\pi\pi(VL)} = \bar{g} \int d^4x J_\pi^\mu \rho'_{\mu\nu} \xi^\nu = \bar{g} \int d^4x (\partial_\mu\rho'_\nu - \partial_\nu\rho'_\mu) \xi^\nu \{i[\pi(x)\partial^\mu\pi^*(x) - \pi^*(x)\partial^\mu\pi(x)]\}, \quad (\text{B.7})$$

onde usamos a corrente de píons (5.4).

No regime tipo-tempo, conforme ilustra a Fig. 11, temos o espalhamento ($e^-e^+ \rightarrow \pi^-\pi^+$). Assim, consideramos as seguintes transformações de Fourier para os campos:

$$\rho'_\mu(x) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \rho'_\mu(k) \exp(-ik \cdot x), \quad (\text{B.8})$$

$$\pi^-(x) = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \pi^-(q) \exp(-iq \cdot x), \quad (\text{B.9})$$

$$\pi^+(x) = \int \frac{d^4q'}{(2\pi)^4} \pi^+(q') \exp(iq' \cdot x). \quad (\text{B.10})$$

Substituindo as prescrições (B.8), (B.9) e (B.10) na Eq. (B.6), encontramos:

$$\begin{aligned} S_{\rho\pi^-\pi^+} &= \frac{g_{\rho\pi\pi}}{(2\pi)^{12}} \int d^4k \int d^4q \int d^4q' \int d^4x \rho'_\mu(k) \exp(-ik \cdot x) \\ &\quad \times i \left\{ \left[\pi^+(q') \exp(iq' \cdot x) \right] \partial^\mu \left[\pi^-(q) \exp(-iq \cdot x) \right]^* \right. \\ &\quad \left. - \left[\pi^-(q) \exp(-iq \cdot x) \right]^* \partial^\mu \left[\pi^+(q') \exp(iq' \cdot x) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

$$S_{\rho\pi^-\pi^+} = \frac{g_{\rho\pi\pi}}{(2\pi)^{12}} \int d^4k \int d^4q \int d^4q' \int d^4x (q' - q)^\mu \rho'_\mu(k) \pi^-(q) \pi^+(q') \exp[i(q' + q - k) \cdot x], \quad (\text{B.12})$$

que integrando em d^4x resulta igual a

$$S_{\rho\pi^-\pi^+} = \frac{1}{(2\pi)^8} \int d^4k \int d^4q \int d^4q' \Gamma_{\rho\pi^-\pi^+}^\mu \rho'_\mu(k) \pi^-(q) \pi^+(q') \delta^4(q' + q - k), \quad (\text{B.13})$$

onde a quantidade,

$$\Gamma_{\rho\pi^-\pi^+}^\mu = ig_{\rho\pi\pi} (q' - q)^\mu, \quad (\text{B.14})$$

representa a função de vértice (no regime tipo-tempo) sem VL, associada ao termo ($g_{\rho\pi\pi} \rho'_\mu J_\pi^\mu$) da densidade lagrangeana (B.4). O fator i , na Eq. (B.14), foi inserido manualmente devido às regras de Feynman.

Agora, substituindo as Eqs. (B.8), (B.9) e (B.10) na Eq. (B.7), chegamos a

$$\begin{aligned} S_{\rho\pi^-\pi^+(VL)} &= \frac{\bar{g}}{(2\pi)^{12}} \int d^4k \int d^4q \int d^4q' \int d^4x \xi^\nu \left\{ \partial_\mu \left[\rho'_\nu(k) \exp(-ik \cdot x) \right] \right. \\ &\quad \left. - \partial_\nu \left[\rho'_\mu(k) \exp(-ik \cdot x) \right] \right\} \left\{ i \left[\pi^+(q') \exp(iq' \cdot x) \right] \partial^\mu \left[\pi^-(q) \exp(-iq \cdot x) \right]^* \right. \\ &\quad \left. - i \left[\pi^-(q) \exp(-iq \cdot x) \right]^* \partial^\mu \left[\pi^+(q') \exp(iq' \cdot x) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

$$\begin{aligned} S_{\rho\pi^-\pi^+(VL)} &= \frac{\bar{g}}{(2\pi)^{12}} \int d^4k \int d^4q \int d^4q' \int d^4x \left\{ -ik_\mu \rho'_\nu(k) + ik_\nu \rho'_\mu(k) \right\} \xi^\nu \\ &\quad \times \pi^-(q) \pi^+(q') (q' - q)^\mu \exp[i(q' + q - k) \cdot x], \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

que integrando em d^4x torna-se:

$$\begin{aligned} S_{\rho\pi^-\pi^+(VL)} &= \frac{\bar{g}}{(2\pi)^8} \int d^4k \int d^4q \int d^4q' \left\{ -ik_\mu \rho'_\nu(k) + ik_\nu \rho'_\mu(k) \right\} \xi^\nu \\ &\quad \times \pi^-(q) \pi^+(q') (q' - q)^\mu \delta^4(q' + q - k). \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

