



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
PROGRAMA DE PÓS GRADUAÇÃO EM FÍSICA
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA

Rheyo Richard Dias de Almeida

Violação de Paridade em Experimentos de Espalhamentos de Elétrons

Campina Grande, Paraíba, Brasil

Dezembro de 2023

Rheyo Richard Dias de Almeida

Violação de Paridade em Experimentos de Espalhamentos de Elétrons

Dissertação realizada sob orientação do Prof. Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte, apresentada à Unidade Acadêmica de Física em complementação aos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Professor Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte

Campina Grande, Paraíba, Brasil

Dezembro de 2023

A447v Almeida, Rheyo Richard Dias de.
Violação de paridade em experimentos de espalhamentos de Elétrons
/ Rheyo Richard Dias de Almeida – Campina Grande, 2023.
53 f. : il. color.

Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal de
Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2023.

"Orientação: Prof. Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte."
Referências.

1. Violação de Paridade e Espalhamento de Elétrons. 2. Modelo
Padrão das Interações Eletrofracas. 3. Processos de Decaimentos e
Espalhamentos de Partículas. 4. Teoria Eletrofraca. I. Aponte, Diego
Alejandro Cogollo. II. Título.

CDU 539.124(043)



MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
POS-GRADUACAO EM FISICA
Rua Aprigio Veloso, 882, - Bairro Universitario, Campina Grande/PB, CEP 58429-900

FOLHA DE ASSINATURA PARA TESES E DISSERTAÇÕES

RHEYO RICHARD DIAS DE ALMEIDA

Violação de paridade em experimentos de espalhamento de elétrons

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física como pré-requisito para obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovada em: 03/11/2023

Diego Alejandro Cogollo Aponte
Presidente da Comissão e Orientador

Victor Ignacio Afonso
Examinador Interno

Douglas Fregolente
Examinador Externo



Documento assinado eletronicamente por **VICTOR IGNACIO AFONSO, PROFESSOR 3 GRAU**, em 30/11/2023, às 14:29, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 8º, caput, da [Portaria SEI nº 002, de 25 de outubro de 2018](#).



Documento assinado eletronicamente por **DIEGO ALEJANDRO COGOLLO APONTE, PROFESSOR(A) DO MAGISTERIO SUPERIOR**, em 02/12/2023, às 18:01, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 8º, caput, da [Portaria SEI nº 002, de 25 de outubro de 2018](#).



Documento assinado eletronicamente por **DOUGLAS FREGOLENTE, PROFESSOR(A) DO MAGISTERIO SUPERIOR**, em 11/12/2023, às 10:20, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 8º, caput, da [Portaria SEI nº 002, de 25 de outubro de 2018](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site <https://sei.ufcg.edu.br/autenticidade>, informando o código verificador **3945808** e o código CRC **BF0A5C27**.

Referência: Processo nº 23096.080107/2023-10

SEI nº 3945808

A Deus e toda minha família!

Agradecimentos

- Agradeço ao meu orientador, Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte, por sua atenção, dedicação e valiosas contribuições ao longo da elaboração deste trabalho.
- Expresso minha gratidão aos professores da Unidade Acadêmica de Física/UAF/UFCG, cujas contribuições foram fundamentais para minha formação acadêmica e profissional.
- Quero manifestar meu agradecimento a todos os familiares e amigos que incentivaram e motivaram minha jornada até a conclusão deste mestrado. Em especial, dedico meus agradecimentos à memória da minha avó, Júlia Delfino Dias, por sempre me tratar como filho ao longo de sua vida. Agradeço também à minha mãe, Marineide Dias de Almeida, pelo apoio e incentivo ao término desta trajetória acadêmica.
- Aos meus filhos, Heitor Alves Dias e Iris Lorena Alves Dias, agradeço por serem a fonte de toda minha inspiração e dedicação. À minha querida esposa, Josefa Alves Gomes, agradeço por estar ao meu lado desde a graduação, sendo uma figura que incentivou, motivou e contribuiu significativamente para a conclusão desta dissertação.
- Expresso também minha gratidão a Deus, por me conceder forças para seguir em frente e nunca desistir dos objetivos e metas que almejo alcançar.

“Estamos na situação de uma criancinha que entra em uma imensa biblioteca, repleta de livros em muitas línguas. A criança sabe que alguém deve ter escrito aqueles livros, mas não sabe como. Não compreende as línguas em que foram escritos. Tem uma pálida suspeita de que a disposição dos livros obedece a uma ordem misteriosa, mas não sabe qual ela é.” (Albert Einstein)

Resumo

A violação de paridade é um fenômeno presente em processos de decaimentos e espalhamentos de partículas, mediado pelas interações fracas e estudado através da teoria eletrofraca contida dentro do Modelo Padrão. A medida de violação de paridade é feita através do espalhamento de elétrons com helicidades esquerda e direita. Este trabalho apresenta o estudo desta assimetria realizado por quatro gerações de experimentos de dispersão de elétrons polarizados em alvos nucleares (SLAC E122, MIT – Bates, SAMPLE, HAPPEX, GO, A4 – Mainz, SLAC E158, Qweek, NuTeV, MOLLER e P2), vinculados a diversos aceleradores de partículas (Stanford Linear Accelerator Center – SLAC, Bates Linear Acceleration Center – MIT, Thomas Jefferson National Accelerator Facility – TJNAF, Nuclear Institute of Physics University Johannes Gutenberg). O objetivo do trabalho é investigar a precisão da medida da violação de paridade e sua relação com a possível detecção de um novo bóson Z' . Por meio de uma abordagem bibliográfica e de natureza comparativa, foram analisados dados experimentais no período de 1978 a 2016. Essa análise foi realizada em relação a pesquisas anteriores que abordaram a possível detecção de fenômenos além do Modelo Padrão, incluindo a possibilidade de detecção do bóson de calibre Z^0 estar misturado ao Z' . Os equipamentos experimentais (Canhão de Laser, Feixes de partículas, os alvos nucleares, bem como o sistema de detecção) foram determinantes para a precisão das medições. Os resultados desta pesquisa confirmaram que a caracterização da assimetria é dependente da escolha dos alvos nucleares, mas ainda assim, o desenvolvimento de novos experimentos é necessário para reduzir as taxas de erros estatísticos e sistemáticos a escalas ainda menores que a precisão atual.

Palavras-chave: Modelo Padrão das Interações Eletrofracas, Violação de Paridade e Espalhamento de Elétrons

Abstract

Parity violation is a phenomenon present in particle decay and scattering processes, mediated by weak interactions and studied through the electroweak theory contained within the Standard Model. The parity violation measurement is made through the scattering of electrons with left and right helicity. This work presents the study of this asymmetry carried out by four generations of polarized electron scattering experiments on nuclear targets (SLAC E122, MIT – Bates, SAMPLE, HAPPEX, GO, A4 – Mainz, SLAC E158, Qweek, NuTeV, MOLLER and P2), linked to several particle accelerators (Stanford Linear Accelerator Center – SLAC, Bates Linear Acceleration Center – MIT, Thomas Jefferson National Accelerator Facility – TJNAF, Nuclear Institute of Physics University Johannes Gutenberg). The objective of the work is to investigate the accuracy of the parity violation measurement and its relationship with the possible detection of a new Z' . Using a bibliographic and comparative approach, experimental data were analyzed from 1978 to 2016. This analysis was carried out in relation to previous research that addressed the possible detection of phenomena beyond the Standard Model, including the possibility of detecting the boson of caliber Z^0 is mixed with Z' . The experimental equipment (Laser Cannon, Particle Beams, nuclear targets, as well as the detection system) were decisive for the accuracy of the measurements. The results of this research confirmed that the characterization of asymmetry is dependent on the choice of nuclear targets, but still, the development of new experiments is necessary to reduce statistical and systematic error rates to scales even smaller than current precision.

Keywords: Standard Model of Electroweak Interactions, Parity Violation and Electron Scattering

Lista de ilustrações

Figura 2.1 - Diagrama de Feynman mostrando a interação entre elétrons destros e canhotos com alvos nucleares. Notamos que estes processos de espalhamento, quando a interação acontece pela troca do fóton γ , não existe distinção entre elétrons de helicidade esquerda ou direita, a seção de choque em ambos os casos é a mesma e a paridade conservada. Entretanto, quando houver a troca do bóson Z^0 , os elétrons de helicidade esquerda e direita terão seções de choques diferentes, provocando desta forma violação de paridade. Fonte: BHUPAL DEV et al., p. 4, 2021	26
Figura 2.2 – Representação esquemática do decaimento β mostrando a transformação entre $d \rightarrow u$. Fonte: ROMÃO, p. 55, 2021.....	27
Figura 3.1 –Espalhamento $e^- + p \rightarrow e^- + p$. Fonte: GONZALEZ – JIMÉNEZ, et al., p. 5, 2011.....	30
Figura 4.1 - Ilustração do experimento do Prescott para a medição do fenômeno da Violação de Paridade. FONTE: Prescott et al, p. 14, 1978.....	36
Figura 4.2 - Nuclear Institute of Physics University Johannes Gutemberg, Alemanha. Fonte: Google Earth	40
Figura 4.3 - Conversão de luz linearmente polarizada para polarização circular através de filtros contidos nas células Pockels. Fonte: Aniol et al, p. 35, 2004.	41
Figura 4.4a - Polarímetro Møller localizado na sala do Hall C do JLab . Fonte: Allison et al. p. 18, 2015.....	42
Figura 4.4b - Representação da trajetória dos elétrons com helicidades esquerda e direita no polarímetro Compton. Fonte: Allison et al, p. 19, 2015.....	42

Lista de tabelas

Tabela 2.1 – Carga eletromagnética e fraca para o elétron, quarks leves up, down e stranger, e os núcleons. Adaptado do Souder, p. 5, 201.....	26
Tabela 4.1 - Valores das constantes de acoplamento com correções radioativas. Adaptado do Souder et al., p. 5, 2016.....	39
Tabela 4.2 - Medidas experimentais dos experimentos de 1° e 2° geração de violação de paridade. Coletadas: próprio Autor.....	44
Tabela 4.3 - Precisão da violação de paridade em pequenos/grande ângulos de desvios 1° e 2° geração. Coletadas: próprio do Autor.....	45
Tabela 4.4 - Medidas experimentais dos experimentos de 3° e 4° geração de violação de paridade . Coletadas: próprio Autor.....	45
Tabela 4.5 - Precisão da violação de paridade em pequenos/grande ângulos de desvios 3° e 4° geração. Coletadas: próprio do Autor.....	46

Lista de abreviaturas e siglas

UFCG	Universidade Federal de Campina Grande
PPGF	Programa de pós-Graduação em Física
UAF	Unidade Acadêmica de Física
MP	Modelo Padrão das Interações Eletrofracas
QED	Eletrodinâmica Quântica
QCD	Cromodinâmica Quântica
PVES	Violação de paridade em Espalhamentos de Elétrons
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center
HAPPEX	Experimento de Paridade do Próton no Hall A
MIT	Bates Linear Acceleration Center – MIT
TJNAF	Thomas Jefferson National Accelerator Facility
SAMPLE	Experimento de Assimetria de Spin do Próton
Qweel	Experimento de Medição da Carga Fraca do Próton
PREX	Polarized Electron Scattering on Polarized Protons
BSM	Física além do Modelo Padrão

Lista de símbolos

e	Elétron
p	Próton
n	Nêutron
μ	Múon
τ	Tau
ν	Nêutrino
g	Glúon
γ	Fóton
u	Quark up
d	Quarks down
s	Quark stranger
c	Quark charme
b	Quark botton
t	Quark top
g_Z	Constante de interação fraca
α	Constante de estrutura fina
G_F	Constante de Fermi
A_{PV}	Violação de Paridade
M_W	Massa do Bóson W^\pm
M_Z	Massa do Bóson Z^0
A_μ	Propagador do Fóton
Z_μ	Propagador do Z^0
Λ	Constante de interação de Nova Física

Sumário

1	INTRODUÇÃO	16
2	ASPECTOS TEÓRICOS	18
2.1	Modelo Padrão das Interações Eletrofracas	18
2.2	Bósons de Calibre e o Mecanismo de Higgs	19
2.3	Correntes Carregadas j_μ^W , Correntes Fracas j_μ^W e Correntes Eletromagnéticas j_μ^{EM}	23
2.4	A origem da Violação de Paridade	26
3	MEDIDA DA VIOLAÇÃO DE PARIDADE EM EXPERIMENTOS DE ESPALHAMENTOS DE ELÉTRONS	27
3.1	A origem da Violação de Paridade	28
3.2	Espalhamento Eletromagnético Elétron - Próton: contribuição dos fatores de forma	32
3.3	Espalhamento Inelástico Elétron - Próton	33
4	METODOLOGIA E INSTRUMENTAÇÃO	36
4.1	Primeira Geração de Experimentos de Violação de Paridade	36
4.2	Segunda Geração de Experimentos de Violação de Paridade	39
4.2.1	SAMPLE	39
4.2.2	HAPPEX	40
4.2.3	GO	40
4.2.4	A4 – Mainz	40
4.3	Terceira Geração de Experimentos de Violação de Paridade	41
4.3.1	SLAC – E158	41
4.3.2	Qweak	42
4.3.3	PREX	44
4.4	Quarta Geração de Experimentos de Violação de Paridade	44
4.4.1	Moller	45
4.4.2	P2	45
4.5	TABELA DE DADOS EXPERIMENTAIS	45
4.6	Fenomenologia	47
5	CONCLUSÕES	48
	REFERÊNCIAS	49

1 Introdução

O fenômeno de violação de paridade pode ser medido em processos de espalhamentos de elétrons destros e canhotos com alvos nucleares, quando mediados pelo bóson $-Z$. Trata-se de uma medida conhecida como A_{PV} , analisada através da teoria eletrofraca do modelo padrão – MP da Física de Partículas, desenvolvida por Glashow–Weimberg–Salam, cujo grupo de simetria é o $SU_L(2) \oplus U_Y(1)$ (Weinberg, 1967)

Pode-se mencionar que a medida da violação de paridade é provocada pela invalidação de simetrias espelhadas, denominada de paridade. Está assimetria foi sugerida pela primeira vez, através dos trabalhos de Lee e Yang no ano de 1954, por meio da análise do decaimento do Káon (conhecido como $\tau - \theta$ Puzzle) $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ e $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ (Yang et al., 1954).

