



RIO

PUC

Dissertação de Mestrado

Pârametros oblíquos como janela para Física além do Modelo Padrão

João Vitor Coelho Pires

Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro
Centro Técnico Científico
Departamento de Física

Rio de Janeiro, 12 de setembro de 2025



Pontifícia
Universidade
Católica do
Rio de Janeiro

Dissertação de Mestrado

Pârametros oblíquos como janela para Física além do Modelo Padrão

João Vitor Coelho Pires

Orientação: Professor Gero Von Gersdorff

Dissertação apresentada como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física pelo programa de Pós-Graduação em Física, no Departamento de Física.

Rio de Janeiro, 12 de setembro de 2025



Pontifícia
Universidade
Católica do
Rio de Janeiro

Pârametros oblíquos como janela para Física além do Modelo Padrão

João Vitor Coelho Pires

Dissertação apresentada como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física. Aprovada pela Comissão examinadora abaixo:

Professor Gero Von Gersdorff

Orientador

Departamento de Física – PUC-Rio

Professora Carla Göbel Burlamaqui de Mello

Departamento de Física – PUC-Rio

Professora Letícia Faria Domingues Palhares

Departamento de Física Teórica - UERJ

Rio de Janeiro, 12 de setembro de 2025



Pontifícia
Universidade
Católica do
Rio de Janeiro

Todos os direitos reservados. A reprodução, total ou parcial, do trabalho é proibida sem autorização da universidade, do autor e do orientador.

João Vitor Coelho Pires

Graduado em Engenharia Mecânica pela Universidade Federal Fluminense.

Ficha Catalográfica

Vitor Coelho Pires, João

Parâmetros oblíquos como janela para Física além do Modelo Padrão / João Vitor Coelho Pires; orientador: Gero Von Gersdorff. – 2025.

76 f: il. color. ; 30 cm

Dissertação (mestrado) - Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Departamento de Física, 2025.

Inclui bibliografia

1. Física – Teses. 2. Parâmetros oblíquos. 3. Experimento LEP. 4. Física além do Modelo Padrão. I. Von Gersdorff, Gero. II. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. Departamento de Física. III. Título.

CDD: 530

Para a minha família e amigos

Agradecimentos

Ao meu orientador, Professor Gero, pelo constante estímulo, orientação e parceria, tanto nos momentos favoráveis quanto nos desafios enfrentados ao longo da realização deste trabalho.

Ao CNPq e à PUC-Rio pelos auxílios concedidos, sem os quais esta pesquisa não poderia ter sido realizada.

Aos meus amigos ana, Cristina e Khristian, pelo apoio, paciência e compreensão ao longo desta jornada.

Aos meus pais, pelo exemplo, pela educação, atenção e carinho incondicionais.

Aos meus colegas da PUC-Rio, pelo convívio acadêmico e pelas contribuições.

Aos professores que integraram a banca examinadora, pelas valiosas observações e sugestões.

Aos professores e funcionários do Departamento, pelos ensinamentos, pelo suporte e pela dedicação.

A todos os amigos e familiares que, de alguma forma, me incentivaram ou contribuíram para a concretização deste trabalho.

O presente trabalho foi realizado com o apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) – Código de Financiamento 001.

Resumo

Vitor Coelho Pires, João; Von Gersdorff, Gero. **Parâmetros oblíquos como janela para Física além do Modelo Padrão**. Rio de Janeiro, 2025. 76p. Dissertação de Mestrado – Departamento de Física, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

Esta dissertação apresenta uma análise das possíveis contribuições de nova física ao setor eletrofraco por meio do formalismo dos parâmetros oblíquos. Iniciamos com uma revisão dos fundamentos do Modelo Padrão da física de partículas, destacando suas principais características e limitações. Em seguida, introduzimos os parâmetros S , T , W e Y , que descrevem de maneira independente de modelos as modificações nos propagadores dos bósons vectoriais de gauge. A partir das funções de polarização, derivamos expressões analíticas para diversos observáveis eletrofracos e utilizamos dados experimentais recentes para realizar ajustes globais desses parâmetros. O estudo fornece regiões de confiança e correlações associadas, oferecendo um quadro quantitativo para avaliar potenciais extensões do Modelo Padrão e reforçando a relevância das análises de precisão como ferramenta na busca por sinais de nova física.

Palavras-chave

Parâmetros oblíquos; Experimento LEP; Física além do Modelo Padrão.

Abstract

Vitor Coelho Pires, João; Von Gersdorff, Gero (Advisor). **Oblique parameters as a window to Physics beyond the Standard Model.** Rio de Janeiro, 2025. 76p. Dissertação de Mestrado – Departamento de Física, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

This dissertation presents an analysis of possible contributions from new physics to the electroweak sector using the oblique parameter formalism. We begin with a review of the fundamentals of the Standard Model of particle physics, highlighting its main features and limitations. The parameters S , T , W , and Y are then introduced, which describe in a model-independent way the modifications to the gauge boson propagators. Based on the polarization functions, we derive analytical expressions for several electroweak observables and use recent experimental data to perform global fits of these parameters. The study provides confidence regions and parameter correlations, offering a quantitative framework to assess potential extensions of the Standard Model and reinforcing the role of precision measurements as a tool in the search for signals of new physics.

Keywords

Oblique parameters; LEP experiment; Physics beyond the Standard Model.

Sumário

1	Introdução	13
2	Fundamentos do Modelo Padrão	18
2.1	Conteúdo do Modelo Padrão	18
2.2	O Setor Eletrofraco	23
2.3	O Mecanismo de Higgs e a Quebra Espontânea de Simetria	23
2.4	Correntes Eletrofracas	27
2.5	Observáveis Eletrofracos de Precisão	31
3	Parâmetros Oblíquos	40
3.1	Propagadores e Funções de Polarização	41
3.2	Polarização no Setor Eletrofraco	42
3.3	Definição dos Parâmetros Oblíquos	44
3.4	Expressões das Funções $\Pi_{vv}(p^2)$ em termos dos parâmetros oblíquos	46
4	Observáveis em função de (S, T, Y, W)	47
4.1	Expansões em laços e nos parâmetros oblíquos	47
4.2	Massa do Bóson W	48
4.3	Massa do Bóson Z	48
4.4	Assimetria de Polarização no Decaimento do Z	49
4.5	Assimetrias forward-backward	50
4.6	Razões de Decaimento do Bóson Z	50
4.7	Largura Total do Bóson Z	51
4.8	Canal Hadrônico Total no Pico do Z : $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$	53
4.9	Seção de Choque dos Processos $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$	54
4.10	Observáveis não incluídos na análise	56
5	Ajustes	58
5.1	Reabsorção de Parâmetros	58
5.2	Procedimento de Ajuste	59
5.3	Dados Experimentais	60
5.4	Marginalização dos Parâmetros Oblíquos	61
5.5	Resultados Numéricos do Ajuste	63
5.6	Ajuste no Plano S - T	64
5.7	Ajuste no Plano W - Y	66
6	Conclusões e Discussão Final	67
7	Referências bibliográficas	69

Lista de figuras

- Figura 2.1 Potencial do campo de Higgs $V(\phi)$. O mínimo forma uma circunferência de vácuos degenerados. A escolha de um ponto específico quebra espontaneamente a simetria. 24
- Figura 2.2 Representação esquemática da assimetria forward-backward na produção de férmions em colisões e^+e^- . O eixo z coincide com a direção do feixe de elétrons, e o ângulo θ é medido entre o elétron incidente e o férmion produzido. 35
- Figura 3.1 Diagramas de Feynman representando (a) o espalhamento $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ via bóson Z , e (b) o decaimento $\mu^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$ mediado por W^- . 40
- Figura 5.1 Regiões de confiança no plano dos parâmetros oblíquos S e T , correspondentes a 90% e 99% CL (2 dof), com Y e W marginalizados. A cruz indica o ponto ótimo do ajuste, enquanto o ponto $(0, 0)$ corresponde ao Modelo Padrão. 65
- Figura 5.2 Regiões de confiança no plano dos parâmetros oblíquos W e Y , correspondentes a 90% e 99% CL (2 dof), com S e T marginalizados. A cruz indica o ponto ótimo do ajuste e o ponto $(0, 0)$ corresponde ao Modelo Padrão. 66

Lista de tabelas

Tabela 2.1	Conteúdo dos campos do Modelo Padrão. São indicadas a natureza do campo (vetorial, escalar ou espinorial), suas representações sob $SU(3)_C$ e $SU(2)_L$ (indicando singuleto, dobleto ou octeto), a hipercarga $U(1)_Y$, bem como os números quânticos globais B e L . Apenas uma geração de férmions é apresentada.	19
Tabela 2.2	Conteúdo de matéria do Modelo Padrão após a quebra eletrofraca (EWSB), considerando uma geração de férmions.	29
Tabela 2.3	Cargas elétricas, isospins fracos e hipercargas normalizados dos férmions fundamentais.	30
Tabela 3.1	Parâmetros oblíquos até ordem p^4 . As colunas indicam a preservação ou quebra das simetrias globais $SU(2)_L$ e custodial $SU(2)_V$.	45
Tabela 5.1	Comparação entre valores experimentais e previsões do Modelo Padrão para observáveis eletrofracos de precisão no pico do Z . O desvio se encontra em unidades de σ .	60
Tabela 5.2	Resultados combinados do experimento LEP2 referentes ao processo $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ para os canais $q\bar{q}$, $\mu^+\mu^-$ e $\tau^+\tau^-$, com as seções de choque expressas em unidades de picobarn. O desvio se encontra em unidades de σ	61
Tabela 5.3	Comparação entre os valores ótimos dos parâmetros oblíquos obtidos no ajuste global de quatro dimensões e os resultados da literatura. As incertezas correspondem às raízes quadradas dos elementos diagonais da matriz de covariância, isto é, não se tratam de erros marginalizados.	63
Tabela 5.4	Matriz de correlação entre os parâmetros S, T, Y, W .	64

Lista de Abreviaturas

SM – Standard Model
BSM – Beyond Standard Model
EWPT – Electroweak Precision Test
EFT – Effective Field Theory
SMEFT – Standard Model Effective Field Theory
GUT – Grand Unified Theory
EWPO – Electroweak Precision Observables
CL – Confidence Level
VEV – Vacuum Expectation Value
CKM – Cabibbo–Kobayashi–Maskawa matrix
PMNS – Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata matrix
LEP – Large Electron–Positron Collider
SLD – SLAC Large Detector
LHC – Large Hadron Collider
ATLAS – A Toroidal LHC Apparatus experiment
CMS – Compact Muon Solenoid experiment
CDF – Collider Detector at Fermilab
D0 – DZero experiment
SK – Super-Kamiokande
SNO – Sudbury Neutrino Observatory

*A ciência é o grande antídoto para o veneno
do entusiasmo e da superstição.*

Adam Smith, *A Riqueza das Nações*.

1

Introdução

Desde os primórdios de nossa organização como sociedade, a humanidade tem tentado entender do que a matéria é constituída e quais mecanismos governam suas interações. As primeiras ideias sobre pequenos elementos constituindo grandes estruturas surgiram por volta do século VI a.C., com os filósofos pré-socráticos. Já o termo "átomo", utilizado até os dias atuais, foi cunhado por Demócrito por volta de 450 a.C., ao propor que toda a matéria seria formada por pequenas unidades indivisíveis. Durante muitos séculos, essas ideias ficaram restritas ao domínio da filosofia, sem meios experimentais para testá-las. Apenas recentemente, por volta do final do século XIX, com o nascimento da física moderna, experimentos mais precisos permitiram desvendar a estrutura interna da matéria e suas interações.

Descobertas consideradas recentes, como o elétron por J. J. Thomson [1], o núcleo atômico por Rutherford [2], e a mecânica quântica desenvolvida por Schrödinger, Heisenberg e Dirac [3, 4], abriram caminho para uma nova era na descrição da matéria em termos de campos e partículas elementares. O desenvolvimento da eletrodinâmica quântica (Quantum Electrodynamics, QED) [5, 6] nos anos 1940, seguido pela cromodinâmica quântica (Quantum Chromodynamics, QCD) [7] e pela unificação das interações eletromagnética e fraca nos anos 1970 [8, 9], culminou na formulação do que hoje conhecemos como Modelo Padrão (Standard Model, SM) da física de partículas.

O Modelo Padrão é o resultado acumulado de décadas de descobertas experimentais, como a detecção de novos férmions e bósons, e de avanços conceituais na formulação das simetrias fundamentais da natureza, que moldam as interações conhecidas. Ele descreve com alta precisão três das quatro interações fundamentais: forte, fraca e eletromagnética, incorporando 12 férmions (quarks e léptons), os bósons vetoriais $W^\pm$, Z , os glúons e o fóton, além do bóson de Higgs, cuja descoberta em 2012 [10, 11] consolidou a consistência experimental do modelo.

Apesar de seu enorme sucesso experimental e de sua coerência matemática, o Modelo Padrão é amplamente reconhecido como uma teoria incompleta [12]. Ele contém 19 parâmetros livres ajustados empiricamente: três constantes de acoplamento, dois parâmetros do potencial de Higgs, nove massas

de férmions, quatro parâmetros de mistura no setor quark (três ângulos e uma fase complexa) e o ângulo associado à violação de CP forte [13]. O modelo não incorpora a gravitação e carece de explicações naturais para fenômenos como a matéria escura, a energia escura, a assimetria entre matéria e anti-matéria, as hierarquias de massa entre os férmions e a origem das massas dos neutrinos [14, 15]

Além dessas limitações conceituais, resultados experimentais e tensões em medições de precisão reforçam a ideia de que o SM seja uma descrição efetiva válida apenas até certa escala de energia. Entre esses indícios destacam-se anomalias em observáveis de sabor [16], discrepâncias persistentes no momento magnético anômalo do múon [17] e a chamada “anomalia de Cabibbo”, associada à aparente violação da unitariedade da matriz CKM inferida de decaimentos semileptônicos [18]. Esses resultados, embora ainda não conclusivos, desafiam a consistência interna do modelo e motivam a busca por extensões capazes de explicar tais desvios.

A busca por indícios de física além do Modelo Padrão (Beyond the Standard Model, BSM) constitui uma das principais fronteiras da física de partículas contemporânea, tanto na teoria quanto na experimentação. Diversas estratégias vêm sendo empregadas para investigar possíveis extensões ou violações das previsões do SM:

1. **Proposição de modelos específicos:** desenvolvimento de teorias fundamentadas em princípios teóricos ou na tentativa de resolver lacunas do SM, como:
 - Supersimetria (Supersymmetry, SUSY) [19, 20], que postula uma simetria entre férmions e bósons;
 - Teorias de Grande Unificação (Grand Unified Theories, GUTs) [21, 22], que unificam as interações fundamentais sob um único grupo de simetria;
 - Modelos com dimensões extras [23, 24], que introduzem dimensões espaciais adicionais como solução para o problema da hierarquia;
 - Modelos de technicolor [25, 26], que propõem uma dinâmica forte alternativa para a quebra espontânea da simetria eletrofraca;
 - Modelos de setor escuro [27], que introduzem partículas e interações adicionais, potencialmente relacionadas à matéria escura.
2. **Buscas diretas em experimentos de colisão:** investigação experimental em aceleradores de partículas, como o LHC, visando a produção direta de partículas exóticas ou fenômenos não previstos. Exemplos incluem:

- Descoberta de novas ressonâncias massivas [28];
- Procura por partículas exóticas, como bósons vetoriais ou escalares fora do SM [29];
- Investigação de partículas de vida longa (*long-lived particles*) [30], que produzem assinaturas distintas em detectores.

3. **Testes de simetrias fundamentais:** estudos destinados a detectar violações de simetrias essenciais do SM, como:

- Violação de CP, relevante para a bariogênese [31];
- Violação dos números leptônico ou bariônico (por exemplo, decaimento do próton ou neutrinos Majorana) [32];
- Processos raros com mudança de sabor, como transições neutras proibidas no SM [33].

4. **Estudos independente de modelo com teorias efetivas:** abordagem baseada em Teorias de Campo Efetivas (Effective Field Theories, EFT) [34, 35], que introduzem operadores de dimensão superior para parametrizar os efeitos de nova física:

- Standard Model Effective Field Theory (SMEFT) [36], em que as extensões preservam as simetrias do SM e os efeitos são classificados sistematicamente;
- Teorias efetivas para física de sabor, focadas na descrição de processos raros e decaimentos proibidos [37];
- Outras abordagens efetivas aplicadas a setores específicos, como o de Higgs ou o setor de neutrinos [38].

5. **Análises de precisão do setor eletrofraco:** comparação entre previsões teóricas e dados experimentais de observáveis determinados com alta precisão, como:

- As massas dos bósons W e Z ;
- Constantes de acoplamento eletrofraco;
- Assimetrias angulares e parâmetros extraídos de processos de espalhamento.

Dentre essas estratégias, destaca-se a análise de precisão em física eletrofraca, pelo seu poder de investigar efeitos indiretos de nova física mesmo quando as escalas associadas são muito superiores às energias acessíveis nos experimentos atuais. Nesse contexto, o formalismo dos *parâmetros oblíquos*, introduzido por Peskin e Takeuchi [39], oferece uma descrição independente do modelo das correções radiativas universais que afetam os propagadores dos

bósons de gauge. O termo “correções oblíquas” foi originalmente cunhado para distinguir esse tipo de contribuição, que atua nos propagadores dos campos vetoriais das chamadas correções “verticais”, associadas diretamente aos vértices de interação com férmions [40].

Extensões posteriores desse formalismo dos parâmetros oblíquos foram propostas por Barbieri e colaboradores [41], que incorporaram os parâmetros adicionais W e Y . Esses parâmetros descrevem correções dependentes do momento, associadas a operadores de dimensão seis na teoria efetiva. Tais correções correspondem a termos de ordem superior em uma expansão em potências de $1/\Lambda$, onde Λ representa a escala da nova física. Os parâmetros W e Y surgem naturalmente em cenários com nova dinâmica no setor de bósons de gauge, como modelos de compositividade ou interações fortes, e ampliam a sensibilidade das análises de precisão para detectar efeitos indiretos de partículas pesadas.

Recentemente, esse tipo de análise vem ganhando destaque com medições cada vez mais precisas, como a nova determinação da massa do bóson W pelo experimento CDF [42], que aponta para uma possível tensão com as previsões do SM. Ajustes globais dos parâmetros oblíquos, como discutido em [43, 44], têm revelado correlações não triviais entre S e T e motivado cenários com nova física quase degenerada, simetrias adicionais ou mecanismos de proteção no setor de Higgs. Isso consolida os parâmetros oblíquos como uma ferramenta poderosa para investigar sinais indiretos de nova física a partir de dados experimentais de alta precisão.

O objetivo deste trabalho é derivar, a partir de considerações teóricas, expressões explícitas para observáveis eletrofracos em função dos parâmetros oblíquos S , T , W e Y , e usá-las para realizar ajustes a partir de dados experimentais recentes. Por meio dessa análise, buscamos identificar possíveis indícios de nova física através de pequenas deformações nos propagadores dos bósons vetoriais em comparação com as previsões do SM.

