,

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Coordenação de Formação Acadêmica

Cosmo

Célio Marques

Violação da Simetria de Lorentz na QED e a Detecção do CEνNS através da Espectroscopia Mössbauer.

Rio de Janeiro - RJ

13 de Junho de 2022

CBPF Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
UNIDADE DE PESQUISA DO MCTIC

MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES

PÁTRIA AMADA BRASIL GOVERNO FEDERAL

"VIOLAÇÃO DA SIMETRIA DE LORENTZ NA QED E A DETECÇÃO DO CEνNS ATRAVÉS DA ESPECTROSCOPIA DE MÖSSBAUER"

CÉLIO MARQUES

Tese de Doutorado em Física apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Ministério da Ciência Tecnologia e Inovação. Fazendo parte da banca examinadora os seguintes professores:

Sérgio José Barbosa Duarte – Orientador/CBPF

Edson Passamani Caetano – UFES

Ernesto Kemp - UNICAMP

José Abdalla Helayel Neto – CBPF

Tobias Micklitz – CBPF

Rio de Janeiro, 13 de junho de 2022.

Agradecimentos

Agradeço ao Único Deus Vivo e Existente, que nos permitiu pela Sua infinita bondade, estarmos aqui nesta época aprendendo um infinitésimo sobre Sua criação.
Aos meus Pais e meus Irmãos; Aos Amigos Gilmar S Dias, Helder H Sanchez Chavez, Thiago Antonacci, Maurício Gomes, Willians S Dias e Oseias Pereira e suas Famílias; À todos os professores do CBPF por manterem a história e uma tradição em boa ciência no Brasil. Em especial meu Orientador Professor Sérgio Duarte, cuja sabedoria e raciocínio somente são sobrepujadas por sua paciência e generosidade. Aos Professores José Helayël-Neto e Sebastião Alves. Dois verdadeiros titãs que mantém à todo custo uma verdadeira Escola em torno de Física de Partículas e Campos no Brasil, com aulas magistrais, preparadas com extrema dedicação, carinho e competência para os estudantes do CBPF. A Humanidade de ambos é incomensurável em vários aspectos e uma escola ainda maior que a de Física. Agradeço também ao Prof. Álvaro Nogueira(ALMA Nogueira) pelas aulas excelentes e empenho nos cursos no CBPF. Muito Obrigado. Ao querido Professor Emil Medeiros e sua Esposa Márcia pela acolhida com tamanha generosidade e gentileza em sua casa em idas ao CBPF assim como pela carinhosa amizade de ambos. Aos colegas das salas Dirac e sua Extensão que constituiu boa parte das salas de estudantes do quinto andar. Citarei alguns, mas sintam-se incluídos todos aqueles que por ali nos encontramos com sinceras alegrias: Gregório Rabelo, Lais Lavra, Luis Rodoldo, Fábio Alves, Gustavo P. Brito e Fernanda A. Silveira, Yuri Müller, Pedro Malta, Christofer Zuniga, Felipe Almeida, Rodrigo Turcatti, Guilherme "Turcá chê", José Ramon(Pepe), Antônio Lafayete(Alfafa) e Geovane Brandão.

Aos Professores Arthur Kós e Múcio Continentino, pelos ótimos cursos de Quântica e Estatística respectivamente. Ao José Chauca Murga pela Amizade e trabalho no Professor Global. À tia Edna, Zelinha e Cláudinha pelas alegres conversas no corredor G.Beck e pela Amizade e carinho. À Denise Coutinho, Marcelinho Giovanni, Ednardo da TI do CBPF, pela muita presteza com que atendem aos estudantes da Associação de Pós Graduandos José Leite Lopes; À Bete e ao Ricardo da secretaria do CBPF, sempre muito gentís, prestativos e profissionais. Por toda colaboração e auxílio aos estudantes. Ao Esmael e ao Carlos e aos Vigilantes do CBPF, especialmente "Seu Jorge"e ao André pela amizade.

Enfim, à todos que de alguma ou de outra maneira são parte desta modestíssima tarefa aqui concluída a muitas mãos. Minha gratidão à todos os Cidadãos Brasileiros, que de fato mantém estas consideradas buscas pelo conhecimento secular nas várias ciências, ainda que na maior parte das vezes tão distanciadas da realidade tão difícil que assola estes mesmos fomentadores; Muito Obrigado.

Sl 138:12...De Ti nada encobrem as trevas e para Ti brilha a noite como o dia, pois luz e trevas são para Ti iguais.

Sl 122:6...Orai pela paz de Jerusalém; prosperarão aqueles que te amam.

Sl 27:4...Uma coisa pedi ao Senhor, e a buscarei: que possa morar na casa do Senhor todos os dias da minha vida, para contemplar a formosura do Senhor, e inquirir no seu templo.

Sumário

Lista de Figuras

Resumo

Neste trabalho estudamos uma Física não padrão em dois cenários distintos: I) A inclusão teórica de um acoplamento não mínimo do fóton de Maxwell à um campo de fundo e II) no contexto da detecção da interação fraca neutra do neutrino com um dado núcleo que não pode sofrer recuo. Na primeira parte do estudo considera-se a violação da simetria de Lorentz no contexto da Eletrodinâmica Quântica. Aqui, Buscou-se identificar como este pode interferir em processos de espalhamento usuais na QED. Estes processos são bem caracterizados experimentalmente no contexto da QED, tais como espalhamento $e^+e^-\!\to\!e^+e^-$, assim como no tempo de vida do estado ligado de e^+e^-, conhecido como positrônio e na aniquilação de pares. Em face disto, o acoplamento de um campo vetorial de fundo que leve à violação da simetria de Lorentz por um acoplamento direto com o tensor eletromagnético, pode estabelecer limites experimentais sobre este parâmetro de violação de Lorentz. Já na segunda parte da tese, uma proposta experimental para observação das interações neutras neutrino-núcleo é discutida.

O fenômeno que consideramos foi a detecção do espalhamento coerente(CEνNS) de neutrinos por núcleos que não recuam. Devido à vínculos da estrutura cristalina, estes núcleos estão fixados numa condição em que seu recuo não é permitido por uma condição quântica, a saber que os níveis de energia de oscilação no campo cristalino estão espaçados por um *gap* de energia superior à energia transferida no processo neutro que ocorre por troca do bóson massivo Z^0, sendo a assim não ocorre a geração de fônons na rede que fixa estes núcleos tanto quanto na interação destes com a radiação γ usada para sondá-los. Esta condição não é considerada na literatura da área e disto buscamos compreender as alterações mensuráveis em Espectroscopia Mössbauer que poderiam surgir, ou seja, no contexto da emissão e absorção ressonante de raios gama. Investigamos se esta técnica, já largamente utilizada no contexto da Física Experimental, pode tornar viável a observação de um processo eletro fraco nuclear.

A seção de choque desta interação (CEνNS), foi obtida do Modelo Padrão(MP) há cerca de 45 anos e é cerca de 10^4 vezes maior que a seção de choque dos processos carregados na mesma faixa de energia, isto é, para energias da ordem de 50 MeV ou menos a seção de choque de CENNS é em torno de 10^{-38} a 10^{-39} cm^2 enquanto a de processos carregados situa-se entre 10^{-43} a 10^{-44} cm^2. Apesar de apresentar uma seção de choque maior que os demais processos, a interação CEνNS foi observada experimentalmente somente em 2017 por uma colaboração no Fermilab. Neste trabalho estudamos implicações da interação neutrino núcleo na espectroscopia gama nuclear, conhecida como espectroscopia Mössbauer. Esta técnica espectroscópica tem sido empregada para investigar processos eletromagnéticos, chamados hiperfinos, no contexto da ciência de materiais. De outro lado, a mesma foi empregada décadas atrás para investigar efeitos gravitacionais preditos pela relatividade geral, que prediz o deslocamento para o vermelho na frequência de uma fonte gama em queda livre. Sabemos que a interação gravitacional é extremamente débil comparativamente à eletrofraca e ainda mais em relação à eletromagnética. Sendo assim, um dos objetivos centrais deste trabalho é de investigar como trazer a espectroscopia Mössbauer para o contexto das interações fracas, por isto consideramos a interação com a maior seção de choque dentro do contexto eletrofraco, que é a interação neutrino núcleo.

Palavras Chave: Violação de Simetria, Simetria de Lorentz, Eletrodinâmica, Espalhamento Coerente, Interação Neutrino Núcleo, Espectroscopia Mössbauer, Modelo de Jaynes Cummings.

Abstract

In this study we analyzed a non-standard physics in two different scenarios: I) The theoretical inclusion of a non-minimal coupling of the Maxwell photon to a background field. II) Possibility of the detection of neutral weak interaction, which governs the neutrino scattering with a given nucleus, when the last one does not experience recoil. During first part of the study, we consider the violation of Lorentz symmetry, in the Quantum Electrodynamics (QED) sector of Standard Model. How this would interfere with usual scattering processes in QED? These processes are well characterized experimentally in the context of QED, such as $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ scattering, as well as in the bound state lifetime of e^+e^-, known as positronium as well in pair annihilation. In view of this, the coupling of a background vector field, which leads to the violation of Lorentz symmetry by a direct coupling with the electromagnetic tensor can establish experimental limits on the breaking parameter of Lorentz violation. In the second part of the thesis, an experimental proposal for the observation of neutral neutrino-nucleus interactions is discussed.

The phenomenon considered was the detection of coherent scattering(CEνNS) of neutrinos by non-recoil nuclei. Due to the constraints of the crystalline structure, these nuclei are fixed in a condition in which their recoil is not allowed by a quantum condition, namely: that the oscillation energy levels in the crystalline field are spaced by a *gap* of energy greater than energy transferred in the neutral process that occurs through the exchange of the massive boson Z^0, therefore, the generation of phonons are not present at the final spectrum of the system. Since, in reality, the lattice fixes these nuclei as much as in the interaction of these with the radiation γ, used for probe them. This condition is not considered in the literature of the area consequently, we seek to understand the measurable changes in Mössbauer Spectroscopy that would arise, that is, in the context of resonant emission and absorption of gamma rays. The cross section of interaction (CEνNS), was obtained from the Standard Model(MP), approximately 45 years ago and is about 10^4 times larger than the cross section of the processes was carried in the same energy range, that is, for energies of the order of 50 MeV or less the CEνNS cross section is around 10^{-38} to 10^{-39} cm^2 while that of loaded processes is between 10^{-43} to 10^{-44} cm^2. Despite presenting a larger cross section than the other processes, the CEνNS interaction was experimentally observed only in 2017 by a collaboration at Fermilab. So the second scenario in study implications of the neutrino-nuclear interaction in nuclear gamma spectroscopy, known as Mössbauer spectroscopy. While the spectroscopic technique has been used to investigate electromagnetic processes in the context of materials science and - Furthermore to investigate gravitational effects predicted by general relativity, decades ago, confirming the prediction the red shift in the frequency of a free-falling gamma source. Is known that gravitational interaction is extremely weak compared to electroweak and even more so compared to electromagnetic. Therefore, one of the main objectives of this work is to investigate how to bring Mössbauer spectroscopy to the context of weak interactions, whence, the interaction with the largest cross section within the electroweak context, which is the neutrino-nucleus interaction.

Keywords: Symmetry Violation , Lorentz Symmetry, Electrodynamics, Coherent Scattering, Neutrino-Nucleus, Mössbauer Scattering, Jaynes Cummings Model.

Capítulo 1

Introdução

O modelo padrão (MP) das partículas elementares, baseia-se em dois pilares que se retroalimentaram ao longo dos últimos ≈ 72 anos. Um destes pilares, sustenta a fenomenologia extensa do espectro de partículas em decaimentos e ressonâncias tais como observadas nos aceleradores, assim como também implicadas pela violação fundamental da simetria de paridade nas chamadas interações fracas. O outro pilar do MP, elevou a simetria de Lorentz a um status de "santo graal"da Física de partículas elementares, uma vez que as transformações de coordenadas no espaço tempo, as chamadas transformações de Lorentz, quando implementadas no espaço de Fock da teoria, ditará a forma como o espectro de campos observáveis poderá se apresentar, assim como também suas propriedades de simetria e de causalidade[1]. Ambos os pilares, fenomenológico-experimental e teórico, possibilitaram a construção do Modelo Eletrofraco (EW[2]) dentro do qual temos a Eletrodinâmica Quântica(QED[3]) alimentando um setor muito rico em fenomenologia e largamente explorado tanto teórica como experimentalmente nas últimas décadas.

No cenário dos anos 50 do século passado, estava se consolidando ainda, a proposta de que os férmions carregados podiam interagir com o vácuo e que isto explicava consequências já no espectro do Hidrogênio[1], através do então bem medido deslocamento de Lamb no Hidrogênio[2, 3]. Este último fato, trouxe um entendimento profundo da aplicação da simetria de Lorentz permitindo ir mais além das previsões clássicas da eletrodinâmica de Maxwell. Indo um pouco adiante, temos os decaimentos fracos cujas medidas mostram uma escala de tempo(entre 10^{-6}s e 10^{-10}s), tipicamente distante de outros processos cujo decaimento envolve a interação eletromagnética[4] que é da ordem de 10^{-16}s ou menos. A despeito deste fator de 10^{10} que separa um fenômeno fraco de um eletromagnético, o modelo de violação da simetria de paridade por Yang e Lee em 1957[4] e posteriormente pela verificação experimental por Wu et al[5] neste mesmo ano, foi bem sucedido e mostrou claramente que um edifício teórico-experimental estava nascendo no campo da Física e com a capacidade de unificar

[1] Bósons comutam e Férmions anti- comutam para interações causais, ou seja, dentro do cone de luz. Omitimos aqui o importante problema da quantização dos campos não abelianos massivos que introduzem as chamadas partículas fantasmas(ghosts) que não satisfazem o teorema spin-estatística, e.g, elétrons escalares!

[2] da abreviação em inglês.

[3] idem.

[4] e.g: decaimento do π^0 em dois fótons.

numa mesma descrição os fenômenos de natureza eletromagnética e os decaimentos fracos. Neste último comparecem os neutrinos e suas peculiares características até então pouco compreendidas.

A Física de Neutrinos, tem se firmado nas últimas décadas, como parte fundamental para compreensão da fenomenologia das partículas elementares e das suas interações. É sabido que eles podem induzir uma série de processos e reações elementares e tratam-se de férmions neutros de massa extremamente pequena[6–9] porém, como demonstrado pelos experimentos de oscilação, esta massa é não nula [10–12] e isto por si só é um cenário de Física além-MP.