Devemos observar que a delta, $\delta^4(q' + q - k)$, na Eq. (B.17) implica em $k_\mu = (q' + q)_\mu$, que inserindo nessa equação leva a contração $(q' + q)_\mu (q' - q)^\mu$, que se anula, pois sabemos que $q^2 = q'^2 = M_\pi^2$. Então, a Eq. (B.17) resulta igual a

$$S_{\rho\pi^-\pi^+(VL)} = \frac{1}{(2\pi)^8} \int d^4k \int d^4q \int d^4q' \Gamma_{\rho\pi^-\pi^+(VL)}^\mu \rho'_\mu(k) \pi^-(q) \pi^+(q') \delta^4(q' + q - k), \quad (\text{B.18})$$

onde a quantidade,

$$\Gamma_{\rho\pi^-\pi^+(VL)}^\mu = -\bar{g}k_\nu \xi^\nu (q' - q)^\mu, \quad (\text{B.19})$$

indica a função de vértice (no regime tipo-tempo) com correções de VL, provenientes do acoplamento NM, $\bar{g}J_\pi^\mu \rho'_{\mu\nu} \xi^\nu$.

Portanto, a função de vértice total (no regime tipo-tempo) com correções de VL, associada aos termos da densidade lagrangeana (B.4), pode ser escrita como

$$\Gamma_{\rho\pi^-\pi^+}^{\mu(Total)} = \Gamma_{\rho\pi^-\pi^+}^\mu + \Gamma_{\rho\pi^-\pi^+(VL)}^\mu = ig_{\rho\pi\pi} (q' - q)^\mu - \bar{g}k_\nu \xi^\nu (q' - q)^\mu. \quad (\text{B.20})$$

B.2 Os vértice, $\rho\pi^\pm\pi^\pm$, no regime tipo-espaço ($\rho\pi^+\pi^+$)

O regime tipo-espaço está relacionado ao espalhamento ($e^+e^+ \rightarrow \pi^+\pi^+$), vide Fig. 11, tal que, nesse regime, o vértice, $\rho\pi^\pm\pi^\pm$, reduz-se a $\rho\pi^+\pi^+$. No espalhamento ($e^+e^+ \rightarrow \pi^+\pi^+$), o momento transferido pelo fóton é dado pela Eq. (5.67), sendo seu quadrado escrito como

$$k^2 = (q' - q)^2, \quad (\text{B.21})$$

onde q' indica o momento do anti-píon emergente do espalhamento, enquanto q denota o momento do anti-píon imergente. No referencial de repouso do anti-píon imergente, temos os 4-momentos:

$$q'^\mu = (E', \vec{q}'), \quad (\text{B.22})$$

$$q^\mu = (M_\pi, 0), \quad (\text{B.23})$$

que substituídos na Eq. (B.1), ocasionam:

$$k^2 = (E' - M_\pi, \vec{q}')^2 = 2M_\pi (M_\pi - E') < 0, \quad (\text{B.24})$$

demonstrando então que o 4-momento do fóton k^μ (5.67) corresponde a um 4-vetor tipo-espaço, o que explica a terminologia, regime tipo-espaço, atribuída ao espalhamento ($e^+e^+ \rightarrow \pi^+\pi^+$).

Como vimos na seção anterior, o vértice, $\rho\pi\pi$, com correções de VL provém dos termos (B.4) da densidade lagrangeana (5.112) do modelo de KLZ com VMD, que contribui à ação do modelo com a quantidade (B.5). Todavia, no regime tipo-espaço, temos o espalhamento ($e^+e^+ \rightarrow \pi^+\pi^+$), e, diferentemente do caso anterior, usaremos as seguintes transformações de Fourier para os campos:

$$\rho'_\mu(x) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \rho'_\mu(k) \exp(-ik \cdot x), \quad (\text{B.25})$$

$$\pi^+(x) = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \pi^+(q) \exp(iq \cdot x), \quad (\text{B.26})$$

$$\pi^+(x) = \int \frac{d^4q'}{(2\pi)^4} \pi^+(q') \exp(iq' \cdot x), \quad (\text{B.27})$$

onde os campos, $\pi^+(q)$, $\pi^+(q')$, estão, respectivamente, associados aos anti-píons imergente e emergente do processo de espalhamento.

Substituindo as prescrições (B.25), (B.26) e (B.27) na Eq. (B.6), obtemos:

$$\begin{aligned} S_{\rho\pi^+\pi^+} &= \frac{g_{\rho\pi\pi}}{(2\pi)^{12}} \int d^4k \int d^4q \int d^4q' \int d^4x \rho'_\mu(k) \exp(-ik \cdot x) \\ &\quad \times i \left\{ \left[\pi^+(q') \exp(iq' \cdot x) \right] \partial^\mu \left[\pi^+(q) \exp(iq \cdot x) \right]^* \right. \\ &\quad \left. - \left[\pi^+(q) \exp(iq \cdot x) \right]^* \partial^\mu \left[\pi^+(q') \exp(iq' \cdot x) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (\text{B.28})$$