O presente trabalho se encontra dividido da seguinte forma. No Capítulo 2, apresentamos o Modelo Padrão de partículas elementares, com ênfase no setor eletrofraco, discutindo suas principais características teóricas e fenomenológicas, bem como algumas de suas limitações e possíveis extensões. Na sequência, no Capítulo 3, introduzimos os parâmetros oblíquos S, T, W, Y , que captam as correções universais aos propagadores dos bósons vetoriais, e comentamos como surgem em extensões do SM. Prosseguimos então para o Capítulo 4, onde, a partir dos propagadores modificados, derivamos fórmulas analíticas para observáveis eletrofracos em função dos parâmetros oblíquos;

essas expressões serão fundamentais para a análise numérica posterior. Em seguida, no Capítulo 5, realizamos o ajuste desses parâmetros aos observáveis de precisão pela minimização da função χ^2 , analisamos os valores ótimos obtidos e as regiões de confiança e comparamos com as previsões do SM. Por fim, no Capítulo 6, apresentamos um breve resumo dos principais resultados e suas implicações.

2

Fundamentos do Modelo Padrão

O Modelo Padrão da física de partículas é uma teoria quântica de campos, formulada no espaço-tempo de Minkowski ($d = 3 + 1$) e invariante sob simetria de Poincaré, que descreve com grande precisão três das quatro interações fundamentais: forte, fraca e eletromagnética. Sua construção baseia-se na exigência de simetria de calibre local sob o grupo

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y, \quad (2-1)$$

onde cada fator está associado a uma interação: o $SU(3)_C$ à força forte, o $SU(2)_L$ à interação fraca, e o $U(1)_Y$ à hipercarga, relacionada à força eletromagnética após a quebra espontânea de simetria eletrofraca [45, 46].

Nos tópicos seguintes, descreveremos os campos fundamentais da teoria, suas representações sob o grupo de simetria, a estrutura da Lagrangiana e o mecanismo de quebra espontânea de simetria responsável pela geração de massas.

2.1

Conteúdo do Modelo Padrão

O Modelo Padrão é composto por três tipos de campos, que correspondem às representações irredutíveis do grupo de Poincaré: campos vetoriais que mediam as interações, campos espinoriais que descrevem a matéria (os férmions), e o campo escalar de Higgs, responsável pela quebra espontânea da simetria eletrofraca.

A Tabela 2.1 resume os campos fundamentais do Modelo Padrão, indicando suas representações sob os grupos de simetria de calibre, bem como os números quânticos bariônico B (que mede a conservação do número de bárions) e leptônico L (que mede a conservação do número de léptons), os quais correspondem a simetrias globais acidentais da teoria. Tais simetrias não são impostas explicitamente, mas surgem naturalmente da estrutura do Lagrangiano e são respeitadas por todos os operadores renormalizáveis, ou seja, aqueles de dimensão canônica menor ou igual a quatro, cuja inclusão garante a consistência preditiva da teoria [47, 48]. Operadores de dimensão superior podem violar essas simetrias, indicando efeitos potenciais de novas físicas em escalas mais altas, como detalhado em estudos de lagrangianas efetivas [34, 49].

Tabela 2.1: Conteúdo dos campos do Modelo Padrão. São indicadas a natureza do campo (vetorial, escalar ou espinorial), suas representações sob $SU(3)_C$ e $SU(2)_L$ (indicando singuleto, dobleto ou octeto), a hipercarga $U(1)_Y$, bem como os números quânticos globais B e L . Apenas uma geração de férmions é apresentada.

Campo	Tipo	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	B	L
G_μ	Vetorial	8	1	0	0	0
W_μ	Vetorial	1	3	0	0	0
B_μ	Vetorial	1	1	0	0	0
H	Escalar	1	2	$\frac{1}{2}$	0	0
q_L	Weyl Esq.	3	2	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{3}$	0
u_R	Weyl Dir.	3	1	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0
d_R	Weyl Dir.	3	1	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0
ℓ_L	Weyl Esq.	1	2	$-\frac{1}{2}$	0	1
e_R	Weyl Dir.	1	1	-1	0	1

É importante destacar que os campos do Modelo Padrão não se identificam diretamente com as partículas observáveis. No setor forte, por exemplo, os glúons não são detectáveis como partículas livres devido ao confinamento, fenômeno segundo o qual a força entre quarks e glúons cresce com a distância, impedindo sua separação em estados isolados. Tal comportamento é apoiado por evidências experimentais e simulações de QCD [50]. No setor eletrofraco, a combinação dos campos W_μ^i e B_μ , após a quebra espontânea de simetria, dá origem aos estados físicos $W^\pm$, Z e ao fóton A_μ , que correspondem às partículas mediadoras observadas experimentalmente.

Essa organização é replicada nas três gerações de férmions, idênticas em estrutura antes da quebra eletrofraca e diferenciadas posteriormente apenas pelas massas dos estados físicos. A repetição dessa estrutura, conhecida como universalidade das gerações permanece um dos mistérios abertos da física de partículas, embora seja consistentemente confirmada pelos dados experimentais.

2.1.1

Campos fermiônicos e suas representações

Os férmions do Modelo Padrão são partículas de $\text{spin}=\frac{1}{2}$, descritas por campos espinoriais de Weyl, que correspondem a soluções irreducíveis da equação de Dirac para partículas sem massa. Cada espinorial de Weyl descreve um estado de quiralidade definida (esquerda ou direita), sendo essa estrutura essencial para formular teorias gauge quirais, como o caso do Modelo Padrão [48].

Esses férmions estão organizados em três gerações idênticas em estrutura, cada uma contendo dois tipos de quarks (u , d) e dois tipos de léptons (ν , e). Um aspecto central da teoria é a distinção entre férmions de quiralidade esquerda e direita: os campos canhotos transformam como dubletos sob o grupo $SU(2)_L$, participando das interações fracas, enquanto os destros são singletos e, portanto, não interagem via força fraca. Essa diferença manifesta diretamente a violação de paridade no setor eletrofraco [51, 52].

As representações de gauge associadas a essas quiralidades determinam os diferentes números quânticos dos férmions sob o grupo de simetria $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Cada campo é caracterizado por (a, b, c) , onde:

- a indica a representação sob o grupo de cor $SU(3)_C$;
- b indica a representação sob $SU(2)_L$ (singletos, dubletos, etc.);
- c é a hipercarga associada ao grupo $U(1)_Y$.

No setor dos quarks, os campos de quiralidade esquerda se agrupam em dubletos de isospin fraco:

$$Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \sim (3, 2, +\frac{1}{6}), \quad (2-2)$$

enquanto os quarks direitos aparecem como singletos sob $SU(2)_L$:

$$u_R \sim (3, 1, +\frac{2}{3}), \quad d_R \sim (3, 1, -\frac{1}{3}). \quad (2-3)$$

De maneira análoga, os léptons esquerdos formam dubletos:

$$L_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \sim (1, 2, -\frac{1}{2}), \quad (2-4)$$

enquanto o elétron direito é um singleto:

$$e_R \sim (1, 1, -1). \quad (2-5)$$

No conteúdo original do Modelo Padrão, não se introduz o neutrino direito ν_R , o que implica que os neutrinos sejam descritos apenas por campos de Weyl esquerdos [48]. Essa ausência impede a construção de um termo de massa

de Dirac, já que tal termo requer simultaneamente componentes de quiralidade esquerda e direita. Além disso, um termo de massa de Majorana para o neutrino esquerdo violaria a conservação do número leptônico e não é permitido pela estrutura gauge do modelo, que não contém um campo com as transformações necessárias para gerar tal acoplamento de forma renormalizável [51].

Como consequência, na formulação mínima do Modelo Padrão os neutrinos permanecem sem massa. A constatação experimental de oscilações de neutrinos [53], entretanto, demonstra que eles possuem massas pequenas, mas não nulas, o que exige extensões do modelo, como a introdução de novos campos ou operadores de dimensão superior [54].

2.1.2

Invariância de calibre e estrutura da Lagrangiana

Para garantir a consistência com as simetrias locais de calibre, os termos da Lagrangiana do Modelo Padrão devem ser invariantes sob transformações locais dos grupos $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$. Essa invariância é assegurada pela substituição das derivadas ordinárias pelas chamadas *derivadas covariantes*, que incorporam explicitamente os campos de gauge correspondentes:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s T^a G_\mu^a - ig_2 T^i W_\mu^i - ig_1 Y B_\mu. \quad (2-6)$$

Aqui, o índice de Lorentz $\mu = 0, 1, 2, 3$ denota as componentes no espaço-tempo de Minkowski, e ∂_μ representa a derivada quadridimensional usual, $\partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu}$. Os índices $a = 1, \dots, 8$ e $i = 1, 2, 3$ correspondem, respectivamente, aos geradores das simetrias de cor $SU(3)_C$ e de isospin fraco $SU(2)_L$. Assim, G_μ^a são os campos de calibre (glúons) associados à interação forte, enquanto W_μ^i e B_μ correspondem aos campos de gauge do setor eletrofraco.

Os parâmetros g_s , g_2 e g_1 são as constantes de acoplamento das interações forte, fraca e hipercarga, respectivamente, e T^a , T^i são os geradores das representações sob as quais o campo se transforma. Por fim, Y indica a hipercarga do campo em questão.

Sob uma transformação local de gauge de um campo genérico $\psi(x)$, temos:

$$\psi(x) \longrightarrow U(x) \psi(x), \quad U(x) = e^{i\alpha^a(x)T^a}, \quad (2-7)$$

onde $\alpha^a(x)$ são os parâmetros de transformação que dependem da posição no espaço-tempo. A derivada ordinária $\partial_\mu \psi$ não é covariante sob essa transformação, pois gera termos adicionais devidos à dependência espacial de $U(x)$:

$$\partial_\mu \psi(x) \longrightarrow U(x) \partial_\mu \psi(x) + (\partial_\mu U(x)) \psi(x). \quad (2-8)$$

A derivada covariante D_μ , ao introduzir os campos de gauge adequados, cancela precisamente esse termo extra:

$$D_\mu \psi(x) \longrightarrow U(x) D_\mu \psi(x), \quad (2-9)$$

garantindo que a forma dos termos cinéticos e de interação da Lagrangiana seja preservada sob transformações locais.

Um exemplo ilustrativo é o termo cinético de um dubleto de Higgs ou de férmion esquerdo:

$$\mathcal{L}_{\text{cin}} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi), \quad (2-10)$$

que permanece invariante sob as transformações locais de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, sendo essa propriedade o cerne da construção do Modelo Padrão e da consistência renormalizável das interações de gauge [48].

Em sua formulação mais geral, a Lagrangiana do Modelo Padrão é expressa como a soma de quatro setores fundamentais

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{fermions}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}. \quad (2-11)$$

Cada termo desempenha um papel distinto:

- $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$: descreve a dinâmica dos campos de calibre e suas auto-interações;
- $\mathcal{L}_{\text{fermions}}$: contém os termos cinéticos dos férmions e seus acoplamentos com os bósons de gauge via derivadas covariantes;
- $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$: introduz o campo escalar responsável pela quebra espontânea de simetria eletrofraca;
- $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$: gera massas para os férmions após a quebra de simetria, por meio dos acoplamentos de Yukawa.

Os termos explícitos podem ser escritos como:

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (2-12)$$

$$\mathcal{L}_{\text{fermions}} = i\bar{q}_L^I \not{D} q_L^I + i\bar{u}_R^I \not{D} u_R^I + i\bar{d}_R^I \not{D} d_R^I + i\bar{\ell}_L^I \not{D} \ell_L^I + i\bar{e}_R^I \not{D} e_R^I, \quad (2-13)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) - V(H), \quad (2-14)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -y_u^{IJ} \bar{q}_L^I \tilde{H} u_R^J - y_d^{IJ} \bar{q}_L^I H d_R^J - y_e^{IJ} \bar{\ell}_L^I H e_R^J + \text{h.c.} \quad (2-15)$$

Nos termos acima:

- $I, J = 1, 2, 3$ são índices de geração;
- $\not{D} \equiv \gamma^\mu D_\mu$ é a derivada covariante contraída com as matrizes de Dirac γ^μ ;
- H é o dubleto de Higgs, e $\tilde{H} = i\sigma_2 H^*$ seu conjugado;
- y_u, y_d, y_e são as matrizes de acoplamento de Yukawa;

– os tensores de campo de gauge são definidos por

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c, \quad (2-16)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (2-17)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2-18)$$

Essas definições evidenciam a estrutura unificadora do Modelo Padrão: todos os campos e interações emergem da exigência de invariância de calibre local, a qual determina a forma funcional dos acoplamentos e a estrutura cinética de cada setor da teoria [48, 55].

2.2

O Setor Eletrofraco

O setor eletrofraco constitui a parte do Modelo Padrão responsável por descrever de maneira unificada as interações fraca e eletromagnética. Sua formulação, desenvolvida por Glashow [56], Weinberg [51] e Salam [52], representou o primeiro exemplo bem-sucedido de teoria de calibre não abeliana aplicada a interações fundamentais, tendo como uma de suas principais previsões a existência dos bósons vetoriais massivos $W^\pm$ e Z , confirmada experimentalmente em 1983 no CERN pelas colaborações UA1 e UA2 [57, 58].

Um aspecto característico desse setor é sua assimetria entre quiralidades: apenas os férmions esquerdos interagem com os bósons carregados $W^\pm$, enquanto a corrente neutra mediada pelo Z acopla-se a esquerdos e direitos com intensidades distintas. Já a interação eletromagnética, mediada pelo fóton, é universal e proporcional à carga elétrica. Essa estrutura sintetiza a unificação das interações fraca e eletromagnética, mostrando como elas podem ser descritas dentro de um único modelo de calibre. Além disso, ela explica a violação máxima de paridade observada na força fraca, pois apenas os férmions esquerdos participam das interações mediadas pelos bósons $W^\pm$.

2.3

O Mecanismo de Higgs e a Quebra Espontânea de Simetria

A geração de massa para os bósons vetoriais e para os férmions no Modelo Padrão é atribuída ao fenômeno da quebra espontânea da simetria eletrofraca. Esse mecanismo é implementado pela introdução de um campo escalar complexo ϕ , que transforma como um duplete sob o grupo $SU(2)_L$ com hipercarga $Y = \frac{1}{2}$.

A ideia central foi proposta independentemente em 1964 por Higgs [45], Englert e Brout [46], e Guralnik, Hagen e Kibble [59], que mostraram como a

quebra espontânea de simetria em teorias de calibre pode dar origem a bósons de gauge massivos sem comprometer a invariância de calibre. Essa construção ficou conhecida como mecanismo de Higgs e tornou-se um ingrediente essencial para a formulação completa do Modelo Padrão.

No contexto eletrofraco, o campo escalar desempenha papel duplo: ao adquirir um valor esperado de vácuo distinto de zero, reorganiza a simetria local e confere massa aos bósons $W^\pm$ e Z , preservando simultaneamente a invariância de calibre associada ao fóton. Além disso, interações adicionais entre o Higgs e os férmions (os acoplamentos de Yukawa) permitem a geração de massas fermiônicas de forma consistente com a estrutura quiral do modelo.

2.3.1

O Potencial de Higgs e a Escolha do Vácuo

A dinâmica do campo de Higgs é descrita pelo potencial

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (2-19)$$

onde $\lambda > 0$ garante a estabilidade do potencial e $\mu^2 < 0$ assegura a ocorrência de quebra espontânea de simetria. Este potencial apresenta a forma característica de “chapéu mexicano”, ilustrada na Fig. 2.1. O ponto $\phi = 0$ corresponde a um máximo instável, enquanto o mínimo de energia forma uma circunferência contínua de vácuos degenerados. A escolha de um ponto específico dessa circunferência corresponde à seleção de um vácuo particular, quebrando espontaneamente a simetria inicial.

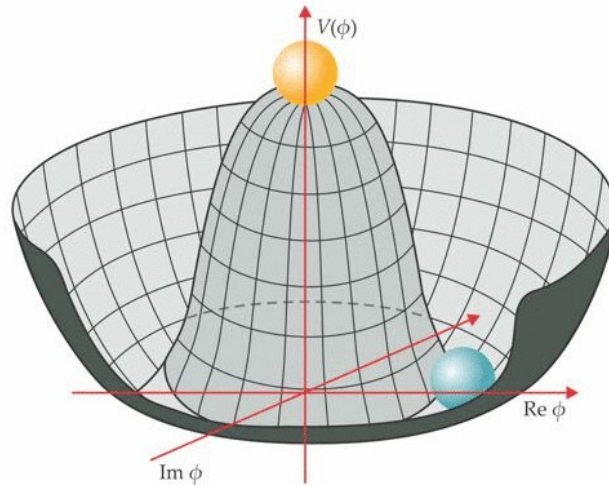


Figura 2.1: Potencial do campo de Higgs $V(\phi)$. O mínimo forma uma circunferência de vácuos degenerados. A escolha de um ponto específico quebra espontaneamente a simetria.

O campo de Higgs ϕ é um duplete complexo sob $SU(2)_L$, contendo quatro graus de liberdade reais:

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ \phi_3(x) + i\phi_4(x) \end{pmatrix}, \quad (2-20)$$

onde $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$ são campos reais. Ao adquirir um valor esperado de vácuo (VEV), três desses graus de liberdade serão absorvidos pelos bósons $W^\pm$ e Z , enquanto o quarto permanece como o escalar físico $h(x)$.

O valor esperado do vácuo é obtido minimizando o potencial:

$$\frac{\partial V}{\partial \phi^\dagger} = \mu^2 \phi + 2\lambda(\phi^\dagger \phi)\phi = 0, \quad (2-21)$$

levando a

$$\langle \phi \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}. \quad (2-22)$$

Uma escolha usual de vácuo que preserva a simetria eletromagnética $U(1)_{\text{EM}}$ é

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (2-23)$$

Expansão do campo de Higgs em torno deste vácuo:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}, \quad (2-24)$$

identifica o grau de liberdade escalar físico $h(x)$, o bóson de Higgs. Expandindo o potencial em torno do vácuo, o termo quadrático em $h(x)$ fornece sua massa:

$$M_H^2 = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h^2} \right|_{h=0} = 2\lambda v^2. \quad (2-25)$$

O bóson de Higgs foi observado experimentalmente em 2012 pelas colaborações ATLAS e CMS no LHC, completando o espectro previsto pelo Modelo Padrão e fornecendo a primeira evidência direta do mecanismo de quebra espontânea de simetria [10, 11].

2.3.2

Diagonalização da Matriz de Massas e Rotação

Os termos de massa para os bósons de gauge surgem do termo cinético do Higgs,

$$(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi),$$

após o campo adquirir o VEV. Expandindo esse termo, aparecem massas tanto para os campos carregados $W_\mu^\pm$ quanto para a combinação neutra (W_μ^3, B_μ) .