Em uma perspectiva experimental e fenomenológica, as interações do núcleo atômico com os neutrinos tem sido um grande atrativo na atualidade[6, 13–15] muito embora sua predição teórica tenha ocorrido há cerca de 45 anos[6]. A característica marcante do processo é sua alta seção de choque, quando comparada a outras interações dos neutrinos.

A dificuldade na observação das interações neutrino-núcleo, ocorre principalmente devido à energia transferida(ordens de KeV) na interação ser pequena comparativamente à massa do núcleo(ordens de GeV).

De fato, esta energia sendo da ordem de 2 KeV ou menos é o único observável da interação que pode manifestar-se direta ou indiretamente. A dificuldade da observação, aparece quando nos detectores usualmente empregados, os traços ou assinaturas da interação ficam sempre abaixo do limiar da detecção, ou seja da chamada linha de base dos detectores[7, 13, 16].

Este trabalho resulta portanto,como já pontuado antes, de linhas de investigação não padrão que tivemos contato nos dois anos em que fiz os créditos no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. São elas:

Estudo dos espalhamentos usuais da QED porém em presença de um campo de fundo(*background*) que viola a simetria de Lorentz(no sentido das transformações ativas[5]) desenvolvida no capítulo 2 o qual foi resumido no trabalho publicado em [17]; Nos capítulos 3 e 4 temos outra relacionada ao espalhamento eletrofraco de neutrinos por núcleos (CEνNS), o que também coloca em tela o papel de *background* das interações hiperfinas da vizinhança eletrônica sobre o núcleo. Os resultados aqui foram publicados em [18]. Especificamente, investigamos a fenomenologia de um processo eletrofraco num contexto não padrão, qual seja, o do espalhamento coerente de neutrinos por certos núcleos, que são fixados em campo cristalino(*background*) de modo a não recuarem no espalhamento, indo na contramão das propostas usuais em que o recuo do núcleo é o *smoking gun* experimental observado; No capítulo 5 apresentamos a descrição do efeito Mössbauer em termos da QED. Consideramos o nêutron de valência, sendo este tratado em sua interação com o núcleo banhado em radiação γ, como um sistema de dois níveis e que pode apresentar a mesma descrição em termos do Hamiltoniano de Jaynes Cummings porém no contexto da estrutura nuclear; O capítulo 6 resume as principais conclusões e perspectivas desta tese.

[5]De fato, há dois tipos de transformação possíveis para um sistema físico. Uma transformação é ativa ou de partícula quando atua no sistema em estudo mantendo o referencial fixado. Se a transformação mantém o sistema fixo, mas muda-se o referencial temos uma transformação passiva ou de observador.

Capítulo 2

Processos de Espalhamento da Eletrodinâmica com Violação da Simetria de Lorentz

Este capítulo revisa os processos de espalhamento típicos na QED em que duas partículas do canal de entrada levam em duas partículas no canal de saída. Em particular os espalhamentos elétron fóton(Compton), elétron-pósitron(Babha), Aniquilação de pares(e^+e^-) e o estado singlete do sistema ligado elétron-positron, chamado para-positrônio(Para-Ps). Seguindo o trabalho [17], discute-se como a introdução de um acoplamento não mínimo do tensor $F^{\mu\nu}$ com um campo vetorial de fundo ξ^{ν}, introduz modificações nas seções de choque e tempo de vida destes processos citados, abordando possíveis desvios da simetria de Lorentz no contexto do setor da QED do modelo padrão estendido como proposto por Kostelèck et al [19]. Determina-se os efeitos de um termo CPT par, que leva à violação da simetria de Lorentz(LV) através do acoplamento não mínimo nas seções de choque transversais dos processos citados acima.

Incertezas experimentais que restringem o desvio das seções transversais diferenciais e/ou tempos de decaimentos em relação a QED pura, nos permitem colocar limites superiores na magnitude dos efeitos de violação de Lorentz induzidos pelo campo que promove esta mesma violação da Simetria. De fato, neste trabalho é obtida uma restrição na componente temporal baseada na taxa de decaimento do parapositrônio.

No trabalho [17] não apresentamos limite para LV para o espalhamento Compton, porém, tendo encontrado o trabalho [20], onde se apresentam medidas muito precisas das seções de choque deste espalhamento, apresentaremos um limite sobre o vetor de LV em complemento ao referido trabalho.

2.1 A simetria de Lorentz e a sua Violação na QED

Em teoria quântica de campos, uma simetria[1] implica ela mesma, em algo mais fundamental que os campos em si em muitos aspectos. Para a simetria de Lorentz isto se torna ainda mais verdadeiro,

[1] Uma operação que se faz nos campos que deixe o lagrangiano invariante. Em física clássica por exemplo se você faz uma rotação no espaço, o lagrangiano $\mathscr{L} = (m/2)\overrightarrow{v} \cdot \overrightarrow{v} - m\overrightarrow{g} \cdot \overrightarrow{h}$ permanece inalterado. Portanto uma rotação de um ângulo θ qualquer é uma simetria de $\mathscr{L}$.

uma vez que estando intrinsecamente ligada à covariância entre referenciais em movimento relativo, guarda em si uma importância central para todo o desenvolvimento da física desde os trabalhos de Einstein e culminando em 1927 com o trabalho fundamental de Dirac, onde ele lançou as bases para o que hoje conhecemos como eletrodinâmica quântica(QED).

Neste contexto, a simetria não somente dita as quantidades conservadas[21], mas a sua violação pelo estado fundamental ou configuração de menor energia da teoria, o seu vácuo, tem um papel central nos modelos teóricos e nas suas comprovações dos experimentos. No modelo eletrofraco, por exemplo, a violação da simetria de paridade leva à não existência de neutrinos de quiralidade direita e, como consequência, os neutrinos não possuem massa para o modelo padrão. Hoje sabemos, dos experimentos de oscilação de neutrinos[10–12], que os neutrinos tem massa não nula. Este fato por si só, indica a necessidade de extensão do modelo padrão para acomodar a massa para os neutrinos.

A questão da violação da simetria de paridade é hoje suplantada pelo teorema de CPT, que garante que este conjunto de simetrias discretas deva ser preservado e não cada uma delas isoladamente, porém a questão da massa não nula dos neutrinos permanece como um mistério.

Na mesma direção, sabemos que se transformações CPT são preservadas, automaticamente as transformações de Lorentz também o serão. Porém o oposto não necessariamente ocorre.

De fato, teorias mais fundamentais, que buscam uma unificação das quatro interações conhecidas, apontam para o fato de que na escala acima dos 10^{19} GeV as constantes de acoplamento do modelo padrão convergem para um único valor. Nesta escala de energia, objetos estendidos em $d > 4$ podem "acomodar"energia nas outras dimensões não acessíveis nos experimentos atuais. Estes modelos, comumente referidos como teoria de cordas, apresentam-se como candidatos à uma unificação na física. Porém, na escala dos experimentos acessíveis atualmente, pode-se trabalhar com estas teorias em termos de teorias efetivas, as quais preveem a possibilidade de uma variedade de estruturas tensoriais que podem, a princípio preencher o espaço tempo e a partir daí definirem um referencial privilegiado associado à estes condensados tensoriais que são trazidos por esta física acima dos 10^{19} GeV. O vácuo da teoria agora contém um campo cujo valor esperado é não nulo.

Algumas destas circunstâncias estão ilustradas na figura a seguir, onde mostra-se diferentes possibilidades de vácuo: um campo escalar uniforme, um gradiente de campo escalar e um campo vetorial. O terceiro caso é o que trataremos neste capítulo, onde estabeleceremos, a partir do acoplamento não mínimo com o tensor de Maxwell, limites para a magnitude deste vetor de fundo. Esses limites originam-se em experimentos de precisão na QED usual. O Lagrangeano usual da QED pode ser escrito como está abaixo, onde aqui omitimos o termo de fixação de calibre, uma vez que estamos lidando com quantidades externamente conservadas.

$$\mathscr{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \Psi^*(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi \tag{2.1}$$

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu - i\xi^\nu F_{\mu\nu} \tag{2.2}$$

Figura 2.1: De cima para baixo. Na primeira figura, vácuo com um campo condensado homogêneo escalar, a seguir um campo escalar com gradiente introduz uma direção preferencial em cada ponto do espaço tempo gerando violação de Lorentz. Por fim um campo vetorial não nulo, introduz violação de Lorentz. No caso dos experimentos de QED p. ex. um vetor como este último leva à uma variação nas medidas de precisão com a posição da terra na sua trajetória em torno do sol.

Levando a expressão 2.2 em 2.1 e escrevendo os respectivos campos no espaço dos momenta, podemos ler do termo de interação o vértice da QED, modificado pela inclusão da interação não mínima entre o fóton e o campo ξ^{ν}, isto representa o caso do campo vetorial na figura 2.1. Este vértice será usado no computo das seções de choque dos processos da QED já definidos anteriormente é dado por:

$$i\Gamma^{\mu} = ie\gamma^{\mu} + \not{q}\xi^{\mu} - (\xi \cdot q)\gamma^{\mu} \tag{2.3}$$

Onde $ie\gamma^{\mu}$ é o vértice usual da QED, q é o momento transferido nos vértices de interação e ξ^{μ} representa o quadrivetor representativo de um campo de fundo que assume-se, permeia o universo inteiro, sendo um valor esperado no vácuo(VEV) não nulo de uma teoria mais fundamental, cuja escala é das teorias de grande unificação. Consideramos no trabalho os processos em que $2 \to 2$, envolvendo elétrons, pósitrons e fótons. Existem uma gama de processos importantes em QED, dentre eles destaco em ordem cronológica, os que abordaremos neste trabalho, fazendo a seguir uma breve revisão dos mesmos. A partir deste ponto adotaremos unidades naturais em que $\hbar = c = 1$, assim quando escrevermos expressões tal como $\omega >> m$ está implícito que trata-se de $\hbar\omega >> mc^2$[2].

[2] Nestas unidades por exemplo: 1 GeV = 5.08 fm^{-1} e 1 mb = 10^{-27} cm^2 = 2.568 GeV^{-2}

2.2 Espalhamento Compton com Violação da Simetria de Lorentz

A seção de choque diferencial do espalhamento Compton ($e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma$), foi calculada por Oskar Klein e Yoshio Nishina em 1929 e lançou as bases para o surgimento da formulação da QED como a conhecemos atualmente duas décadas mais tarde. Antes dos resultados de Klein Nishina usando os então recentes resultados de Dirac de 1927, uma expressão obtida de considerações clássicas por Thomson em 1923[22], mostrava-se em desacordo com os experimentos da época. De fato, a seção de choque diferencial obtida por Thomson no limite em que a energia do fóton incidente ω é muito menor que a massa de repouso do elétron m, pode ser expressa como

$$\frac{d\sigma}{d(cos\theta)} = \frac{\pi\alpha^2}{m^2}(1 + cos^2\theta) \tag{2.4}$$

À medida que a energia dos fótons espalhados foi aumentando desde a faixa dos raio-x até a faixa dos raios γ mais energéticos, efeitos relativísticos fazem com que a expressão 2.4 esteja em desacordo com os experimentos.

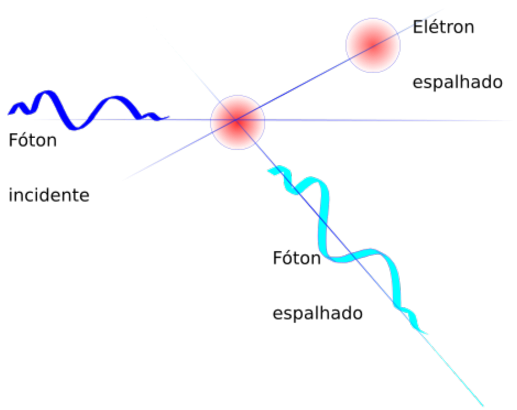

Figura 2.2: Representação do espalhamento Compton com elétron em repouso. O fóton(horizontal à esquerda) mais energético vindo em direção ao elétron em repouso. Após a interação o fóton espalhando num ângulo θ com a direção horizontal, modifica seu comprimento de onda, bem como o elétron que é espalhado em um ângulo ϕ acima da horizontal.

Enquanto que a expressão de Klein-Nishina está em acordo com os dados obtidos até energias da ordem de 2 MeV. A QED prescreve o vértice $i\Gamma^\mu = ie\gamma^\mu$ no cálculo dos vértices para os canais s e t mostrados nos diagramas de Feynman da figura 2.3 abaixo. Aplicando as regras usuais para o cálculo das amplitudes de espalhamento, obtemos a seção de choque de Klein-Nishina, eq.2.5 abaixo,

$$\frac{d\sigma}{d(cos\theta)} = \frac{\pi\alpha^2}{m^2}\left(\frac{\omega'}{\omega}\right)^2\left[\frac{\omega'}{\omega} + \frac{\omega}{\omega'} - \sin^2\theta\right] \tag{2.5}$$

Valendo-se da conservação da energia[3], permite coloca-la da seguinte forma:

[3]Que resulta da expressão 2.8.

$$\frac{d\sigma}{d(cos\theta)} = \frac{\pi\alpha^2}{m^2}\Big[(1+cos^2(\theta)-\frac{2\omega}{m}\Big(1+cos^2(\theta)(1-cos(\theta)+O(\omega^2/m^2)\Big)\Big] \tag{2.6}$$

Notamos que no limite em que $m \to \infty$ os termos em ω/m tendem a zero recuperamos o resultado clássico da expressão 2.4 obtida por Thomson.

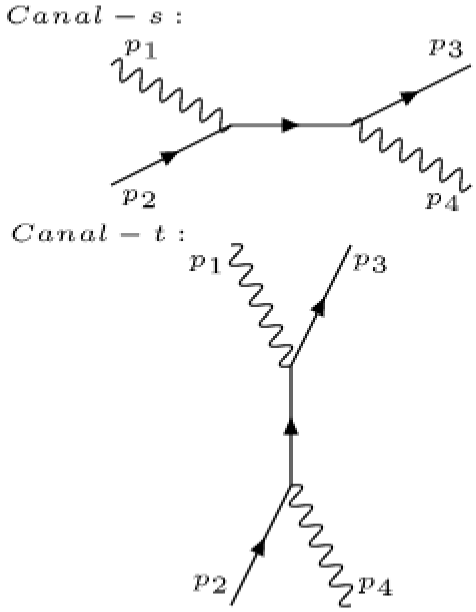

Figura 2.3: Diagramas de Feynman do canal s (acima) e o canal t (abaixo): Ambos contribuem para o espalhamento Compton. No canal s o elétron absorve um fóton e depois emite outro, no canal t à direita o elétron primeiro emite um fóton, ficando em repouso num curto intervalo de tempo e depois absorve outro fóton. Estas são as únicas possibilidades para o espalhamento Compton.