$$S_{\rho\pi^+\pi^+} = \frac{g_{\rho\pi\pi}}{(2\pi)^{12}} \int d^4k \int d^4q \int d^4q' \int d^4x (q' + q)^\mu \rho'_\mu(k) \pi^+(q) \pi^+(q') \exp[i(q' - q - k) \cdot x], \quad (\text{B.29})$$

que integrando em d^4x resulta igual a

$$S_{\rho\pi^+\pi^+} = \frac{1}{(2\pi)^8} \int d^4k \int d^4q \int d^4q' \Gamma_{\rho\pi^+\pi^+}^\mu \rho'_\mu(k) \pi^+(q) \pi^+(q') \delta^4(q' - q - k), \quad (\text{B.30})$$

onde a quantidade,

$$\Gamma_{\rho\pi^+\pi^+}^\mu = ig_{\rho\pi\pi} (q' + q)^\mu, \quad (\text{B.31})$$

representa a função de vértice (no regime tipo-espaço) sem VL, associada ao termo $(g_{\rho\pi\pi} \rho'_\mu J_\pi^\mu)$ da densidade lagrangeana (B.4). O fator i , na Eq. (B.31), foi inserido manualmente devido às regras de Feynman.

Agora, substituindo as Eqs. (B.25), (B.26), e (B.27) na Eq. (B.7), temos:

$$\begin{aligned} S_{\rho\pi^+\pi^+(VL)} &= \frac{\bar{g}}{(2\pi)^{12}} \int d^4k \int d^4q \int d^4q' \int d^4x \xi^\nu \left\{ \partial_\mu [\rho'_\nu(k) \exp(-ik \cdot x)] \right. \\ &\quad \left. - \partial_\nu [\rho'_\mu(k) \exp(-ik \cdot x)] \right\} \left\{ i \left[\pi^+(q') \exp(iq' \cdot x) \right] \partial^\mu \left[\pi^+(q) \exp(iq \cdot x) \right]^* \right. \\ &\quad \left. - i \left[\pi^+(q) \exp(iq \cdot x) \right]^* \partial^\mu \left[\pi^+(q') \exp(iq' \cdot x) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (\text{B.32})$$

$$-i \left[\pi^+(q) \exp(iq \cdot x) \right]^* \partial^\mu \left[\pi^+(q') \exp(iq' \cdot x) \right], \quad (\text{B.33})$$

$$\begin{aligned} S_{\rho\pi^+\pi^+(VL)} &= \frac{\bar{g}}{(2\pi)^{12}} \int d^4k \int d^4q \int d^4q' \int d^4x \left\{ -ik_\mu \rho'_\nu(k) + ik_\nu \rho'_\mu(k) \right\} \xi^\nu \\ &\quad \times \pi^+(q) \pi^+(q') (q' + q)^\mu \exp[i(q' - q - k) \cdot x], \end{aligned} \quad (\text{B.34})$$

que integrando em d^4x torna-se:

$$\begin{aligned} S_{\rho\pi^+\pi^+(VL)} &= \frac{\bar{g}}{(2\pi)^8} \int d^4k \int d^4q \int d^4q' \left\{ -ik_\mu \rho'_\nu(k) + ik_\nu \rho'_\mu(k) \right\} \xi^\nu \\ &\quad \times \pi^+(q) \pi^+(q') (q' + q)^\mu \delta^4(q' - q - k). \end{aligned} \quad (\text{B.35})$$

Analogamente ao caso anterior, devemos observar que a delta, $\delta^4(q' - q - k)$, na Eq. (B.35) conduz a $k_\mu = (q' - q)_\mu$, que introduzido nessa equação leva a contração $(q' - q)_\mu (q' + q)^\mu$, que se anula, pois sabemos que $q^2 = q'^2 = M_\pi^2$. Logo, a Eq. (B.35) resulta igual a

$$S_{\rho\pi^+\pi^+(VL)} = \frac{1}{(2\pi)^8} \int d^4k \int d^4q \int d^4q' \Gamma_{\rho\pi^+\pi^+(VL)}^\mu \rho'_\mu(k) \pi^+(q) \pi^+(q') \delta^4(q' - q - k), \quad (\text{B.36})$$

onde a quantidade,

$$\Gamma_{\rho\pi^+\pi^+(VL)}^\mu = -\bar{g}k_\nu\xi^\nu (q' + q)^\mu, \quad (\text{B.37})$$

indica a função de vértice (no regime tipo-espaço) com correções de VL, provenientes do acoplamento NM, $\bar{g}J_\pi^\mu\rho'_{\mu\nu}\xi^\nu$.

Portanto, a função de vértice total (no regime tipo-espaço) com correções de VL, associada aos termos da densidade lagrangeana (B.4), pode ser escrita como

$$\Gamma_{\rho\pi^+\pi^+}^{\mu(Total)} = \Gamma_{\rho\pi^+\pi^+}^\mu + \Gamma_{\rho\pi^+\pi^+(VL)}^\mu = ig_{\rho\pi\pi} (q' + q)^\mu - \bar{g}k_\nu\xi^\nu (q' + q)^\mu. \quad (\text{B.38})$$