No setor neutro, obtém-se a matriz de massa [48]

$$\mathcal{L}_{\text{mass, neutra}} = \frac{v^2}{8} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_2^2 & -g_1 g_2 \\ -g_1 g_2 & g_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}.$$

O determinante dessa matriz é nulo, indicando a presença de um modo sem massa. A diagonalização é realizada por uma rotação de ângulo de Weinberg θ_W [55], definida por

$$\tan \theta_W = \frac{g_1}{g_2}. \quad (2-26)$$

Os autovetores correspondentes são identificados como os campos físicos

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W, \quad Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W.$$

Assim, a rotação diagonaliza a matriz, revelando o fóton A_μ , sem massa, e o bóson neutro massivo Z_μ .

2.3.3

Massas dos Bósons Vetoriais e Relação entre as Cargas

No setor carregado, os campos

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

adquirem massa a partir do mesmo termo cinético. No total, os valores das massas são:

$$M_W = \frac{1}{2}g_2v, \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_1^2 + g_2^2}, \quad M_\gamma = 0. \quad (2-27)$$

A razão entre as massas dos bósons carrega informação sobre o ângulo de Weinberg:

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W,$$

uma relação de grande importância nos testes experimentais de precisão. O acoplamento eletromagnético emerge da mistura dos grupos originais como

$$e = g_2 \sin \theta_W = g_1 \cos \theta_W.$$

Além disso, o gerador remanescente da simetria $U(1)_{\text{EM}}$ é identificado como a combinação linear de $T^{(3)}$ e Y que deixa o VEV do Higgs invariante. Essa condição seleciona

$$Q = T^{(3)} + Y. \quad (2-28)$$

Agindo sobre o dubleto de Higgs $\phi = (\phi^+, \phi^0)^T$, com $T^{(3)}(\phi^+) = +\frac{1}{2}$, $T^{(3)}(\phi^0) = -\frac{1}{2}$ e $Y = +\frac{1}{2}$, obtém-se:

$$Q(\phi^+) = +1, \quad Q(\phi^0) = 0.$$

Como o VEV ocupa o componente neutro, $\langle\phi\rangle = (0, v/\sqrt{2})^T$, segue que $Q\langle\phi\rangle = 0$, confirmando que Q é o gerador da simetria eletromagnética preservada. Essa relação fundamenta os números quânticos apresentados na Tabela 2.3.

Já no setor escalar, a expansão do campo de Higgs em torno do VEV fornece o bóson físico, cuja massa foi discutida na Seção 2.3.1.

2.4

Correntes Eletrofracas

Só após a quebra de simetria podemos identificar as correntes físicas. As interações do setor eletrofraco classificam-se a seguir.

A **corrente carregada**, mediada pelos bósons $W^\pm$, envolve apenas os componentes esquerdos dos férmions. Sua estrutura reflete a organização dos férmions em dubletos de isospin fraco. A Lagrangiana de interação correspondente é:

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{(W)} = -\frac{g_2}{\sqrt{2}} \left(J_W^{\mu\dagger} W_\mu^+ + J_W^\mu W_\mu^- \right), \quad (2-29)$$

com a corrente de carga dada por:

$$J_W^\mu = \sum_{\text{gerações}} (\bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L) + \text{h.c.} \quad (2-30)$$

Essa expressão evidencia que as transições induzidas pelos $W^\pm$ conectam partículas dentro dos dubletos de quiralidade esquerda, como os pares (u, d) e (ν, e) , expressando a natureza quiral da interação fraca [48].

A **corrente neutra**, mediada pelo bóson Z , atua sobre componentes esquerdo e direito dos férmions, mas com diferentes intensidades [48]. A Lagrangiana correspondente é:

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{(Z)} = -\frac{g_2}{\cos \theta_W} J_Z^\mu Z_\mu, \quad (2-31)$$

com a corrente neutra definida por:

$$J_Z^\mu = \sum_f \bar{f} \gamma^\mu (g_V^f - g_A^f \gamma^5) f. \quad (2-32)$$

Os acoplamentos vetorial e axial são dados em sua forma renormalizada [60] como:

$$g_V^f = T_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W, \quad (2-33)$$

$$g_A^f = T_3^f, \quad (2-34)$$

onde T_3^f é o terceiro componente do isospin fraco e Q_f a carga elétrica da partícula. A presença de um termo axial não nulo ($g_A^f \neq 0$) nos acoplamentos

do bóson Z aos férmions é o que expressa a violação de paridade característica da interação fraca [13].

A **corrente eletromagnética**, mediada pelo fóton A_μ , resulta da combinação ortogonal dos campos W_μ^3 e B_μ após a quebra espontânea da simetria. O acoplamento é universal e proporcional à carga elétrica dos férmions. A interação eletromagnética é descrita por:

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{(EM)} = -e J_{EM}^\mu A_\mu, \quad (2-35)$$

com a corrente:

$$J_{EM}^\mu = \sum_f Q_f \bar{f} \gamma^\mu f. \quad (2-36)$$

A simetria da interação eletromagnética e sua independência da quiralidade contrastam com a assimetria inerente às interações fracas, fornecendo uma clara distinção entre os setores do Modelo Padrão que ela unifica.

2.4.1

Conteúdo de Matéria após a Quebra

A quebra espontânea da simetria eletrofraca $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{\text{EM}}$, discutida anteriormente, reorganiza o conteúdo de partículas do Modelo Padrão, determinando quais campos permanecem como partículas físicas massivas ou sem massa. Essa reestruturação resulta na definição das massas e interações remanescentes no regime de baixa energia, onde a simetria $U(1)_{\text{EM}}$ permanece intacta.

A Tabela 2.2 resume o espectro de partículas do Modelo Padrão após a quebra, considerando uma única geração de férmions. Nela, encontram-se listados os campos de calibre, o bóson de Higgs e os férmions com suas respectivas representações sob os grupos de simetria remanescentes. Também são indicados os números quânticos associados: carga de cor (representada pela transformação sob $SU(3)$), carga elétrica ($U(1)_{\text{EM}}$), número bariônico (B) e número leptônico (L).

Tabela 2.2: Conteúdo de matéria do Modelo Padrão após a quebra eletrofraca (EWSB), considerando uma geração de férmions.

Campo	Poincaré	SU(3)	U(1) _{EM}	B	L
G_μ	Vetorial	8	0	0	0
A_μ	Vetorial	1	0	0	0
$W_\mu^\pm$	Vetorial	1	± 1	0	0
Z_μ	Vetorial	1	0	0	0
h	Escalar	1	0	0	0
u	Dirac	3	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0
d	Dirac	3	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0
e	Dirac	1	-1	0	1
ν_L	Weyl Esq.	1	0	0	1

Observa-se que os campos de calibre G_μ , A_μ , W_μ e Z_μ correspondem, respectivamente, aos glúons (associados à interação forte), ao fóton (interação eletromagnética), ao bóson $W^\pm$ (com carga elétrica) e ao bóson Z (neutro), que mediam as interações fracas. O campo escalar h , por sua vez, representa o bóson de Higgs físico resultante da quebra da simetria.

No setor fermiônico, os quarks u e d são partículas carregadas de cor com números bariônicos $B = 1/3$, enquanto o elétron e é um lépton com carga -1 e número leptônico $L = 1$. O neutrino ν_L , mantido como uma componente de Weyl esquerda, permanece sem massa no Modelo Padrão mínimo, embora dados experimentais atuais indiquem a necessidade de extensões que permitam massa para os neutrinos [61].

Para compreender como os férmions interagem com os bósons mediadores das forças eletrofracas, é fundamental conhecer seus números quânticos sob os grupos de simetria $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$. A Tabela 2.3 apresenta as cargas elétricas Q_f , os terceiros componentes do isospin fraco $T_{(3)}$ e os hipercharges Y_L e Y_R dos férmions fundamentais do Modelo Padrão. Esses valores determinam os acoplamentos das partículas com os campos de gauge por meio do mecanismo de unificação eletrofraca.

Tabela 2.3: Cargas elétricas, isospins fracos e hipercargas normalizados dos férmions fundamentais.

Férmion	Q_f	T_3	Y_L	Y_R
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0
e^-, μ^-, τ^-	-1	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1
u, c, t	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{6}$	$+\frac{2}{3}$
d, s, b	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{6}$	$-\frac{1}{3}$

Cabe ressaltar que a geração de massa para os férmions ocorre por meio de termos de Yukawa entre os campos de Higgs e os férmions quirais. Essa estrutura evidencia o papel central da quebra espontânea de simetria na definição do conteúdo físico do Modelo Padrão, sendo responsável não apenas pela origem das massas, mas também pela organização dos acoplamentos entre os campos.

2.4.2

Geração de Massa via Acoplamentos de Yukawa

Conforme discutido na seção anterior, a quebra espontânea da simetria eletrofraca reorganiza o espectro de partículas do Modelo Padrão, permitindo a geração de massas para os bósons vetoriais e para os férmions. No caso dos férmions, a origem de suas massas não reside diretamente na dinâmica da quebra espontânea, mas sim na presença de termos de interação específicos entre os campos quirais e o campo escalar de Higgs, os chamados acoplamentos de Yukawa.

Em linguagem Lagrangiana, o termo geral de Yukawa para as três gerações de férmions pode ser escrito como

$$\mathcal{L}_Y = -\bar{L}_i Y_{ij}^e \phi e_{Rj} - \bar{Q}_i Y_{ij}^d \phi d_{Rj} - \bar{Q}_i Y_{ij}^u \tilde{\phi} u_{Rj} + \text{h.c.}, \quad (2-37)$$

onde $i, j = 1, 2, 3$ denotam os índices de geração, $Y^{e,u,d}$ são matrizes complexas 3×3 de acoplamentos de Yukawa, L_i e Q_i representam os doublets esquerdos de léptons e quarks, e e_{Rj} , u_{Rj} , d_{Rj} são os singletos quirais direitos correspondentes. O campo $\tilde{\phi} = i\sigma_2 \phi^*$ é o dubleto conjugado de Higgs.

Após a quebra da simetria eletrofraca, o Higgs adquire um valor esperado de vácuo $v/\sqrt{2}$, e os termos de Yukawa originam termos de massa:

$$\mathcal{L}_Y \supset -\bar{e}_{Li}(M_e)_{ij}e_{Rj} - \bar{d}_{Li}(M_d)_{ij}d_{Rj} - \bar{u}_{Li}(M_u)_{ij}u_{Rj} + \text{h.c.}, \quad (2-38)$$

com as matrizes de massa definidas por

$$M_f = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^f, \quad f = e, u, d. \quad (2-39)$$

A diagonalização dessas matrizes é realizada por transformações unitárias nos campos fermiônicos, de forma que os autovalores resultantes correspondem às massas físicas de cada férmion. No setor de quarks, a não simultaneidade da diagonalização de M_u e M_d leva ao aparecimento da matriz de mistura de *Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM)* [62], que parametriza as transições entre estados de sabor e massa nos vértices de interação fraca carregada. De forma análoga, no setor de léptons, a presença de massas para os neutrinos implica em uma matriz de mistura de *Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata (PMNS)* [63], responsável pelas oscilações de neutrinos observadas experimentalmente [64, 65].

Assim, o mecanismo de Yukawa fornece, dentro do arcabouço do Modelo Padrão, uma explicação elegante e renormalizável para a origem das massas fermiônicas e para a estrutura de mistura entre sabores, mantendo a simetria gauge intacta antes da quebra eletrofraca. Ainda assim, permanece em aberto o problema da hierarquia dos acoplamentos de Yukawa, que variam por muitas ordens de grandeza entre diferentes gerações, indicando a possível existência de uma estrutura mais profunda além do Modelo Padrão.

2.5

Observáveis Eletrofracos de Precisão

A física de precisão no setor eletrofraco do Modelo Padrão baseia-se em observáveis determinados com alta exatidão experimental, em especial aqueles medidos na região da ressonância do bóson Z , para $\sqrt{s} \approx M_Z$, como ocorreu no experimento LEP1 [66]. O *Large Electron–Positron Collider* (LEP), operado pelo *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* (CERN) entre 1989 e 2000, foi um dos maiores e mais precisos aceleradores de partículas já construídos, permitindo colisões e^+e^- com energias controladas e alta luminosidade, o que resultou em uma amostra estatisticamente significativa de eventos contendo o bóson Z . Essa abundância de dados possibilitou medições extremamente precisas de quantidades como a largura total do Z , suas razões de decaimento e as assimetrias angulares de seus produtos, fornecendo testes rigorosos da teoria e sensíveis a possíveis extensões do Modelo Padrão.

O programa experimental, contudo, não se restringiu ao pico do Z . Em energias mais altas, entre aproximadamente 130 e 209 GeV , nas rodadas do LEP2 [67], foram medidas seções de choque de processos leptônicos e hadrônicos, como $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ e $q\bar{q}$, igualmente relevantes para

sondar correções nos propagadores dos bósons de gauge e nos acoplamentos eletrofracos.

As massas dos bósons vetoriais, já derivadas na Seção 2.3, fixam a escala característica do setor eletrofraco e permitem definir parâmetros diretamente comparáveis aos dados experimentais. Entre eles, destaca-se a constante de Fermi G_F , determinada com alta precisão a partir da taxa de decaimento do múon, $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ [13]. Essa constante quantifica a intensidade da interação fraca em baixas energias e está relacionada ao valor do campo de Higgs no vácuo por

$$v^2 = \frac{1}{\sqrt{2} G_F},$$

o que estabelece a escala de quebra espontânea de simetria eletrofraca.

Outro parâmetro relevante é

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W},$$

que, no Modelo Padrão com um único duplete de Higgs, vale $\rho = 1$ em nível de árvore, ou seja, quando se consideram apenas os diagramas de Feynman sem loops quânticos, fornecendo a previsão básica do Modelo Padrão [48]. Testes experimentais de precisão buscam identificar eventuais desvios dessas relações, que poderiam indicar a presença de nova física [68].

Com essas bases estabelecidas, passamos a discutir os principais observáveis eletrofracos de precisão que constituem o núcleo dos testes do Modelo Padrão.

2.5.1

Largura Total de Decaimento do Bóson Z

A largura total de decaimento do bóson Z , denotada por Γ_Z , é uma das quantidades mais bem medidas nos experimentos de precisão realizados em colisores como o LEP [67]. Ela representa a taxa total de decaimento da partícula e é calculada como a soma de todas as larguras parciais para os canais cinematicamente permitidos

$$\Gamma_Z = \sum_f \Gamma(Z \rightarrow f \bar{f}), \quad (2-40)$$

onde o índice f percorre todas as espécies de férmions leves do Modelo Padrão com $2m_f < M_Z$, incluindo todos os léptons e quarks das três gerações, exceto o quark top, cuja massa excede $M_Z/2$ e, portanto, está cinematicamente proibido nesse canal.

Cada uma dessas larguras parciais pode ser expressa, em nível de árvore,

como [48]

$$\Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}) = N_c^f \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (g_V^f{}^2 + g_A^f{}^2), \quad (2-41)$$

onde N_c^f reflete o fator de cor: $N_c^f = 1$ para léptons e $N_c^f = 3$ para quarks, e g_V^f, g_A^f são os acoplamentos vetorial e axial definidos em (2-33) e (2-34). Estes acoplamentos constituem a base para a definição do seno efetivo do ângulo de Weinberg ($\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$), um parâmetro extraído de observáveis de precisão que incorpora correções radiativas e resume os efeitos da renormalização sobre as interações neutras do Z [69].

A largura parcial $\Gamma(Z \rightarrow f\bar{f})$ reflete a natureza universal da interação neutra mediada pelo Z , com variações nos acoplamentos vetorial e axial específicas para cada férmion. Correções radiativas, dependentes das massas do quark top e do bóson de Higgs, podem modificar significativamente esses acoplamentos, impactando diretamente a predição teórica de Γ_Z .

A comparação precisa entre o valor medido de Γ_Z e as predições do Modelo Padrão fornece uma das formas mais diretas de testar sua consistência e de buscar sinais de física além do Modelo. Entre as possibilidades exploradas estão a existência de novos férmions suficientemente leves para contribuir com decaimentos do Z , efeitos de mistura com bósons Z' e contribuições de operadores efetivos de dimensão maior [70, 71].

2.5.2

Assimetrias de Polarização e Forward-Backward

As assimetrias medidas em experimentos de espalhamento $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ constituem testes fundamentais da estrutura quiral das interações eletrofracas. Em nível de árvore, como já discutido, os férmions interagem com o bóson Z por meio de acoplamentos vetorial e axial, definidos em (2-33) e (2-34).

A diferença entre essas componentes reflete a violação da simetria entre as interações dos férmions de mão esquerda e direita. Essa quebra de simetria pode ser quantificada pelo parâmetro de assimetria A_f , definido como [13]

$$A_f = \frac{2g_V^f g_A^f}{(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2}, \quad (2-42)$$

que expressa o grau de preferência do bóson Z por estados de determinada quiralidade.

Na prática, essa diferença entre acoplamentos manifesta-se nas chamadas assimetrias de polarização, que comparam as taxas de produção de férmions com helicidade esquerda e direita no decaimento do bóson Z . A helicidade de uma partícula é a projeção de seu spin na direção do momento linear, indicando se o spin está alinhado ou anti-alinhado ao movimento.

Para férmions produzidos no decaimento do bóson Z , que são essencialmente ultrarrelativísticos, os autoestados de helicidade coincidem com os de quiralidade. Essa correspondência permite definir a assimetria de polarização como [13]

$$A_P^f = \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R}, \quad (2-43)$$

onde σ_L e σ_R são, respectivamente, as seções de choque parciais para a produção de férmions de helicidade esquerda e direita.

Nessas condições, a quantidade medida experimentalmente coincide com o parâmetro teórico,

$$A_P^f = A_f, \quad (2-44)$$

onde o índice f identifica a espécie do férmion considerado.

No caso do elétron e do múon, as medidas podem envolver feixes polarizados, como no experimento *SLD* (Stanford Linear Detector), que utilizava feixes de elétrons longitudinalmente polarizados ou distribuições angulares não polarizadas, como nas análises do LEP.

Outra observável chave é a assimetria forward-backward, que mede o desbalanceamento na produção de férmions entre os hemisférios forward ($\cos \theta > 0$) e backward ($\cos \theta < 0$), definidos em relação ao feixe de elétrons [13]:

$$A_{FB}^f = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}. \quad (2-45)$$

Onde σ_F e σ_B são, respectivamente, as seções de choque parciais para a produção de férmions nos hemisférios forward e backward. Essa quantidade pode ser convenientemente reescrita em termos das assimetrias de polarização como:

$$A_{FB}^f = \frac{3}{4} A_P^e A_P^f. \quad (2-46)$$

A Figura 2.2 ilustra esquematicamente a definição dessa assimetria. O ângulo de espalhamento θ é medido entre a direção do elétron incidente (e^-) e o férmion produzido no referencial do centro de massa. O espaço é dividido em dois hemisférios ao longo do eixo do feixe: forward ($\cos \theta > 0$), onde o férmion emerge preferencialmente na direção do elétron incidente, e backward ($\cos \theta < 0$), onde emerge na direção do pósitron incidente. A assimetria A_{FB}^f quantifica precisamente o desbalanceamento entre as taxas de produção nesses dois hemisférios.