Como dito anteriormente, a QED prescreve o vértice $i\Gamma^{\mu}= ie\gamma^{\mu}$ no cálculo dos vértices para os canais s e t mostrados nos diagramas de Feynman da figura 2.3. Aplicando as regras usuais para o cálculo das amplitudes de espalhamento[3, 23] obtemos a seção de choque de Klein-Nishina, eq.(2.5) acima.

Agora vamos introduzir o vértice que inclui o vetor de violação de Lorentz através do acoplamento não mínimo, como a seguir

$$i\Gamma^{\mu} = ie\gamma^{\mu} + \not{q}\xi^{\mu} - (\xi \cdot q)\gamma^{\mu} \tag{2.7}$$

Com este, nós podemos avaliar a interação nos vértices dos diagramas mostrados na figura 2.3 e computar as amplitudes de espalhamento. A partir daí podemos obter as seções de choque do espalhamento Compton neste cenário de LV induzido pelo vetor ξ^{μ}. O vértice entra no cálculo de seções de choque e tempos de decaimento, através do cálculo das amplitudes invariantes de cada diagrama que contribuem para o processo. Em geral, para a figura superior em 2.3, utilizando as regras de Feynman usuais[3], temos:

$$i\mathcal{M}_s = \varepsilon_1^{\mu} u^*(p_3)\Gamma^{\mu} \frac{i(\not{p}_1 + \not{p}_2 + m)}{(p_1+p_2)^2 - m}\Gamma^{\nu} u(p_2)\varepsilon_4^{*\nu}$$

e para o gráfico inferior

$$i\mathcal{M}_t = \varepsilon_1^{\mu} u^*(p_3)\Gamma^{\mu} \frac{i(\not{p}_2 - \not{p}_4 + m)}{(p_2-p_4)^2 - m}\Gamma^{\nu} u(p_2)\varepsilon_4^{*\nu}$$

Definindo as variáveis de Mandelstam:

$$s = (p_1 + p_2)^2$$
$$t = (p_2 - p_4)^2$$

Vamos considerar o sistema de coordenadas do laboratório($m >> \omega$), de modo que podemos escrever os quadrimomenta:

$$p_1 = (\omega, 0, 0, \omega)$$
$$p_2 = (m, 0, 0, 0)$$
$$p_4 = (\omega^{'}, \omega^{'} sin\theta, 0, \omega^{'} cos\theta)$$

Usando a conservação de momento energia nos vértices mostrados podemos obter:

$$p_3 = p_1 + p_2 - p_4$$

A condição on-shell implica que $p_3^2 = m^2$ daí chegamos na condição de que:

$$\omega^{'} = \frac{\omega}{1 + \frac{\omega}{m}(1 - cos\theta)} \tag{2.8}$$

Dada esta expressão, vamos considerar dois importantes limites que são $\omega >> m$ e $m >> \omega$. No primeiro caso a energia do fóton incidente é muito maior que a energia de repouso do elétron e chega-se que: $\omega^{'} \approx m(1 - cos\theta)^{-1}$. No outro limite, o termo $\omega/m \to 0$ e logo, $\omega^{'} \approx \omega$ e temos um espalhamento elástico do fóton pelo elétron.

Agora faremos a soma $i\mathcal{M}_s + i\mathcal{M}_t$, substituindo as variáveis de Mandelstam convenientes, temos que:

$$i\mathcal{M} = \varepsilon_1^{\mu} \varepsilon_4^{*\nu} u^*(p_3)\Big[\Gamma^{\nu} \frac{i(\not{p}_1 + \not{p}_2 + m)}{s - m}\Gamma^{\mu} + \Gamma^{\mu} \frac{i(\not{p}_2 - \not{p}_4 + m)}{t - m}\Gamma^{\nu}\Big] u(p_2) \tag{2.9}$$

Onde usamos o vértice 2.7 na equação 2.9 acima. Com isto obtemos que a amplitude total pode ser separada em uma parte de pura QED e uma parte que contém a dependência com o vetor ξ. Significa que podemos escrever:

$$\mathscr{M} = \mathscr{M}_{\mathscr{QED}} + \mathscr{M}_{\xi} \tag{2.10}$$

Neste ponto, podemos notar que ao calcular o valor de $|\mathscr{M}^2|$, o desvio da expressão de Klein-Nishina pode ser expresso como sendo dado por:

$$\mathscr{M}_{LV}^2 = \mathscr{M}_{\mathscr{QED}}\mathscr{M}_{\xi}^* + \mathscr{M}_{\mathscr{QED}}^*\mathscr{M}_{\xi} + \mathscr{M}_{\xi}^2 \tag{2.11}$$

Os dois termos de interferência -$\mathscr{M}_{\mathscr{QED}}\mathscr{M}_{\xi}^* + \mathscr{M}_{\mathscr{QED}}^*\mathscr{M}_{\xi}$- são imaginários puros e cancelam-se mutuamente, sendo um o complexo conjugado do outro[4], sendo assim o termo $\mathscr{M}_{\xi}^2$ é o único que contribui. Os cálculos aqui envolvidos seguem do mesmo modo como nos exemplos desenvolvidos extensamente em vários textos tais como [3, 23]. Para o cálculo de contrações de índices espinoriais e computo dos traços de matrizes gama, utilizou-se o pacote Package-x[24].

O desvio do resultado de Klein-Nishina é determinado por $\langle|\mathscr{M}_{\text{LV}}|^2\rangle = \langle|\mathscr{M}_{\xi}|^2\rangle$, onde $\mathscr{M}_{\text{LV}}$ contém, em princípio, os termos de primeira e de segunda ordem em ξ.

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_{\text{LV}}^{e\gamma}}{d\Omega} = & \frac{\alpha}{8\pi m^2}[(\xi\cdot p_1)^2 + (\xi\cdot p_4)^2]\left(\frac{\omega'}{\omega}\right)^2 \\ & \times\left[\frac{\omega'}{\omega} + \frac{\omega}{\omega'} - \sin^2\theta\right].\end{aligned} \tag{2.12}$$

Um aspecto interessante deste termo com LV é que ele é de primeira ordem em α, ao contrário do que se obtém na QED pura, que traz um termo de segunda ordem na constante de estrutura fina. Fazendo as atribuições de momentos dadas acima, $(\xi\cdot p_1)^2 \simeq \omega^2$ e $(\xi\cdot p_4)^2 \simeq \omega'^2$, percebe-se que o termo de LV apresenta-se distinto do resultado padrão de Klein-Nishina, não pela sua dependência angular, mas também pela dependência com a energia do fóton incidente. Isto é decorrente do acoplamento não mínimo proposto no vértice.

Para analisar o comportamento desta solução de forma mais clara, podemos definir $x = \frac{\omega}{m}$ e $\mathscr{P}(x,\theta) = 1 + x(1 - cos\theta)$[17, 23], podemos reescrever a fórmula de Klein-Nishina modificada por LV como

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_{\text{LV}}^{e\gamma}}{d\Omega} = & \kappa\tilde{\xi}^2\frac{x^2}{\mathscr{P}(x,\theta)^2}\left[1 + \mathscr{P}(x,\theta)^{-2}\right]\times \\ & \times\left[\mathscr{P}(x,\theta) + \frac{1}{\mathscr{P}(x,\theta)} - \sin^2\theta\right],\end{aligned} \tag{2.13}$$

com $\kappa = \frac{\alpha}{8\pi}$ e $\tilde{\xi}^2$ contendo os fatores angulares adimensionais de $(\xi\cdot p_1)^2 + (\xi\cdot p_4)^2$. O fator de energia $x^2 = (\omega/m)^2$ extra no numerador ocorre devido ao acoplamento não mínimo entre o vetor

[4] Aqui fazemos menção aos termos lineares em ξ.

de LV e o tensor eletromagnético. Considerando a expressão acima, podemos construir o gráfico 2.4 dessa contribuição de LV em termos da razão $x = \omega/m$ e do ângulo θ do fóton espalhado. Este gráfico mostra o efeito de LV aumenta monotonicamente com a energia do fóton incidente, sendo mais evidente para alguns ângulos de espalhamento, conforme figura a seguir:

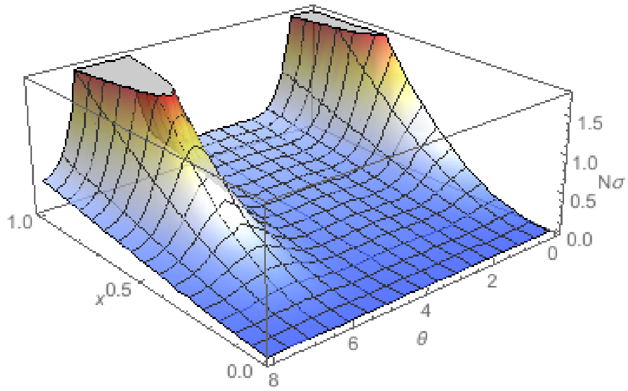

Figura 2.4: Contribuição do Termo de LV no espalhamento Compton. Observa-se que esta contribuição aumenta com a energia do fóton incidente, tendo um comportamento também dependente com o ângulo de espalhamento.

Este comportamento pode ser entendido em termos dos limites de $\frac{d\sigma^{e\gamma}\mathrm{LV}}{d\Omega}$ com relação à x. Vemos que em baixas frequências do fóton incidente $\mathscr{P}(x,\theta) \to 1$ e portanto $\frac{d\sigma^{e\gamma}\mathrm{LV}}{d\Omega}$ tende a x^2, logo para ω/m pequeno, a contribuição do vetor de LV fica muito suprimida face à seção de choque usual da QED e não seria detectável em termos dos experimentos atuais. Com isto passamos a analisar o outro extremo do espectro, em que x tende para valores maiores que 1. Neste contexto, as contribuições de LV se tornam cada vez maiores. Neste limite, $\mathscr{P}(x,\theta)$ tende para x assim como $\frac{d\sigma^{e\gamma}_{\mathrm{LV}}}{d\Omega}$. Assim temos que as contribuições de LV podem ser amplificadas neste regime de energia. Contudo, deve-se fazer uma ressalva de que neste limite outras contribuições da própria QED, advindas dos efeitos de polarização do vácuo, podem trazer contribuições relevantes para a seção de choque. Estas correções radiativas não foram consideradas neste trabalho, sendo esta possibilidade de continuidade do mesmo em trabalhos futuros. Um fato relevante ocorre quando por exemplo temos a frequência do fóton $\omega^{'} \approx \omega$, neste caso temos um espalhamento elástico do fóton e a seção de choque torna-se essencialmente a seção de choque clássica de Thomson caso o vetor de LV seja da forma $\xi = (\xi^0, 0)$. Com isto temos:

$$\frac{d\sigma^{e\gamma}_{\mathrm{LV}}}{d\Omega} = \frac{\alpha\xi_0^2}{4\pi}\left(\frac{\omega}{m}\right)^2[1+cos^2\theta] \tag{2.14}$$

O comportamento angular desta contribuição é bastante supresso, não somente pelo acoplamento com o vetor de LV, mas também pela dependência quadrática de ω/m. O caso em que o vetor de LV é puramente espacial permite escrever que $\xi = (0, \overrightarrow{\xi})$ e isto introduz uma dependência azimutal para quando o vetor de LV faz um ângulo θ_ξ com o eixo z. Aqui adotamos o eixo z, como sendo o eixo do momentum fóton incidente por exemplo. Quando $\theta_\xi = 0$, temos o fóton incidente com momento paralelo ao vetor ξ e a contribuição de LV se reduz à:

$$\frac{d\sigma_{\text{LV}}^{e\gamma,\parallel}}{d\Omega} = \frac{\alpha|\xi|^2}{8\pi}\left(\frac{\omega}{m}\right)^2\left[1+\cos^2\theta\right]^2, \tag{2.15}$$

Sendo que a única observação notável é a dependência angular mais acentuada que no caso de vetor LV tipo tempo analisado anteriormente devido o fator $1+cos(\theta)$ adicional, porém com uma contribuição muito supressa devido ao acoplamento com $|\xi|^2$ e sem uma assinatura angular que possa revelar nos dados experimentais a presença de um possível campo de fundo gerando LV. O caso em que $\theta_\xi = 90^0$ com o eixo z(aqui considerado como o de incidência do fóton) traz uma dependência angular com θ, o ângulo de espalhamento, mas também uma dependência azimutal com o angulo ϕ, que no caso de um vetor de fundo fixo que permeia todo o espaço, pode aparecer nos experimentos(terrestres por exemplo) devido ao movimento do aparato experimental com o tempo. Esta contribuição levaria à uma oscilação de período T definido na seção de choque. A expressão para este caso fica como abaixo:

$$\frac{d\sigma_{\text{LV}}^{e\gamma,\perp}}{d\Omega} = \frac{\alpha|\xi|^2}{8\pi}\left(\frac{\omega}{m}\right)^2\cos^2(\Omega * t-\phi_0))\left[1-\cos^4\theta\right], \tag{2.16}$$

Em que $\Omega = 2\pi/T$ e ϕ_0 é um ângulo azimutal de fase inicial. Interessante notar que neste regime de baixa energia a dependência clássica de $1+cos^2(\theta)$ está sempre presente e muito embora tenhamos um quadrado do vetor de LV suprimindo a correção da seção de choque da QED pura, a dependência deste termo com $\alpha = 1/137$ é linear, ao passo que a seção de choque puro QED é quadrática em α.