A detecção experimental da violação de paridade em espalhamentos de elétrons polarizados ocorreu pela primeira vez em 1978, realizada por Prescott et al. (1978) no Stanford Linear Accelerator Center - SLAC E122. Outros experimentos que empregaram a mesma técnica, como MIT – Bates e Mainz, compuseram a primeira geração desses estudos e apresentaram evidências experimentais que corroboraram as previsões feitas pelo Modelo Padrão (incluindo o ângulo de Weinberg θ_W , e as massas dos bósons de calibre M_W e M_Z). Posteriormente, outras pesquisas experimentais procuraram medidas mais precisas de violação de paridade, estruturas nucleares e estrutura dos nucleons, consolidando uma nova geração de experimentos. No que concerne a violação de paridade, este novo conjunto de experimentos atingiu a precisão de 1 ppb. Os dados evidenciaram a possibilidade de haver novas interações de calibre mediadas por uma partícula denominada de Z' , possivelmente misturada com o bóson Z^0 .

A relevância deste trabalho é justificada pela importância da divulgação dos avanços científicos sobre a medida da violação de paridade. A detecção de novas estruturas como os fatores de forma estranhos G_M^S e G_E^S associados aos nucleons, e a possibilidade da detecção indireta de um bóson Z' , alimentam nossas esperanças em compreender aspectos relacionados com a presença de matéria escura e a construção de novos modelos estruturais da matéria (Walecka et al., 2022; Bhupal Dev et al., 2021).

Nesta dissertação procuramos analisar a precisão experimental que a medida da A_{PV} deve atingir para ser associada a Física Além do Modelo Padrão das Interações Eletrofracas.

No capítulo 2 fazemos uma breve revisão do modelo padrão, comentando a importância da invariância de calibre nas interações eletrofracas, o mecanismo de quebra espontânea de simetria, o processo de geração de massa dos bósons de calibre, a estrutura das correntes carregadas, eletromagnéticas e neutras fracas, sendo estas últimas de extrema importância na medida da violação de paridade.

No capítulo 3, continuamos a explorar as ideias pioneiras relacionadas à medição da assimetria. Abordamos aspectos relacionados aos processos de espalhamento elástico e inelástico de elétrons polarizados, destacando sua relevância na assinatura da assimetria. Além disso, apresentamos os principais caminhos utilizados para a obtenção teórica da A_{PV} .

No capítulo 4, realizamos uma breve discussão sobre os procedimentos metodológicos da pesquisa. Além disso, descrevemos os principais aspectos relacionados ao espalhamento de elétrons polarizados em alvos nucleares, considerando os experimentos que ao longo de aproximadamente 40 anos têm se dedicado a essa área de pesquisa. Também apresentamos a medida da violação da paridade A_{PV} para alguns experimentos específicos, e esboçamos uma teoria efetiva que pode dar conta à possibilidade que estes processos estejam sendo também mediados por um novo bóson Z' , possivelmente misturado com o bóson Z^0 .

No capítulo 5, esboçamos nossas conclusões.

2 Aspectos Teóricos

2.1 O Modelo Padrão das Interações Eletrofracas

O Modelo Padrão das Interações Eletrofracas é a teoria que unifica as interações eletromagnética e fraca por meio do grupo de simetria $SU_L(2) \oplus U_Y(1)$. Sua formulação foi concebida por Glashow, Weinberg e Salam na metade do século XX. Por meio dessa teoria, torna-se possível compreender as interações entre partículas, as quais são mediadas pelos bósons de calibre. O bóson A_μ atua como mediador na interação eletromagnética, enquanto w^+ e w^- são responsáveis pelas interações fracas carregadas. Além disso, o bóson neutro Z^0 desempenha o papel de mediador na interação fraca neutra (Salam, 1967).

A teoria eletrofraca é representada por uma lagrangeana derivada a partir do princípio de invariância de calibre local.

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}_L^a \gamma^\mu D_\mu^L \Psi_L^a + i\bar{\Psi}_R^a \gamma^\mu D_\mu^R \Psi_R^a + (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - V_{(\phi)} + \mathcal{L}_y - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.1)$$

Onde $D_\mu^{L,R}$ é a derivada covariante associada às partículas esquerdas ou direitas e nela estão contidos os bósons de calibre, mediadores das interações eletromagnéticas, fracas carregadas e neutras, $\Psi_{L,R}$ são dubletos (singletos) de campos leptônicos e de quarks, ϕ é um dubleto de escalares, $V_{(\phi)}$ é o potencial do campo escalar e \mathcal{L}_y é a lagrangiana de Yukawa. Os dois últimos termos de 2.1 representam as lagrangeanas de radiação, construídas a partir de:

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - gf^{abc} W_\mu^b W_\nu^c, \quad (2.2)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (2.3)$$

sendo W_μ^a os bósons de calibre do grupo $SU(2)_L$, e B_μ o bóson de calibre do grupo $U(1)_Y$.

Os leptons no Modelo Padrão, encontram-se nas representações de dubletos e singleto, segundo a sua quiralidade:

$$\Psi_L^a = \begin{pmatrix} \nu_L^a \\ l_L^a \end{pmatrix} \text{ e } \Psi_R^a = l_R^a, \quad (2.4)$$

sendo $a = (1, 2, 3)$, $l_L^a = (e_L^-, \mu_L^-, \tau_L^-)$ representam os léptons carregados e $\nu_L^a = (\nu_{eL}, \nu_{\mu L}, \nu_{\tau L})$ os neutrinos. Desta forma, léptons canhotos transformam-se como dubletos enquanto os léptons destros como singletos do $SU(2)_L$. Perceba que no Modelo Padrão não existem neutrinos destros, extensões mínimas adicionando estes férmions são frequentes para estudar a geração de massa para os neutrinos. Em respeito aos quarks, faremos tal definição logo adiante no capítulo 3.

No Modelo Padrão, a representação de conteúdo de partículas é construído a partir do operador de carga elétrica, definido como uma combinação linear dos geradores diagonais dos grupos de calibre. No âmbito das interações eletrofracas, esse operador é expresso da seguinte maneira:

$$\frac{Q}{e} = T^3 + \frac{Y}{2}, \quad (2.5)$$

Sendo T^3 a componente z do Isospin, e Y a hipercarga. A equação 2.5 fornece os valores corretos das cargas elétricas das partículas, por exemplo, para o dubleto de léptons temos duas equações para encontrarmos a sua hipercarga, no caso do neutrino $0 = \frac{1}{2} + \frac{Y}{2}$, e no caso do elétron, $-1 = -\frac{1}{2} + \frac{Y}{2}$, resultando numa única solução $Y = -1$.

2.2 Bósons de Calibre e o Mecanismo de Higgs

Ao exigirmos invariâncias por transformações locais, se faz necessário intruzir a derivada covariante 2.6:

$$D_\mu^L = \partial_\mu + igW_\mu^a T^a + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (2.6)$$

Sendo g e g' as constantes de acoplamento, Y a hipercarga do campo no qual a derivada vai agir, $T^a = \frac{\sigma^a}{2}$ os geradores do grupo $SU(2)$, com σ^a representando as matrizes de Pauli $\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ e $\sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$.

De forma explícita temos:

$$D_\mu^L = \partial_\mu + \frac{ig}{2} (w_\mu^1 \sigma^1 + w_\mu^2 \sigma^2 + w_\mu^3 \sigma^3) + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (2.7)$$

2.2 Bósons de Calibre e o Mecanismo de Higgs

$$D_\mu^L = \partial_\mu \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{ig}{2} (w_\mu^1 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + w_\mu^2 \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} + w_\mu^3 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}) + ig' \frac{\gamma}{2} B_\mu \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

$$D_\mu^L = \begin{pmatrix} \partial_\mu & 0 \\ 0 & \partial_\mu \end{pmatrix} + \frac{ig}{2} \begin{pmatrix} w_\mu^3 & w_\mu^1 - iw_\mu^2 \\ w_\mu^1 + iw_\mu^2 & -w_\mu^3 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} ig' \frac{\gamma}{2} B_\mu & 0 \\ 0 & ig' \frac{\gamma}{2} B_\mu \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

$$D_\mu^L = \begin{pmatrix} \partial_\mu & 0 \\ 0 & \partial_\mu \end{pmatrix} + \frac{ig}{2} \begin{pmatrix} w_\mu^3 & \sqrt{2} w_\mu^+ \\ \sqrt{2} w_\mu^- & -w_\mu^3 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} ig' \frac{\gamma}{2} B_\mu & 0 \\ 0 & ig' \frac{\gamma}{2} B_\mu \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

$$D_\mu^L = \begin{pmatrix} \partial_\mu & 0 \\ 0 & \partial_\mu \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{ig}{2} w_\mu^3 & \frac{ig}{\sqrt{2}} w_\mu^+ \\ \frac{ig}{\sqrt{2}} w_\mu^- & -\frac{ig}{2} w_\mu^3 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} ig' \frac{\gamma}{2} B_\mu & 0 \\ 0 & ig' \frac{\gamma}{2} B_\mu \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

$$D_\mu^L = \begin{pmatrix} \partial_\mu + \frac{ig}{2} w_\mu^3 + ig' \frac{\gamma}{2} B_\mu & \frac{ig}{\sqrt{2}} w_\mu^+ \\ \frac{ig}{\sqrt{2}} w_\mu^- & \partial_\mu - \frac{ig}{2} w_\mu^3 + ig' \frac{\gamma}{2} B_\mu \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Onde foram definidos os campos:

$$W_\mu^+ = \frac{W_\mu^1 - iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad (2.13)$$

$$W_\mu^- = \frac{W_\mu^1 + iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad (2.14)$$

Para encontrar os bósons de calibre físicos na matriz 2.12, devemos fazer uso do Mecanismo de Higgs. Esse processo induz a aquisição de massa por três dos quatro bósons de calibre, por meio da quebra espontânea de simetria da Lagrangeana 2.1. Explicitamente a quebra de simetria acontece no potencial escalar $V(\phi)$:

$$V(\phi) = \mu^2 (\phi^T \phi) + \lambda (\phi^T \phi)^2 \quad (2.15)$$

O campo de Higgs é um dubleto do grupo $SU(2)_L$, composto por dois campos escalares complexos, um carregado e outro neutro 2.16. O campo deve adquirir um valor esperado não nulo no vácuo, de forma a quebrar a simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ devendo surgir termos de massa associados aos bósons de calibre.

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Observa-se que na equação 2.15, (μ^2) é uma constante com dimensão de massa, e (λ) é a constante de auto interação adimensional ($\lambda > 0$ para satisfazer a estabilidade do potencial). Um estado de mínima energia $\langle \phi \rangle_0$ deve exibir características distintas em relação aos termos de μ^2 :

Se $\mu^2 > 0$, a simetria do grupo $SU_L(2) \oplus U_Y(1)$ não será violada preservando portanto o mínimo que será localizado na origem. Por outro lado, para $\mu^2 < 0$ a simetria será quebrada e o potencial 2.15 terá um mínimo a ser determinado.