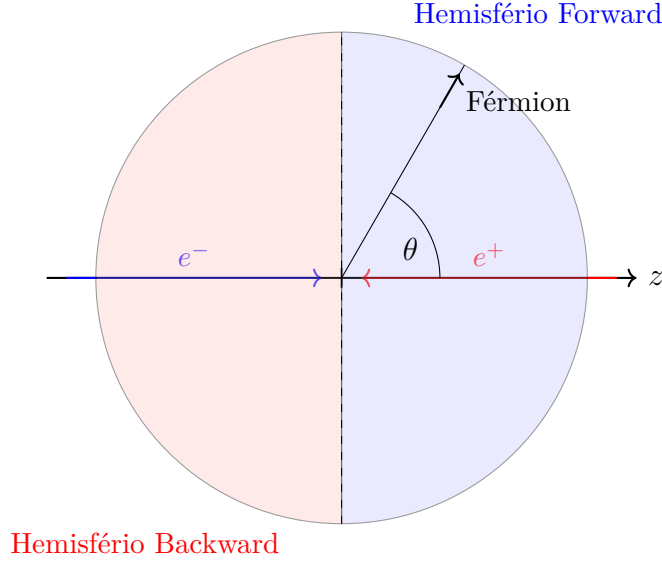


Figura 2.2: Representação esquemática da assimetria forward-backward na produção de férmions em colisões e^+e^- . O eixo z coincide com a direção do feixe de elétrons, e o ângulo θ é medido entre o elétron incidente e o férmion produzido.

Tanto as assimetrias de polarização A_P^f quanto as assimetrias forward-backward A_{FB}^f são observáveis extremamente sensíveis ao valor efetivo de $\sin^2 \theta_W$, pois dependem da razão entre os acoplamentos vetorial e axial do férmion ao bóson Z , diretamente afetada por esse ângulo. Pequenas variações desse parâmetro deslocam de forma significativa os valores previstos, permitindo que tais medidas sejam utilizadas como sondas de precisão para novos efeitos físicos além do Modelo Padrão [13].

2.5.3

Razões de decaimento R_ℓ, R_b e R_c

Um dos aspectos centrais do estudo do bóson Z no contexto do SM é a análise de seus modos de decaimento em diferentes férmions. O Z acopla a todos os férmions com $m_f < M_Z/2$, e a intensidade de cada acoplamento é determinada pelos números quânticos T_3^f e Q_f . Dessa forma, as larguras parciais de decaimento fornecem observáveis particularmente limpos e sensíveis à estrutura eletrofraca da teoria.

As chamadas razões de decaimento (*branching ratios*) são definidas como quocientes entre diferentes larguras parciais do Z . Por exemplo, defini-se a razão entre a largura hadrônica total e a leptônica,

$$R_\ell = \frac{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})}{\Gamma(Z \rightarrow \ell^+ \ell^-)} \quad (2-47)$$

e, de forma análoga, a razão entre a largura de decaimento para um sabor específico de quark q e a largura hadrônica total:

$$R_q = \frac{\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})}. \quad (2-48)$$

Esses observáveis têm a vantagem de que vários fatores comuns, como dependência na normalização do acoplamento ou correções radiativas universais, se cancelam no quociente. Isso os torna particularmente sensíveis a pequenas variações nos acoplamentos quirais.

Até aqui, descrevemos os acoplamentos do bóson Z em termos das combinações g_V^f e g_A^f , que aparecem naturalmente em seções de choque e assimetrias. No entanto, para discutir larguras parciais e razões de decaimento, é muitas vezes mais conveniente trabalhar com as componentes quiral-esquerda e quiral-direita, definidas como [9]:

$$C_L^f = T_3^f - Q_f \sin^2 \theta_W, \quad C_R^f = -Q_f \sin^2 \theta_W. \quad (2-49)$$

Esses parâmetros carregam exatamente a mesma informação física, apenas organizada em outra base de acoplamentos. A relação explícita entre as duas notações é:

$$g_V^f = C_L^f + C_R^f, \quad g_A^f = C_L^f - C_R^f. \quad (2-50)$$

A largura de decaimento parcial em cada canal é então proporcional à soma dos quadrados desses acoplamentos:

$$\Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}) \propto (C_L^f)^2 + (C_R^f)^2. \quad (2-51)$$

Combinando essas expressões, obtém-se, por exemplo:

$$R_\ell^{(\text{SM})} = \frac{\sum_{q=u,d,s,c,b} [(C_L^q)^2 + (C_R^q)^2]}{(C_L^\ell)^2 + (C_R^\ell)^2}. \quad (2-52)$$

Essas previsões constituem um dos pilares da física de precisão eletrofraca e foram testadas em experimentos como LEP. Observáveis como R_ℓ , R_b e R_c desempenham papel central nos ajustes globais: em particular, R_b é historicamente um dos mais sensíveis a possíveis efeitos de nova física devido ao seu acoplamento privilegiado com o quark top via correções radiativas e sua conexão com o setor de Higgs, tendo, portanto, grande peso nas análises de precisão [67].

2.5.4

Seção de choque hadrônica no pico do bóson Z

Um dos observáveis mais acessíveis em experimentos de colisores do tipo e^+e^- , como o LEP e o SLC, é a seção de choque total para produção de hádrons

na região da ressonância do bóson Z . Esse processo,

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{hadrons},$$

é dominado por uma única ressonância intermediária bem definida, o que permitiu medições extremamente precisas de parâmetros como a massa M_Z , a largura total Γ_Z e as larguras parciais Γ_f associadas aos diferentes canais de decaimento.

Na energia do pico da ressonância, isto é, para $\sqrt{s} = M_Z$, a seção de choque hadrônica assume a forma simples:

$$\sigma_h = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_h}{\Gamma_Z^2}, \quad (2-53)$$

onde:

- Γ_e é a largura parcial do bóson Z para o canal leptônico $Z \rightarrow e^+e^-$,
- Γ_h representa a soma das larguras parciais para todos os estados hadrônicos ($Z \rightarrow q\bar{q}$),
- Γ_Z é a largura total do bóson Z .

Essa expressão é obtida a partir da forma relativística da distribuição de Breit–Wigner [48] para uma partícula instável. De maneira geral, a dependência em energia é descrita por

$$\sigma(s) \propto \frac{s \Gamma_e \Gamma_h}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2}, \quad (2-54)$$

atingindo o valor máximo no ponto $s = M_Z^2$, conforme dado pela fórmula anterior.

Esse observável desempenha papel central nos testes de precisão do Modelo Padrão, pois depende diretamente dos acoplamentos do bóson Z aos férmions leves, da constante de estrutura fina α , e de efeitos de correções radiativas. A análise conjunta da seção de choque hadrônica com outros observáveis, como as assimetrias angulares e as larguras parciais individuais, fornece restrições refinadas sobre possíveis desvios da física além do Modelo Padrão, seja por alterações nos acoplamentos ou pela presença de novos canais de decaimento.

A precisão extraordinária alcançada nas medições do LEP, com incertezas relativas na ordem de 10^{-4} [67], faz dessa seção de choque um dos pilares da física de precisão no setor eletrofraco.

2.5.5

Seções de choque acima do pico do Z

Em energias acima da ressonância do Z , como nas rodadas de dados do LEP2, diversos processos de espalhamento passaram a ser explorados com grande precisão experimental [67], entre eles

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, \quad e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-, \quad e^+e^- \rightarrow q\bar{q}.$$

Nessa faixa de energias, o canal mediado pelo Z já não domina isoladamente: a troca de fóton (γ) contribui de forma significativa, e há ainda um termo de interferência entre os dois mediadores. Esse regime, portanto, é sensível a combinações de parâmetros que não aparecem de forma isolada no pico do Z , oferecendo informações complementares.

A seção de choque diferencial em nível de árvore, que devido à simetria de rotação em torno do eixo do feixe depende apenas do ângulo polar θ , pode ser escrita como [48]:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{d\sigma^\gamma}{d\cos\theta} + \frac{d\sigma^Z}{d\cos\theta} + \frac{d\sigma^{\gamma Z}}{d\cos\theta}, \quad (2-55)$$

onde os três termos representam, respectivamente, as contribuições puramente eletromagnética, puramente do bóson Z , e de interferência.

Após integração sobre o ângulo de espalhamento, a seção de choque total para o processo $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, com $f = \mu, \tau, q$, pode ser expressa de forma genérica como

$$\sigma_f(s) = \underbrace{\frac{4\pi\alpha^2}{3s} Q_e^2 Q_f^2}_{\text{fóton}} + \underbrace{\frac{G_F^2 M_Z^4}{6\pi s} ((C_L^e)^2 + (C_R^e)^2)((C_L^f)^2 + (C_R^f)^2) |\chi_Z(s)|^2}_{Z} + \underbrace{\sigma^{\gamma Z}(s)}_{\gamma-Z}. \quad (2-56)$$

onde s é o quadrado da energia total no centro de massa do processo, Q_e, Q_f são as cargas elétricas do elétron e do férmion final f , $\sigma^{\gamma Z}(s)$ representa os termos de interferência entre a troca de fóton e de Z e $\chi_Z(s)$ é a função de propagação do bóson Z no formato de Breit-Wigner:

$$\chi_Z(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z}. \quad (2-57)$$

Essas seções de choque em altas energias são sensíveis a modificações nos propagadores e nos acoplamentos efetivos, tornando-se observáveis ideais para testar possíveis efeitos de nova física. Em particular, os parâmetros oblíquos S, T, W, Y , como veremos, afetam a normalização e o comportamento em energia dessas distribuições, podendo ser extraídos a partir de ajustes globais [41].

Dessa forma, os observáveis estudados nesta seção constituem o núcleo da física de precisão eletrofraca. No próximo capítulo, discutiremos como a introdução sistemática dos parâmetros oblíquos permite organizar as correções radiativas de modo modelo independente, conectando diretamente as medições experimentais a possíveis extensões do Modelo Padrão.

3

Parâmetros Oblíquos

Neste capítulo, discutimos o conceito de parâmetros oblíquos, uma das formas mais poderosas e elegantes de parametrizar efeitos de nova física que afetam apenas os propagadores dos bósons vetoriais. Esses parâmetros surgem ao expandir as funções de polarização dos bósons em momento, capturando desvios em relação ao comportamento esperado no Modelo Padrão [41, 72]. A análise baseada nesses parâmetros é especialmente útil em teorias de acoplamento fraco, com simetrias próximas às do Modelo Padrão, e em situações onde a nova física está presente em escalas muito maiores que a escala eletrofraca.

A ilustração na Figura 3.1 apresenta dois diagramas de Feynman típicos do setor eletrofraco: o espalhamento $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, mediado pelo bóson Z , e o decaimento leptônico do múon, mediado por W^- . Esses processos são sensíveis às propriedades dos propagadores dos bósons vetoriais [39] e, portanto, servem como pontos de partida para entender como os parâmetros oblíquos entram em jogo.

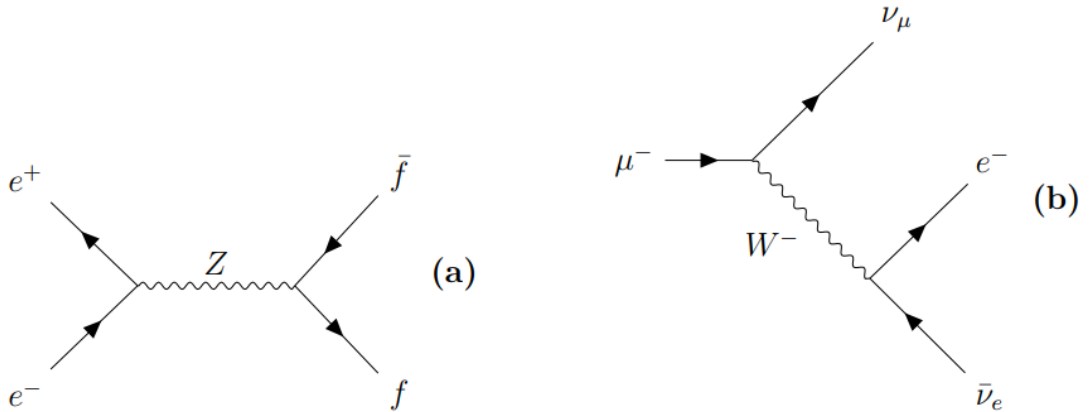


Figura 3.1: Diagramas de Feynman representando (a) o espalhamento $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ via bóson Z , e (b) o decaimento $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ mediado por W^- .

3.1

Propagadores e Funções de Polarização

Para um bóson vetorial acoplado a uma corrente conservada, seu propagador pode ser escrito como

$$G_{\mu\nu}(p^2) = \frac{-ig_{\mu\nu}}{\Pi_{\text{tree}}(p^2) + \Pi_{\text{loop}}(p^2)},$$

onde $\Pi_{\text{tree}} = g_i^{-2}(p^2 - m^2)$ representa a contribuição em nível de árvore e $\Pi_{\text{loop}}(p^2)$ incorpora as correções quânticas de laço [48]. Sendo $g_i = g_1, g_2$ as constantes de acoplamento do setor eletrofraco conforme discutido na Seção 2.1.2.

As funções $\Pi(p^2)$, denominadas funções de polarização do vácuo (ou autoenergias), descrevem a resposta quântica do vácuo à presença de um campo de gauge. Na linguagem de diagramas de Feynman, as funções de polarização correspondem às contribuições de dois pontos irreduzíveis, isto é, aquelas que não podem ser separadas cortando apenas uma linha de propagador.

Vale pontuar que vamos utilizar uma normalização não usual para os campos de gauge, onde por exemplo as constantes de acoplamento aparecem explicitamente no termo cinético e não no operador covariante. Tal convenção será adotada ao longo deste trabalho, pois ela é compatível com o formalismo de parâmetros oblíquos e facilita a definição direta dos acoplamentos efetivos via funções de polarização Π_{VV} . Esta abordagem segue, por exemplo, a escolha feita em [41] e será relevante na análise das correções eletrofracas nos observáveis de precisão.

Como exemplo, para o caso do fóton, a Lagrangiana cinética nessa normalização toma a forma:

$$\mathcal{L}_{\text{cin}} = -\frac{1}{4e^2}F_{\mu\nu}^2, \quad D_\mu = \partial_\mu - iQA_\mu.$$

A correção de laço $\Pi_{\text{loop}}(p^2)$ é, em geral, uma função não analítica de p^2 que pode adquirir uma parte imaginária quando a energia disponível ultrapassa o limiar cinemático para produção das partículas intermediárias que aparecem no laço. Em termos práticos, isso ocorre quando $\sqrt{s} > \sum_i m_i$, onde $\sum_i m_i$ é a soma das massas das partículas-filhas (ou dos estados intermediários), o que sinaliza a abertura de canais de decaimento reais do bóson. A massa física do bóson é definida como a posição do polo da parte real do propagador:

$$\text{Re } \Pi(m_{\text{pole}}^2) = 0.$$

Expandindo a função de polarização em torno do polo, encontra-se

$$\Pi(p^2) = \text{Re}[\Pi(m_{\text{pole}}^2)] + \text{Re}[\Pi'(m_{\text{pole}}^2)](p^2 - m_{\text{pole}}^2) + i \text{Im}[\Pi(m_{\text{pole}}^2)]. \quad (3-1)$$

Nesta expansão, o termo $\mathcal{O}(p^2 - m_{\text{pole}}^2)$ na parte imaginária foi descartado, pois ele é muito menor que a parte real correspondente. Com isso, o propagador torna-se

$$G_{\mu\nu}(p^2) \simeq \frac{-ig_{\mu\nu}}{\text{Re}[\Pi'(m_{\text{pole}}^2)](p^2 - m_{\text{pole}}^2) + i \text{Im}[\Pi(m_{\text{pole}}^2)]}.$$

Definindo o fator de renormalização da função de onda e a largura de decaimento como

$$Z^{-1} = \text{Re}[\Pi'(m_{\text{pole}}^2)], \quad \Gamma = \frac{Z}{m_{\text{pole}}} \text{Im}[\Pi(m_{\text{pole}}^2)],$$

chega-se à forma de Breit–Wigner:

$$G_{\mu\nu}(p^2) = \frac{-ig_{\mu\nu}Z}{p^2 - m_{\text{pole}}^2 + im_{\text{pole}}\Gamma},$$

estrutura fundamental para descrever a propagação de bósons instáveis, como o Z e o W , em regimes de ressonância [48].

3.2

Polarização no Setor Eletrofraco

É conveniente escrever as funções de polarização nos campos W^3 e B em vez dos campos A e Z , pois, nesta base, a matriz de massa e os acoplamentos em nível de árvore ficam mais simples, facilitando a diagonalização para obter os estados físicos. Nessa base, as funções podem ser escritas como:

$$\Pi_{0,\text{tree}}(p^2) = \begin{pmatrix} g_1^{-2} & 0 \\ 0 & -g_2^{-2} \end{pmatrix} p^2 - \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \frac{v^2}{4}. \quad (3-2)$$

Para os bósons carregados, não há mistura com outro campo independente; como W^+ e W^- são conjugados, a função de polarização é um único escalar:

$$\Pi^{+-}(p^2) = g_2^{-2} p^2 - \frac{v^2}{4}.$$

Visando obter maior simplicidade, a partir de agora omitiremos o subscrito "tree". Com isso introduziremos a seguinte notação matricial para as funções de polarização dos bósons neutros:

$$\Pi_0 = \begin{pmatrix} \Pi_{00} & \Pi_{03} \\ \Pi_{03} & \Pi_{33} \end{pmatrix}. \quad (3-3)$$

A invariância de gauge do eletromagnetismo impõe uma estrutura peculiar a Π_0 :

$$\Pi_{33}(0) = \Pi_{00}(0) = -\Pi_{03}(0). \quad (3-4)$$

Essas condições garantem a existência de um estado sem massa, o fóton, acoplado à combinação de cargas $Q = T_3 + Y$. Isso pode ser visto explicitamente considerando a equação de autovalor do propagador:

$$\Pi_0(m^2) \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = 0, \quad (3-5)$$

em que o vetor $(\alpha, \beta)^T$ indica a combinação linear de B e W^3 que corresponde ao fóton [48]. Qualquer extensão de nova física que modifique Π_0 deve satisfazer as mesmas restrições, a fim de assegurar a existência desse estado sem massa.