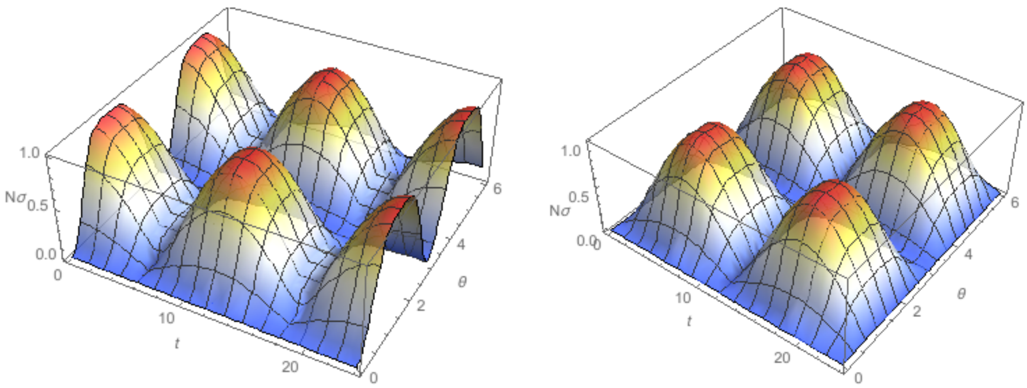

Figura 2.5: Acima à esquerda: Contribuição de LV com $\phi_0 = 0$; à direita, $\phi_0 = \pi/2$.

Assumindo experimentos terrestres, o período assumido nas figuras acima é $T = 24$ horas e $N_\sigma = \left[\frac{\alpha|\xi|^2}{8\pi}\left(\frac{\omega}{m}\right)^2\right]^{-1} d\sigma_{\text{LV}}^{e\gamma,\perp}/d\Omega$, é uma função adimensional que define a dependência angular do observável físico[5] para o espalhamento Compton.

Até agora analisamos o limite de baixa energia para o fóton incidente. No outro extremo, em altas energias($\omega \gg m$)a expressão:

$$\omega' = \frac{\omega}{1+\frac{\omega}{m}(1-cos\theta)} \approx \frac{m}{1-cos\theta} \tag{2.17}$$

[5]Neste caso o observável físico é a seção de choque.

O que significa que a frequência do fóton espalhado torna-se independente da do fóton incidente. Levando esta expressão na seção de choque da QED usual temos:

$$\frac{d\sigma^{QED}}{d\Omega}=\frac{\alpha^2}{2m\omega}\frac{1}{(1-cos\theta)} \tag{2.18}$$

Considerando o caso em que o vetor de LV($\xi^{\mu}=(0,\xi_z)$) seja colinear ao momento do fóton incidente, i.e, $\theta_{\xi}=0$ teremos:

$$\frac{d\sigma_{\mathrm{LV}}^{e\gamma\,\|}}{d\Omega}=\frac{\alpha{\xi_z}^2}{8\pi m}\frac{\omega}{(1-cos\theta)}+\mathscr{O}(\frac{m^2}{\omega^2}) \tag{2.19}$$

O caso em que o vetor de LV seja puramente temporal($\xi^{\mu}=(\xi^0,0)$) é semelhante ao caso acima, fazendo $\xi_z\rightarrow\xi^0$.

O experimento Primex conduzido no Jefferson Labs [20] em 2019, considerou pela primeira vez o espalhamento Compton para fótons com energias superiores a 0.1 GeV. Como em nosso trabalho [17], não estimamos nenhum limite para o vetor LV com espalhamento Compton, convém fazê-lo nesta ocasião uma vez que este experimento foi o de mais alta precisão até o momento considerando o espalhamento Compton e medindo-o numa faixa em que processos de mais alta ordem, as correções radiativas devam ser consideradas. O intervalo de energia das medidas foi entre 4.4 e 5.4 GeV muito acima da massa m do elétron, sendo utilizado alvos de ^{12}C e ^{28}Si. É possível estabelecer um limite para o parâmetro de LV em relação às correções radiativas consideradas pela colaboração. A seção de choque total mostra o comportamento típico de $1/\omega$ para esta escala de energia como se pode ver da figura extraída deste mesmo artigo[20] e replicada abaixo.

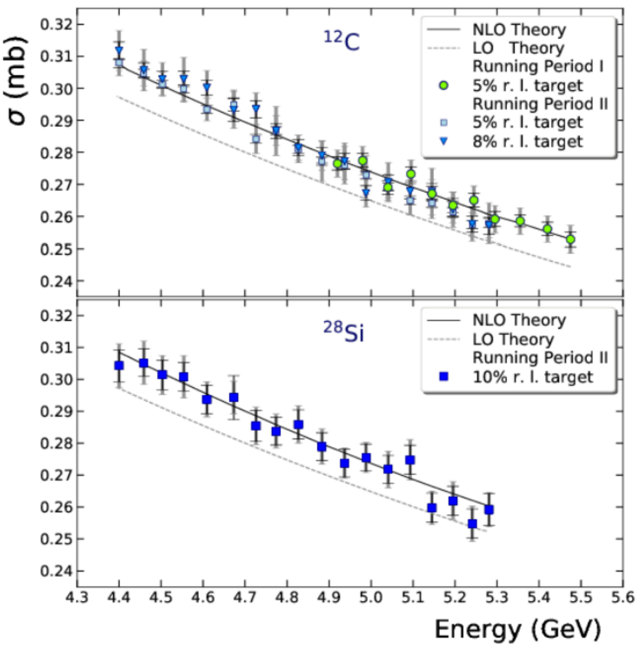

Figura 2.6: Na figura, a curva sólida(NLO-next leading order) representa as correções radiativas ao espalhamento Compton, ao passo que a linha tracejada representa os dois gráficos de Feynman que consideramos neste trabalho(LO-leading order). Notamos o comportamento $\sigma\approx 1/\omega=1/E_{\gamma}$ típico no regime de altas energias do espalhamento Compton. Adotando a incerteza $\Delta\sigma$ das medidas acima seja da ordem de 0.005mb.

Se considerarmos que para representar uma física nova, que as correções do vértice de LV devam superar a separação entre as linhas sólida e tracejada da figura - QED usual e QED com correções radiativas respectivamente - podemos estabelecer com estes dados e usando a equação 2.19 integrada, o limite[6] no vetor de LV:

Tomando a equação 2.19 e integrando-a em $d\Omega$, para obter a seção de choque de LV total, obtemos que:

$$\sigma_{\text{LV}}^{e\gamma\,\|} = \int \Big(\frac{\alpha {\xi_z}^2}{8\pi m} \frac{\omega}{(1 - cos\theta)} \Big) d\Omega \approx \frac{\alpha {\xi_z}^2}{8m} \pi\omega \leq \Delta\sigma \tag{2.20}$$

Adotando que o valor $\Delta\sigma \approx 0.005$ mb, seja o limite para o valor total de $\sigma_{\text{LV}}^{e\gamma\,\|}$ acima, temos que

$$\xi_z \leq 2 \cdot 10^{-17} m \approx 10^{-2} GeV^{-1}$$

Isto implica que se o vetor de LV superar o limite de 10^{-2} GeV^{-1}, a barra de incerteza do experimento em [20] poderia apresentar alguma modulação ao longo do dia em função de que os efeitos de LV ora se somariam às correções radiativas, ora subtrairiam das mesmas.

Temos um valor uma ordem de grandeza maior em magnitude que o apresentado na seção a seguir sobre o Espalhamento elétron-pósitron(Bhaba) conforme abordaremos a seguir. Isto significa que o limite apresentado com o espalhamento Bhabha é mais restritivo que este apresentado para o espalhamento Compton.

2.3 Espalhamento elétron-pósitron(Bhabha)

O espalhamento elétron-positron(Bhabha) é largamente empregado na calibração de diversos experimentos de precisão da QED[25–27] e da teoria eletrofraca[28]. Este espalhamento ocorre quando um elétron e^- aproxima-se com um momento p_1 dado, sendo então espalhado por um pósitron com outro momento dado p_2. Podemos escrever $e^-(p_1) + e^+(p_2) \rightarrow e^-(p_3) +$ $e^+(p_4)$.

Neste espalhamento pode-se ter ainda o espalhamento do elétron pelo pósitron mas resultando na aniquilação do par elétron-pósitron, indo em dois raios gama com direções ortogonais ou termos formação de pares diversos como $\mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$ e $\nu\tilde{\nu}$, assim como e^+e^-. Neste trabalho, usamos para as estimativas de limites para a magnitude do vetor de LV somente o último processo citado, em que as partículas de entrada são as mesmas dos estados assintóticos observados nos detectores. A energia no centro de massa $E_{cm} = \sqrt{s} = 29$ GeV [27] e a escala de validade da teoria em $\Lambda = 200$ GeV, nos coloca distantes de efeitos de interferência $\gamma - Z_0$[28] e portanto também dos outros canais eletrofracos citados. No trabalho [17] usamos o experimento de precisão [27] para impor limites na magnitude do vetor de LV, ξ e vamos aqui separar em dois casos de interesse, que são um vetor do

[6]Por este limite, entende-se um valor abaixo do qual, a influência de LV, caso existisse, manifestar-se-ia em flutuações características na incerteza experimental respectiva daquele experimento.

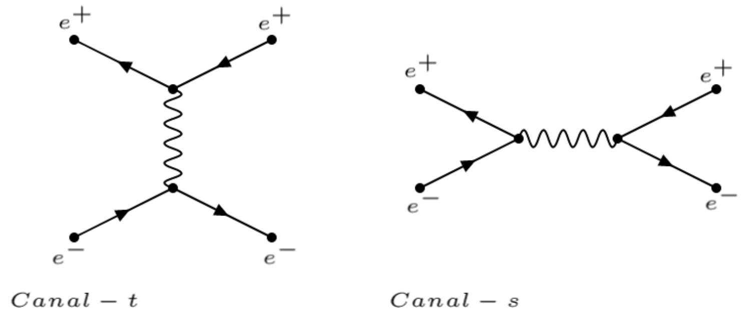

Figura 2.7: Representação dos canais s e t para o espalhamento Bhabha.

tipo tempo $\xi = (\xi_0, 0)$ e um vetor do tipo espaço $\xi = (0, \overrightarrow{\xi})$ tanto para o caso do limite imposto pela referência [27] quanto para os dados de [28] com as devidas ressalvas em cada caso.

Como mostrado em [27], a forma mais geral para a seção de choque do espalhamento Bhabha pode ser expressa como:

$$\frac{d\sigma_{EW}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s}\left[|A_1|^2 s/t + |A_2|^2 t/s + \frac{1}{2}(|A_3|^2 + |A_4|^2)(1+t/s)^2\right] \tag{2.21}$$

Em que os A_i são constantes dadas em termos das variáveis de Mandelstam s e t, das constantes de acoplamento vetorial e axial, g_V e g_A respectivamente, como definidos abaixo:

$$A_1 = 1 + (g_V^2 - g_A^2)\Delta(t) \tag{2.22}$$

$$A_2 = 1 + (g_V^2 - g_A^2)\Delta(s) \tag{2.23}$$

$$A_3 = 1 + s/t + (g_V - g_A)^2(\Delta(s) + \frac{s}{t}\Delta(t)) \tag{2.24}$$

$$A_4 = 1 + s/t + (g_V + g_A)^2(\Delta(s) + \frac{s}{t}\Delta(t)) \tag{2.25}$$

Em que $t = -s/2(1-cos\theta)$ sendo $s = E_{cm}$ e $\Delta(q) = \frac{G_F}{\pi\alpha\sqrt{8}} \frac{q^2 M_z^2}{(q^2 - M_z^2)}$.

Se $g_v = g_a = 0$, as contribuições da teoria eletrofraca desaparecem e temos a seção de choque de pura QED usual. Experimentalmente porém, verifica-se que cada ponto experimental pode ocorrer com uma certa variância em relação à predição teorica, neste caso em que duas teorias são descritas pelo mesmo modelo[7] vamos delimitar uma incerteza nos coeficientes A_i acima, em termos de um parâmetro de corte Λ[8] que assume-se como sendo $\approx 2M_z$, ou seja em torno de 200 GeV como na referência [27]. Ele pode ser introduzido da forma a seguir:

[7]No caso a QED e a interação eletrofraca.

[8]cutoff

$$
\begin{aligned}
A_1^{'} &= A_1 \pm t/\Lambda_{\pm}^2 \\
A_2^{'} &= A_2 \pm s/\Lambda_{\pm}^2 \\
A_3^{'} &= A_3 \pm 2s/\Lambda_{\pm}^2 \\
A_4^{'} &= A_4 \pm 2s/\Lambda_{\pm}^2
\end{aligned}
$$

Com isto é possível calcular o desvio relativo entre a seção de choque de pura QED e a seção de choque obtida em termos dos coeficientes $A^{'}(i)$, que nos dá a seção de choque estimada com o cutoff, $d\sigma_{est}/d\Omega$. Assim:

$$
\left| \frac{d\sigma_{est}/d\Omega}{d\sigma^{ee}_{\text{Puro-QED}}/d\Omega} - 1 \right| \lesssim \frac{3E^2_{\text{CM}}}{\Lambda^2} \frac{sen^2(\theta)}{3 + cos^2(\theta)}, \tag{2.26}
$$

Em que θ é o ângulo entre a direção dos feixes de entrada e a direção de medida nos elétrons espalhados.

A seção de choque do espalhamento Bhabha pode ser extraída dos diagramas de Feynman acima, novamente implementando a substituição do vértice usual da QED, $(ie\gamma^\mu)$, pelo vértice $i\Gamma^\mu$ definido na seção anterior.

A amplitude total do espalhamento pode ser obtida dos canais s e t seguindo as regras de Feynman[3, 23] onde obtemos que $\langle|\mathscr{M}_{\text{tot}}|^2\rangle = \frac{1}{4}\sum|\mathscr{M}_s - \mathscr{M}_t|^2$. Onde o fator $1/4$ indica uma média nas polarizações[9] de spin das partículas. Novamente aqui, assim como no caso do espalhamento Compton, o termo de interferência não contribui e o termo que contém a violação de Lorentz $\langle|\mathscr{M}_{\text{LV}}|^2\rangle$, é de $\mathscr{O}(\xi^2)$. Considerando um vetor de LV do tipo $\xi^\mu = (\xi_0, 0)$ e as atribuições de momenta conforme: $s = (p_1 + p_2)^2 = E^2_{CM}$, $t = (p_1 - p_3)^2 \simeq -2E^2(1 - \cos\theta)$ and $u = (p_1 - p_4)^2 \simeq -2E^2(1 + \cos\theta)$, onde lembramos que neste caso estamos no limite ultrarrelativístico, i.e, a $m_e << \sqrt{s}$, assim chegamos que a seção de choque diferencial é dada por:

$$
\begin{aligned}
\frac{d\sigma^{ee,\xi_0}}{d\Omega} &= \frac{\alpha^2(7 + \cos 2\theta)}{16E^2_{\text{CM}}(\cos\theta - 1)^2} \\
&+ \frac{\alpha\,\xi_0^2\left(\cos\theta + 2\cos^2\theta - \cos^3\theta + 2\right)\sin^2\frac{\theta}{2}}{4\pi(\cos\theta - 1)^2},
\end{aligned} \tag{2.27}
$$

Em que o primeiro termo coincide com a contribuição de QED pura:

$$
\frac{d\sigma^{ee}_{\text{QED}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2(7 + \cos 2\theta)}{16E^2_{\text{CM}}(\cos\theta - 1)^2}, \tag{2.28}
$$

O termo adicional permite estabelecer um limite para o vetor de LV conforme abaixo.