Dadas as condições anteriores, estamos prontos para determinar os bósons físicos da teoria após a quebra espontânea de simetria. Para tal devemos considerar o termo $|D_\mu^L \phi|^2$ da lagrangeana 2.1, com ϕ na forma

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (2.17)$$

tal que

$$D_\mu^L \phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \partial_\mu + \frac{ig}{2} w_\mu^3 + ig' \frac{\gamma}{2} B_\mu & \frac{ig}{\sqrt{2}} w_\mu^+ \\ \frac{ig}{\sqrt{2}} w_\mu^- & \partial_\mu - \frac{ig}{2} w_\mu^3 + ig' \frac{\gamma}{2} B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Nesse contexto, o termo ∂_μ pode ser desconsiderado uma vez que incorpora informações exclusivamente relacionadas aos termos cinéticos da teoria, então a equação 2.18 assume a seguinte forma:

$$D_\mu^L \phi = \begin{pmatrix} \frac{igv}{2} w_\mu^+ \\ -\frac{igv}{2\sqrt{2}} w_\mu^3 + ig' v \frac{\gamma}{2\sqrt{2}} B_\mu \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

sendo Y a hipercarga do dubleto de Higgs.

A partir do produto matricial:

$$(D_\mu \phi)^T D^\mu \phi = \frac{1}{4} g^2 v^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{8} v^2 [g^2 W_\mu^3 W^{3\mu} + g'^2 B_\mu B^\mu - 2gg' W_\mu^3 B^\mu], \quad (2.20)$$

2.2 Bósons de Calibre e o Mecanismo de Higgs

$$(D_\mu \phi)^T D^\mu \phi = \frac{1}{4} g^2 v^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{8} v^2 (B_\mu \quad W_\mu^3) \begin{pmatrix} g'^2 & -gg' \\ -gg' & g^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^\mu \\ W^{3\mu} \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

é possível identificar a matriz de massa dos campos B_μ e W_μ^3 , assim como o termo de massa associado aos bósons carregados W^+ e W^- . Na base $(B_\mu \quad W_\mu^3)$, temos:

$$M^2 = \frac{1}{8} v^2 \begin{pmatrix} g'^2 & -gg' \\ -gg' & g^2 \end{pmatrix}, \quad (2.22)$$

e o termo de massa já diagonal do bóson W dado por:

$$M_W^2 = \frac{1}{4} g^2 v^2, \quad (2.23)$$

Sendo $v = 246$ GeV, o valor esperado no vácuo do campo de Higgs. A diagonalização de 2.22 realiza-se através da seguinte mudança de base.

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}, \quad (2.24)$$

sendo θ_W o ângulo de mistura eletrofraca ou ângulo de Weinberg (com $\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$ e $\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$) cuja medida experimental é dada por $\sin^2 \theta_W = 0,223$, o Particle Data Group (PDG) fornece informações valiosas sobre partículas elementares e bem como tais medidas contidas dentro do Modelo Padrão, sendo referência na área (PDG, 2023).

Assim sendo, os bósons de gauge físicos da teoria são A_μ , Z^0 e W^\pm , cumprido com:

$$M_A = 0 \quad (2.25)$$

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W \quad (2.26)$$

O fóton A_μ é o mediador da interação eletromagnética e tem como principal característica ser um bóson de massa zero proporcionando interações de longo alcance. Diferentemente os bósons Z^0 e W^\pm são partículas massivas e suas interações são de curto alcance.

2.3 Correntes Carregadas j_μ^W , Correntes Fracas Neutras j_μ^Z e Correntes Eletromagnéticas j_μ^{em}

No Modelo Padrão (MP), o bóson Z^0 é o mediador das interações fracas neutras e o fóton γ atua como o bóson mediador da interação eletromagnética. Nosso objetivo é destacar o papel dessas correntes nos processos de espalhamento de elétrons polarizados e discutir sua relevância para a medição da Violação de Paridade.

Vamos primeiro derivar as interações carregadas fracas no Modelo Padrão, para tanto podemos considerar os termos da derivada covariante que dependem unicamente dos bósons de calibre carregados W^+ e W^- :

$$D_\mu^L = i \frac{g}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & W_\mu^+ \\ W_\mu^- & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.27)$$

e substituir em:

$$\mathcal{L}_{cc} = i \bar{\Psi}_L^a \gamma^\mu D_\mu^L \Psi_L^a. \quad (2.28)$$

Para o caso dos léptons, teremos:

$$\mathcal{L}_{cc} = i (\bar{\nu}_L^a \quad \bar{l}_L^a) \gamma^\mu i \frac{g}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & w_\mu^+ \\ w_\mu^- & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^a \\ l_L^a \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{\nu}_L^a \gamma^\mu l_L^a w_\mu^+ - \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{l}_L^a \gamma^\mu \nu_L^a w_\mu^-. \quad (2.30)$$

Nas equações acima $l_L^a = P_L l^a$, $\nu_L^a = P_L \nu^a$, sendo P_L o projetor de quiralidade, definido na forma:

$$P_L = \frac{(1 - \gamma_5)}{2}, \quad (2.31)$$

$$P_R = \frac{(1 + \gamma_5)}{2}. \quad (2.32)$$

A corrente 2.30 pode ser escrita na forma usual (V-A).

2.3 Correntes Carregadas J_μ^W , Correntes Fracas Neutras J_μ^Z e Correntes Eletromagnéticas J_μ^{em}

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g}{2\sqrt{2}}\bar{\nu}^a\gamma^\mu(1-\gamma_5)l^aW_\mu^+ - \frac{g}{2\sqrt{2}}\bar{l}^a\gamma^\mu(1-\gamma_5)\nu^aW_\mu^-. \quad (2.33)$$

É importante perceber que a corrente 2.33 viola de forma máxima a paridade, uma vez que as partículas de quiralidade direita não interagem com os bósons W, dando origem ao termo axial.

É crucial observar que a corrente 2.33, expressa na base de sabor, estabelece conexão entre léptons neutros e carregados pertencentes à mesma família. Quando realizamos a mudança de base, partículas de famílias distintas se conectam por meio da matriz de mistura. No entanto, nosso foco não recai sobre as correntes carregadas j_μ^W . Vamos direcionar nossa atenção para o contexto das correntes eletromagnéticas j_μ^{EM} e fracas neutras j_μ^Z . Os termos da derivada covariante relevantes para derivarmos estas correntes neutras, são os associados aos bósons de calibre, W_μ^3 e B_μ .

$$D_\mu^L = igW_\mu^3T^3 + ig'\frac{Y}{2}B_\mu, \quad (2.34)$$

substituindo:

$$W_\mu^3 = A_\mu \sin \theta_W + Z_\mu \cos \theta_W, \quad (2.35)$$

$$B_\mu = A_\mu \cos \theta_W + Z_\mu \sin \theta_W, \quad (2.36)$$

podemos finalmente escrever:

$$i\bar{\Psi}_L^a\gamma^\mu D_\mu^L\Psi_L^a = \sum_f -eQ_f\bar{\Psi}_f^L\gamma^\mu\Psi_f^LA_\mu - g_Z[(T_{3f}^L - Q_f \sin^2 \theta_W)\bar{\Psi}_f^L\gamma^\mu\Psi_f^L]Z_\mu \quad (2.37)$$

$$i\bar{\Psi}_R^a\gamma^\mu D_\mu^R\Psi_R^a = \sum_f -eQ_f\bar{\Psi}_f^R\gamma^\mu\Psi_f^RA_\mu - g_Z[(-Q_f \sin^2 \theta_W)\bar{\Psi}_f^R\gamma^\mu\Psi_f^R]Z_\mu \quad (2.38)$$

Somando as duas contribuições 2.37 e 2.38 e escrevendo os campos sem quiralidade, temos:

$$\mathcal{L}_{cn} = \sum_f -eQ_f\bar{\Psi}_f\gamma^\mu\Psi_fA_\mu - g_Z\left[\left(\frac{1}{2}T_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_W\right)\bar{\Psi}_f\gamma^\mu\Psi_f - \frac{1}{2}T_{3f}\bar{\Psi}_f\gamma^\mu\gamma_5\Psi_f\right]Z_\mu. \quad (2.39)$$

2.3 Correntes Carregadas J_μ^W , Correntes Fracas Neutras J_μ^Z e Correntes Eletromagnéticas J_μ^{em}

Perceba em 2.39 que a interação eletromagnética é uma interação vetorial, quer dizer, os campos canhotos e destros interagem com a mesma intensidade com o bóson A_μ , no entanto, a interação mediada pelo bóson Z é axial, o que induz a violação de paridade nos experimentos de espalhamentos de elétrons polarizados em alvos não polarizados, representados na Figura 2.1.

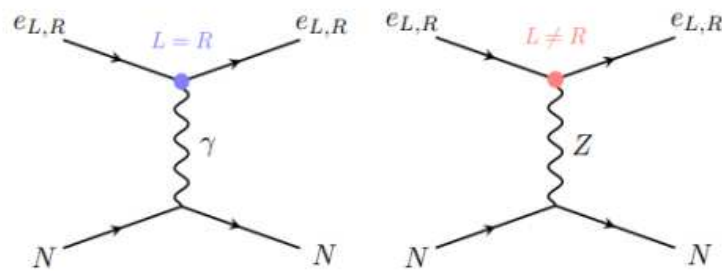


Figura 2.1 - Diagrama de Feynman mostrando a interação entre elétrons destros e canhotos com alvos nucleares. Notamos que em estes processos de espalhamento, quando a interação acontece pela troca do fóton γ , não existe distinção entre elétrons de helicidade esquerda ou direita, a seção de choque am ambos os casos é a mesma e a paridade conservada. Entretanto, quando houver a troca do bóson Z^0 , os elétrons de helicidades esquerda e direita terão seções de choques diferentes, provocando desta forma a violação de paridade. Fonte: BHUPAL DEV et al. p. 4, 2021.

Da equação 2.39 derivam-se as regras de Feynman para processos mediados pela troca do bóson Z^0 . As cargas vetoriais g_V e axiais g_A são determinadas conforme especificado na Tabela 2.1.

Tabela – 2.1 – Carga eletromagnética e fraca para o elétron, quarks leves up, down e stranger, e os núcleons. Adaptado do Souder, p. 5, 2016.

PARTÍCULAS	q_{EM}	g_V	g_A
Elétron - e^-	-1	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2 \theta_W$	$\frac{1}{2}$
Quark Up	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2 \theta_W$	$-\frac{1}{2}$
Quark Down	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2 \theta_W$	$\frac{1}{2}$
Quark Stranger	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2 \theta_W$	$\frac{1}{2}$
Próton - p	1	$\frac{1}{2} - 2\sin^2 \theta_W$	$-\frac{1}{2}$
Nêutron - n	0	-1/2	$\frac{1}{2}$

2.4 A origem da Violação de Paridade

Na natureza, a paridade é uma simetria discreta conservada em praticamente todas as interações elementares, incluindo o eletromagnetismo e a força nuclear forte. Contudo, essa simetria é violada nos processos de decaimento e espalhamentos mediados pela troca dos bósons Z^0 , W^+ e W^- . A violação de paridade foi primeiramente medida por Wu et al. (1957) durante o estudo do decaimento do $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} + e^- + \bar{\nu}_e$ (Griffiths, 1987).

Outra confirmação da violação de paridade ocorreu com a observação do decaimento do K^+ em dois estados de paridade diferentes ($K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ e $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$) (Yang et al., 1954). O decaimento do cobalto detectado por Wu et al. (1957), não é mais do que a transmutação $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$, denominado de decaimento β^- . A nível de quark, este decaimento está representado na Figura 2.2.

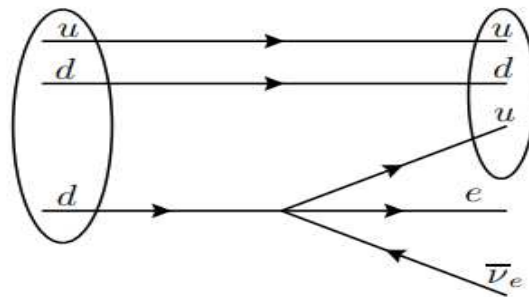


Figura 2.2 - Representação esquemática do decaimento β mostrando a transformação entre $d \rightarrow u$. Fonte: ROMÃO, p. 55, 2021.

Foi na tentativa de explicar este fenômeno, que Fermi propôs uma lagrangiana efetiva que representa a transmutação do quark $d \rightarrow u$, posteriormente foi introduzido o conceito de IVB (Bóson Vetorial Intermediário) como mediadores destes decaimentos e anos depois, na década de 60, foi proposta a teoria do Modelo Padrão, que contempla este e outros tipos de decaimentos e processos elementares (veja o Roman, 2021 e Griffiths, 1987 para uma leitura mais aprofundada).

3 Medida da Violação de Paridade em Experimentos de Espalhamentos de Elétrons

Nos experimentos de espalhamento de elétrons, elétrons polarizados são emitidos em feixes até a região localizada no potencial de interação. Após a dispersão com o alvo, detectores coletam a informação necessária que será analisada (Figura 2.1) (Sakurai, 1994; Walecka, 2022; Kim et al., 1998).