Além disso, temos outra relação interessante:

$$\Pi_{+-}(0) = \Pi_{33}(0) \quad (3-6)$$

Esta relação reflete o fato de que a simetria custodial $SU(2)_V$ (uma simetria global aproximada do setor de Higgs que protege a relação $M_W \approx M_Z \cos \theta_W$) não é quebrada pelo mecanismo de Higgs. No contexto do Modelo Padrão, $SU(2)_R$ é uma simetria global “imposta” de forma artificiosa sobre o setor de Higgs, ignorando o acoplamento de hipercarga g_1 , de modo a explicar intuitivamente a proteção custodial. A combinação diagonal de $SU(2)_L \times SU(2)_R$ gera a simetria custodial $SU(2)_V$ [73]. Para $g_1 = 0$, isso implicaria $\sin \theta_W = 0$, $M_W = M_Z$. Como g_1 quebra $SU(2)_R$, surge uma correção proporcional a g_1 que produz a relação “correta”:

$$\sin \theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad M_W = \cos \theta_W M_Z.$$

Como esta relação é verificada experimentalmente [74, 13], sabe-se que pequenas correções de laço (proporcionais a g_1 ou ao acoplamento de Yukawa do top, que quebra explicitamente o $SU(2)_R$) modificam apenas de forma ligeira essa previsão. Consequentemente, possíveis contribuições de nova física que perturbem a equação (3-6) devem ser muito pequenas. Na prática, isso costuma ser assegurado pela construção de modelos que preservam $SU(2)_R$, embora existam exemplos relevantes de quebras explícitas, como no caso de um Higgs pertencente à representação triplete de $SU(2)_L$.

3.3

Definição dos Parâmetros Oblíquos

A presença de nova física pode ser modelada por operadores efetivos quando as novas partículas envolvidas possuem uma massa Λ muito superior à escala eletrofraca. Nesse cenário, ao "integrar" essas partículas pesadas, obtemos uma teoria efetiva válida em baixas energias. O impacto da nova física aparece então como uma modificação na parte em nível de árvore das funções de polarização Π , as quais passam a admitir uma expansão em potências de $1/\Lambda^2$. Como os únicos parâmetros dimensionais relevantes são v e p , a expansão é organizada em termos de p/Λ e v/Λ .

Como as funções Π_0 e Π_{+-} do Modelo Padrão já descrevem muito bem os dados experimentais, supõe-se que as contribuições da nova física sejam pequenas. Com isso, podemos expandir as funções $\Pi_{VV'}(p^2)$ em potências de p , admitindo eventuais desvios de relações como

$$\Pi_{+-}(0) = \Pi_{33}(0), \quad (3-7)$$

que são válidas no limite de simetrias exatas do Modelo Padrão.

Correções de nova física podem alterar os parâmetros de entrada g_1 , g_2 e v , os quais definimos por:

$$\frac{1}{g_1^2} \equiv \Pi'_{00}(0), \quad \frac{1}{g_2^2} \equiv \Pi'_{+-}(0), \quad v^2 \equiv -4\Pi_{+-}(0). \quad (3-8)$$

Para descrever as principais deformações em relação ao Modelo Padrão, consideramos a expansão de $\Pi(p^2)$ até a ordem p^4 . Ao todo, há doze coeficientes possíveis nessa expansão. Desses, dois são fixados pelas condições de gauge:

$$\Pi_{00}(0) = \Pi_{33}(0), \quad \Pi_{03}(0) + \Pi_{33}(0) = 0. \quad (3-9)$$

Outros três são fixados pelas definições anteriores:

$$\Pi_{+-}(0), \quad \Pi'_{+-}(0), \quad \Pi'_{00}(0).$$

Restam assim sete coeficientes independentes, que são os parâmetros adimensionais apresentados na Tabela 3.1. Esses sete fatores de forma eletrofracos descrevem as principais correções à estrutura de propagadores no setor neutro e carregado.

Parâmetros Oblíquos	$SU(2)_L$	$SU(2)_V$
$g_2^{-2}S = \Pi'_{03}(0)$	–	✓
$g_2^{-2}M_W^2T = \Pi_{33}(0) - \Pi_{+-}(0)$	–	–
$-g_2^{-2}U = \Pi'_{33}(0) - \Pi'_{+-}(0)$	–	–
$2g_2^{-2}M_W^{-2}V = \Pi''_{33}(0) - \Pi''_{+-}(0)$	–	–
$2g_1^{-1}g_2^{-1}M_W^{-2}X = \Pi''_{03}(0)$	–	✓
$2g_1^{-2}M_W^{-2}Y = \Pi''_{00}(0)$	✓	✓
$2g_2^{-2}M_W^{-2}W = \Pi''_{33}(0)$	✓	✓

Tabela 3.1: Parâmetros oblíquos até ordem p^4 . As colunas indicam a preservação ou quebra das simetrias globais $SU(2)_L$ e custodial $SU(2)_V$.

As funções Π , Π' e Π'' possuem dimensões de massa 2, 0 e -2 , respectivamente. Os parâmetros oblíquos podem ser agrupados em três classes, associadas a diferentes aspectos das simetrias do setor eletrofraco:

- $\{S, X\}$: relacionados à mistura dos campos neutros W^3 e B . Esses parâmetros medem alterações nos propagadores neutros induzidas por nova física, sem quebrar a simetria custodial. S captura efeitos de correlação entre correntes neutras, enquanto X está ligado à energia alta do setor neutro.
- $\{T, U, V\}$: associados a quebras de isospin, afetando de forma diferente os propagadores carregados e neutros. T mede deslocamentos na diferença de massas M_W vs. M_Z , U descreve alterações na curvatura dos propagadores carregados versus neutros, e V captura correções em ordem p^4 que podem surgir em energias altas.
- $\{Y, W\}$: parametricamente ligados a efeitos de alta energia que preservam as simetrias custodiais. Y atua no setor neutro, enquanto W no setor carregado, ambos influenciando a dependência de energia dos propagadores sem quebrar $SU(2)_V$.

Argumentos dimensionais permitem estimar as ordens de grandeza relativas dos parâmetros oblíquos. Ao avançar para ordens superiores a p^4 , não surgiria novas classes de parâmetros, mas apenas termos com derivadas de ordem mais alta em cada uma das três classes. Como é de se esperar que os parâmetros dentro da mesma classe estejam relacionados por fatores simples relacionados ao número de derivadas, podemos escrevê-los como [41]:

$$X \sim \frac{M_W^2}{\Lambda^2} S, \quad (3-10)$$

$$U \sim \frac{M_W^2}{\Lambda^2} T, \quad V \sim \frac{M_W^4}{\Lambda^4} T, \quad (3-11)$$

$$Y \sim W, \quad (3-12)$$

Como usualmente $\Lambda \gg M_W$, as contribuições de X , U e V são parametricamente pequenas em relação a S , T , Y e W . Em outras palavras, S , T , Y e W capturam as principais deformações dos propagadores do Modelo Padrão. Assim, faz sentido, em análises fenomenológicas de primeira ordem, negligenciar X , U e V , focando-se nos parâmetros S , T , Y e W .

3.4

Expressões das Funções $\Pi_{vv}(p^2)$ em termos dos parâmetros oblíquos

Partindo das expressões gerais dos propagadores e da estrutura de gauge do Modelo Padrão, podemos parametrizar as funções de polarização Π_{p^2} em termos dos parâmetros oblíquos S , T , Y e W . Essas expressões correspondem a uma expansão de baixa energia dos efeitos de nova física integrada, sob a hipótese de que as correções radiativas explícitas dos laços do Modelo Padrão foram subtraídas ou absorvidas na definição dos parâmetros oblíquos de modo que trabalhamos apenas com os desvios induzidos por física além do Modelo Padrão.

A partir das definições na tabela 3.1, as funções $\Pi_{vv}(p^2)$ até ordem $\mathcal{O}(p^4)$ podem ser escritas como:

$$\Pi^{+-}(p^2) = -\frac{v^2}{4} + \frac{1}{g_2^2} p^2 + \frac{4W}{g_2^4 v^2} p^4 \quad (3-13)$$

$$\Pi_{33}(p^2) = -\frac{v^2}{4} (1 - T) + \frac{1}{g_2^2} p^2 + \frac{4W}{g_2^4 v^2} p^4 \quad (3-14)$$

$$\Pi_{00}(p^2) = -\frac{v^2}{4} (1 - T) + \frac{1}{g_1^2} p^2 + \frac{4Y}{g_1^2 g_2^2 v^2} p^4 \quad (3-15)$$

$$\Pi_{03}(p^2) = \frac{v^2}{4} (1 - T) + \frac{1}{g_2^2} S p^2 \quad (3-16)$$

No próximo capítulo, utilizaremos essas funções de polarização modificadas para deduzir correções analíticas em observáveis eletrofracos como massas, larguras, seções de choque e assimetrias. Como todas as dependências de nova física estão encapsuladas nos parâmetros S, T, W, Y , essa abordagem nos permite realizar ajustes diretos aos dados experimentais de forma modelo-independente.

4

Observáveis em função de (S, T, Y, W)

Dando prosseguimento aos cálculos desenvolvidos no Capítulo 3, utilizaremos agora as expressões modificadas das funções de polarização $\Pi_{VV}(p^2)$, obtidas a partir da inserção dos parâmetros oblíquos S, T, Y, W , para derivar fórmulas analíticas para diversos observáveis eletrofracos de interesse. Esses observáveis são tipicamente calculados a partir de propriedades dos propagadores dos bósons vetoriais W e Z , como suas massas de polo e larguras de decaimento.

As correções provenientes dos parâmetros oblíquos afetam diretamente a estrutura das funções Π , deslocando as massas físicas dos bósons vetoriais e modificando a forma das amplitudes de espalhamento. Tais efeitos podem ser calculados sistematicamente ao expandirmos os propagadores renormalizados em torno de seus polos, como feito no capítulo anterior.

4.1

Expansões em laços e nos parâmetros oblíquos

Seja um observável eletrofraco $\mathcal{O}$ que depende dos acoplamentos do Modelo Padrão g_i e dos parâmetros oblíquos $\xi_a \in \{S, T, Y, W\}$. Podemos em princípio decompô-lo em contribuição de árvore e de um laço,

$$\mathcal{O}(g_i, \xi) = \mathcal{O}^{(0)}(g_i, \xi) + \delta\mathcal{O}^{(1)}(g_i, \xi) + \mathcal{O}(2\text{-loops}), \quad (4-1)$$

onde $\mathcal{O}^{(0)}$ é o termo de nível árvore, $\delta\mathcal{O}^{(1)}$ representa a correção de um laço e $\mathcal{O}(2\text{-loops})$ denota contribuições de ordem superior (dois ou mais laços).

Expandindo em torno de $\xi = 0$, obtemos

$$\mathcal{O}(g_i, \xi) = \underbrace{\left[\mathcal{O}^{(0)}(g_i, 0) + \delta\mathcal{O}^{(1)}(g_i, 0) \right]}_{\equiv \mathcal{O}_{\text{SM}}} + \sum_a \left[\left. \frac{\partial \mathcal{O}^{(0)}}{\partial \xi_a} \right|_0 + \left. \frac{\partial \delta\mathcal{O}^{(1)}}{\partial \xi_a} \right|_0 \right] \xi_a + \mathcal{O}(\xi^2, 2\text{-loops}). \quad (4-2)$$

O termo proporcional a $\left. \frac{\partial \delta\mathcal{O}^{(1)}}{\partial \xi_a} \right|_0 \xi_a$ como podemos ver é duplamente suprimido e com isso pode ser desprezados em análises de primeira ordem. Assim, os coeficientes lineares relevantes são obtidos apenas a partir do termo de nível árvore, enquanto a parte constante é dada por $\mathcal{O}_{\text{SM}}$. Portanto, temos

$$\mathcal{O}^{\text{teo}}(S, T, Y, W) \simeq \mathcal{O}_{\text{SM}} + \sum_{a \in \{S, T, Y, W\}} c_a^{\text{tree}} \xi_a, \quad c_a^{\text{tree}} \equiv \left. \frac{\partial \mathcal{O}^{(0)}}{\partial \xi_a} \right|_0. \quad (4-3)$$

4.2

Massa do Bóson W

A massa do bóson W é determinada pela condição:

$$\Pi^{+-}(M_W^2) = 0,$$

ou seja, o propagador do W possui um polo quando o denominador se anula, definindo a massa física M_W [48].

Utilizando a equação (3-13) para a função $\Pi^{+-}(p^2)$, e expandindo em torno de pequenas correções, encontramos:

$$M_W^2 = \frac{g_2^2 v^2}{4} (1 - W). \quad (4-4)$$

Essa expressão mostra explicitamente como o parâmetro oblíquo W , relacionado a correções do tipo p^4 no setor carregado, reduz a massa do W em relação ao valor previsto no Modelo Padrão (recuperado quando $W = 0$).

4.3

Massa do Bóson Z

A massa do bóson Z é determinada pela condição:

$$\det \Pi^0(M_Z^2) = 0,$$

onde $\Pi^0(p^2)$ é a matriz de polarização para os bósons neutros W^3 e B , cujas entradas foram detalhadas nas equações (3-14), (3-15) e (3-16). Substituindo essas expressões, a condição de nulidade do determinante fornece uma equação para M_Z^2 , que pode ser resolvida perturbativamente em função dos parâmetros oblíquos S, T, Y, W .

Com isso chegamos na expressão:

$$M_Z^2 = \frac{(g_1^2 + g_2^2)v^2}{4} \left(1 - T - W - \frac{g_1^2}{g_2^2} Y + \frac{2g_1^2}{g_1^2 + g_2^2} S \right) \quad (4-5)$$

Essa expressão mostra como as correções oblíquas deslocam a massa do Z em relação à predição do Modelo Padrão, que é recuperada no limite $S = T = Y = W = 0$.

A razão entre as massas ao quadrado do Z e do W também é frequentemente utilizada como observável de precisão. A partir das equações (4-4) e (4-5), obtemos:

$$\frac{M_Z^2}{M_W^2} = \frac{g_1^2 + g_2^2}{g_2^2} \left(1 - T - \frac{g_1^2}{g_2^2} Y + \frac{2g_1^2}{g_1^2 + g_2^2} S \right) \quad (4-6)$$

No limite de simetria custodial, isto é, $T \rightarrow 0$, a razão $M_Z/M_W \rightarrow 1$ é recuperada, com os desvios controlados apenas por g_1 . No entanto, é importante notar que o parâmetro T , por violar diretamente a simetria custodial $SU(2)_V$, costuma ser o mais fortemente restringido experimentalmente. Ele também tende a ser gerado com maior intensidade em extensões do Modelo Padrão que não preservam essa simetria, tornando tais modelos mais facilmente excluídos pelos dados atuais de precisão eletrofraca.

4.4

Assimetria de Polarização no Decaimento do Z

Prosseguindo com a análise de observáveis eletrofracos em função dos parâmetros oblíquos, consideramos agora a assimetria de polarização no decaimento do bóson Z . Para tratá-la, é necessário determinar como os campos de mão esquerda e de mão direita se acoplam ao bóson Z , o que depende da mistura entre os campos B_μ e W_μ^3 [39]. Isso é feito impondo a condição de autovalor

$$\Pi_0(M_Z^2) \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = 0, \quad (4-7)$$

a qual define os autovetores correspondentes ao estado físico do bóson Z . As combinações lineares dos campos de gauge que formam os estados físicos são

$$B_\mu = A_\mu + \alpha Z_\mu, \quad W_\mu^3 = A_\mu + \beta Z_\mu. \quad (4-8)$$

A razão α/β determina como os campos originais contribuem para o campo físico Z_μ . Resolvendo a equação de autovalores com as funções Π que incluem os parâmetros oblíquos, obtém-se

$$\frac{\alpha}{\beta} = -\frac{g_1^2}{g_2^2} \left[1 + \frac{g_2^2 - g_1^2}{g_2^2} S + \frac{g_2^2 + g_1^2}{g_2^2} (W - Y) \right]. \quad (4-9)$$

No limite do Modelo Padrão ($S = T = Y = W = 0$), esta relação se reduz ao relação esperada:

$$\frac{\alpha}{\beta} = -\tan^2 \theta_W, \quad (4-10)$$

correspondente à normalização usual do campo Z .

A dependência da razão α/β nos parâmetros oblíquos implica que o acoplamento do Z à corrente eletrofraca sofre pequenas modificações, afetando a probabilidade relativa de produção de férmions levógiros e dextrógiros. Portanto, A_{pol} é uma sonda sensível de nova física.

Substituindo a relação α/β na expressão da assimetria de polarização, podemos escrevê-la em termos de g_1 , g_2 e dos parâmetros oblíquos. O resultado final que obtivemos é

$$A_{\text{pol}} = \frac{(g_2^2 - g_1^2)^2 - 4g_1^4}{(g_2^2 - g_1^2)^2 + 4g_1^4} + \frac{16g_1^4(g_1^2 - g_2^2)}{[(g_2^2 - g_1^2)^2 + 4g_1^4]^2} [(g_1^2 - g_2^2)S + (g_1^2 + g_2^2)(Y - W)]. \quad (4-11)$$

Esta expressão evidencia como a assimetria de polarização depende não apenas dos acoplamentos fundamentais g_1 e g_2 , mas também dos parâmetros oblíquos que codificam possíveis efeitos de nova física.

4.5

Assimetrias forward-backward

Para incorporar sistematicamente os efeitos de nova física nos observáveis associados a assimetrias, utilizamos o formalismo dos parâmetros oblíquos, que modificam os coeficientes de acoplamento efetivos de cada férmion f . A partir das expressões definidas em 2-49, introduzindo os parâmetros oblíquos pela razão $\alpha/\beta(S, T, Y, W)$ e obtemos:

$$C_L^f(S, T, Y, W) = \frac{1}{g_1^2 + g_2^2} \left(T_{f_L}^3 - Y_\ell \frac{\alpha}{\beta}(S, T, Y, W) \right), \quad (4-12)$$

$$C_R^f(S, T, Y, W) = \frac{1}{g_1^2 + g_2^2} \left(Y_r \frac{\alpha}{\beta}(S, T, Y, W) \right). \quad (4-13)$$

Substituindo esses coeficientes modificados na assimetria forward-backward definida em 2-46 temos

$$A_{FB}^f(S, T, Y, W) = \frac{3}{4} \frac{(C_L^{e2} - C_R^{e2})(C_L^{f2} - C_R^{f2})}{(C_L^{e2} + C_R^{e2})(C_L^{f2} + C_R^{f2})}. \quad (4-14)$$

Esta expressão evidencia como o parâmetro A_{FB}^f depende explicitamente dos acoplamentos modificados por (S, T, Y, W) . Medidas de alta precisão desta quantidade, comparadas às previsões do SM, fornecem restrições sensíveis à presença de nova física.

4.6

Razões de Decaimento do Bóson Z

De modo análogo ao tratamento adotado para as assimetrias, os efeitos dos parâmetros oblíquos S , T , Y e W são incorporados por meio de modificações nos acoplamentos quirais C_L^f e C_R^f de cada férmion ao bóson Z . Assim, ao

substituir os acoplamentos corrigidos nas expressões para as larguras parciais, obtém-se as razões de decaimento em função direta desses parâmetros.