[9] Duas projeções para cada lépton no canal de entrada.

Adotando a expressão 2.26, particularizando para o caso de a dependência trigonométrica ser essencialmente ≈ 1, temos que:

$$\left| \frac{d\sigma^{ee,\xi_0}/d\Omega}{d\sigma^{ee}_{\text{QED}}/d\Omega} - 1 \right| \lesssim \frac{3E^2_{\text{CM}}}{\Lambda^2}, \tag{2.29}$$

A seção de choque do espalhamento Bhabha, calculada considerando um parâmetro de escala da teoria Λ da ordem de 200 GeV e a energia no centro de massa de E_{CM}=29 GeV. Usando a expressão 2.29, obtemos que:

$$\xi_0 \lesssim 10^{-3}\,\text{GeV}^{-1}, \tag{2.30}$$

Assumindo $\xi_0 = 10^{-3}\,\text{GeV}^{-1}$ podemos plotar a expressão 2.29 e mostra-se que a despeito da não dependência da parte de LV na seção de choque da expressão 2.28 mostra que a assinatura da Violação de Lorentz tende a ficar mais pronunciada para energias cada vez maiores, já que a contribuição de pura QED diminui com $1/E^2$ enquanto que a de LV não depende da energia, além disto notamos um crescimento não monotônico da parte de LV com o ângulo de espalhamento. Há uma ressalva entretanto, em face de que à medida que a energia aumenta, outros canais podem comparecer fora do escopo da QED, já entrando em efeitos da teoria eletrofraca como dissemos. Parte desta análise será feita na seção que conclui este capítulo. Estas conclusões podem ser resumidas na figura 2.8.

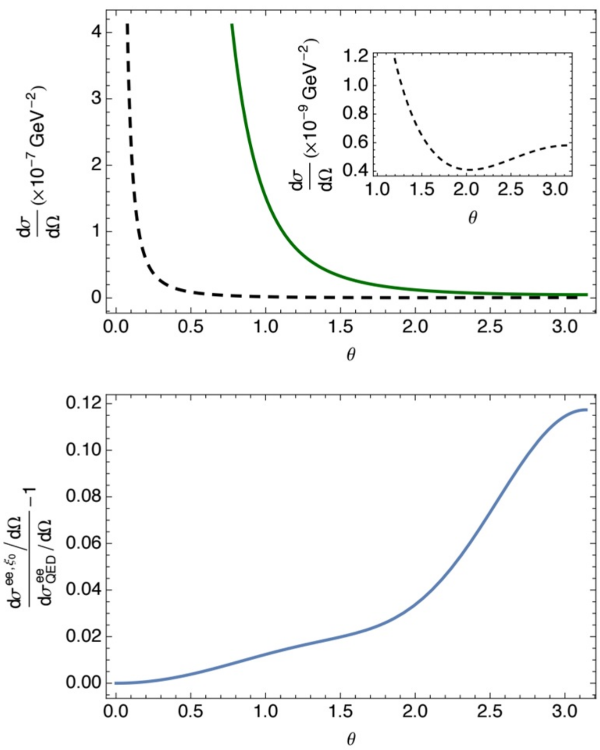

Figura 2.8: Acima: A curva sólida é contribuição da QED usual, ao passo que a curva tracejada é a contribuição com LV. No painel destacado acima tem-se o comportamento não monotônico da contribuição de LV, assumindo $\xi_0 = 10^{-3}$ GeV. Abaixo: Gráfico da equação 2.29 mostrando que as possibilidade de medida de LV aumenta para elétrons que tendem a retro espalhar(backscattering) chegando à um máximo de 0,12 dentro das condições que avaliamos, isto é, $\sqrt{s} = 29$ GeV e $\Lambda = 200$ GeV.

Outro caso de interesse analisado a seguir, consiste em termos o vetor de LV puramente espacial do tipo $\xi^\mu = (0, \xi)$.

Neste caso obtemos:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_{\mathrm{LV}}^{ee,\xi}}{d\Omega} &= \frac{\alpha\,|\xi|^2\,(17\cos\theta + 2\cos 2\theta - \cos 3\theta + 46)}{128\pi(\cos\theta - 1)^2} \\ &+ \left[\cos(\phi - \phi_\xi)\sin\theta\sin\theta_\xi + (\cos\theta - 1)\cos\theta_\xi\right]^2,\end{aligned} \tag{2.31}$$

Onde podemos particularizar para o caso em que o vetor LV coincida com o eixo z do feixe de entrada do experimento, nos fornecendo o resultado abaixo

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma^{ee,\parallel}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2(7+\cos 2\theta)}{16E_{\mathrm{CM}}^2(\cos\theta - 1)^2} + \\ + \frac{\alpha\,|\xi|^2(17\cos\theta + 2\cos 2\theta - \cos 3\theta + 46)\sin^4\frac{\theta}{2}}{32\pi(\cos\theta - 1)^2}.\end{aligned} \tag{2.32}$$

Para o caso de o vetor de LV ser ortogonal à direção do feixe, a seção de choque torna-se como abaixo.

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma^{ee,\perp}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2(7+\cos 2\theta)}{16E_{\mathrm{CM}}^2(\cos\theta - 1)^2} + \\ + \Big[\frac{\alpha\,|\xi|^2(17\cos\theta + 2\cos 2\theta - \cos 3\theta + 46)}{32\pi(\cos\theta - 1)^2} \\ + \frac{\cos^2(\phi - \phi_\xi)\sin^2\theta}{32\pi(\cos\theta - 1)^2}\Big],\end{aligned} \tag{2.33}$$

Em ambos os casos particularizados acima, notamos sobretudo a não dependência com a energia da contribuição que viola Lorentz. Isto é interessante no espalhamento Bhabha uma vez que a condição ultrarrelativística coloca a contribuição de QED mais supressa que em outros experimentos. A seguir, plotamos a contribuição de LV para a equação 2.33 para duas configurações azimutais distintas. Ambas demonstram indistintamente que há uma modulação nas seções de choque. Em um sistema de referência centrado digamos no sol, seria possível fazer um boost e os resultados das equações para vetor tipo tempo e tipo espaço se misturariam, mas sem afetar muito as ordens de grandeza dos efeitos e suas dependências com a energia. Assim tal análise não acrescenta muito mais que complicações sem muito conteúdo físico e serão omitidas aqui.

Analisando o trabalho [28], em que uma energia $E_{cm} \approx 58$ GeV é utilizada no experimento e onde já comparece efeitos da interferência $Z^0 - \gamma$, não tem sentido estimar um limite do vetor de LV com base neste trabalho uma vez que o lagrangeano considerado aqui advém do setor de pura QED, cuja inserção não mínima se deu pela redefinição da derivada covariante conforme as seções anteriores.

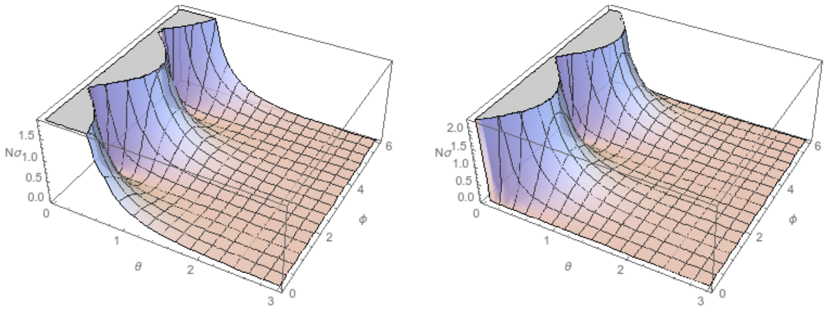

Figura 2.9: Instantâneos da seção de choque diferencial para o caso de vetor LV tipo espaço: ($\xi \perp \hat{\mathbf{z}}$, i.e,. $\theta_\xi = \pi/2$). Os eixos verticais estão em unidades de $N_\sigma = \left[\alpha|\xi|^2\right]^{-1} d\sigma^{ee,\perp}_{\mathrm{LV}}/d\Omega$ with $\phi_\xi = 0$ (à direita) and $\phi_\xi = \pi/2$ (à esquerda).

Esta perspectiva pode ser levantada em outras extensões do trabalho que incluam o grupo de gauge não abeliano do setor fraco.

2.4 Estado Ligado(Positrônio) e Aniquilação no Espalhamento de e^+e^-

.

Quando um elétron(e^-) e um pósitron(e^+) interagem em baixas energias eles podem formar um estado ligado, chamado de Positrônio[29–31] decaindo em radiação eletromagnética(fótons gama) com um tempo de meia vida muito bem medido atualmente[29, 30]. Porém estes decaimentos não ocorrem de forma arbitrária, respeitando uma propriedade associada à simetria de inversão de carga(C), assim como da inversão da paridade(P) e reversão temporal(T). A primeira implica na inversão de carga das partículas envolvidas, a segunda envolve a troca das coordenadas no caso de duas partículas, enquanto que a reversão temporal pode ser vista como uma inversão dos momentos angulares intrínsecos(spins) das partículas. A seguir vamos discutir alguns aspectos sobre o positrônio e os limites que ele impõe sobre LV devido às suas propriedades segundo as operações de simetria colocadas acima e estimar a magnitude da alteração que o vetor de LV impõe neste caso.

2.4.1 Decaimentos do Positrônio

Como dissemos anteriormente, quando um elétron(e^-) e um pósitron(e^+) se encontram, sobretudo em baixas energias, segundo a QED, eles podem formar um estado ligado denominado positrônio(Ps). Pode-se pensar que é um sistema similar à um átomo de Hidrogênio, mas com massa reduzida à metade da do Hidrogênio e portanto sua energia de ligação é metade da do átomo de Hidrogênio.

Um aspecto importante a destacar é que o spin do sistema elétron-pósitron pode assumir dois valores, 0(Singlete) ou 1(Triplete), implicando que o positrônio possa aparecer em duas configurações conhecidas, respectivamente, como Para-Ps e Ortho-Ps. Uma breve digressão sobre o momento angular total nos revela que, sendo $j = l + s$ em que $l = 0, 1, 2...$ nos mostra que o Ortho-Ps apresenta os estados ${}^3S_1, {}^3P_0...$ e o Para-Ps nos estados ${}^1S_0$, ${}^1P_1...$ Da mecânica quântica, podemos definir a paridade como sendo $(-1)^{l+1}$. Outro ponto notável sobre o positrônio é que trata-se de um sistema verdadeiramente neutro já que suas cargas elétrica, leptônica, bariônica etc são todas nulas. Naturalmente isto nos leva a que o positrônio obedeça à equação

$$\hat{C}\Psi_{Ps} = \pm\Psi_{Ps}$$

Isto implica que o positrônio tem uma paridade bem definida. Esta propriedade de carga paridade é definida pelos momentos angulares e de spin:

$$\hat{C_{Ps}} = (-1)^{l+s} \tag{2.34}$$

Em que C_{Ps} é a chamada carga paridade sendo definida por $\hat{C_{Ps}} = (-1)^{l+s}$, Seguindo [31], podemos escrever:

$$\Psi_{Ps} = \Psi_1(e^-, r, s)\Psi_2(e^+, r', s') - \Psi_2(e^-, r', s')\Psi_1(e^+, r, s) \tag{2.35}$$

Aplicando a operação C_{Ps} na equação acima, temos:

$$\hat{C_{Ps}}\Psi_{Ps} = \Psi_1(e^+, r, s)\psi_2(e^-, r', s') - \Psi_2(e^+, r', s')\Psi_1(e^-, r, s) \tag{2.36}$$

Trocando a posição das partículas por uma reflexão(paridade), definida por $\hat{P} = (-1)^l$ e aplicando também operador de troca de spin definido por $\hat{S} = (-1)^{s+1}$, pode-se mostrar que $\hat{C} = -\hat{P}\hat{S}$ Por isto esta operação é chamada carga paridade. O fóton eletromagnético é impar sobre esta operação de carga paridade. Isto significa que quando o campo elétrico é revertido, todos os demais vetores do campo eletromagnético são revertidos. Deste modo, a propriedade de carga paridade do positrônio determina completamente a natureza dos seus decaimentos(aniquilação). Usualmente, a aniquilação do positrônio ocorre a partir de um estado S(l=0)[30]. Isso implica que o Ortho-Ps(${}^3S_1$), que tem spin 1, possue paridade negativa($C = (-1)^{0+1} = -1$) implicando que o mesmo decai em três fótons com um tempo de meia vida do decaimento [29]:

$$\tau_{Ortho-Ps} = 1.42 * 10^{-7}s$$

enquanto que o Para-Ps possue carga paridade positiva e por isto decai em dois fótons, tendo um tempo de meia vida:

$$\tau_{Para-Ps} = 1.25 * 10^{-10}s$$

Com estas considerações em mente, vamos olhar para as medidas de precisão da QED realizadas sobre este sistema. O objetivo é também utilizá-las para colocar limites no parâmetro de LV.

$$\mathscr{M}^2 = \mathscr{M}_{\mathscr{QED}}{}^2 + \mathscr{M}_{\mathscr{LV}}{}^2 = 16e^4\left(1+4\frac{m^2\xi_0^2}{e^2}\right). \tag{2.37}$$

Da amplitude de espalhamento obtemos a largura de linha do processo como abaixo:

$$\Gamma_{2\gamma} = \frac{m\alpha^5}{2}\left(1+\frac{m^2\xi_0^2}{\pi\alpha}\right), \tag{2.38}$$

Adotando a incerteza dos δ_τ para estabelecer um limite superior para a magnitude de ξ_0 como abaixo,

$$\left|\frac{\tau_{2\gamma}}{\tau_{2\gamma,\,\mathrm{QED}}}-1\right| \lesssim \delta_\tau. \tag{2.39}$$

Chegamos no valor de:

$$\xi_0 \lesssim 1\,\mathrm{GeV}^{-1} \approx 6.7\cdot 10^{-25}s. \tag{2.40}$$

Este tempo é bem menor que os tempos de transições nucleares que possuem as melhores resoluções em energia no momento - e.g Espectroscopia Mössbauer - isto indica que violação da simetria de Lorentz ainda que esteja operando a níveis mais fundamentais, como quarks e gluons, na média seus efeitos não poderia ser notado mesmo em experimentos muito precisos atualmente.