A expressão geral da seção de choque nestes processos é dada por (Gonzalez – Jiménez et al., 2011):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{m^2}{(2\pi)^2} \left(\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} \right) \sum [M_\gamma + M_Z]^* [M_\gamma + M_Z] \quad (3.1)$$

Sendo (m) a massa do elétron, E_f e E_i as energias finais e iniciais do elétron, M_γ e M_Z as amplitudes de espalhamento definidas na forma:

$$M_\gamma = j_{EM}^\mu \left(\frac{-ig_{\mu\nu}}{Q^2} \right) J_{EM}^\nu, \quad (3.2)$$

$$M_Z = j_Z^\mu \left(\frac{-ig_{\mu\nu}}{M_Z^2} \right) J_Z^\nu, \quad (3.3)$$

Sendo j_{EM}^μ e j_Z^μ as correntes eletromagnética e fraca neutra leptônica, J_{EM}^ν e J_Z^ν as correntes eletromagnética e fraca neutra hadrônica. A interação dominante neste tipo de processo é a eletromagnética, que conserva a paridade. A contribuição mediada pelo bóson Z^0 introduz uma assinatura de violação de paridade, quer dizer que a seção de choque descrita na equação 3.1 difere para elétrons em estados de helicidades diferentes.

A grandeza medida nos experimentos de espalhamento de elétrons polarizados, é definida como:

$$A_{PV} = \frac{d\sigma_L - d\sigma_R}{d\sigma_R + d\sigma_L} \quad (3.4)$$

Sendo que $d\sigma_R$ representa a seção de choque diferencial de elétrons polarizados com helicidade direita e $d\sigma_L$ para elétrons polarizados com helicidade esquerda. As considerações mais importantes que devemos tomar em conta para derivar nosso resultado final são as seguintes: o numerador da equação 3.4 ignora termos proporcionais a $|M_Z|^2$ que são várias ordens de magnitude menores do que $|M_\gamma|^2$, desta forma o numerador será proporcional a $|M_\gamma^* M_Z|_L - |M_\gamma^* M_Z|_R$. Os termos de interferência $M_\gamma^* M_Z$ são quatro ou cinco ordens de magnitude menores que $|M_\gamma|^2$, portanto o denominador de 3.4 será proporcional $|M_\gamma|^2$.

Na seguinte subseção, estudaremos o espalhamento eletromagnético $e-p$ (lembre que a interação eletromagnética é a mais relevante neste processo). Este espalhamento vem sendo utilizado há muito tempo para investigar a estrutura do próton (e nêutrons, quando o espalhamento é elétron núcleo $e-N$). A baixa energia, quando o comprimento de onda do elétron $\lambda \gg rp$, sendo rp o raio do próton, o espalhamento é equivalente ao de um objeto sem spin. A baixa energia, quando $\lambda \sim rp$, o espalhamento é equivalente ao de um objeto extenso carregado. Finalmente, a altíssimas energias, quando o comprimento de onda $\lambda \ll rp$, o próton parece ser um mar de quarks e glúons.

Utilizaremos a análise deste espalhamento eletromagnético $e-p$ como ponto de partida para obtermos uma expressão analítica da equação 3.4, que é a medida da violação de paridade que surge quando levamos em conta que este processo também pode ser mediado pelo bóson Z^0 , veremos que neste caso, é preciso que os elétrons incidam polarizados no alvo. Como mencionado acima, o espalhamento eletromagnético também tem sido estudado em processos $e-N$, da mesma forma, processos $e-N$ são objeto de estudo em experimentos de violação de paridade. Por simplicidade iremos unicamente esboçar os detalhes para o caso $e-p$.

3.1 Espalhamento Eletromagnético Elétron - Próton: contribuição dos fatores de forma

Existem diversas abordagens para investigar a estrutura interna do núcleo atômico. Entre estas, destacam-se os processos de decaimento nuclear, conforme discutido na seção 2.4 ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$), bem como os espalhamentos de elétrons relativísticos ($e^- + p \rightarrow e^- + p$), assim como abordado por Griffiths (1987), Kim (2008) e Walecka (2022).

3.1 Espalhamento Eletromagnético Elétron – Próton: contribuição dos fatores de forma

Ao incidir elétrons em alvos nucleares, obtemos informações abrangentes sobre os Núcleos. No contexto de espalhamento não relativístico, considerando prótons e nêutrons como estados de uma única partícula chamada núcleon, representada por um estado de duplete $N = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$, torna-se impossível distinguir entre eles, visualizando assim o núcleo como uma partícula pontual. A seção de choque para este domínio de interação não relativística é :

$$\sigma_{Rutherford} = \frac{\alpha^2}{4\varepsilon^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (3.5)$$

Sendo α a constante de estrutura fina $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$, θ o ângulo de espalhamento, (ε) a energia das partículas incidentes e espalhadas. No entanto, nosso interesse reside nos processos relativísticos, onde a interação é governada pela troca de fótons γ , devido à sua dominância nesse contexto de espalhamento de partículas.

A Figura 3.3 ilustra, por meio de um diagrama de Feynman, o espalhamento elástico $e^- + p \rightarrow e^- + p$, sendo este regido pela interação eletromagnética.

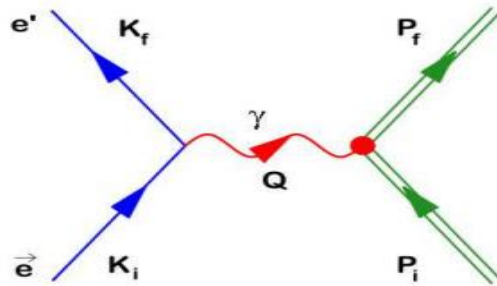


Figura 3.1 - Espalhamento $e^- + p \rightarrow e^- + p$. Fonte: GONZÁLEZ - JIMÉNEZ et al., p. 5, 2011.

Um elétron incidente com quadri momento $K_{\mu i} = (\varepsilon_i, \mathbf{K}_i)$ é espalhado por um ângulo θ para um estado final de quadri momento $K_{\mu f} = (\varepsilon_f, \mathbf{K}_f)$. Os estados hadrônicos finais e iniciais são $P_{\mu i} = (E_i, \mathbf{P}_i)$ e $P_{\mu f} = (E_f, \mathbf{P}_f)$ respectivamente, e a transferência de momento transportada pelo mediador γ é $Q_\mu = (K_{\mu i} - K_{\mu f}) = (P_{\mu f} - P_{\mu i})$.

3.1 Espalhamento Eletromagnético Elétron – Próton: contribuição dos fatores de forma

No contexto de espalhamento elástico e no regime relativista:

$$Q^2 = 4\varepsilon' \cdot \varepsilon \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (3.6)$$

A amplitude invariante associada ao diagrama de Feynman 3.1 assume a forma:

$$M_\gamma = i(ie)\bar{u}(\mathbf{K}_f) \gamma^\mu u(\mathbf{K}_i) \left(\frac{-i}{Q^2}\right) (-ie) J_{EM}^V \quad (3.7)$$

Onde $u(\mathbf{k}_i)$ e $\bar{u}(\mathbf{k}_f)$ representam elétrons entrando e saindo do vértice leptônico, e J_{EM}^V é a corrente eletromagnética hadrônica, cuja expressão é definida por 3.8.

$$J_{EM}^V = \bar{u}(\mathbf{P}_f) \left[\gamma^\mu F_1(Q^2) + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} F_2(Q^2) \right] u(\mathbf{P}_i) \quad (3.8)$$

Sendo $\bar{u}(\mathbf{P}')$ $u(\mathbf{P})$ os prótons que estão saindo e entrando no vértice do diagrama de Feynman; $F_1(Q^2)$ e $F_2(Q^2)$ são fatores de forma que dependem dos valores da transferência de momento Q^2 . Para alvos e feixes não polarizados, e para spins finais não detectados, devemos somar sobre todos os estados finais de spin e fazer a média sobre os estados iniciais. Isto introduz o fator $\frac{1}{4}$ devido a que o spin do elétron e do próton é $\frac{1}{2}$.

$$\frac{1}{4} \sum_s |M_\gamma|^2 = \left(\frac{e^2}{Q^2}\right)^2 l^{\mu\nu} W_{\mu\nu}, \quad (3.9)$$

Sendo,

$$l^{\mu\nu} = \left| \bar{u}(\mathbf{k}_f) \gamma^\mu u(\mathbf{k}_i) \right| \left| \bar{u}(\mathbf{k}_f) \gamma^\nu u(\mathbf{k}_i) \right|^\top, \quad (3.10)$$

e $W_{\mu\nu}$ é o tensor de resposta eletromagnético hadrônico.

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \{ (F_1(Q^2) + F_2(Q^2))^2 \text{Tr}[\gamma^\lambda \mathbf{P}_{f\lambda} \gamma_\mu \gamma^\rho \mathbf{P}_{i\rho} \gamma_\nu + M^2 \gamma_\mu \gamma_\nu] + F_2^2 \frac{K_\mu K_\nu}{4M^2} \text{Tr}[\gamma^\lambda \mathbf{P}_{f\lambda} \gamma^\rho \mathbf{P}_{i\rho}] - 4F_2(Q^2)(F_1(Q^2) + F_2(Q^2))K_\mu K_\nu \} \quad (3.11)$$

Substituindo 3.10 e 3.11 na equação 3.9, obtemos:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} \sum_s |M|^2 = & 4 \left(\frac{e^2}{Q^2} \right)^2 \left\{ (F_1(Q^2) + F_2(Q^2))^2 \left[(s - M^2 - m^2)^2 + q^2 \left(s + \frac{Q^2}{2} \right) \right] \right. \\ & - \left[2F_1(Q^2)F_2(Q^2) + \left(1 + \frac{Q^2}{4M^2} \right) F_2^2(Q^2) \right] [(s - M^2 - m^2)^2 \\ & \left. + Q^2(s - m^2)] \right\} \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} \sum_s |M|^2 = & 4 \left(\frac{e^2}{Q^2} \right)^2 \left\{ \left(F_1^2(Q^2) - \frac{q^2}{4M^2} F_2^2(Q^2) \right) [(s - M^2 - m^2)^2 + Q^2(s - m^2)] \right. \\ & \left. + (F_1^2(Q^2) + F_2^2(Q^2))^2 Q^2 \left(m^2 + \frac{Q^2}{2} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

sendo $s = (K_i + P_i)^2$, M e m as massas do próton e do elétron. Neste ponto é importante definir os fatores de forma magnético e elétrico como combinações lineares de $F_1(Q^2)$ e $F_2(Q^2)$:

$$G_E(Q^2) = F_1(Q^2) + \frac{q^2}{4M^2} F_2(Q^2), \quad (3.14)$$

$$G_M(Q^2) = F_1(Q^2) + F_2(Q^2). \quad (3.15)$$

No regime relativístico, e no referencial de laboratório, a seção de choque diferencial assume a sua forma final:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{(2\varepsilon)^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \right] \frac{1}{1 + 2 \frac{\varepsilon}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \left\{ \left(\frac{G_E^2(Q^2) - \left(\frac{Q^2}{2M^2} \right) G_M^2(Q^2)}{1 - \left(\frac{Q^2}{4M^2} \right)} \right) - G_M^2(Q^2) \left(\frac{Q^2}{2M^2} \right) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right\}. \quad (3.16)$$

A equação acima é chamada de formula de Rosenbluth. Perceba que no caso de um próton sem estrutura, $F_1^p(Q^2) = 1$, $F_2^p(Q^2) = 0$, tal que, $G_E^p(Q^2) = G_M^p(Q^2) = 1$, e a formula de Rosenbluth se reduz a:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4\varepsilon^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left(\frac{1 - \left(\frac{Q^2}{2M^2}\right) \tan^2 \frac{\theta}{2}}{1 + \left(\frac{2\varepsilon}{M}\right) \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right) \quad (3.17)$$

que representa o espalhamento do elétron com um próton, com o próton sendo uma partícula Dirac sem estrutura que se comporta como um elétron pesado de massa M . Este resultado é basicamente a seção de choque σ_{Mott} , corrigida pelos fatores $\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_f}$, e pelo termo proporcional a $\left(\frac{Q^2}{2M^2}\right) \tan^2 \frac{\theta}{2}$, que se deve à interação do elétron com o momento magnético do próton. No entanto, essa descrição ainda está incompleta porque negligencia a estrutura e o momento magnético anômalo do próton. Perceba também que a formula de Rosenbluth se aplica ao neutron, de forma que para um nêutron sem estrutura $F_1^n(Q^2) = 1$, $F_2^n(Q^2) = 0$, tal que $G_E^n(Q^2) = G_M^n(Q^2) = 0$, de forma que neste caso, a seção de choque elástica e-n é identicamente nula. Ou seja, só ao levarmos em conta os constituintes do nêutron, o elétron passara a interagir eletromagneticamente com este.

3.2 Espalhamento Inelástico Elétron - Próton

O processo de espalhamento $e^- + p \rightarrow e^- + X$ representa um processo onde o estado final agora contém um sistema hadrônico com massa invariante maior que a massa do próton. Em outras palavras, hádrons adicionais são produzidos além do próton inicial. Bjorken, na década dos 60, provou que a dispersão inelástica profunda (reação inclusiva em grande Q^2) era uma ferramenta ideal para investigar os constituintes do núcleon.