Partindo da expressão para razão de decaimento de decaimento de um férmion específico f em relação ao total hadrônico (composto pelos quarks u, d, s, c, b) 2-52, após incluirmos os parâmetros oblíquos chegamos em:

$$R_f(S, T, Y, W) = \frac{C_L^f(S, T, Y, W)^2 + C_R^f(S, T, Y, W)^2}{\sum_{q=u,d,s,c,b} (C_L^q(S, T, Y, W)^2 + C_R^q(S, T, Y, W)^2)}. \quad (4-15)$$

Este observável é especialmente relevante no caso dos quarks b e c , uma vez que pequenas variações em seus acoplamentos podem sinalizar efeitos de nova física, como contribuições de partículas pesadas que alteram as funções de polarização dos bósons de gauge.

Já a razão hadrônica total, definida como a razão entre a largura de decaimento do Z em todos os quarks e a largura de decaimento em um lépton típico (como e , μ ou τ), pode ser escrita em função dos parâmetros oblíquos como:

$$R_h(S, T, Y, W) = \frac{\sum_{q=u,d,s,c,b} (C_L^q(S, T, Y, W)^2 + C_R^q(S, T, Y, W)^2)}{C_L^\ell(S, T, Y, W)^2 + C_R^\ell(S, T, Y, W)^2}. \quad (4-16)$$

A determinação experimental precisa dessas razões foi um dos pontos centrais do programa do LEP e do SLC, sendo até hoje um insumo essencial em ajustes globais de precisão. Por cancelarem incertezas sistemáticas comuns, tais razões permitem extrair informações diretas sobre a estrutura dos acoplamentos eletrofracos e, portanto, constituem um teste sensível à presença de física além do Modelo Padrão por meio dos parâmetros oblíquos [67].

4.7

Largura Total do Bóson Z

A largura total do bóson Z , bem como suas larguras parciais de decaimento em férmions, constitui um observável de precisão central para testar o Modelo Padrão e investigar potenciais efeitos de nova física. Esta seção apresenta o cálculo dessas larguras com a incorporação sistemática dos parâmetros oblíquos S , T , Y e W , que afetam tanto a estrutura do propagador quanto os acoplamentos efetivos do bóson Z aos férmions.

4.7.1

Propagador e Estrutura dos Acoplamentos

Na vizinhança do polo $p^2 = M_Z^2$, o propagador dos bósons neutros, escrito na base física (A_μ, Z_μ) , pode ser aproximado como

$$\tilde{\Pi}^{-1}(p^2) = \begin{pmatrix} c & c' \\ c' & \frac{Z_Z}{p^2 - M_Z^2} + \mathcal{O}(1) \end{pmatrix}, \quad (4-17)$$

onde c e c' são constantes sem relevância direta para a largura, e Z_Z representa o fator de renormalização da função de onda do bóson Z :

$$Z_Z^{-1} = (\alpha \ \beta) \cdot \Pi'_0(M_Z^2) \cdot \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}. \quad (4-18)$$

Os coeficientes α e β codificam a mistura do campo físico Z_μ nos campos de gauge B_μ e W_μ^3 , e carregam dependência funcional dos parâmetros oblíquos via $\alpha/\beta(S, T, Y, W)$.

4.7.2

Larguras Parciais e Total com Correções Oblíquas

Para um férmion quiral f , com isospin fraco I_f e hipercarga Y_f , a largura parcial de decaimento $Z \rightarrow f\bar{f}$ é

$$\Gamma_f = Z_Z (\beta \cdot I_f + \alpha \cdot Y_f)^2 \frac{M_Z}{24\pi}. \quad (4-19)$$

No limite em que $S = T = Y = W = 0$, essa expressão se reduz à previsão do Modelo Padrão, recuperando a forma usual em função de s_W^2 .

A largura total do bóson Z resulta da soma sobre todos os férmions leves $(e, \mu, \tau, u, d, s, c, b)$:

$$\Gamma_Z^{\text{total}} = \sum_f \Gamma_f = \sum_f Z_Z (\beta(S, T, Y, W) \cdot I_f + \alpha(S, T, Y, W) \cdot Y_f)^2 \frac{M_Z}{24\pi}. \quad (4-20)$$

A dependência da largura total nos parâmetros oblíquos provém de duas fontes principais: (i) o fator de renormalização Z_Z , que envolve a derivada da função de polarização no polo, sensível a S e T ; (ii) a modificação dos acoplamentos por meio da razão α/β , afetada diretamente por S , Y e W .

Assim, a largura total do Z é um observável global, que responde simultaneamente a todos os parâmetros oblíquos e serve como importante teste de consistência do Modelo Padrão em ajustes globais [13].

4.8

Canal Hadrônico Total no Pico do Z : $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$

A seção de choque total hadrônica em colisores e^+e^- , medida na vizinhança da ressonância do bóson Z , constitui um dos observáveis mais precisos do setor eletrofraco. Em particular, os dados do LEP1 foram obtidos com a energia de centro de massa ajustada para $\sqrt{s} \approx M_Z$, condição que maximiza a taxa de produção de pares férmion-antiférmion via aniquilação ressonante [67].

Neste regime, a seção de choque para produção de hádrons é dominada pelos canais $Z \rightarrow q\bar{q}$ com $q = u, d, s, c, b$, cujas massas são desprezíveis frente a M_Z . A contribuição de cada sabor pode ser organizada de maneira sistemática a partir da estrutura dos acoplamentos do elétron (estado inicial) e do quark (estado final) ao bóson Z , os quais incorporam as modificações induzidas pelos parâmetros oblíquos.

Podemos introduzir uma função M , que reúne os fatores de acoplamento e a normalização do propagador:

$$M(S, T, Y, W) = \left(\frac{\alpha}{\beta} \cdot Y^{(e)} + T_3^{(e)} \right) \left(\frac{\alpha}{\beta} \cdot Y^{(q)} + T_3^{(q)} \right) \cdot \frac{Z_Z(S, T, Y, W)}{\Gamma_Z(S, T, Y, W)}. \quad (4-21)$$

Aqui, α/β codifica a mistura entre B_μ e W_μ^3 no estado físico do Z , enquanto Z_Z é o fator de renormalização da função de onda, já discutido na seção anterior. O denominador Γ_Z aparece para refletir o fato de que, no polo ressonante, a seção de choque é controlada pela largura total do Z .

A seção de choque total hadrônica no pico modificada pelos parâmetros oblíquos pode então ser escrita como

$$\sigma_{\text{had}}(s, S, T, Y, W) = \frac{s N_c}{48\pi} \sum_{q=u,d,s,c,b} \sum_{i,j=L,R} M^2(S, T, Y, W), \quad (4-22)$$

com $N_c = 3$ o número de cores da QCD. A quadratura de M reflete a contribuição da amplitude ao quadrado de cada canal.

Graças à sua precisão experimental, a medida de σ_{had} fornece restrições particularmente fortes sobre combinações dos parâmetros oblíquos que afetam simultaneamente Γ_e , Γ_{had} e Γ_Z . Juntamente com a largura total e as razões de decaimento, este observável desempenha um papel central nos ajustes globais de precisão do setor eletrofraco [41].

4.9

Seção de Choque dos Processos $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$

Nesta seção reunimos os diversos observáveis associados à aniquilação de elétron-pósitron em pares férmion-antiférmion, com destaque para os canais leptônicos e hadrônicos. Esses processos compartilham estruturas teóricas semelhantes e, por isso, podem ser tratados de forma unificada. A análise é particularmente relevante em energias acima da ressonância do bóson Z , como nos dados do LEP2, onde os efeitos dos parâmetros oblíquos W e Y , que corrigem os propagadores dos bósons de gauge em regimes de alta transferência de momento tornam-se mais evidentes.

Vale notar que, diferentemente das análises no pico do Z , em que as funções de polarização são avaliadas diretamente no polo $p^2 = M_Z^2$, os processos de aniquilação no regime do LEP2 exigem manter a dependência explícita em s . Assim, escrevemos $\Pi_0(s; S, T, Y, W)$ para enfatizar a dependência na energia de centro de massa, crucial para capturar os efeitos dos parâmetros W e Y , que se manifestam de forma mais significativa em regimes de alta energia [67].

Para evitar ambiguidades de notação, ressaltamos que s denota a energia no centro de massa ao quadrado do sistema e^+e^- , enquanto S indica o parâmetro oblíquo associado à nova física. Essa seção é a única em que a dependência em diferentes valores de $\sqrt{s}$ é considerada de forma explícita, de modo que essa distinção entre minúscula e maiúscula se torna especialmente importante.

4.9.1

Canais Leptônicos: $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$

O processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ constitui um dos canais mais limpos e bem compreendidos para estudos de precisão. No nível de árvore, ele ocorre por meio da troca de um fóton e de um bóson Z no canal- s , isto é, através da aniquilação do par e^+e^- em um estado intermediário que posteriormente decai em $\mu^+\mu^-$ [48]. A seção de choque diferencial em função do ângulo θ entre o feixe inicial e o múon produzido é

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{2\pi\alpha^2}{s} \left[A(s)(1 + \cos^2\theta) + B(s)\cos\theta \right], \quad (4-23)$$

onde $A(s)$ e $B(s)$ codificam a interferência entre os acoplamentos do fóton e do Z , além de correções radiativas universais.

No formalismo dos parâmetros oblíquos, os efeitos de nova física entram por meio das funções de polarização $\Pi_0(s; S, T, Y, W)$, cuja inversa aparece na expressão geral da seção de choque. Cada entrada dessa matriz corresponde ao acoplamento entre correntes de hipercarga Y e isospin fraco T_3 , permitindo

descrever de maneira unificada a interferência entre o fóton e o Z e suas correções oblíquas.

Assim, ao adicionar os parâmetros oblíquos à fórmula geral para a seção de choque total, considerando todas as combinações de quiralidade (esquerda e direita) dos férmions iniciais e finais, chegamos a:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}(s, S, T, Y, W) = \frac{s}{48\pi} \sum_{i,j=L,R} \left[\begin{pmatrix} Y_i^{(e)} & T_{3i}^{(e)} \end{pmatrix} \cdot \Pi_0^{-1}(s; S, T, Y, W) \cdot \begin{pmatrix} Y_j^{(\mu)} \\ T_{3j}^{(\mu)} \end{pmatrix} \right]^2. \quad (4-24)$$

Aqui $i, j \in \{L, R\}$ indicam as componentes quirais da corrente de elétrons e múons, e $Y^{(f)}, T_3^{(f)}$ são os números quânticos listados na Tabela 2.3. Como os léptons de segunda e terceira geração compartilham os mesmos números quânticos (com massas desprezíveis neste regime), a mesma expressão vale para $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. A única exceção é o canal $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, que exige tratamento separado devido à presença da troca- t discutido na Sec. 4.10.2.

4.9.2

Canal hadrônico: $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

A seção de choque para o processo $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ segue a mesma formulação apresentada para os canais leptônicos, com ajustes específicos para refletir as propriedades dos quarks. Os quarks diferem dos léptons por possuírem diferentes números quânticos, além da multiplicidade de cor associada ao grau de liberdade da QCD. Essa diversidade de sabores e acoplamentos leva a contribuições distintas por quark, que somadas resultam na seção total hadrônica.

Em energias suficientemente altas, como no regime do LEP2 [67], a produção de quarks pesados (charm e bottom) torna-se relevante, modificando significativamente a contribuição hadrônica total. Esses canais têm papel central em observáveis como R_ℓ , R_b , σ_{had}^0 e a largura total do bóson Z , ampliando a sensibilidade às correções oblíquas.

Adicionando a contribuição dos parâmetros oblíquos a seção de choque total para os canais $q\bar{q}$, chegamos a expressão

$$\sigma_{q\bar{q}}(s, S, T, Y, W) = \frac{s N_c}{48\pi} \sum_{q=u,d,s,c,b} \sum_{i,j=L,R} \left[\begin{pmatrix} Y_i^{(e)} & T_{3i}^{(e)} \end{pmatrix} \cdot \Pi_0^{-1}(s; S, T, Y, W) \cdot \begin{pmatrix} Y_j^{(q)} \\ T_{3j}^{(q)} \end{pmatrix} \right]^2. \quad (4-25)$$

A estrutura matemática é a mesma dos canais leptônicos, diferindo apenas pelos números quânticos (Y_q, T_3^q) de cada quark e pelas particularidades

de seus sabores e quiralidades. Dessa forma, $\sigma_{q\bar{q}}$ sintetiza a soma de todas as contribuições hadrônicas e constitui um elo direto entre os parâmetros oblíquos e os observáveis globais do setor de quarks.

4.10

Observáveis não incluídos na análise

Em análises globais de precisão presentes na literatura, é comum a inclusão de dois conjuntos de observáveis adicionais ao conjunto mínimo: os dados de baixa energia e a seção de choque para espalhamento elástico $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, conhecida como *Bhabha scattering* [67]. Os primeiros aparecem de forma recorrente em ajustes centrados nos parâmetros oblíquos S e T , enquanto o segundo é particularmente relevante em extensões que também consideram os parâmetros W e Y , os quais se tornam mais sensíveis em regimes de energia acima da massa do bóson Z , como no LEP2. Embora ambos desempenhem papéis importantes em análises mais abrangentes, foram deixados de fora do escopo deste trabalho por razões que detalhamos a seguir.

4.10.1

Observáveis de Baixa Energia

Apesar da relevância dos observáveis de baixa energia como os provenientes de experimentos de paridade em núcleos, medições precisas em espalhamentos de elétrons com alvos leves, e dados do experimento MOLLER [75] optou-se por não incluí-los na análise realizada neste trabalho. Essa decisão decorreu, em parte, de limitações de tempo e da necessidade de cumprir prazos e metas institucionais, mas também se fundamenta em considerações técnicas. A correta incorporação desses observáveis exigiria o desenvolvimento de expressões teóricas específicas e detalhadas, com uma análise cuidadosa dos efeitos de interferência, dependência de momento transferido e possíveis contribuições não universais [76], o que fugiria ao escopo metodológico adotado aqui. Além disso, muitos desses dados são particularmente sensíveis a correções que não se restringem ao setor neutro do Modelo Padrão ou às contribuições universais tratadas pelos parâmetros oblíquos, exigindo uma extensão da base de operadores considerada. Assim, sua inclusão foi postergada como uma etapa natural para estudos futuros, em que se poderá explorar tais efeitos de forma sistemática e consistente, com o devido rigor fenomenológico.

4.10.2

O Espalhamento Bhabha

Outro processo relevante que foi omitido na presente análise é o espalhamento elástico $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, conhecido como *Bhabha scattering*. Esse canal desempenha um papel central em ajustes que incorporam os dados do LEP2 e que consideram explicitamente os parâmetros oblíquos W e Y , pois ele é particularmente sensível a correções dependentes do momento transferido.

Contudo, a formulação do Bhabha scattering no contexto dos parâmetros oblíquos apresenta desafios técnicos específicos. O processo envolve contribuições significativas no canal- t , que não podem ser desprezadas nem tratadas como subdominantes. Isso impede a simplificação usual baseada na troca de bósons neutros no canal- s , que permite diagonalizar a função de polarização $\Pi(p^2)$ na base dos estados físicos (A, Z) . A interferência entre os canais- s e t exige uma descrição mais completa, muitas vezes fora do escopo de formulações que consideram apenas correções oblíquas universais.

Uma abordagem alternativa envolveria reformular a análise na base dos campos de gauge não físicos (B_μ, W_μ^3) , ou ainda incluir explicitamente operadores de quatro férmions, associados a interações de contato geradas por nova física. Ambas as estratégias demandariam uma reformulação significativa do arcabouço teórico adotado neste trabalho, e foram, portanto, postergadas como possíveis extensões futuras. A inclusão do Bhabha scattering representa um passo natural na direção de análises mais completas e sensíveis às deformações no setor de gauge em regimes de alta energia [41].

5

Ajustes

Neste capítulo, vamos realizar a última etapa de nossa análise: o ajuste dos parâmetros oblíquos aos dados experimentais. Com as expressões analíticas dos observáveis de precisão eletrofraca obtidas nos capítulos anteriores, agora buscamos determinar as regiões do espaço de parâmetros (S, T, Y, W) que melhor reproduzem os dados disponíveis. O ajuste é realizado por meio da minimização de uma função χ^2 , construída a partir das diferenças entre os valores teóricos e experimentais dos observáveis, levando em conta as respectivas incertezas e correlações experimentais.

5.1

Reabsorção de Parâmetros

A presença de parâmetros oblíquos S, T, Y, W altera as previsões teóricas para os observáveis eletrofracos. Para determinar os valores permitidos desses parâmetros, seria necessário, em princípio, refazer o ajuste global de todos os parâmetros do Modelo Padrão estendido, que agora inclui sete variáveis $\{g_1, g_2, v, S, T, Y, W\}$. Isso tornaria a função χ^2 altamente multivariada e o ajuste computacionalmente mais custoso, pois a busca pelo mínimo global em um espaço de maior dimensionalidade exige a avaliação repetida das previsões teóricas para cada combinação de parâmetros, o que aumenta drasticamente o número de pontos e o tempo de convergência do ajuste.

No entanto, existe uma abordagem mais eficiente, que vamos utilizar nesse trabalho, que consiste em reabsorver as dependências nos três parâmetros medidos com maior precisão no Modelo Padrão (a constante de estrutura fina α , a constante de Fermi G_F e a massa do bóson Z , M_Z) em redefinições dos acoplamentos eletrofracos g_1, g_2 e do parâmetro de quebra v . Assim, os efeitos de S, T, W, Y são incorporados nesses acoplamentos de modo que α, G_F e M_Z permaneçam fixos em seus valores experimentais.

Essa reabsorção é implementada ao impor que as derivações dos observáveis fundamentais em relação a esses parâmetros e aos oblíquos satisfaçam:

$$\delta \mathcal{O}_i(p_j, \xi) = \frac{\partial \mathcal{O}_i}{\partial p_j} \delta p_j + \frac{\partial \mathcal{O}_i}{\partial \xi} \delta \xi = 0, \quad (5-1)$$

com $\mathcal{O}_i \in \{M_Z^2, \alpha, G_F\}$, $p_j \in \{g_1, g_2, v\}$, e $\xi \in \{S, T, Y, W\}$.

Resolvendo esse sistema para obter as variações relativas em g_1 , g_2 e v , obtemos:

$$\frac{\delta g_1^2}{g_1^2} = \frac{-2g_1^2 S + g_1^2 T + \frac{g_1^4}{g_2^2} Y + g_1^2 W}{g_1^2 - g_2^2}, \quad (5-2)$$

$$\frac{\delta g_2^2}{g_2^2} = \frac{2g_1^2 S - g_2^2 T - g_1^2 Y - g_2^2 W}{g_1^2 - g_2^2}, \quad (5-3)$$

$$\frac{\delta v^2}{v^2} = 0. \quad (5-4)$$

Em pose dessas relações podemos trabalhar com g_1 , g_2 e v em seus valores de modelo padrão. Isso nos permite realizar ajustes apenas de S, T, Y, W envolvendo todos os possíveis observáveis com exceção de (α, G_F, M_Z) . Dessa forma, simplificamos significativamente o tratamento teórico e computacional.