2.4.2 Aniquilaçao de Pares: $e^+e^- \to \gamma\gamma$

Como dito anteriormente no início deste capítulo, a produção de dois fótons via aniquilação de pares, $e^-(p_1) + e^+(p_2) \to \gamma(p_3) + \gamma(p_4)$ também comparece dentre os efeitos mais interessantes da natureza que podem ser modelados pela Eletrodinâmica Quântica. De fato, o mesmo é representado a nível de árvore pelos diagramas de Feynman de t e u. Neste caso, o interesse será na seção transversal diferencial não polarizada, ou seja, não será relevante observar as orientações de spin eletrônicos e nem as polarizações dos fótons. Na QED padrão, verifica-se que

$$\frac{d\sigma_{\mathrm{QED}}^{\gamma\gamma}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2E_{\mathrm{CM}}^2}\frac{1+\cos^2\theta}{\sin^2\theta}, \tag{2.41}$$

onde o limite ultra-relativístico é assumido: $E = E/2 \simeq |\mathbf{p}| \gg m$. O processo é avaliado no quadro CM, onde $p_1 = (E,\mathbf{p})$ e $p_2 = (E,-\mathbf{p})$ com $\mathbf{p} = E\hat{\mathbf{z}}$, enquanto $p_3 = (E,\mathbf{k})$ e $p_4 = (E,-\mathbf{k})$, com $|\mathbf{k}| = E$.

Introduzimos um fator de simetria $S = 1/2$ para explicar as partículas idênticas no estado final.

Como na seção relativa ao espalhamento Bhabha, estamos interessados em obter a seção transversal diferencial total para este processo com o vértice modificado, eq. 2.3, de modo que uma comparação com os limites experimentais possa levar a limites nos parâmetros LV . O cálculo detalhado da amplitude quadrada para este processo e sua média subsequente é uma tarefa longa e complicada que pode ser encontrada em [3, 24], podendo ser bastante simplificada ao perceber que a amplitude para aniquilação de pares está conectada àquela de espalhamento Compton por meio da simetria *crossing*[10].

Seguindo este procedimento, descobrimos que, como acontece com o espalhamento Compton - ver eq. 2.12 - a amplitude quadrada para e^-e^+ aniquilação traz os efeitos LV como um pré-fator de $(\xi \cdot p_3)^2 + (\xi \cdot p_4)^2$, de modo que, aplicando a cinemática mencionada acima, descobrimos que este fator torna-se

$$(\xi \cdot p_3)^2 + (\xi \cdot p_4)^2 = \frac{E_{\text{CM}}^2}{2} \left[\xi_0^2 + |\xi|^2 a^2(\theta, \phi, \theta_\xi, \phi_\xi) \right], \tag{2.42}$$

onde $a(\theta, \phi, \theta_\xi, \phi_\xi) = \sin\theta \sin\theta_\xi \cos(\phi - \phi_\xi) + \cos\theta \cos\theta_\xi$.

A seção transversal diferencial total (instantânea) no limite de altas energias, até $\mathscr{O}(\xi^2)$, pode então ser convenientemente expressa como

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\gamma\gamma}}{d\Omega} = & \frac{\alpha^2}{2E_{\text{CM}}^2} \frac{1 + \cos^2\theta}{\sin^2\theta} \\ & \times \left\{ 1 + \frac{E_{\text{CM}}^2}{16\pi\alpha} \left[\xi_0^2 + |\xi|^2 a^2(\theta, \phi, \theta_\xi, \phi_\xi) \right] \right\}, \end{aligned} \tag{2.43}$$

nota-se que, como no caso do espalhamento Bhabha, a contribuição LV é independente da energia. Olhando para a dependência angular do pedaço puro do LV da eq. 2.43 leva a conclusões semelhantes às obtidas nas seções anteriores, isto é, para um fundo semelhante a um espaço alinhado com o movimento inicial elétron-pósitron, não há dependência com ϕ, aparecendo tão somente um fator $\sim \cos^2\theta$ extra, enquanto que para um fundo transversal, picos semelhantes aos representados na fig. 2.9 são obtidos. Nota-se, além disso, que nesta última configuração, o pico direto ($\theta \to 0$) está ausente devido ao fator $\sin^2\theta$ adicional da eq. 2.42.

Podemos ainda comparar eq. 2.43 com eq. 2.41. Nota-se que desvios médios de tempo da previsão da QED padrão a nível de árvore para aniquilação e^-e^+ ficam limitados experimentalmente via

$$\left| \frac{d\sigma^{\gamma\gamma, \xi_0}/d\Omega}{d\sigma_{\text{QED}}^{\gamma\gamma}/d\Omega} - 1 \right| \lesssim \frac{E_{\text{CM}}^4}{2\tilde{\Lambda}^4}, \tag{2.44}$$

com $\tilde{\Lambda} = 59\,\text{GeV}$ em $\sqrt{s} = 29\,\text{GeV}$ [27]. Usando esta restrição com eq. 2.43 chegamos a

$$\xi_0 \lesssim 10^{-3}\,\text{GeV}^{-1} \tag{2.45}$$

como um limite superior nos parâmetros LV.

[10] Esta simetria consiste em trocar, nos canais de saída, partícula por antipartícula, invertendo os sinais dos quadrimomenta. Pode-se imaginar, seguindo a interpretação de Feynman, as antipartículas em movimento para o passado.

2.5 Sumário

Vimos neste capítulo que a inserção de um vértice de interação direta elétron-fóton, sob a influência de um campo de fundo vetorial que viola a simetria de Lorentz pode ser estudado em termos de modificações nas seções de choque dos processos básicos, já bem compreendidos da QED. A partir destes espalhamentos, limites experimentais superiores na magnitude do vetor de LV foram estabelecidos e mostrou-se que o experimento mais restritivo para a magnitude do vetor de LV é o espalhamento elétron-pósitron, também conhecido como espalhamento Bhabha.

Capítulo 3

O CEνNS e a Espectroscopia Mössbauer

Neste capítulo abordamos o estudo do espalhamento elástico e coerente de neutrinos por núcleos(CEνNS) de uma particular classe de núcleos favoráveis à medidas espectroscópicas por ressonância nuclear sem recuo, conhecida como Espectroscopia Mössbauer [32–34]. Isto é, consideramos que tais núcleos não podem sofrer recuo em trocas de energias da ordem de keV, tipicamente a energia transferida na interação CEνNS. O campo cristalino, uma vez fixando o núcleo, impede que neutrinos de baixa energia(0 a 100 MeV)[1] sejam espalhados de forma coerente pelo sistema núcleo-rede. De fato, neste espalhamento acima dos 20 MeV já se observa uma componente não coerente no espalhamento conforme discutido no trabalho [15]. Núcleos que satisfazem esta condição de não recuo, serão denominados de núcleos Mössbauer [32, 35]. O trabalho que apresentamos e discutimos em [36], descreve a absorção da energia na excitação do nêutron de valência, o qual pode ser descrito por um sistema de dois níveis perturbados pela interação fraca, gerando, portanto uma componente no espalhamento coerente (devido aos $A-1$ nucleons) e uma componente não-coerente responsável pela excitação do nêutron de valência destes núcleos.

Certamente, conciliar o não-recuo do núcleo com o espalhamento CEνNS conforme proposto por Freedman onde o recuo é imperativo é um dos desafios da proposta do nosso trabalho. Em seguida aos nossos trabalhos [18, 36, 37], discussões que envolvem a interação fraca e o espectro gama nuclear foram reportados na literatura em [38] e [39]. De fato, estes autores em seguida aos nossos trabalhos, trouxeram a espectroscopia nuclear Mössbauer(EM), para o contexto da Física de Partículas, defendendo que a EM é suficientemente precisa e plausível no contexto de pesquisa de Física além Modelo Padrão. Claramente, a nossa proposta, que é a de observação de um fenômeno Eletrofraco e portanto, dentro do Modelo Padrão, tem pertinência equivalente, e, de certo, reintroduziu este debate na literatura anteriormente aos trabalhos anteriores, colocando a EM no contexto da pesquisa do espalhamento coerente e elástico neutrino núcleo.

[1]Trabalhos mais recentes como [15] restringe este limite superior a 50MeV tipicamente em face de processos não coerentes, i.e, de excitação interna do núcleo que podem surgir após o espalhamento.

3.1 Histórico da Interação CEνNS

O espalhamento coerente de neutrinos, também conhecido por CEνNS [6, 13, 40][2] foi descrito por Freedman [6, 13] em 1973. Contudo, só em 2017 [41] a colaboração COHERENT conseguiu algum avanço na detecção deste efeito[3]. Vários outros grupos buscam detectar esta mesma interação, dentre elas temos na América Latina o único experimento real de Física de Partículas atualmente: a colaboração CONNIE [40, 42, 43] cujos trabalhos tem apontado que o estudo do CEνNS pode contribuir na busca de nova Física [43]. O interesse no entendimento desta interação e na sua observação está no fato de que a mesma é importante para a restrição de parâmetros de nova Física além do Modelo Padrão, assim como nas pesquisas em detecção de matéria escura. De fato, o sinal desta interação do neutrino com o núcleo é um ruído para o estudo de interações com matéria escura e medir este efeito conhecendo precisamente sua assinatura experimental poderá ajudar a reduzir barras de incerteza nos experimentos de matéria escura [13]. Atualmente, sabe-se que o modelo padrão(MP) apesar do sucesso impressionante na descrição das medidas experimentais do LHC, assim como de diversos outros experimentos excepcionais não está completo. Um exemplo é o experimento do SuperKamiokand, o qual demonstrou a oscilação de sabor dos neutrinos [44] o que levou à conclusão de que estas partículas possuem massa não nula, contrariando a hipótese original do MP de que tais partículas fermiônicas não possuíam massa assim como o fóton.

Sabe-se que o universo está repleto de neutrinos originários de várias fontes, tais como: O sol [13, 45, 46], reações estelares em geral como formação de supernovas [47], espalhamentos de raios cósmicos na atmosfera [48], reatores [49, 50] entre outras fontes laboratoriais específicas para ensaios como reportados em [13, 51, 52]. No entanto, a maior contribuição no fluxo médio de neutrinos na superfície da terra é atribuída ao sol, sendo da ordem de $6,5 \cdot 10^{10}$ neutrinos por cm^2 por segundo que chegam a terra.

Contudo, nas vizinhanças de reatores nucleares este fluxo pode ser acrescido de 10^{20} neutrinos por segundo por cm^2 tornando o fluxo solar uma contribuição na barra de incerteza do fluxo local.

Devido à ausência de massa - ao menos à nível de árvore - o neutrino também não possui carga elétrica e momento magnético no MP, contudo observações recentes [53] demonstram que um excesso do recuo em elétrons no experimento XENON1T e em [54] este fenômeno é explicado atribuindo uma simetria aproximada $SU(2)_H$ no setor de Higgs que confere aos neutrinos um momento magnético não nulo enquanto suas massas mantém-se pequenas, i.e, muito menores que as massas do elétron e múon. Em face de que os detectores atuais valem-se, em geral, de transdutores eletromagnéticos em algum nível, o neutrino não tendo interação eletromagnética qualquer com esta matéria bário-leptônica que constituem nossos detectores, fica dependente dos canais de interação fracos, carregado e neutro. Em face disto, as reações com os neutrinos levam a processos de seção de choque extremamente pequenas, tipicamente abaixo dos 10^{-44} cm^2. Esta elusividade faz que quaisquer hipóteses sobre a Física que

[2]Coherent Elastic Neutrino Nucleus Scattering(CEνNS)

[3]Para maiores detalhes, a seção 3.3.2 deste capítulo foi dedicada à abordagem deste experimento.

envolve os neutrinos apresentem grandes desafios, tanto teóricos como experimentais. Em suma, observa-se que os neutrinos são partículas fundamentais no MP tanto do ponto de vista experimental quanto teórico, porém sua consideração dentro dos modelos abrem diversas possibilidades, dentre as quais de Física além-MP, cuja validade e observação contém as limitações colocadas pela elusividade das seções de choque dos processos.

Por outro lado, a quantidade de experimentos terrestres dedicados a estudar neutrinos[4] é também notável e a despeito disto, muitas questões sobre eles continuam em aberto na física atual.

Dentre estas questões podemos citar: A natureza das massas dos neutrinos, i.e, como eles adquirem massa uma vez que no modelo padrão possuem massa nula; A hierarquia de massas dos neutrinos de diferentes sabores; a natureza dos neutrinos com relação à operação de conjugação de carga, ou seja se são férmions de Majorana ou férmions de Dirac. É desejável, que um modelo que responda a qualquer uma destas questões, possa naturalmente responder as demais, contudo esta tarefa não foi alcançada até o momento no que diz respeito aos neutrinos. É fato também, que nem mesmo a inter-relação entre estas indagações é sabida com clareza atualmente e isto implica por exemplo em falhas dos modelos mesmo para predizer fluxo de neutrinos em reatores terrestres por exemplo. A maior parte dos experimentos que existem [55] focam em determinado aspecto do estudo de uma destas questões, buscando através de modelos fenomenológicos inferir restrições no espaço de parâmetros do modelo padrão ou impor limites experimentais em modelos de física além do modelo padrão.