Neste caso, o quadrado da amplitude invariante, pode ser fatorizado na forma:

$$\sum_s |M_\gamma|^2 = \left(\frac{e^2}{Q^2}\right)^2 l^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \quad (3.18)$$

onde a parte hadrônica $W_{\mu\nu}$ descreve a dispersão inelástica do próton. Como dito anteriormente, no caso deste espalhamento inelástico, o estado final agora contém um sistema hadrônico com massa invariante maior que a massa do próton, de forma que (no referencial de laboratório) $(P_i + Q)^2 = (P_f)^2 \neq M^2$, de forma que:

$$M^2 + Q^2 + 2M\nu = Mx^2 \neq M^2, \quad (3.19)$$

fazendo com que Q^2 e ν agora sejam independentes, e a seção de choque passará a depender destas duas variáveis cinemáticas.

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_f d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4\varepsilon_i^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left\{ 2W_1(\nu, Q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2(\nu, Q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (3.20)$$

sendo $W_1(\nu, Q^2)$ e $W_2(\nu, Q^2)$ as funções de estrutura dos núcleons. Observe que, em vez de escrever a seção transversal como $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, como no caso elástico, a seção transversal de ep inelástica, também é uma função de ε_f .

É possível mostrar que, no limite do espalhamento elástico, as funções de estrutura dos núcleons se comportam como:

$$\frac{W_2(\nu, Q^2)}{M} \rightarrow \delta\left(\nu + \frac{Q^2}{2M}\right), \quad \frac{W_1(\nu, Q^2)}{M} \rightarrow \left(\frac{-Q^2}{4M^2}\right) \delta\left(\nu + \frac{Q^2}{2M}\right). \quad (3.21)$$

Ainda, as funções de estrutura dos núcleons podem se escrever em função de Q^2 e X , sendo X a variável de Bjorken, definida como $X = -\frac{Q^2}{2M\nu}$. Foi no ano de 1968 que o experimento SLAC-MIT mostrou para surpresa de toda a comunidade, que para Q^2 grande, a seção de choque inelástica era maior do que esperado, em outras palavras, as funções W se comportavam completamente diferente dos fatores G_E e G_M . Para valores de Q^2 de 1 até 25 GeV², os valores dos W permanem quase constantes, enquanto G_E e G_M caem de 1 até valores de 10^{-6} .

3.3 Violação de Paridade no Espalhamento $e^- + p \rightarrow e'^- + X$

Agora que esboçamos a forma como se comportam as seções de choque para o espalhamento eletromagnético elástico e inelástico de um elétron com alvos de prótons, podemos dar um passo à frente e descrever a seção de choque para quando o processo é também mediado pelo bóson Z . Antes, é importante lembrar que na interação eletromagnética descrita nas seções anteriores, os elétrons e alvos não se encontram polarizados, e era preciso fazer uma média sobre os spins iniciais e soma sobre os spins finais.

3.3 Violação de Paridade no Espalhamento $e^- + p \rightarrow e'^- + p$

No caso de experimentos que buscam investigar a violação de paridade, é preciso que os elétrons incidam polarizados sobre alvos não polarizados, e posteriormente calcularmos a seção de choque em ambos os casos (polarização esquerda e direita), para depois calcularmos a grandeza A_{PV} , como definida em 3.4.

O nosso ponto de partida será a equação 3.1, nela são levadas em conta as duas contribuições na seção de choque, a contribuição eletromagnética e a contribuição fraca mediada pelo bóson Z . Perceba que no numerador de 3.1 haverão termos do tipo $|M_\gamma|^2$, $|M_Z|^2$ e $|M_\gamma^* M_Z|$. Seguindo a referência (Gonzalez – Jiménez et al., 2011) percebemos que precisamos calcular os seguintes termos:

$$\overline{\sum} [(j_\mu^{EM})^* (j_\nu^{EM}) (J_{EM}^\mu)^* (J_{EM}^\nu)] = l_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (3.22)$$

$$\overline{\sum} [(j_\mu^{EM})^* (j_\nu^Z) (J_{EM}^\mu)^* (J_Z^\nu)] = \tilde{l}_{\mu\nu} \tilde{W}^{\mu\nu} \quad (3.23)$$

onde desconsideramos a contribuição ligada aos termos puramente da corrente neutra fraca ($|M_Z|^2$), que são várias ordens de magnitude menores que o termo de interferência. No caso que estamos tratando, que são elétrons que incidem polarizados em alvos não polarizados, os tensores leptônicos podem se escrever como:

$$l_{\mu\nu} = \frac{e^2}{8m^2} (s_{\mu\nu} + h a_{\mu\nu}) \quad (3.24)$$

$$\tilde{l}_{\mu\nu} = \frac{-eg}{4 \cos \theta_W} \frac{1}{8m^2} [(a_\nu - h a_A) s_{\mu\nu} + (h a_\nu - a_A) a_{\mu\nu}] \quad (3.25)$$

onde h faz referência a helicidade do elétron, e S e a são tensores simétricos e antissimétricos, respectivamente.

$$s_{\mu\nu} = 4 \left(K_\mu^i K_\nu^f + K_\nu^i K_\mu^f + \frac{Q^2}{2} g_{\mu\nu} \right), a_{\mu\nu} = 4i \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} K_i^\alpha K_f^\beta \quad (3.26)$$

Os tensores hadrônicos se escrevem como:

3.3 Violação de Paridade no Espalhamento $e^- + p \rightarrow e'^- + p$

$$W^{\mu\nu} = e^2 S^{\mu\nu} = \frac{e^2}{2} \text{Tr} \left[\frac{(\not{P}_i + m)}{2m} \bar{\Gamma}_{EM}^\mu \frac{(\not{P}_f + m)}{2m} \Gamma_{EM}^\nu \right] \quad (3.27)$$

$$\tilde{W}^{\mu\nu} = \frac{eg}{4 \cos \theta_W} [\tilde{S}^{\mu\nu} + \tilde{A}^{\mu\nu}] = \frac{eg}{4 \cos \theta_W} \frac{1}{2} \text{Tr} \left[\frac{(\not{P}_i + m)}{2m} \bar{\Gamma}_Z^\mu \frac{(\not{P}_f + m)}{2m} \Gamma_{EM}^\nu \right] \quad (3.28)$$

Desta forma a seção de choque diferencial, pode se escrever finalmente como:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^h}{d\Omega_f} = & \frac{1}{\sqrt{2\pi^2}} \left(\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} \right)^2 \frac{e^2}{8Q^2} \left\{ \frac{e^2}{Q^2} s_{\mu\nu} S^{\mu\nu} \right. \\ & \left. + \left(\frac{\sqrt{2g}}{4M_Z \cos \theta_W} \right)^2 [(a_V - ha_A) s_{\mu\nu} \tilde{S}^{\mu\nu} + (ha_V - a_A) a_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu}] \right\} \end{aligned} \quad (3.29)$$

Com a equação 3.29 à mão, podemos encontrarmos finalmente a forma explícita da equação 3.4 de A_{PV} , definido na referência (Gonzalez – Jiménez et al., 2011).

$$A_{PV} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{PV} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{PC} \quad (3.30)$$

Sendo:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{PV} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma^+}{d\Omega_f} - \frac{d\sigma^-}{d\Omega_f} \right) \quad (3.31)$$

e:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{PC} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma^+}{d\Omega_f} + \frac{d\sigma^-}{d\Omega_f} \right) \quad (3.32)$$

Desta forma:

$$A_{PV} = \frac{A_0}{2} \left[\frac{a_A (\varepsilon G_E^N \tilde{G}_E^N + \tau G_M^N \tilde{G}_M^N) - a_V \sqrt{1 - \varepsilon^2} \sqrt{\tau(1 + \tau G_M^N \tilde{G}_A^N)}}{\varepsilon (G_E^N)^2 + \tau (G_M^N)^2} \right] \quad (3.33)$$

Sendo $\tau = \frac{|Q^2|}{4M^2}$, $\varepsilon = \left[1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]^{-1}$ e N refere-se a prótons ou neutrons.

4 Metodologia e Instrumentação

Neste estudo, realizamos uma pesquisa bibliográfica exploratória focada na violação de paridade. Referenciamos trabalhos significativos de autores como Souder et al. (2016), Prescott et al. (1978), Heil et al. (1989), Souder et al. (1990), e Bhupal Dev et al. (2021), que contribuíram com pesquisas sobre experimentos de violação de paridade desde 1978 até os mais recentes. A pesquisa bibliográfica, conforme definida por Gil (2002), envolve a análise de materiais já elaborados, como livros e artigos científicos. Adotamos uma abordagem comparativa, conforme proposto por Godoy (1995), essa abordagem nos permitiu explorar de maneira abrangente as contribuições dos diversos experimentos de violação de paridade ao longo das décadas.

4.1 Primeira Geração de Experimentos de Violação de Paridade

O Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) é um acelerador de partículas associado à Universidade de Stanford, nos Estados Unidos, projetado para conduzir pesquisas em diversas áreas da ciência, com foco especial na Física Nuclear em altas energias. Inaugurado em 1962, este acelerador possui uma extensão de aproximadamente três quilômetros e tem sido palco de importantes descobertas na área de Física de Partículas. Entre essas conquistas, destaca-se a detecção e medição da violação de paridade no espalhamento de elétrons em alvos de deutério, conforme documentado por Griffiths (1987).

O programa SLAC E122 foi pioneiro na detecção e medição da violação de paridade em experimentos de espalhamento de elétrons. O artigo de Prescott et al. (1978) detalhou os equipamentos essenciais, fornecendo informações abrangentes, incluindo erros estatísticos e sistemáticos decorrentes das medições. Esses erros estão relacionados ao número de repetições experimentais e a desafios na detecção de falsas assinaturas de A_{PV} . A divulgação desses detalhes experimentais é crucial para uma compreensão completa da metodologia e confiabilidade dos resultados na investigação da violação de paridade.

Na Figura 4.1, apresentamos um esquema dos componentes experimentais cruciais para os resultados do experimento SLAC E122. Isso inclui a produção de luz laser circularmente polarizada, a fonte de extração de elétrons polarizados, os alvos, e o sistema de detecção. Esses elementos desempenham papéis fundamentais na condução bem-sucedida do experimento.

4.1 Primeira Geração de Experimentos de Violação de Paridade

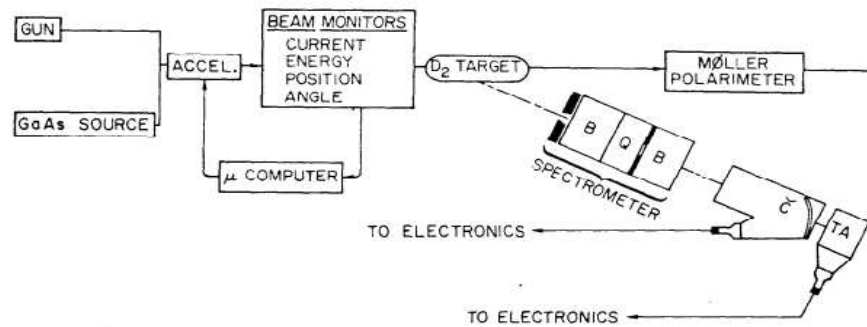


Figura 4.1 - Ilustração do experimento do Prescott para a medição do fenômeno da Violação de Paridade. FONTE: Prescott et al, p. 14, 1978.

Conforme é apresentado na Figura 4.1, inicialmente tem-se o GUN (onde é produzida luz laser linearmente polarizada) e ao ser convertida em luz circularmente polarizada é direcionada até o cristal de arseneto de gálio - GaAs. Após o aquecimento, elétrons polarizados são extraídos e direcionados aos feixes localizados no acelerador de partículas. Nesta primeira etapa, Prescott et al. (1978) e Heil et al. (1989) alertaram que flutuações de partículas indesejadas podem representar fonte de erros sistemáticos e por sua vez gerar desvios na medida da violação de paridade, ocasionando desta forma falsas assimetrias.

Na segunda etapa experimental, os feixes de elétrons são conectados ao acelerador de partículas e ao sistema de monitoramento COMPUTER. Souder et al. (1990) alertou que a utilidade do BEAM MONITORS é importante para a calibragem das correntes, energia, posição e ângulo de espalhamento. É necessário um sistema computarizado que proporcione o melhor ajuste necessário para que os elétrons sejam acelerados conforme desejado.

Após acelerados, a terceira etapa está contida no TARGET que para o SLAC E122 são alvos de deutérios. Souder et al. (2016) alerta que a caracterização dos alvos como a espessura, densidade, o ângulo de espalhamento e bem como o tempo de repetidas colisões são variáveis importantes para a realização de estimativas de erros estatísticos.

Os espectrômetros são dispositivos projetados para filtrar impurezas específicas entre partículas desejadas e indesejadas. Neste sistema, elétrons são direcionados por ímãs de dipolo e quadrupolo até a região de detecção. Destaca-se o papel crucial do detector Cherenkov, conforme mencionado nas conclusões do artigo publicado por Prescott et al. (1979), ao facilitar a possibilidade de detecção de potenciais novas partículas exóticas.