Um aspecto curioso e digno de nota nesse procedimento é que a variação relativa de v^2 resulta exatamente nula, conforme indicado por $\delta v^2/v^2 = 0$. Isso pode ser interpretado como consequência direta da estrutura do Modelo Padrão, no qual o parâmetro v está intrinsecamente ligado à escala de quebra espontânea da simetria eletrofraca e é determinado de forma precisa pelos valores experimentais de M_Z , α e, sobretudo, da constante de Fermi G_F , através da relação $v^2 = 1/(\sqrt{2}G_F)$. Como esses três observáveis são mantidos fixos por construção neste trabalho, não há liberdade para ajustes em v sem comprometer a consistência com os dados experimentais. Em particular, qualquer tentativa de correção no parâmetro de quebra violaria a relação estabelecida com G_F . Dessa forma, todas as correções provenientes de efeitos de nova física parametrizadas por S, T, W, Y são absorvidas exclusivamente pelos acoplamentos g_1 e g_2 , enquanto v permanece inalterado (ao menos na ordem linear considerada nesta análise).

5.2

Procedimento de Ajuste

Considerando um conjunto de N observáveis medidos experimentalmente, com valores centrais $\mathcal{O}_i^{\text{exp}}$ e incertezas σ_i , com respectivas previsões teóricas $\mathcal{O}_i^{\text{teo}}(S, T, W, Y)$, a função de χ^2 é definida como

$$\chi^2(S, T, W, Y) = \sum_{i=1}^N \frac{(\mathcal{O}_i^{\text{teo}}(S, T, Y, W) - \mathcal{O}_i^{\text{exp}})^2}{\sigma_i^2} \quad (5-5)$$

Essa forma é padrão em análises estatísticas de alta energia [13, 77]. Ao minimizar essa função podemos identificar os valores dos parâmetros oblíquos

que melhor se ajustam aos dados. A partir dela também é possível extrair elipses de confiança, limites superiores, correlações entre os parâmetros e eventuais discrepâncias com o Modelo Padrão, este correspondente à situação $S = T = Y = W = 0$.

5.3

Dados Experimentais

Nesta seção apresentamos os dados experimentais empregados na realização dos ajustes aos parâmetros oblíquos. Optamos por organizar os resultados em duas partes: os observáveis obtidos na região do pico do bóson Z e as seções de choque medidas no regime de altas energias no LEP2. Esses dois conjuntos complementares reúnem medidas de alta precisão e oferecem sensibilidade diferenciada aos parâmetros S , T , Y e W .

Os resultados no pico do Z foram retirados da compilação apresentada em [67], que reúne de forma sistemática os dados combinados do LEP e do SLD. A Tabela 5.1 resume esses observáveis, com seus valores experimentais, previsões do Modelo Padrão e desvios (pulls), definidos como a diferença entre valor medido e valor previsto, normalizada pela incerteza experimental. Essas previsões do Modelo Padrão listadas na coluna SM, correspondem aos resultados de ajustes globais que consideram o conjunto completo de dados eletrofracos disponíveis.

Quantidade	Valor Experimental	SM	Desvio
M_Z [GeV]	91.1876 ± 0.0021	91.1884	-0.4
M_W [GeV]	80.426 ± 0.034	80.355	+1.1
Γ_Z [GeV]	2.4952 ± 0.0023	2.4940	-0.3
σ_h [nb]	41.540 ± 0.037	41.481	+1.6
R_h	20.767 ± 0.025	20.736	+1.1
R_b	0.21644 ± 0.00065	0.21583	+1.1
R_c	0.1718 ± 0.0031	0.17221	-0.2
A_τ	0.1465 ± 0.0032	0.1463	-0.4
A_e	0.1513 ± 0.0021	0.1463	+1.7
A_b	0.922 ± 0.020	0.9347	-0.6
A_c	0.670 ± 0.026	0.6674	+0.1
A_{FB}^e	0.01714 ± 0.00095	0.01606	+0.8
A_{FB}^b	0.099 ± 0.0017	0.1026	-2.4
A_{FB}^c	0.067 ± 0.0026	0.0732	+0.1

Tabela 5.1: Comparação entre valores experimentais e previsões do Modelo Padrão para observáveis eletrofracos de precisão no pico do Z . O desvio se encontra em unidades de σ .

Além desses observáveis no pico do Z , também utilizamos os resultados do LEP2 para o processo $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ em diferentes energias de centro de massa [67]. Esses dados são particularmente relevantes porque exploram um regime acima da ressonância, em que os parâmetros oblíquos W e Y se manifestam de forma mais clara por meio da dependência com o momento transferido s . A Tabela 5.2 apresenta os valores combinados das seções de choque hadrônica e leptônicas para as energias entre 189 e 207 GeV, junto com as previsões do Modelo Padrão e os desvios correspondentes.

$\sqrt{s}$ (GeV)	Quantidade	Valor médio	SM	Desvio
189	$\sigma(q\bar{q})$	22.47 ± 0.24	22.156	0.31
	$\sigma(\mu^+\mu^-)$	3.123 ± 0.076	3.207	-0.13
	$\sigma(\tau^+\tau^-)$	3.060 ± 0.074	3.143	-0.13
192	$\sigma(q\bar{q})$	22.05 ± 0.53	21.24	-0.10
	$\sigma(\mu^+\mu^-)$	2.92 ± 0.18	3.10	-0.13
	$\sigma(\tau^+\tau^-)$	2.81 ± 0.23	3.00	-0.15
196	$\sigma(q\bar{q})$	20.53 ± 0.34	20.13	-0.09
	$\sigma(\mu^+\mu^-)$	2.94 ± 0.11	2.96	-0.01
	$\sigma(\tau^+\tau^-)$	2.94 ± 0.14	2.99	-0.05
200	$\sigma(q\bar{q})$	19.25 ± 0.32	19.09	-0.09
	$\sigma(\mu^+\mu^-)$	3.02 ± 0.11	2.83	0.12
	$\sigma(\tau^+\tau^-)$	2.90 ± 0.14	2.86	0.04
202	$\sigma(q\bar{q})$	19.07 ± 0.44	18.57	-0.09
	$\sigma(\mu^+\mu^-)$	2.58 ± 0.14	2.77	-0.12
	$\sigma(\tau^+\tau^-)$	2.71 ± 0.16	2.77	-0.06
205	$\sigma(q\bar{q})$	18.17 ± 0.31	17.81	-0.08
	$\sigma(\mu^+\mu^-)$	2.73 ± 0.13	2.67	0.06
	$\sigma(\tau^+\tau^-)$	2.78 ± 0.14	2.67	0.11
207	$\sigma(q\bar{q})$	17.49 ± 0.26	17.42	-0.08
	$\sigma(\mu^+\mu^-)$	2.595 ± 0.088	2.623	-0.11
	$\sigma(\tau^+\tau^-)$	2.654 ± 0.087	2.603	0.05

Tabela 5.2: Resultados combinados do experimento LEP2 referentes ao processo $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ para os canais $q\bar{q}$, $\mu^+\mu^-$ e $\tau^+\tau^-$, com as seções de choque expressas em unidades de picobarn. O desvio se encontra em unidades de σ

5.4

Marginalização dos Parâmetros Oblíquos

Em muitos casos, os dados disponíveis não são suficientes para restringir simultaneamente todos os quatro parâmetros oblíquos. Além disso, certas

combinações lineares desses parâmetros podem apresentar fortes correlações, dificultando a interpretação direta dos ajustes no espaço completo (S, T, W, Y) .

Para lidar com essa situação, aplica-se um procedimento de redução do espaço de parâmetros, no qual a função χ^2 é expressa apenas em termos dos parâmetros de interesse. Isso é feito ao reescrever os parâmetros restantes em função dos demais, de modo que a função original, dependente de quatro variáveis, seja reduzida a uma função efetiva de apenas duas. Dessa forma, cada ponto nesse subespaço já incorpora implicitamente os valores que minimizam χ^2 para os parâmetros eliminados.

Formalmente, a implementação envolve a imposição das condições de minimização:

$$\frac{\partial \chi^2(S, T, Y, W)}{\partial Y} = 0, \quad \frac{\partial \chi^2(S, T, Y, W)}{\partial W} = 0, \quad (5-6)$$

$$\frac{\partial \chi^2(S, T, Y, W)}{\partial S} = 0, \quad \frac{\partial \chi^2(S, T, Y, W)}{\partial T} = 0, \quad (5-7)$$

dependendo do subespaço de interesse.

No caso do plano (S, T) , resolvem-se as equações (5-6) para obter os valores ótimos $Y = Y^*(S, T)$ e $W = W^*(S, T)$, que são então substituídos de volta na função χ^2 , definindo a função:

$$\chi^2(S, T) = \chi^2(S, T, Y^*(S, T), W^*(S, T)). \quad (5-8)$$

De forma análoga, para o plano (Y, W) , utilizam-se as condições (5-7), resultando em

$$\chi^2(Y, W) = \chi^2(S^*(Y, W), T^*(Y, W), Y, W). \quad (5-9)$$

Esse procedimento garante que as regiões de confiança nos planos bidimensionais considerados levem em conta as correlações existentes no ajuste completo de quatro parâmetros, mas em uma forma reduzida e graficamente interpretável. Assim, obtêm-se curvas de confiança em duas dimensões que resumem a informação estatística do ajuste global [41].

A escolha do plano de ajuste depende do tipo de nova física que se deseja investigar:

- O par (S, T) está associado a correções universais e quebra de simetria custodial, comuns em teorias de Higgs composto, modelos de Technicolor e extensões com múltiplos bósons vetoriais.
- O par (W, Y) é mais sensível a efeitos cinéticos de operadores de dimensão seis, como os que surgem em modelos com nova dinâmica no setor

de gauge, acoplamento forte ou teorias com partículas pesadas integradas [41, 78].

5.5

Resultados Numéricos do Ajuste

A Tabela 5.3 apresenta os valores ótimos obtidos para os quatro parâmetros oblíquos a partir do ajuste realizado com os observáveis de precisão considerados nesta análise, juntamente com os resultados reportados na literatura [41] para fins de comparação. Já a Tabela 5.4 mostra a matriz de correlação entre esses parâmetros, evidenciando o grau de dependência mútua extraído da função χ^2 .

Parâmetro	Valor ótimo obtido	Literatura
S	$(0.3 \pm 1.5) \times 10^{-3}$	$(0.0 \pm 1.3) \times 10^{-3}$
T	$(0.6 \pm 0.9) \times 10^{-3}$	$(0.1 \pm 0.9) \times 10^{-3}$
Y	$(1.1 \pm 1.5) \times 10^{-3}$	$(0.1 \pm 1.2) \times 10^{-3}$
W	$(-1.0 \pm 0.8) \times 10^{-3}$	$(-0.4 \pm 0.8) \times 10^{-3}$

Tabela 5.3: Comparação entre os valores ótimos dos parâmetros oblíquos obtidos no ajuste global de quatro dimensões e os resultados da literatura. As incertezas correspondem às raízes quadradas dos elementos diagonais da matriz de covariância, isto é, não se tratam de erros marginalizados.

As incertezas reportadas na Tabela 5.3 não são erros marginalizados, mas sim variâncias associadas às direções principais do ajuste simultâneo em quatro dimensões. Em outras palavras, os valores indicados correspondem às entradas diagonais da matriz de covariância, refletindo a dispersão em torno do ponto ótimo sem que tenha sido realizada a minimização sobre os demais parâmetros. Por isso, tais erros podem superestimar ou subestimar a incerteza efetiva quando se considera um parâmetro isoladamente, sendo necessário levar em conta as correlações exibidas na Tabela 5.4.

De modo geral, todos os parâmetros apresentam valores centrais compatíveis, dentro das incertezas, com o Modelo Padrão e com os resultados da literatura [41]. As magnitudes obtidas, da ordem de 10^{-3} , refletem a precisão dos observáveis de alta energia utilizados e reproduzem o padrão já observado em análises anteriores [13]. O parâmetro W é aquele que mais se afasta do valor nulo, situando-se levemente fora do intervalo de 1σ . Esse comportamento deve ser interpretado com cautela, uma vez que a ausência de determinados

observáveis como o espalhamento Bhabha (fortemente sensível a W e Y) tende a ampliar a degenerescência nesse subespaço de parâmetros.

$$\rho = \begin{pmatrix} 1.00 & 0.75 & 0.75 & -0.29 \\ 0.75 & 1.00 & 0.21 & 0.16 \\ 0.75 & 0.21 & 1.00 & -0.68 \\ -0.29 & 0.16 & -0.68 & 1.00 \end{pmatrix}$$

Tabela 5.4: Matriz de correlação entre os parâmetros S, T, Y, W .

A matriz de correlação evidencia correlações fortes entre S e T ($\rho_{ST} \approx 0.75$) e também entre S e Y . O parâmetro W , por sua vez, apresenta correlação negativa significativa com Y ($\rho_{YW} \approx -0.68$) e anticorrelação moderada com S . Esse padrão reflete direções mal determinadas no espaço paramétrico, algo esperado em ajustes multidimensionais. Resultados dessa natureza reforçam a importância de complementar a análise com observáveis adicionais e técnicas como a decomposição em componentes principais (PCA) [79], que permitem identificar combinações lineares de parâmetros melhor ou pior restringidas pelos dados.

Essa proximidade com a literatura reforça a consistência da análise: os parâmetros oblíquos continuam bem descritos por valores próximos de zero, dentro das incertezas, mas exibem as conhecidas degenerescências no espaço de parâmetros. Trabalhos futuros, incluindo observáveis não contemplados nesta análise ou dados de futuros coliders como o *High-Luminosity Large Hadron Collider* (HL-LHC) [80] e o *Future Circular Collider – Electron-Positron* (FCC-ee) [81] que serão essenciais para quebrar essas correlações e reduzir significativamente as incertezas, sobretudo nas direções associadas a Y e W .

5.6

Ajuste no Plano S – T

Nesta seção, realizamos o ajuste marginalizando sobre os parâmetros W e Y , com o objetivo de restringir as regiões viáveis no plano (S, T) . Foram utilizados todos os observáveis apresentados anteriormente, com exceção da assimetria do quark b , não incluída devido à anomalia estatística conhecida que afeta este canal e poderia enviesar o ajuste. Entre os observáveis mais relevantes para S e T , destacam-se a massa do bóson W , o parâmetro ρ , a largura total do Z e as assimetrias de polarização, que desempenham papel central na determinação precisa das regiões de confiança.

A função $\chi^2(S, T)$ é minimizada e, a partir dela, são extraídas as curvas de confiança correspondentes aos níveis de 90% e 99% para dois graus de liberdade. Também é avaliada a posição do ponto $(0, 0)$, associado ao Modelo Padrão, dentro das regiões obtidas.

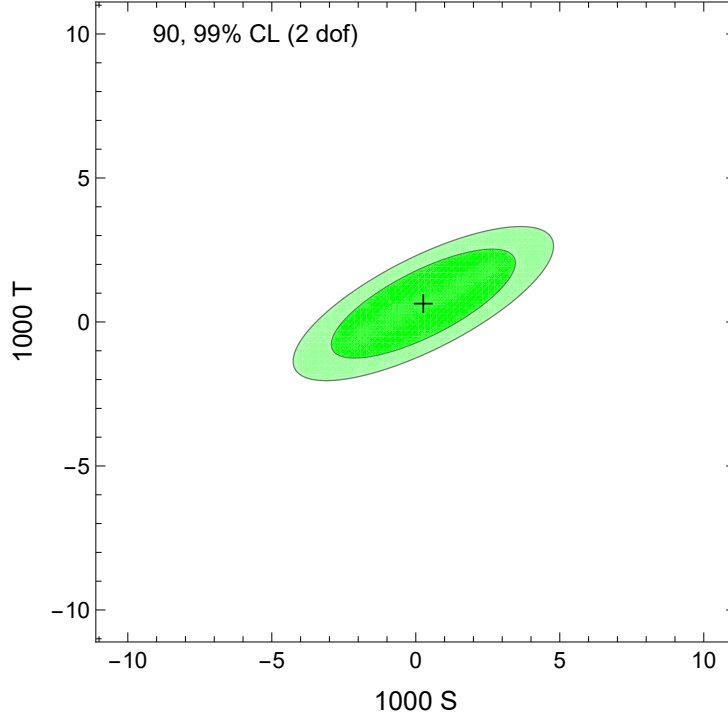


Figura 5.1: Regiões de confiança no plano dos parâmetros oblíquos S e T , correspondentes a 90% e 99% CL (2 dof), com Y e W marginalizados. A cruz indica o ponto ótimo do ajuste, enquanto o ponto $(0, 0)$ corresponde ao Modelo Padrão.

A Figura 5.1 mostra as elipses de confiança resultantes. A cruz marca o ponto ótimo do ajuste, localizado muito próximo da origem, com leve deslocamento para valores positivos de S e T , em linha com os valores centrais da Tabela 5.3. O ponto do Modelo Padrão $(0, 0)$ encontra-se contido nas regiões exibidas (90% e 99% CL), indicando compatibilidade global com os dados. Essa leve preferência por valores positivos é dominada por observáveis de alta precisão como M_W e Γ_Z , cujas atuais incertezas experimentais são reduzidas, e permanece consistente com análises recentes como [68, 82], que também encontram ajustes preferenciais em regiões de $S > 0$ e $T > 0$, ainda compatíveis com o Modelo Padrão.

5.7

Ajuste no Plano W - Y

Nesta análise, restringimos o plano (W, Y) , marginalizando sobre S e T . Foram utilizados os mesmos dados empregados no ajuste do plano (S, T) , com exceção da assimetria do quark b , omitida devido à anomalia estatística já discutida acima. Neste caso, os observáveis provenientes do LEP2, em particular as seções de choque em altas energias, desempenham papel crucial para limitar os valores de W e Y .

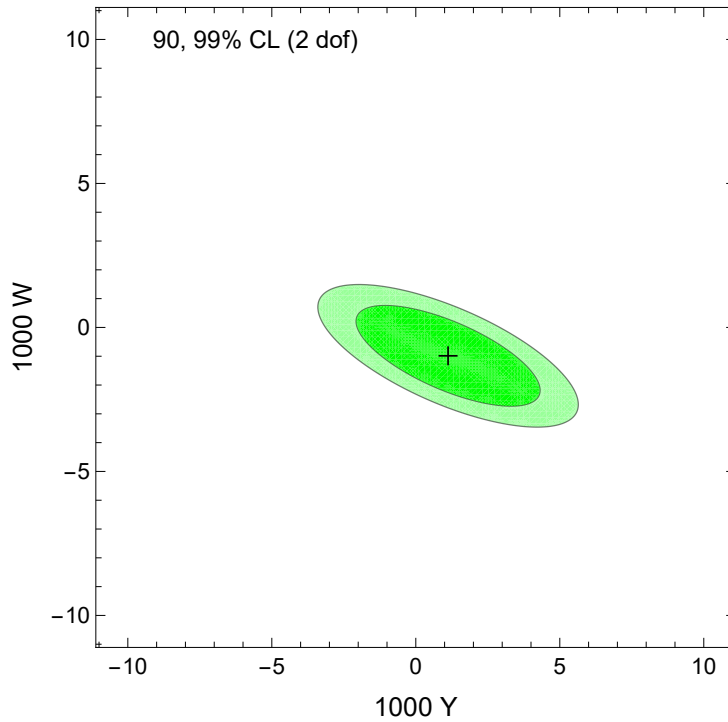


Figura 5.2: Regiões de confiança no plano dos parâmetros oblíquos W e Y , correspondentes a 90% e 99% CL (2 dof), com S e T marginalizados. A cruz indica o ponto ótimo do ajuste e o ponto $(0, 0)$ corresponde ao Modelo Padrão.