Neste trabalho, a questão vamos abordar, diz respeito à predição teórica de sua interação com o núcleo atômico através da troca do bóson neutro da interação fraca(Z^0). Esta interação permaneceu um mistério durante quase 50 anos, não tendo sido observada experimentalmente apesar da sua seção de choque ser ordens de grandeza maior que a de outros processos. Nesta interação, predita teoricamente por Freedman em 1974 [6]. Fisicamente, o núcleo é espalhado elasticamente, ou seja, este núcleo experimenta um recuo devido ao momento transferido ao conjunto de nucleons que o constituem, deslocando-se, todos eles em fase. Este recuo nuclear é a única assinatura do processo deste espalhamento tornando extremamente difícil de medi-lo com clareza.

Só recentemente foi reportado pela colaboração COHERENT no Fermilab [41, 56] a observação inequívoca deste espalhamento. Nesse trabalho, propomos a observação do espalhamento CEνNS em núcleos utilizados pela Espectroscopia Mössbauer. A principal característica destes núcleos é que a interação transfira energias da ordem de keV ou sub-keV sem causar recuo dos núcleos. Esta é precisamente a situação que temos no CEνNS, onde as energias transferidas ao núcleo situam-se tipicamente abaixo ou da ordem de keV.

3.2 Espalhamento Elástico $\nu-$Núcleo (Coerente/Incoerente)

Nesta seção faremos uma análise da seção de choque coerente e elástica. Contudo, seguindo o trabalho de [15] é interessante avaliar a contribuição de efeitos de perda de coerência no espalhamento.

[4]Vários experimentos estudam antineutrinos ao invés de neutrinos propriamente ditos, aqui refere-se a neutrinos de maneira genérica.

Como exemplo, para Cs^{133} e energias de neutrinos de 30˜50 MeV, a seção transversal incoerente é cerca de 10 a 20 por cento da contribuição coerente. Experimentos que tentam medir o espalhamento coerente de neutrinos detectando apenas o núcleo em recuo, como é típico, pode incluir um fundo incoerente que é indistinguível do sinal coerente, sobretudo se a excitação gama escapar à sua detecção. No entanto, esta componente não coerente pode ser obtida procurando por fótons gama oriundos de decaimentos de excitações nucleares inerentes à este canal. Para um experimento de feixe, esses gamas devem ser correlacionados em tempo com o feixe, e suas energias mais altas tornam o sinal correspondente facilmente detectável a uma taxa que é governada pela razão entre as seções transversais incoerentes e coerentes. A detecção de sinais devido à recuo e excitação γ forneceria neste cenário, um instrumento mais sensível em estudos de estrutura nuclear e de possíveis sinais de nova física. Nesse contexto este trabalho propõe que a espectroscopia Mössbauer é a técnica mais indicada para estas buscas por duas razões principais: A alta precisão da mesma e, por necessariamente, não permitir o recuo nuclear na faixa de energia dos keV. A questão que é como fazer o arranjo experimental? qual geometria é mais indicada, qual forma de sinal deve ser buscada? qual(is) parâmetros Mössbauer são mais indicados à observação?

Estas perguntas serão respondidas neste e no próximo capítulo. É importante ressaltar que a forma como o experimento Mossbauer é conduzido, implica em uma fonte radioativa de um radio-isotopo do núcleo alvo. No caso do Ferro é o Cobalto 57 (^{57}Co), o qual decae por captura eletrônica, ficando o núcleo filho, num estado excitado do Ferro 57 que dura tipicamente 10^{-8}s. Detalhes deste processo pode ser visto em [57]. Este processo leva ao surgimento de um núcleo excitado, que permite construir fontes de fótons gama de $\approx$ centena de keV para um estado meta-estável cuja meia vida - da fonte! - é em torno de 270 dias. O experimento que propomos neste trabalho, implica que este arranjo, estando próximo de uma fonte de neutrinos com fluxo muito superior à média dos neutrinos terrestres, e.g, próximo de reatores, causará eventos de espalhamentos de neutrinos(CEνNS) que irão comparecer nos espectros EM de subtração. Isto é, nos espectros coletados próximo do reator ligado/desligado e depois subtraídos. Como dito anteriormente, o espalhamento coerente neutrino-núcleo (CENNS) foi predito teoricamente por Freedman [6] em 1974. Sua seção de choque predita dentro do Modelo Padrão é pelo menos uma ordem de magnitude maior que quaisquer outro processo em que o neutrino interage na mesma escala de energia. Veja por exemplo a figura 3.1.

De fato, a seção de choque da interação neutrino-elétron é da ordem de $10^{-43}cm^2$, enquanto que o decaimento beta inverso do próton possue uma seção de choque total de $10^{-40}cm^2$. A do espalhamento coerente (CENNS) é da ordem de $10^{-39}cm^2$ a $10^{-38}cm^2$ [6, 7, 58].

Isto se dá, porque neste espalhamento, o núcleo responde como um todo na interação com o neutrino[5] com energia tipicamente abaixo de 50 MeV. A energia máxima transferida para o núcleo neste

[5]Todas as funções de onda dos núcleons internos ao núcleo ganham uma fase. Isto implica no recuo coerente do núcleo como um todo.

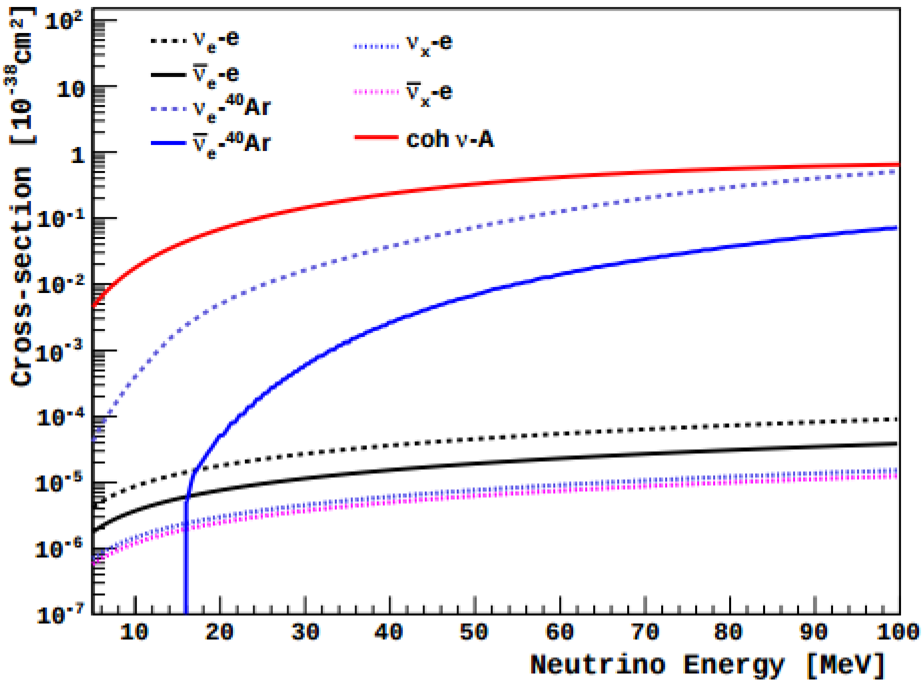

Figura 3.1: Seções de Choque de processos típicos de espalhamento do Neutrino entre 0 e 100 MeV. Observe que a interação coerente, a linha vermelha acima que destaca-se das demais, correspondendo ao CEνNS. Figura extraída de [7]

processo é de alguns KeV, situando-se entre 1 e 2 KeV [13, 16]. Do ponto de vista de processos nucleares é um valor de energia muito baixo[6].

Desde sua predição [6], tem se buscado desenvolver sistemáticas e estratégias experimentais para detecção do CEνNS focadas no comportamento nuclear e nas interações diretas destes núcleos com o meio em que estão imersos. Entretanto, em várias das tentativas realizadas até os dias atuais, excetuada a COHERENT [41], as assinaturas ou efeitos nucleares deixados por este processo não foram capazes de permitir a observação experimental do mesmo [7, 59, 60] e mesmo a COHERENT somente registrou eventos em que o núcleo sofreu recuos acima de 10 KeV.

Devido a seção de choque relativamente pequena dos processos eletrofracos, muitos experimentos empregados na detecção de processos envolvendo neutrinos são de grande volume em material de detecção[7]. Um outro obstáculo além do número de eventos muito baixo é a obtenção de um baixo limiar de sensibilidade que permita a eliminação de sinais ruidosos vindo de interações espúrias, o chamado background[8]. Assim, a detecção do CENNS é um grande desafio parcialmente superado atualmente [41], já que o aspecto coerente pode ser parcialmente perdido após a interação [61].

Uma das primeiras propostas de experimento para observação da interação CEνNS, fora da tentativa de observação direta do recuo nuclear, feita por Drukier e Stodolsky em 1984 [62]. A proposta baseia-se em um detector feito com material supercondutor granulado. O princípio da detecção pro-

[6]Comparados às excitações de partícula independente nucleares ou com energias típicas de transmutações nucleares
[7]Veja descrição de alguns experimentos na seção 3.3.
[8]Isto é, o grande número de interações outras que podem ser confundidas com a interação neutrino-núcleo de interesse.

posto é que se num dado grão supercondutor, um determinado núcleo interage com um neutrino, este grão sofre uma variação diminuta de temperatura que o tornaria condutor normal [62]. Ou ainda que este evento traria uma mudança local na configuração de campo magnético do grão devido à supressão local do efeito Meissner o que poderia ser observado.

Esta ideia não funcionou, pois apesar de consistente e razoável, a proposta não estabelece como separar efeitos de *background*, dos eventos de CEνNS. Os próprios autores do trabalho reconhecem nele esta dificuldade. Vide referência [62].

Do ponto de vista mais fundamental, esquematicamente, o diagrama que representa o processo está mostrado na figura 3.2.

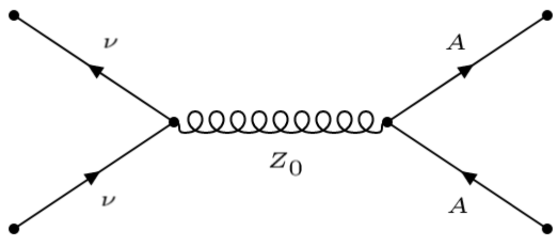

Figura 3.2: Diagrama de Feynmann representando a interação do neutrino com o núcleo através da troca de um bóson virtual Z_0.

Como se lê deste diagrama, o espalhamento acontece pela interação do neutrino com os quarks que constituem os nucleons. Entretanto é, praticamente impossível, reconstruir todo o processo envolvendo os $A-$nucleons de um dado núcleo sem recorrer a teorias efetivas e processos aproximativos, para, daí obter resultados de seção de choque do espalhamento neutrino-núcleo, meia vida de decaimentos etc.

No contexto hadrônico, podemos colocar o Lagrangeano que descreve a interação no regime de baixas energias($E << M_{Z_0}$) entre o neutrino e o conteúdo de quarks que compõe um dado nucleon. Dentro desta formulação,aparece uma abordagem efetiva na aproximação de 4-Férmions [6, 63] que pode ser expressa pelo Lagrangeano,

$$L_{\nu A} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{q=u,d} [\overline{\nu}_e \gamma^{\mu}(1-\gamma^5)\nu_e](f_q^L[\overline{q}\gamma_{\mu}(1-\gamma^5)q] + f_q^R[\overline{q}\gamma_{\mu}(1+\gamma^5)q]) \tag{3.1}$$

onde os $f_q^{L,R}$ são as constantes de acoplamento dos neutrinos com as partes "right"e "left"dos quarks u e d Pode-se ainda incluir possíveis interações fora do modelo padrão para os neutrinos(e.g: momento magnético e termos dependentes de modelos teóricos específicos como o discutido em [63]). As constantes $f_q^{L,R}$, sem considerar correções radiativas e nos moldes da Física do modelo padrão são dadas por:

$$
\begin{aligned}
f_u^L &= \frac{1}{2} - \frac{2}{3} sen^2(\theta_W) \\
f_u^R &= -\frac{2}{3} sen^2(\theta_W) \\
f_d^L &= -\frac{1}{2} + \frac{2}{3} sen^2(\theta_W) \\
f_d^R &= \frac{1}{3} sen^2(\theta_W)
\end{aligned}
\tag{3.2}
$$

Na expressão acima θ_W é o ângulo de Weinberg, onde consideraremos o valor de $sen^2(\theta_W) = 0.23120$ [64]. A partir de 3.1, obtém-se a seção de choque para o espalhamento coerente, bem conhecida na literatura [6, 7, 63],

$$
\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2 M}{2\pi}\left[(G_V+G_A)^2 + (G_V-G_A)^2)(1-\frac{T}{E_\nu})^2 - (G_V^2 - G_A^2)\frac{MT}{E_\nu^2}\right], \tag{3.3}
$$

onde M é a massa do núcleo e T é a energia transferida pelo neutrino. Esta energia varia de 0 a $T_{max} = 2E_\nu^2/(M+2E_\nu)$, sendo E_ν é a energia do neutrino. No caso de reatores, a energia E_ν tem uma distribuição tipicamente em torno de 4 MeV, com um fluxo total típico de 10^{13} $\overline{\nu}/cm^2 s$.

Voltando à equação 3.3, as constantes G_V e G_A são as constantes de acoplamento vetorial e axial respectivamente. Estas constantes são dadas por

$$
\begin{aligned}
G_V &= [(\frac{1}{2} - 2sen^2(\theta_W))z - \frac{1}{2}n]F^V(Q^2) \\
G_A &= [(z_\uparrow - z_\downarrow)g_A^p + (n_\uparrow - n_\downarrow)g_A^n]F^A(Q^2),
\end{aligned}
$$

Nesta expressão n, p indicam o número de nêutrons e prótons no núcleo respectivamente e $z_\uparrow, n_\downarrow$ representam as populações de prótons e nêutrons com spins *up* ou *down*. A utilização da espectroscopia Mössbauer pressupõe uma escolha apropriada do núcleo utilizado. Os núcleos que vamos considerar são os de Co^{57}(fonte) e Fe^{56} (absorvedor). Este último é um núcleo par-par e portanto a contribuição axial, que depende da assimetria entre numero de neutrons e prótons, tende a anular-se. Os parâmetros correspondentes a estes núcleos serão utilizados em todos os cálculos seguintes. Os fatores de forma $F^A(Q^2)$ e $F^V(Q^2)$, axial e vetorial[9], para os valores de energia que consideramos neste trabalho ($E_\nu < 50 MeV$) podem ser considerados como aproximadamente um.