4.1 Primeira Geração de Experimentos de Violação de Paridade

A nível mais fundamental, o processo físico estudado pelo SLAC E122 é o espalhamento elástico eq, ou seja, neste experimento se comprova também que os núcleons são partículas constituídas de quarks ou pártons, que se distribuem no seu interior com diferentes densidades e interagem fortemente entre si. A assimetria medida pelo grupo liderado pelo Prescott pode se expressar da seguinte forma analítica:

$$A_{pv} = \frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \left[(a_1 + a_3 \frac{1-(1-y)^2}{1+(1-y)^2}) \right] \quad (4.2)$$

Nesta equação indentificamos G_F como a constante de acoplamento de Fermi, Q^2 a transferência de momento, $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ a constante de estrutura fina, $y = \frac{\nu}{E}$ é a perda de energia fracionária do elétron. a_1 e a_3 estão relacionados à estrutura sob atômica do alvo, que para o experimento em questão estão definidas como:

$$a_1 = \frac{6}{5} (2C_{1u} - C_{1d}), \quad (4.3)$$

$$a_3 = \frac{6}{5} (2C_{2u} - C_{2d}), \quad (4.4)$$

Sendo, $C_{1q} = 2g_A^e g_V^q$, e $C_{2q} = 2g_V^e g_A^q$, produtos das cargas representadas na Tabela 2.1.

Tabela – 4.1 - Valores das constantes de acoplamento com correções radioativas. Adaptado do Souder et al., p. 5, 2016.

CONSTANTE	EXPRESSÃO DO MODELO PADRÃO
C_{1u}	$\rho_e' \left(-\frac{1}{2} + \frac{4}{3} \hat{k}'_e \sin^2 \theta_W \right)$
$C_{1d,s}$	$\rho_e' \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \hat{k}'_e \sin^2 \theta_W \right)$
C_{2u}	$\rho_e \left(-\frac{1}{2} + 2\hat{k}_e \sin^2 \theta_W \right)$
$C_{2d,s}$	$\rho_e \left(\frac{1}{2} - 2\hat{k}_e \sin^2 \theta_W \right)$
C_{2e}	$\rho_e \left(\frac{1}{2} - 2\hat{k}_e \sin^2 \theta_W \right)$

4.2 Segunda Geração de Experimentos de Violação de Paridade

Os experimentos de segunda geração dedicaram-se à compreensão dos fatores de forma magnéticos estranhos através da dispersão elástica e inelástica de elétrons polarizados. Estudos conduzidos pelos programas SAMPLE, HAPPEX, G0 e A4 revelaram a presença de quarks e gluons no mar das estruturas nucleares. Essa descoberta sugeriu a possibilidade de novas evidências de partículas elementares desconhecidas, conforme documentado por Spayde et al. (2000), Aniol et al. (2004), Armstrong et al. (2005), Maas et al. (2004) e Souder et al. (2016).

4.2.1 SAMPLE

O Experimento de Assimetria de Spin do Próton, conhecido como SAMPLE e vinculado ao MIT - Bates, é composto pelas colaborações SAMPLE-I, SAMPLE-II e SAMPLE-III. Todas essas colaborações conduziram medidas de violação de paridade, conforme documentado por Spayde et al. (2000). O SAMPLE-I conduziu um espalhamento elástico de $e^- + H \rightarrow e^- + H$ com feixes de energia de 200 MeV. A precisão na medição da assimetria em relação aos erros estatísticos e sistemáticos dependeu dos polarímetros Moller e monitores de luminosidade, conforme relatado por Ito et al. (2003).

O SAMPLE – II empregou o fenômeno de espalhamento elástico $e^- + d \rightarrow e^- + d$, utilizando feixes de 200 MeV. A assimetria experimental, representada por A_{PV} , foi influenciada pelos fatores de forma magnéticos estranhos, G_M^S , e pelo fator de forma axial dos elétrons, G_A^e , conforme definido na equação 4.5. Estes parâmetros desempenharam um papel crucial na determinação dos resultados experimentais.

$$A_{PV} = -2,14 + 0,27G_M^S + 0,76G_A^e. \quad (4.5)$$

Finalmente, o SAMPLE III analisou o espalhamento elástico $e^- + \text{deutério} \rightarrow e^- + \text{deutério}$ para energias de 125 MeV. Spayde et al. (2003) mostrou que os resultados das assimetrias apresentaram evidências de que os fatores de forma magnético estranhos encontram-se acoplados na violação de paridade e apresentam evidências de fatores forma magnéticos axiais G_M^A e G_M^S (Spayde et al., 2003).

4.2.2 HAPPEX

O experimento HAPPEX foi conduzido nas instalações do Thomas Jefferson National Accelerator Facility – TJNAF. A investigação da violação de paridade no espalhamento de elétrons polarizados envolveu o uso de alvos compostos por Hidrogênio, Hélio e Deutério. Essa pesquisa teve lugar no período compreendido entre 1998 e 1999, sendo que as técnicas de polarimetria Mott, Moller e Compton foram empregadas para a análise dos experimentos

4.2.3 GO

A colaboração GO conduziu um experimento de violação de paridade, envolvendo espalhamento inelástico de elétrons polarizados em alvos de deutério e dispersão elástica elétron-próton no TJNAF. Semelhante aos experimentos SAMPLE e HAPPEX, este empregou luz circularmente polarizada, ajustada por variações em placas de meia onda $\frac{\lambda}{2}$. A contribuição média para a polarimetria Møller foi medida em $P_e = (73,7 \pm 1,0)\%$.

4.2.4 A4 – Mainz

A colaboração A4 é um programa associado ao acelerador linear Mainzer Microtron – MAMI, situado na Alemanha, com o apoio do Nuclear Institute of Physics da University Johannes Gutenberg no estado de Renânia-Palatinado, Alemanha.



Figura 4.2 - Nuclear Institute of Physics University Johannes Gutemberg, Alemanha. Fonte: [Google Earth](#).

O Instituto de Física Nuclear, destacado na Figura 4.2, desempenhou um papel crucial na condução das medidas de violação de paridade. Essas medições foram realizadas por meio da contagem de assimetrias brutas vetoriais (A_V), axiais (A_A), e estranhas (A_S), as quais surgiram de desvios de erros sistemáticos associados às correntes hadrônicas V – A (Maas et al., 2004)

Utilizando equipamentos semelhantes aos empregados pelos experimentos SAMPLE, HAPPEX e GO, o programa A4 – Mainz buscou aproveitar o acelerador de partículas MAMI, que acelera partículas carregadas.

4.3 Terceira Geração de Experimentos de Violação de Paridade

Na designação de terceira geração, englobamos experimentos de violação de paridade vinculados a programas experimentais específicos (SLAC – E158, Qweek, PREX). Esses experimentos foram fundamentais para a detecção do ângulo de mistura fraco efetivo (θ_W^{eff}), a determinação da carga fraca do próton, e a obtenção do raio de distribuição de nêutrons. Esses domínios de estudo se situam nos campos de glúons e estão conectados à teoria eletrofraca do Modelo Padrão, conforme discutido por Souder et al. (2016) e Antony et al. (2005). (4.13)

4.3.1 SLAC – E158

O programa SLAC E158 conduziu experimentos de espalhamento elétron–próton no Stanford Linear Accelerator Center, empregando a técnica de polarimetria Møller com transferência de baixo momento ($Q^2 = 0,026 \text{ GeV}^2$). Os resultados obtidos indicaram uma assimetria $A_{PV} = -131 \pm 14 \pm 10 \text{ ppb}$, conforme relatado por Anthony et al. (2005).

A precisão da assimetria medida pelo SLAC E158 alcançou uma ordem de magnitude na escala atômica, diferenciando-se dos experimentos de violação de paridade da 1ª e 2ª geração. Essa abordagem resultou na determinação de $\sin^2 \theta_W^{eff} = 0,237$, demonstrando uma excelente concordância com o Modelo Padrão e apresentando notável consistência teórica. Esses resultados foram documentados por Souder et al. (2016) e Anthony et al. (2005).

4.3.2 Qweak

O experimento Qweak realizou medições da carga fraca do próton (Q_W^p) através de espalhamento de elétrons polarizados em alvos de hidrogênio líquido. As técnicas de polarimetria, nomeadamente Compton e Møller, desempenharam um papel crucial na obtenção de uma assimetria medida precisa. Inicialmente, um canhão laser emite luz linearmente polarizada, que é convertida para luz circularmente polarizada ao interagir com o cristal de arseneto de gálio (GaAs). Esse processo resulta na produção de elétrons com diferentes helicidades, que são posteriormente acelerados, conforme ilustrado no diagrama da Figura 4.3 (Allison et al., 2015).

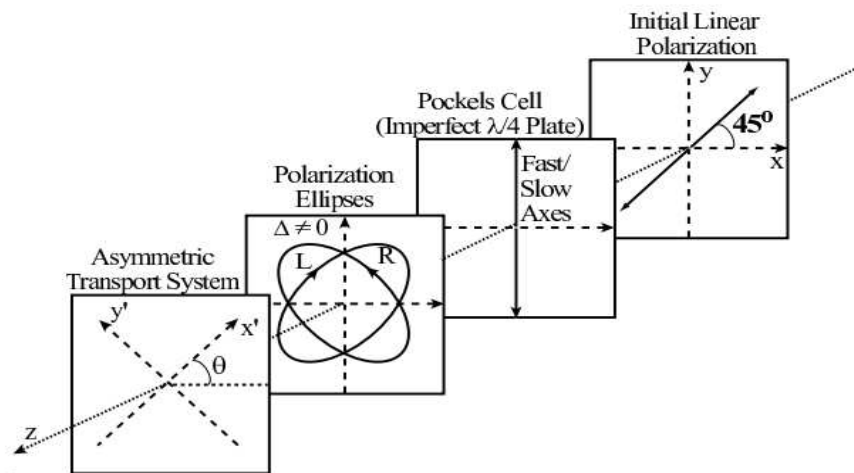


Figura 4.3 - Conversão de luz linearmente polarizada para polarização circular através de filtros contidos nas células Pockels. Fonte: Aniol et al, p. 35, 2004.

No diagrama da Figura 4.3, a polarização circular da luz laser é alcançada por meio de variações na voltagem aplicada às células Pockels. Durante a interação com a fonte de arseneto de gálio (GaAs), o experimento Qweak gerou elétrons com diferentes helicidades. Após a extração de elétrons polarizados, os alvos de hidrogênio líquido são impactados, com uma energia de 1,16 GeV. As partículas espalhadas têm suas trajetórias direcionadas para os polarímetros Møller e Compton. Posicionados estrategicamente, esses polarímetros detectam assinaturas geradas pelas interferências das correntes eletromagnética e fraca. Uma ilustração do funcionamento desses polarímetros pode ser observado nas Figuras 4.4a e 4.4b.

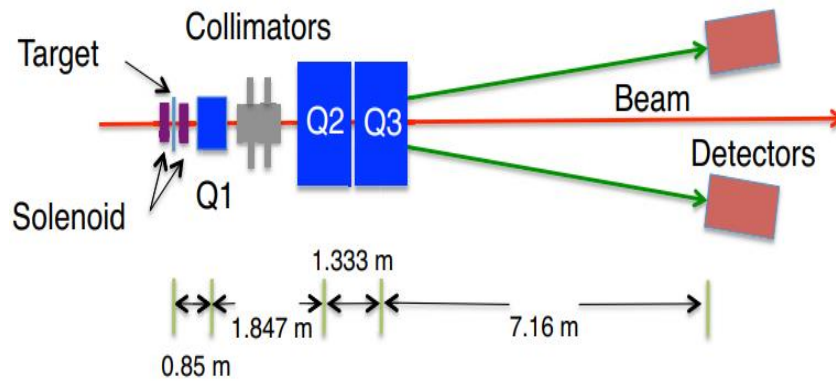


Figura 4.4a - Polarímetro Møller localizado na sala do Hall C do JLab . Fonte: Allison et al, p. 18, 2015.

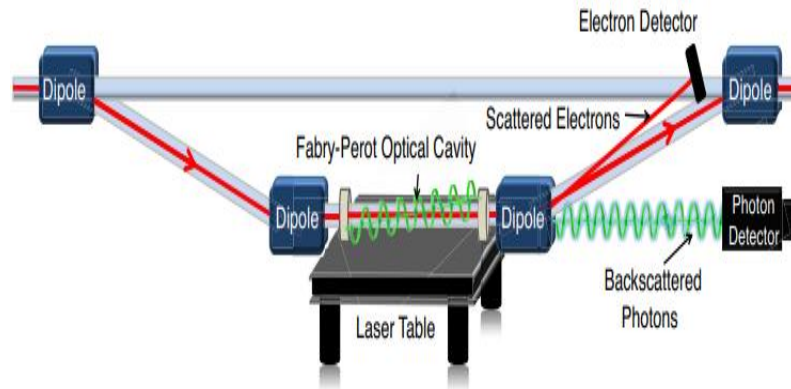


Figura 4.4b - Representação da trajetória dos elétrons com helicidades esquerda e direita no polarímetro Compton. Fonte: Allison et al, p. 19, 2015.