A Figura 5.2 exibe as elipses de confiança obtidas, mostrando que tanto o ponto ótimo do ajuste quanto o valor do Modelo Padrão permanecem dentro das regiões permitidas em 90% e 99% CL. As elipses apresentam alongamento característico, refletindo as correlações não desprezíveis entre W e Y , mas não indicam desvios estatisticamente relevantes em relação ao ponto nulo. A ausência do canal de espalhamento $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ em altas energias, notoriamente sensível a esses parâmetros, deve ser levada em conta na interpretação, uma vez que sua inclusão tende a reforçar ainda mais a compatibilidade com o Modelo Padrão [78, 13].

Neste trabalho realizamos uma análise dos potenciais efeitos de nova física no setor eletrofraco por meio do formalismo dos parâmetros oblíquos. Partimos de uma revisão dos fundamentos do Modelo Padrão, com ênfase em suas bases teóricas, estrutura matemática, principais características fenomenológicas e também ressaltamos suas limitações conceituais e fenomenológicas, como a ausência da gravitação, a necessidade de ajustar 19 parâmetros livres, a origem das massas dos neutrinos e a incapacidade de explicar diversos fenômenos cosmológicos como a matéria escura entre outros.

A formulação em termos das funções de polarização dos bósons vetoriais nos permitiu derivar expressões analíticas para diversos observáveis eletrofracos em função dos parâmetros S, T, W, Y . Expressões essas que não se encontram na literatura, o que ressalta a importância de tê-las derivado de maneira explícita neste trabalho. Esse formalismo fornece uma abordagem sistemática e independente de modelos para quantificar correções radiativas universais e suas possíveis deformações induzidas por nova física. As expressões foram aplicadas em dados experimentais recentes, incluindo medidas de precisão em colisores e experimentos de espalhamento e decaimento, o que possibilitou determinar regiões de confiança preferidas pelos dados e investigar correlações entre os parâmetros.

Os resultados confirmam a robustez do Modelo Padrão na descrição dos observáveis eletrofracos, mas ainda deixam espaço para contribuições de nova física. Em particular, os parâmetros W e Y , associados a operadores de dimensão seis na Teoria de Campos Efetiva, mostraram sensibilidade relevante a efeitos dependentes do momento, ampliando o alcance da análise para regimes de energia mais elevados.

O estudo desses parâmetros fornece não apenas restrições quantitativas a extensões do Modelo Padrão, mas também orientação para a formulação ou exclusão de cenários teóricos específicos. A sensibilidade encontrada para W e Y reforça a necessidade de considerar efeitos além das correções tradicionais de S e T , sobretudo em cenários com nova dinâmica no setor de gauge ou interações não descritas por abordagens convencionais. Nesse contexto, as análises de precisão se mantêm como ferramenta indispensável na busca

por sinais indiretos de nova física, complementando as buscas diretas em aceleradores de alta energia.

Vale reforçar o ponto já comentado que não incluímos nesta análise o processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ nem observáveis de baixa energia, devido a limitações de tempo e desafios técnicos. Ambos, no entanto, tem sua relevância em análises globais e poderiam refinar as restrições sobre S, T, W, Y . A inclusão futura desses observáveis representa uma extensão natural deste trabalho, capaz de aproximar os resultados de análises mais completas e de fornecer compreensão mais detalhada sobre correlações entre parâmetros e sensibilidades distintas.

Outra direção promissora é a reinterpretação dos resultados à luz de modelos específicos além do Modelo Padrão. Embora os parâmetros oblíquos sejam definidos de forma a serem modelo independente, muitos cenários concretos (como modelos de dois Higgs, teorias com simetrias adicionais ou extensões com férmions *vector-like*) [83] geram padrões característicos em S, T, W, Y . Estabelecer a conexão entre ajustes globais e modelos efetivos permitiria não apenas avaliar a viabilidade dessas propostas, mas também sugerir sinais experimentais complementares a serem buscados em experimentos futuros como o HL-LHC e o FCC-ee.

Em resumo, a combinação do formalismo de parâmetros oblíquos com a abordagem de Teoria de Campos Efetiva e técnicas estatísticas de ajuste constitui uma ferramenta poderosa para sondar cenários além do Modelo Padrão. Esse tipo de análise integrada contribui para delimitar as fronteiras de validade do Modelo Padrão e orientar as próximas etapas de investigação experimental e teórica em física de partículas de alta energia.

Referências bibliográficas

- [1] THOMSON, J. J. Cathode rays. *Philosophical Magazine*, v. 44, n. 269, p. 293–316, 1897.
- [2] RUTHERFORD, E. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom. *Philosophical Magazine*, v. 21, n. 125, p. 669–688, 1911.
- [3] SCHRÖDINGER, E. An undulatory theory of the mechanics of atoms and molecules. *Physical Review*, v. 28, p. 1049–1070, 1926.
- [4] HEISENBERG, W. Über quantentheoretische umdeutung kinematischer und mechanischer beziehungen. *Zeitschrift für Physik*, v. 33, p. 879–893, 1925.
- [5] SCHWINGER, J. On quantum-electrodynamics and the magnetic moment of the electron. *Physical Review*, v. 73, n. 4, p. 416–417, 1948.
- [6] FEYNMAN, R. P. Space-time approach to quantum electrodynamics. *Physical Review*, v. 76, n. 6, p. 769–789, 1949.
- [7] POLITZER, H. D. Reliable perturbative results for strong interactions? *Physical Review Letters*, v. 30, n. 26, p. 1346–1349, 1973.
- [8] PERKINS, D. H. *Introduction to high energy physics*. 4. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.
- [9] THOMSON, M. *Modern particle physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2013. ISBN 978-1-107-03426-6.
- [10] ATLAS COLLABORATION. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lh. *Physics Letters B*, v. 716, n. 1, p. 1–29, 2012.
- [11] CMS COLLABORATION. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lh. *Physics Letters B*, v. 716, n. 1, p. 30–61, 2012.
- [12] VIRDEE, T. S. Beyond the standard model of particle physics. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, v. 374, n. 2071, p. 20150259, 2016.

- [13] Particle Data Group. Review of particle physics. *Physical Review D*, v. 110, p. 030001, 2024.
- [14] BOZORGNIA, N. et al. Dark matter candidates and searches. *arXiv preprint arXiv:2410.23454*, 2024. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/2410.23454>>.
- [15] HEROLD, L.; KAMIONKOWSKI, M. Revisiting the impact of neutrino mass hierarchies on neutrino mass constraints in light of recent desi data. *arXiv preprint arXiv:2412.03546*, 2024. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/2412.03546>>.
- [16] LHCb Collaboration. Lepton flavour universality measurements and flavour anomalies at lhcb. *Proceedings of LHCP2024*, v. 478, p. 079, 2024.
- [17] AGUILLARD, D. P. et al. *Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 127 ppb*. 2025. ArXiv:2506.03069 [hep-ex], Muon g-2 Collaboration. Disponível em: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2506.03069>.
- [18] CIRIGLIANO, V. et al. Anomalies in global smeft analyses: A case study of first-row ckm unitarity. *Journal of High Energy Physics*, v. 2024, 2024.
- [19] MARTIN, S. P. A supersymmetry primer. *Advances in Series in High Energy Physics*, 1997. ArXiv:hep-ph/9709356.
- [20] LEE, H. M. Supersymmetry and lhc era. *arXiv preprint*, arXiv:2505.01769, 2025.
- [21] LANGACKER, P. Grand unified theories and proton decay. *Physics Reports*, v. 72, n. 4, p. 185–385, 1981.
- [22] BABU, K.; BAJC, B.; SUSIČ, V. A realistic theory of E_6 unification through novel intermediate symmetries. *arXiv*, v. 2403.20278, 2024. Disponível em: <<https://doi.org/10.48550/arXiv.2403.20278>>.
- [23] ARKANI-HAMED, N.; DIMOPOULOS, S.; DVALI, G. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Physics Letters B*, v. 429, p. 263–272, 1998.
- [24] IM, S. H.; JODŁOWSKI, K. *Searches for Power-Law Warped Extra Dimensions*. 2024. ArXiv:2412.20913 [hep-ph]. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/2412.20913>.
- [25] HILL, C. T.; SIMMONS, E. H. Strong dynamics and electroweak symmetry breaking. *Physics Reports*, v. 381, p. 235–402, 2003.

- [26] BELYAEV, A. et al. Walking technicolor in light of z' searches at the Lhc. *Physical Review D*, v. 99, p. 055004, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.055004>.
- [27] ALEXANDER, J. et al. Dark sectors 2022 workshop report. *arXiv preprint*, 2022.
- [28] CLERBAUX, B.; GWILLIAM, C. Searches for new high-mass resonances decaying to fermions at the Lhc. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, v. 74, p. 1–30, 2024.
- [29] ATLAS Collaboration. Anomaly detection search for new resonances decaying into a higgs boson and a generic new particle x in hadronic final states using $\sqrt{s} = 13$ tev pp collisions with the atlas detector. *Physical Review D*, v. 108, p. 052009, 2023. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.108.052009>.
- [30] ATLAS Collaboration. Search for light long-lived particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev using displaced vertices in the atlas inner detector. *Physical Review Letters*, v. 2024, n. accepted, 2024. Submitted; arXiv:2403.15332.
- [31] ELOR, G. et al. *The Standard Model CP Violation is Enough*. 2024. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/2408.12647>.
- [32] SUPER-KAMIOKANDE Collaboration. Search for proton decay via $p \rightarrow e^+ \pi^0$ with 0.37 megaton · years exposure of super-kamiokande. *Physical Review D*, v. 109, n. 3, p. 032010, 2024.
- [33] LHCb Collaboration. Tests of lepton universality and flavor-changing neutral currents in $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ decays. *Nature Physics*, v. 20, p. 213–220, 2024.
- [34] BUCHMULLER, W.; WYLER, D. Effective lagrangian analysis of new interactions and flavor conservation. *Nuclear Physics B*, v. 268, p. 621–653, 1986.
- [35] BRIVIO, L.; TROTT, M. The standard model as an effective field theory. *Physics Reports*, v. 793, p. 1–98, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2018.11.002>.
- [36] ALONSO, R.; JENKINS, E. E.; MANOHAR, A. V. The standard model effective field theory at work. *Reviews of Modern Physics*, v. 96, n. 1, p. 015006, 2024.
- [37] BURAS, A. J.; HARZ, J.; MOJAHED, M. A. Disentangling new physics in $k \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ and $b \rightarrow k^{(*)} \nu \bar{\nu}$ observables. *Journal of*

- High Energy Physics*, v. 2024, n. 10, p. 087, 2024. Disponível em: <[https://doi.org/10.1007/JHEP10\(2024\)087](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2024)087)>.
- [38] BRESÓ-PLA, V. et al. Eft analysis of new physics at coherent with dirac neutrinos. *arXiv preprint*, arXiv:2505.01275, 2025.
- [39] PESKIN, M. E.; TAKEUCHI, T. Estimation of oblique electroweak corrections. *Physical Review D*, v. 46, n. 1, p. 381–409, 1992.
- [40] ALTARELLI, G.; BARBIERI, R. Vacuum polarization effects of new physics on electroweak processes. *Physics Letters B*, v. 253, n. 1–2, p. 161–167, 1991.
- [41] BARBIERI, R. et al. Electroweak symmetry breaking after LEP1 and LEP2. *Nuclear Physics B*, v. 703, n. 1–2, p. 127–146, 2004.
- [42] CDF COLLABORATION. High-precision measurement of the W boson mass with the CDF ii detector. *Science*, v. 376, n. 6589, p. 170–176, 2022.
- [43] STRUMIA, A. Interpreting electroweak precision data including the w-mass cdf anomaly. *Journal of High Energy Physics*, v. 2022, n. 08, p. 248, 2022.
- [44] BLAS, J. de et al. Impact of the recent measurements of the top-quark and w-boson masses on electroweak precision fits. *Physical Review Letters*, v. 129, n. 27, p. 271801, 2022. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.271801>.
- [45] HIGGS, P. W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Physical Review Letters*, v. 13, p. 508–509, 1964.
- [46] ENGLERT, F.; BROUT, R. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Physical Review Letters*, v. 13, p. 321–323, 1964.
- [47] WEINBERG, S. *The Quantum Theory of Fields. Vol. I: Foundations*. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- [48] PESKIN, M. E.; SCHROEDER, D. V. *An introduction to quantum field theory*. Boulder, CO: Westview Press, 1995. ISBN 978-0201503975.
- [49] GRZADKOWSKI, B. et al. Dimension-six terms in the standard model lagrangian. *Journal of High Energy Physics*, v. 2010, n. 10, p. 085, 2010.
- [50] GREENSITE, J. *An Introduction to the Confinement Problem*. [S.l.]: Springer, 2011.
- [51] WEINBERG, S. A model of leptons. *Physical Review Letters*, v. 19, p. 1264–1266, 1967.

- [52] SALAM, A. Weak and electromagnetic interactions. In: SVARTHOLM, N. (Ed.). *Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity (Proceedings of the 8th Nobel Symposium)*. Stockholm: Almqvist and Wiksell, 1968. p. 367–377.
- [53] SUPER-KAMIOKANDE Collaboration. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Physical Review Letters*, v. 81, p. 1562–1567, 1998.
- [54] WEINBERG, S. Baryon- and lepton-nonconserving processes. *Physical Review Letters*, v. 43, p. 1566–1570, 1979.
- [55] HALZEN, F.; MARTIN, A. D. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. New York: John Wiley & Sons, 1984.
- [56] GLASHOW, S. L. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, v. 22, p. 579–588, 1961.
- [57] UA1 Collaboration. Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ gev. *Physics Letters B*, v. 122, n. 3, p. 103–116, 1983. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)91177-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91177-2)>.
- [58] UA2 Collaboration. Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the cern $p\bar{p}$ collider. *Physics Letters B*, v. 129, p. 130–140, 1983.
- [59] GURALNIK, G. S.; HAGEN, C. R.; KIBBLE, T. W. B. Global conservation laws and massless particles. *Physical Review Letters*, v. 13, p. 585–587, 1964.
- [60] SIRLIN, A. Radiative corrections in the $su(2)_l \times u(1)$ theory: A simple renormalization framework. *Physical Review D*, v. 22, p. 971–981, 1980.
- [61] KATRIN Collaboration. Direct neutrino-mass measurement based on 259 days of data. *Science*, v. 380, n. 6645, p. 1234–1239, 2025.
- [62] KOBAYASHI, M.; MASKAWA, T. Cp-violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Progress of Theoretical Physics*, v. 49, n. 2, p. 652–657, 1973.
- [63] MAKI, Z.; NAKAGAWA, M.; SAKATA, S. Remarks on the unified model of elementary particles. *Progress of Theoretical Physics*, v. 28, n. 5, p. 870–880, 1962.

- [64] NOvA Collaboration. Expanding neutrino oscillation parameter measurements in nova using a bayesian approach. *Physical Review D*, v. 110, n. 7, p. 072002, 2024. Disponível em: <<https://www.osti.gov/pages/biblio/2396762>>.
- [65] ESTEBAN, I. e. a. Nufit 6.0: Updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations. *Journal of High Energy Physics*, v. 2024, n. 12, p. 216, 2024.
- [66] LEP Collaborations. Precision electroweak measurements on the z resonance. *Physics Reports*, v. 427, n. 5-6, p. 257–454, 2006. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.12.006>>.
- [67] LEP COLLABORATIONS: ALEPH, DELPHI, L3, OPAL; LEP ELECTROWEAK WORKING GROUP. *A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the Standard Model*. Geneva, 2006. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0612034>.
- [68] HALLER, J. et al. The global electroweak fit at nnlo and prospects for the lhc and ilc. *European Physical Journal C*, v. 83, n. 2, p. 118, 2014.
- [69] ERLER, J.; LANGACKER, P. Electroweak model and constraints on new physics. *Physics Letters B*, v. 592, p. 1–12, 2004.
- [70] ERLER, J. Electroweak precision data and new gauge bosons. *arXiv:0907.0883 [hep-ph]*, 2009. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/0907.0883>.
- [71] HEECK, J.; SHOEMAKER, I. M. Nucleon decays into light new particles in neutrino detectors. *Physical Review Letters*, v. 135, n. 11, p. 111804, 2025.
- [72] PESKIN, M. E.; TAKEUCHI, T. A new constraint on a strongly interacting higgs sector. *Physical Review Letters*, v. 65, n. 8, p. 964–967, 1990.
- [73] DONOGHUE, J. F.; GOLOWICH, E.; HOLSTEIN, B. R. *Dynamics of the Standard Model*. 1st. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1992.
- [74] VELTMAN, M. Limit on mass differences in the weinberg model. *Nucl. Phys. B*, v. 123, p. 89–99, 1977.
- [75] BENESCH, J. et al. The moller experiment: An ultra-precise measurement of the weak mixing angle using møller scattering. *Phys. Rev. D*, v. 105, p. 032007, 2014.
- [76] ERLER, J.; SU, S. The weak neutral current. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, v. 71, p. 119–149, 2013.

- [77] JAMES, F.; ROOS, M. Minuit: A system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations. *Computer Physics Communications*, v. 10, n. 6, p. 343–367, 1975. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0010465575900399>.
- [78] WELLS, J. D. Tasi lecture notes: Introduction to precision electroweak analysis. *arXiv preprint hep-ph/0512342*, 2005. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0512342>.
- [79] JOLLIFFE, I. T. Principal component analysis: a review and recent developments. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, v. 374, n. 2065, p. 20150202, 2016.
- [80] ATLAS Collaboration. Physics prospects at the high-luminosity lh. *European Physical Journal C*, v. 83, p. 1123, 2023.
- [81] AGAPOV, I. et al. Future circular lepton collider fcc-ee: Overview and status. *arXiv*, 2022. Acesso em: 25 out. 2025. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/2203.08310>.
- [82] HALLER, J. et al. Status of the global electroweak fit with gfit in the light of new precision measurements. *PoS(ICHEP2022)*, p. 897, 2022.
- [83] FUNK, G.; O'NEIL, D.; WINTERS, R. M. What the oblique parameters s , t , and u and their extensions reveal about the 2hdm: a numerical analysis. *Journal of High Energy Physics*, v. 2011, n. 127, 2011.