A combinação dos polarímetros Møller e Compton foi eficaz na redução dos erros sistemáticos e contribuiu para a medição da violação de paridade realizada pelo Qweak, conforme expresso na Equação 4.18.

$$\frac{A_{PV}}{A_0} = Q_W^P + Q^2 F^P(Q^2, \theta), \quad (4.6)$$

Sendo $A_0 = \frac{-Q^2 G_F}{4\pi\alpha\sqrt{2}}$. Na transferência de momento $Q^2 = 0,025 \text{ GeV}^2$, a carga fraca do próton $Q_W^P = Z(1 - 4 \cdot \sin^2 \theta_W) - N$ foi experimentalmente identificada pela colaboração Qweak para ângulos entre 5.8° e 11.6° . Aqui, G_F representa a constante de Fermi do Modelo Padrão, e a relação $Q^2 F^P$ é definida pelas estruturas nucleares dos termos eletromagnéticos, correntes neutras fracas, e fatores de forma axiais (Allison et al., 2015).

4.3.3 PREX

O experimento PREX realizou medições de assimetria utilizando alvos de ^{208}Pb , um isótopo de chumbo composto por 82 prótons e 126 nêutrons. As medições foram fundamentais para extrair informações relevantes sobre o raio de distribuição de nêutrons, contribuindo assim para uma maior compreensão do comportamento de estrelas de nêutrons, conforme exemplificado por Souder et al. (2016).

4.4 Quarta Geração de Experimentos de Violação de Paridade

Os experimentos de quarta geração de violação de paridade (NuTeV, Moller, P2) visam investigar possíveis interações associadas ao bóson Z' e outras estruturas relacionadas à construção da Física Além do Modelo Padrão (Souder et al., 2016; Zeller et al., 2001; Benesch et al., 2014).

A colaboração NuTeV realizou a medição dos parâmetros eletrofracos na dispersão neutrino-nucleon. A medida experimental de $\sin^2 \theta_W = 0,2277$ e a determinação de pequenos erros estatísticos (0,0013) e sistemáticos (0,0009) permitiram a obtenção das massas dos bósons M_Z e M_W , que podem ser facilmente estimadas através da equação 4.20. Esses resultados fortalecem a confiança na Física do Modelo Padrão das Interações Eletrofracas (Zeller et al., 2001):

$$M_W = M_Z \sqrt{(1 - \sin^2 \theta_W)} \quad (4.7)$$

$$\frac{M_W}{M_Z} = \sqrt{(1 - \sin^2 \theta_W)} \quad (4.8)$$

$$1 - \sin^2 \theta_W = \left(\frac{M_W}{M_Z}\right)^2 \quad (4.9)$$

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \left(\frac{M_W}{M_Z}\right)^2. \quad (4.10)$$

4.4 Quarta Geração de Experimentos de Violação de Paridade

4.4.1 Moller

A instalação do equipamento Moller no Jlab contribuiu para a melhoria do acelerador de partículas, aumentando a precisão nas medidas de $\sin^2 \theta_W$ e na extração da medida da carga fraca do elétron (Q_W^e). O programa realizou medidas em baixo Q^2 . A energia dos feixes foi de 11 GeV, e a escala da medida da assimetria foi $A_{PV} = 0,70$ ppb, conforme definido na equação 4.11.

$$A_{PV} = Q_W^e \frac{Q^2 G_F}{\pi \alpha \sqrt{2}} \left\{ \frac{(1-y)}{1+y^4+(1-y)^4} \right\} \quad (4.11)$$

Sendo $y = \frac{Q^2}{S}$, onde S é o quadrado da energia do centro de massa.

4.4.2 P2

A colaboração P2 deve conduzir uma medição da violação de paridade por meio do espalhamento elástico de elétrons polarizados com alvos de prótons, em Mainz. O objetivo principal do experimento é determinar a carga fraca do próton (Q_W^p) na transferência de momento $Q^2 = 0,005 \text{ GeV}^2$.

4.5 TABELAS DE DADOS EXPERIMENTAIS

A continuação apresentamos um resumo dos dados experimentais de cada uma das gerações de experimentos de violação de paridade.

Tabela – 4.1 - Dados experimentais dos experimentos de 1º e 2º geração de violação de paridade. Coletadas: próprio Autor.

DADOS EXPERIMENTAIS – 01			
Experimentos	Transferência de Momento – Q^2	Energias dos Feixes de Elétrons	Alvos
SLAC – E122	$1,6 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$	22,2 GeV	Deutérios
Mainz	$450 \left(\frac{\text{MeV}}{c}\right)^2$	300 MeV	^9Be
MIT - Bates	$0,1 < Q^2 < 1 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$	250 MeV	^{12}C
SAMPLE	$0,1 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$	200 MeV	LH_2
HAPPEX	$0,477 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$	3,2 GeV	LH_2
GO	$0,12 - 1,0 \text{ GeV}^2$	3.0 GeV	Deutério
A4 - Mainz	$0,230 \text{ GeV}^2$	570 MeV	LH_2

4.4 Quarta Geração de Experimentos de Violação de Paridade

Tabela – 4.2 - Precisão da violação de paridade em pequenos/grande ângulos de desvios 1° e 2° geração. Coletadas: próprio do Autor.

DADOS EXPERIMENTAIS - 02		
Experimentos	Assimetria - A_{PV}:	Ângulo de Dispersão - θ
SLAC – E122	$(-9,4 \pm 0,5) \times 10^{-5}$	4°
Mainz	$(-9,4 \pm 1,8 \pm 0,5) \times 10^{-6}$	115° < θ < 145°
MIT - Bates	$(0,60 \pm 0,14 \pm 0,02) \times 10^{-6}$	35°
SAMPLE	$(-4,92 \pm 0,61 \pm 0,73) \times 10^{-6}$	146,1°
HAPPEX	$(-15,05 \pm 0,98 \pm 0,56) \times 10^{-6}$	12,3°
GO	$(-9,22 \pm 0,11 \pm 0,40) \times 10^{-6}$	6.7°
A4 – Mainz	$(-5,44 \pm 0,54 \pm 0,26) \times 10^{-6}$	30° < θ < 40°

Tabela – 5.3 - Dados experimentais dos experimentos de 3° e 4° geração de violação de paridade. Coletadas: Coletado pelo próprio Autor.

DADOS EXPERIMENTAIS – 03			
Experimentos	Tranferência de Momento - Q^2	Energias dos Feixes de Elétrons	Alvos
SLAC – E158	0,026 GeV ²	50 GeV	LH_2
Qweek	0,025 GeV ²	62 GeV	LH_2
PREX	$0,008 \left(\frac{GeV}{c}\right)^2$	1,6 GeV	^{208}Pb
MOLLER	$0,0056 \left(\frac{GeV}{c}\right)^2$	11 GeV	<i>elétrons</i>
P2	$0,0029 \left(\frac{GeV}{c}\right)^2$	12 GeV	LH_2

Tabela – 4.4 - Precisão da violação de paridade em pequenos/grande ângulos de desvios 3° e 4° geração. Coletado pelo próprio do Autor.

DADOS EXPERIMENTAIS - 04		
Experimentos	Assimetria - A_{PV}:	Ângulo de Dispersão - θ
SLAC – E158	17 ppb	90°
Qweek	$(-97 \pm 19 \pm 5) \times 10^{-9}$	5,8° < θ < 11,6°
PREX	$(656 \pm 60 \pm 14) \times 10^{-9}$	19°
MOLLER	0,73 ppm	20°
P2	$(0,25 \pm 0,19 \pm 0,17) \times 10^{-9}$	20° ± 10°

4.6 Fenomenologia

A fenomenologia dos experimentos que estudam processos de violação de paridade depende da interação, mediada pelo bóson Z^0 , entre feixes e alvos. A maior parte destes experimentos trabalha no regime $Q^2 \ll M_Z^2$. Neste limite, a contribuição mediada pelo bóson Z^0 , pode ser descrita por uma lagrangiana efetiva:

$$\mathcal{L}_{PV}^{ef} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{e} \gamma_\mu \gamma^5 e \sum_q C_{1q} \bar{q} \gamma_\mu q + \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{e} \gamma_\mu e \left(\sum_q C_{2q} \bar{q} \gamma_\mu \gamma^5 q + C_{2e} \bar{e} \gamma_\mu \gamma^5 e \right) \quad (4.12)$$

A contribuição padrão é então calculada da lagrangiana 4.12. Os A_{PV} apresentados nas equações 4.2, 4.6 e 4.11, para o caso dos experimentos SLAC E122, Qweak e Moller, são descritos através da lagrangiana 4.12.

Quando os resultados experimentais mostrados nas tabelas acima se desviam destes valores teóricos cabe introduzir novas lagrangianas efetivas que deem conta desta discrepância. Estas novas hipotéticas interações, podem ser mediadas por lépto-quarks ou novos bósons vetoriais nêutros advindos de modelos além do modelo padrão. No caso da nova interação ser mediada por bósons vetoriais neutros, cabem duas possibilidades: a massa do Z' ser muito menor do que a escala eletrofraca ou muito maior do que a mesma. No primeiro caso (a massa do Z' ser muito menor do que a escala eletrofraca), a lagrangiana efetiva pode ser escrita como:

$$\mathcal{L}_{eff}^{Z'} = \frac{C_A^e C_V^f}{Q^2 - M_{Z'}^2} \bar{e} \gamma_\mu \gamma^5 e \bar{f} \gamma_\mu f + \frac{C_V^e C_A^f}{Q^2 - M_{Z'}^2} \bar{e} \gamma_\mu e \bar{f} \gamma_\mu \gamma^5 f, \quad (4.13)$$

Sendo f os férmions que compõe os alvos. Perceba que na lagrangiana 4.13 está sendo levado em conta os efeitos do propagador, para quando a massa do Z' é menor ou da ordem de Q^2 . Na literatura, existe uma vasta informação sobre outros fenômenos que podem restringir a fenomenologia deste Z' .

5 Conclusões

Neste trabalho foram exploradas as características dos experimentos de violação de paridade no espalhamento de elétrons em alvos nucleares, com base em dados de eventos coletados e publicados de diversas pesquisas da área (Prescott et al., 1978; Heil et al., 1989; Souder et al., 1990; Spayde et al., 2000; Aniol et al., 2004; Armstrong et al., 2005; Maas et al., 2004; Antony et al., 2005; Alisson et al., 2015; Abrahamyan et al., 2012; Zeller et al., 2001; Benesch et al., 2014; Becker et al., 2014; Souder et al., 2016).

Especificamente, investigamos a contribuição que a precisão da assimetria pode ter na identificação da possível presença de um novo bóson Z' . Com o objetivo de caracterizar essa medição, observamos sua forma por meio dos experimentos SLAC E158, Qweek, PREX, SoLID, MOLLER e P2. Essas contribuições orientaram nossa compreensão da necessidade de buscar assinaturas de A_{PV} ainda menores.

Aspectos relacionados aos alvos nucleares, aos ângulos de espalhamento e às energias dos feixes de elétrons polarizados, juntamente com a precisão na assinatura de A_{PV} , forneceram evidências que de maneira geral confirmam que o Modelo Padrão das Interações Eletrofracas é uma teoria válida para descrever os processos de PVES mediados pela troca do bóson de calibre Z^0 .

Anomalias observadas forneceram indícios de fenômenos além do Modelo Padrão, indicando uma possível existência de bósons Z' misturados com o Z^0 .

Referências

ABRAHAMYAN, S. et al. (PREX Collaboration). - **Measurement of the Neutron Radius of ^{208}Pb through Parity Violation in Electron Scattering.**-

DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.112502>. - 2012 American Physical Society, 2012.

ACHA, A. et el. (The HAPPEX Collaboration) - **Precision Measurements of the Nucleon Strange Form Factors at $Q^2 \sim 0.1 \text{ GeV}^2$.** PACS numbers: 25.30.Bf, 13.60.Fz, 11.30.Er, 13.40.Gp, 14.20.Dh, 2006.

AHMED, Z. et al. (HAPPEX Collaboration) – **New Precision Limit on the Strange Vector Form Factors of the Proton.** DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.102001. 2012 American Physical Society, 2012.

ALLISON, T. et. al. - **The Q_{Weak} Experimental Apparatus.** arXiv:1409.7100v2 [physics.ins-det]. aThomas Jefferson National Accelerator Facility, Newport News, 2015.

ANIOL, K. A. et el. - **Parity-violating electroweak asymmetry in ep scattering.** - †Now at: Duke University, Durham, North Carolina 27708 USA, 2004.

ANDROIC', D. et al.- **Strange Quark Contributions to Parity-Violating Asymmetries in the Backward Angle G_0 Electron Scattering Experiment.** Disponível em <https://doi.org/10.48550/arXiv.0909.5107>> acesso: 22/05/2023. Department of Physics, University of Zagreb, Zagreb HR-41001 Croatia, 2009.

ANTHONY, P. L. et al. (SLAC E158 Collaboration)- **Precision Measurement of the Weak Mixing Angle in Møller Scattering.** Disponível em < <https://doi.org/10.48550/arXiv.hep-ex/0504049>>, acesso: 26/06/2023. University of California, 2005.

APONTE, D. A. C. – **Quebra Espontânea da Simetria Leptônica no Modelo 3-3-1 com neutrinos de mão direita/Diego Alejandro Cogollo Aponte.** – João Pessoa, 2009.

ARMSTRONG, D. S. et al. (GO Collaboration) - **Strange-Quark Contributions to Parity-Violating Asymmetries in the Forward G_0 Electron-Proton Scattering Experiment.** DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.092001. 1 Department of Physics, College of William and Mary, Williamsburg, Virginia, 2005.

BAUNACK, S. et al. - **Measurement of Strange Quark Contributions to the Vector Form Factors of the Proton at $Q^2=0.22 \text{ (GeV/c)}^2$.** Disponível em <http://hdl.handle.net/1721.1/52673>>. Acesso: 16/01/2013. MIT Libraries Dspace@MIT, 2009.

BÉG, M. A. B. et al. - **Properties of neutrinos in a class of gauge theories** M.A.B. Beg - and W.J. Marciano * The Rockefeller University New York, New York 10021 and M. Ruderman Columbia University New York, 1974.

BJORKEN, J. D. - **Elements of Quantum Chromodynamics**. SLAC-PUB - Stanford Linear Accelerator Center Stanford University, Stanford, California, 1979.

BECKER, D. et. al. - **Project P2 - The weak charge of the proton**. Proceedings of Cience – POS. Institute for Nuclear Physics, University of Mainz, January 2014.

BECKER, D. et. al. - **P2 - A new measurement of the weak charge of the proton**. Proceedings of Cience – POS. Institute of Nuclear Physics, Johannes Gutenberg University Mainz, Johann-Joachim-Becher-Weg 45, D 55128 Mainz, 2015.

BEISE, E. J. and MECKEWON, R. D. – **Parity Violation in Electron Scattering**. Proceedings of the workshop held at the California Institute Technology. February, 1990.

BENESCH, J. et. el. - **An Ultra-precise Measurement of the Weak Mixing Angle using Møller Scattering**. Laboratory Jefferson, Massachussts - Jefferson Lab, December, 2008.

BERMAN, S. M. et al. - **WEAK NEUTRAL CURRENTS IN ELECTRON AND MUON SCATTERING**. Supported in part by the U.S. Atomic Energy Commission. SLAC-PUB-1360 WE) December, 1973.

BHUPAL DEV, P. S. et al. - **Searching for Z' Bosons at the P2 Experiment**. Department of Physics and McDonnell Center for the Space Sciences, Washington University, St. Louis, 2021.

BLOOM, E. D. et al. - **High-Energy Inelastic e-p Scattering at 6° and 10°**. E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, G. Miller, I. W. Mo, and R. E. Taylor Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, California, 1969.

BREIDENBACH, M. et al. **Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering**. M. Breidenbach, J. I. Friedman, H. W. Kendall Department of Physics and Laboratory for Nuclear Science, * Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts, 1969.

CABALLERO, J. A. - **Parity Violation in Elastic Electron-Nucleon Scattering: Strangeness Content in the Nucleon**. - R. González-Jiménez, J.A. Caballero, and T.W. Donnelly. Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla. SPAIN Center for Theoretical Physics, Laboratory for Nuclear Science and Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 2011.

CAHN, R. N. and GILMAN, J. F. - **Polarized Electron-Nucleon Scattering in Gauge Theories of Weak and Electromagnetic Interactions**. Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, California, 2002.

DINE, M. – **Supersymmetry and String Theory. Beyond Standard Model**. Cambridge University Press. Published in the United States of America by Cambridge University Press, New York, 2007.

DONNELLY, T. W. et al. - **Electron Scattering and Nuclear Structure**. T. W. Donnelly and J. D. Walecka. DOI: 177.12.101.20 Institute of Theoretical Physics, Department of Physics, Stanford University, Stanford, California, 1975.

ERLER, J., MANTRY, S. and SOUDER, P. A. - **Weak polarized electron scattering**, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 64(1), 269 / PRISMA Cluster of Excellence & Mainz Institute for Theoretical Physics, 2014.

FEYNMAN, R. P. – **The Theory of Fundamental Processes**. – Late, California Institute of Technology. First Published 1961 by Westview Press. Published, 2018.

GARWIN, E. L. et al. - **Polarized Photoelectrons from Optically Magnetized Semiconductors**. D. T. Pierce and H. C. Siegmann SLAC-PUB, Stanford Linear Accelerator Center : Stanford University, Stanford, California, 1975

GIL, A. C. **Métodos e técnicas de pesquisa social**. 6. ed. São Paulo: Atlas, 2008.

GODOY, A. S. – **INTRODUÇÃO À PESQUISA QUALITATIVA E SUAS POSSIBILIDADES**. Revista de Administração de Empresas. – V. 35, São Paulo, 1995.

GONZALEZ – JIMÉNEZ, R. et al. **Parity Violation in Electron Scattering Electron – Nucleon : Strangeness Content in the Nucleon**. >nucl-th>ArXiv:1111.6918v1 [nucl-th] 29 Nov, 2011.

GUIDAL, M. et al. - **Studying the nucleon structure via Double Deeply Virtual Compton Scattering at the Jefferson Laboratory**. Physique hadronique Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CNRS, IJCLab, 91405, Orsay, France Référent : Faculté des sciences d'Orsay, 2020.

GLASHOW, S.L. **Partial-symmetries of weak interactions**. Nuclear Physics. 22 (4): 579–588. (1961)

GRIFFITHS, D. – **Introduction to Elementary Particles**. David Griffiths -2° revised edition. - 02008 WILEY·VCH v .. bg GmbH & Co. KG, 1987.

HEIL, H. et al. **Improved limits on the weak, neutral, hadronic axial vector coupling constants from quasielastic scattering of polarized electrons**. - 0550-3213/89 - Elsevier Science Publishers B.V. (North-Holland Physics Publishing Division). Institut für Kernphysik der Universität Mainz, 1989.

ITO, T., et al. (SAMPLE Collaboration) - **Parity-violating electron deuteron scattering and the proton's neutral weak axial vector form factor**, Phys. Rev. Lett. 92, 102003, 2003.

JONES, M. G. - **A Precision Measurement of the Weak Mixing Angle in Møller Scattering at Low Q²**. California Institute of Technology Pasadena, California, 2004.

KIM, Q. H. et al. – **Elementary Particles and Their Interactions Concepts and Phenomena**. Library of Congress Cataloging – in – Publication Ho – Kim, Q. Xuam – Yen Pham. Springer – Verlag Berlin in Germany, 1998.

KUMMAR, K. S. et al. - **Low-Energy Measurements of the Weak Mixing Angle**. Department of Physics, University of Massachusetts, Amherst, 2013.

KUMMAR, K. (The Collaboration MOLLER) - **The MOLLER Experiment: An Ultra-Precise Measurement of the Weak Mixing Angle using Møller Scattering**. arXiv:1411.4088v2 [nucl-ex] , December, 2014.

LEADER, R. AND PREDAZZI, E. **An Introduction to Gauge Theory and Modern Particle Physics**. – Cambridge Monographs on Particle Physics , Nuclear Physics and Cosmology. University Cambridge, 1996.

MELLO, T. R. N. B. - **Modelo Eletrofraco com dois Dubletos e Simetria Extra Local U(1)**. T ssio Rog rio N brega Borja de Melo. – Campina Grande, 2016. 82 f. : il. color. Disserta o (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2016.

MAAS, F. E., et al. - **Measurement of Strange Quark Contributions to the Nucleon’s Form Factors at $Q^2=0.230$ (GeV/c)²**. Disponível em < <https://doi.org/10.48550/arXiv.nucl-ex/0401019>> acesso: 20/06/2003. Institut f ur Kernphysik, Johannes Gutenberg Universit t at Mainz, 2004.

MAAS, F. E., et al. - **Evidence for Strange Quark Contributions to the Nucleon’s Form Factors at $Q^2 = 0.108$ (GeV/c)²**. Disponível em < <https://doi.org/10.48550/arXiv.nucl-ex/0412030>> acesso: 17/03/2003. Institut f ur Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität at Mainz, 2004.

MATTHEW, R. Et al. - **Precision Probes of a Leptophobic Z’ Boson**. arXiv:1203.1102v1 [hep-ph] Matthew R. Buckley¹ and Michael J. Ramsey-Musolf. Center for Particle Astrophysics, Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, 2012.

MIHARA, A. - **Corre es de QCD para Processos Drell–Yan**. Disserta o de Mestrado/ Instituto de Física Teórica Universidade Estadual Paulista, 1999.

NETO, B. J. - **Teoria de Campos e a Natureza – Parte Quântica**. / João Barcelos Neto. – São Paulo: Editora Livraria da Física, 2017.

PDG. **Revisão de Física de Partículas**. Disponível em: <http://pdg.lbl.gov/>. Acesso em: 02 dez. 2023.

PRESCOTT, et al. (SLAC-E122 Collaboration) **Parity non – conservation inelastic electron scattering**. - . DOI: 10.1016/0370-2693(78)90722-0- Article in Physics Letters B · August, 1978.

PRESCOTT, et al. (SLAC-E122 Collaboration) **Parity non – conservation inelastic electron scattering**. - . DOI: DOI: 10.1016/0370-2693(79)91253-X - Article in Physics Letters B · July, 1979.

RAMSEY – MUSOLF, M. J. - **Low-energy parity-violation and new physics**, Phys. Rev. C 60(1), 015501, Department of Physics, University of Connecticut, Storrs, 1999.

ROMÃO, J. C. – **INTRODU O   TEORIA DO CAMPO**. Rev. Técnico Lisboa.

Departamento de Física. - Versão de 22 de Fevereiro, 2021.

ROMÃO, J. C. – **Particle Physics**. Rev. Técnico Lisboa. Departamento de Física. - Versão de 22 de Fevereiro, 2017.

ROMÃO, J. C. – **O Modelo Standard das Interações Eletrofracas**. Rev. Técnico Lisboa. Departamento de Física. - Versão de 22 de Fevereiro, 2017.

SAKURAI, J. J. – **Modern Quantum Mechanics**. / J. J. Sakuray, San Fu Tuan, editor. – Rev. ed. P. cm. Includes Bibliographical. Reference and index. QC174.12.S24, 1994.

SALAM, A. - in **Elementary Particle Theory**, ed. N. Svartholm, Almqvist and Forlag, Stockholm, 1968; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264, 1967.

SOUDER, P. A. – **Measurement of parity violation in the elastic scattering of polarized electrons from ^{12}C** . 10.1103/PhysRevLett.65.694 - Phys. Rev. Lett. 65, 694 - 697 (1990).
SOUDER, P. and PASCHKE, K. D. – **Parity Violation in electron Scattering**. DOI 10.1007/s11467-015-0482-0. Front. Phys. 11(1), 111301, 2016.

SPAYDE, D. T., et al. (SAMPLE Collaboration), **Parity violation in elastic electron–proton scattering and the proton’s strange magnetic form factor**, Phys. Rev. Lett. 84, 1106 (2000)

SPAYDE, D. T., et al. (SAMPLE Collaboration), **The Strange Quark Contribution to the Proton’s Magnetic Moment**. - Department of Physics, University of Illinois at Urbana-Champaign, 2003.

WALECKA, J. D. – **Electron Scattering for Nuclear and Nucleon Structure**. Disponível em <https://www.cambridge.org/core>, acessado 10/12/2022. IP address: 177.12.101.237 , University Cambridge, 2022.

WEINBERG, S. **A Model of Leptons**. Physical Review Letters. 19 (21): 1264–1266, 1967.

WILSON, K. G. **The Origins of Lattice Gauge**. 174 W. 18th Ave., Columbus, OH 43210. Phys. Rev. D, 218. Theory. Smith Laboratory, Department of Physics, The Ohio State University, 1974.

WU, C. S., AMBLER, E., HAYWARD, R. W., HOPPES, D. D. and HUDSON, R. P. - **Experimental test of parity conservation in beta decay**, Phys. Rev. 105(4), 1413, 1957.

YANG, C.N. et al., **Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance**. - Phys.Rev. 96, 191, 1954.

ZELLER, G. P. **A Precise Determination of Electroweak Parameters in Neutrino-Nucleon Scattering**. Disponível em < <https://doi.org/10.48550/arXiv.hep-ex/0110059>>, acesso 05/08/2023. University of Cincinnati, 2001.