Com a expressão 3.3 e com as considerações acima, podemos calcular a taxa de eventos esperada de CEνNS utilizando a aproximação de uma seção de choque quadrática na energia [6]. De fato, abaixo de 10 MeV a seção de choque integrada torna-se:

[9] A interpretação física é que os fatores de forma, são os coeficientes da transformada de Fourier da distribuição de carga nuclear. De fato, $F(Q^2) \approx 1 - \frac{Q^2 <r^2>}{6} + ...$, como M é da ordem de Gev enquanto Q da ordem de MeV ou menos, podemos fazer a consideração citada no texto.

$$\sigma_{cenns} = 1,5.10^{-43} a_0^2 A^2 E_\nu^2, \quad (3.4)$$

em que a_0 é o ângulo de Weinberg(θ_W), A é o número de massa, E_ν é a energia do neutrino e σ_{cenns} é a seção de choque medida em cm^2.

A energia cinética máxima que o núcleo pode desenvolver mostrada na figura abaixo:

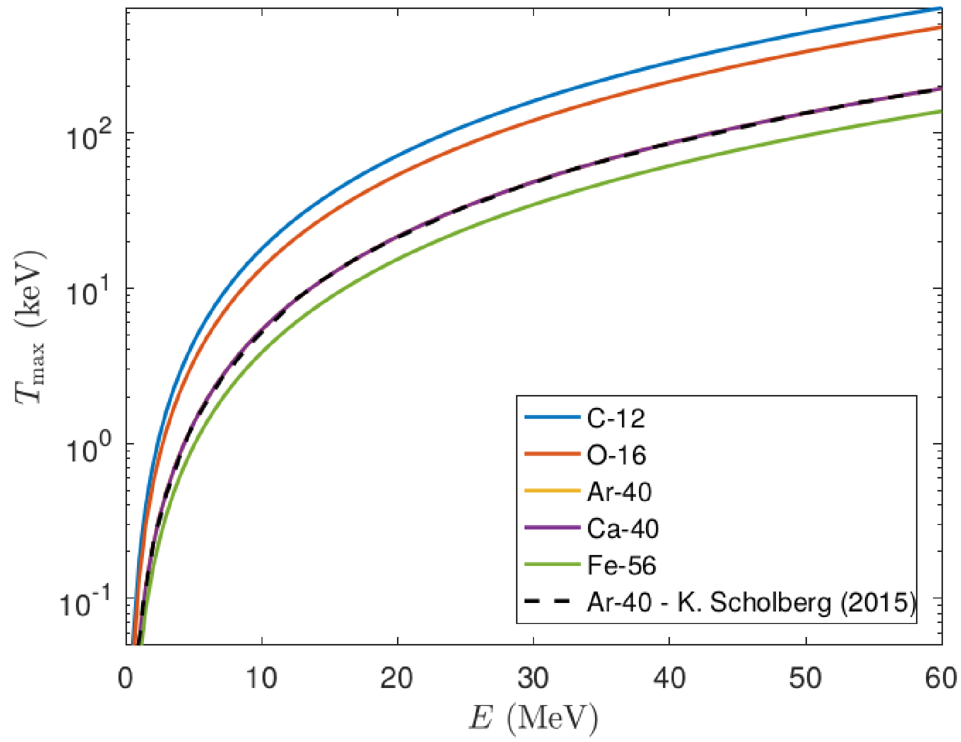

Figura 3.3: Neste trabalho avaliamos o caso do ^{57}Fe mostrado em verde na figura acima, extraída de [13]. Repare que na região do espectro relevante para reatores(entre 0 e 10 MeV), considerando os núcleos que satisfazem a condição de Mössbauer, a curva obtida nesta mesma região indica uma energia transferida ao núcleo, indo de 0 a 10 KeV.

Como vimos, a condição de coerência no espalhamento, impõe que o recuo nuclear seja um observável importante e efeitos de excitação interna ou nas interações do núcleo são completamente desconsiderados. Desde que iniciamos o trabalho, este foi um dos primeiros aspectos que percebemos poder não ser satisfeitos em alguns núcleos, especialmente os núcleos Mössbauer cuja fixação em um cristal, impõe restrições ao recuo do núcleo para excitações de energia muito menor que a massa do núcleo[10]. De fato, há alguns trabalhos que saíram posteriormente à nossa apresentação em congressos da área [36, 65], observamos um aumento significativo de trabalhos importantes que apontam nesta direção. Um exemplo é o trabalho citado em [15]. Tomando este trabalho em conta, é interessante avaliar a contribuição de efeitos de perda de coerência no espalhamento. Como exemplo, para o Cs^{133}, assim como para energias de neutrinos na faixa dos 30˘50 MeV, a seção transversal incoerente(não coerente) chega a ser cerca de 10 a 20 por cento da contribuição coerente, ainda que considere-se

[10]Quanticamente isto ocorre porque a energia transferida ao núcleo é menor que os níveis de energia do oscilador Harmônico definido pelo núcleo no potencial cristalino. Dessa forma, a energia fica literalmente retida no núcleo pelo impedimento de gerar fónons no cristal.

o limite de detecção do experimento. Neste trabalho os autores propõe que mesmo o artigo [41], em que obteve-se a primeira confirmação inequívoca do CEνNS, este efeito fora desconsiderado e portanto necessitamos de mais aprofundamento nesta questão. Experimentos que tentam medir o espalhamento coerente de neutrinos detectando apenas o núcleo em recuo, como é típico, pode incluir um fundo incoerente que é indistinguível do sinal, sobretudo se a excitação gama escapar à sua detecção. No entanto, como é mostrado neste mesmo trabalho [15], o componente incoerente pode ser obtido procurando por fótons gama de decaimentos de excitações nucleares inerentes ao canal incoerente, fato este que observamos desde há muito em nossa análise do CEνNS pela Espectroscopia Mössbauer. Para um experimento de feixe, esses gamas devem ser correlacionados em tempo com o feixe, e suas energias mais altas tornam o sinal correspondente facilmente detectável a uma taxa governada pela razão entre as seções transversais incoerentes e coerentes. A detecção de sinais devido à recuo e excitação γ fornece um instrumento mais sensível em estudos de estrutura nuclear e possíveis sinais de uma nova física e nesse contexto temos a espectroscopia Mössbauer como sendo uma técnica propícia para esta busca. A questão que se coloca é como? qual geometria é mais indicada e qual forma de sinal deve ser buscada? Esta questão foi pensada por nós, sendo um experimento típico de Mössbauer, replicado identicamente à uma distância do núcleo de um reator, de modo que a partir da subtração de espectros "simultâneos"consigamos observar o efeito do espalhamento. Hoje sabemos que a espectroscopia Mössbauer pode ser medida com precisão altíssima e um número de canais sem precedentes [66], algo inimaginável à época de Pound e Rebka [33]. Além disto a alta capacidade de tratamento de dados em tempo real, aliado à aprendizagem de máquina por exemplo, pode levar à concepção de um experimento Mössbauer no qual a subtração de espectros na presença e ausência de fluxo de neutrinos, pode ser muito aprimorada com auxilio de profissionais de várias áreas. Qual o elemento Mössbauer mais indicado? A resposta a essa questão a nosso ver, dependerá da decisão sobre que parâmetros físicos desejamos observar o espalhamento neutrino núcleo. Fontes cuja meia vida seja de horas ou dezenas de dias certamente estão excluídas por exemplo. Importante dizer que, quando falamos de meia vida da fonte, não queremos dizer o tempo de existência do estado excitado que é tipicamente 10^{-8} - equivalente ao tempo da interação fraca com o Z^0! - este tempo para uma fonte de ^{57}Co, por exemplo, está relacionado ao tempo para que a atividade da fonte se reduza à metade como é usualmente definido!. De certo que na engenharia do experimento a ser realizado, diversos pesquisadores devem interagir para projetar a geometria e fonte mais adequada.

3.3 Grandes Colaborações e a Física de Neutrinos

Nesta seção faremos uma breve descrição de três experimentos principais em nossa análise, apenas para familiarizar o leitor com as dimensões envolvidas nos detectores, bem como o tipo de Física envolvida em tais detecções. Isso servirá de *background* para comparações com a proposta que temos defendido sobre o uso da técnica de EM como possibilidade de realizar, não somente um experimento de neutrinos por si mesmo, como de ser complementar às demais plantas experimentais por algumas razões que traremos nas seções seguintes. Os três experimentos que vamos centrar nossa análise são: COHERENT, CONNIE e BOREXINO. Vários outros grandes experimentos e colaborações há atualmente mundo afora, como por exemplo: o *Reactor Experiment for Neutrino Oscillation*(RENO), na Corea do Sul o qual busca através de estudo da oscilação de massa com neutrinos de reatores, definir limites sobre o parâmetro θ_{13} responsável pela oscilação de neutrinos de elétrons em outros sabores [67], O *(Main Injector Neutrino ExpeRiment to study $\nu - A$ interactions)* (MINERVA) é um experimento dentro de uma série de outros que funcionam em sequência dentro do Fermilab nos EUA, procura observar neutrinos com energias acima de 1 GeV, até 10 GeV tipicamente em interações com diferentes materiais e por fim citamos o GEMMA *experiment* [60] realizado em um reator localizado na região de Kalinink na Rússia, cujo objetivo é o de estabelecer limites sobre o momento magnético possível para os neutrinos em modelos além-MP. Dentre outras grandes colaborações ainda podemos citar o Hyper-K no Japão e o Daya Bay é uma colaboração multinacional[11], sediada na China;

3.3.1 BOREXINO

Esta colaboração está sediada na Itália no *Laboratori Nazionali del Gran Sasso* e estuda os neutrinos solares e monitora neutrinos de possíveis explosões de supernovas. O principal objetivo do Borexino, porém, é a medição dos neutrinos solares monoenergéticos (862 keV), advindos do decaimento do núcleo de $Be-7$, altamente instável, produzido no interior do sol. O Borexino detecta eventos de espalhamento neutrino-elétron que ocorrem em tempo real em líquidos de alta pureza com moléculas que cintilam quando ocorre o espalhamento do neutrino pelo elétron, para prever contaminação por muons uma quantidade imensa de água ultrapura blinda a parte central do equipamento, veja figura 3.4. Um conjunto de cerca de 2000 células fotomultiplicadoras monitoram o volume esférico central que contem o líquido com o cintilador. Para ter uma dimensão da montagem veja a figura 3.4. Os resultados do Borexino tem sido fundamentais na compreensão do funcionamento do Sol. Experimentos similares e anteriores sensíveis a neutrinos de baixa energia, e.g o *Soviet–American Gallium Experiment*(SAGE) não conseguiram medir fluxos de neutrinos de um processo específico, individual como faz o Borexino atualmente.

3.3.2 COHERENT e a detecção do espalhamento ν-Núcleo

A COHERENT é uma das grandes colaborações que funciona dentro do Fermilab nos EUA. Eles relataram em 2017 a primeira medição do processo CEνNS [41] predito mais de 40 anos antes por Freedman [6]. Um detector baseado na cintilação produzida pelo recuo de núcleos de Césio(Ce) e Iodo(I) em uma matriz de cristal de Sódio(Na) de 14 kg. Esta escolha baseou-se no fato de que ambos Ce e I possuem uma alta e semelhante resposta ao CEνNS. É importante observa entretanto que após esta detecção o trabalho [15] questiona parcialmente a detecção em termo de que na faixa de energia utilizada, uma fração de ≈ 20 por cento de efeitos não coerentes podem ter sido equivocadamente

[11]Neste caso não somente há pesquisadores de diferentes nacionalidades como o próprio experimento depende de sensores em diferentes países ao redor do globo.

[41].

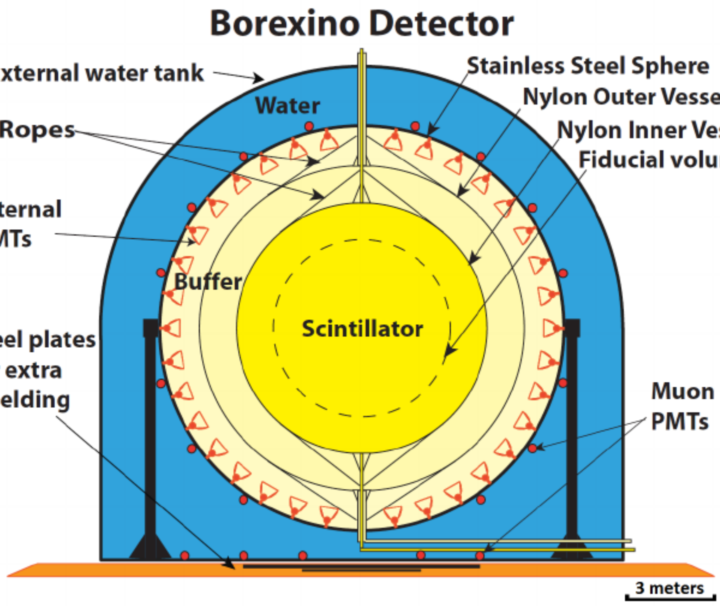

Figura 3.4: Ilustração da montagem do Borexino extraído [68]. A baixa seção de choque do espalhamento de neutrinos solares com os elétrons no líquido do cintilador(ilustrado em amarelo na figura), impõe a dimensão da ordem de dezenas de metros do detector.

atribuídos à observação de CEνNS. De fato, foi usado no experimento realizado no *Oak Ridge National Laboratory*, uma fonte de nêutrons, cuja colisão com um alvo de mercúrio, gera um feixe de píon. Os píons produzidos decaem e um intenso fluxo de neutrinos ($\approx 10^{11}/s$) com energia na faixa de 16 a 53 MeV [41] é produzido de forma bastante colimada. Nesta faixa de energia, conforme demonstrado por [15] a seção de choque para processos não- coerentes[12] pode responder por uma fração considerável dos eventos. O fluxo pulsado de neutrinos é espalhado pelo cristal de $CsI[Na]$. A montagem experimental é devidamente estruturada para evitar qualquer contaminação de fontes externas de nêutrons e neutrinos, como neutrinos atmosféricos, solares e geo-neutrinos e outros. Este experimento acumulou eventos CEνNS durante quinze meses produzidos e foi reportado com a previsão SM. Maior aprofundamento sobre este experimento pode ser visto na referência [41].

3.3.3 CONNIE

O *Coherent Neutrino-Nucleus Interaction Experiment* (CONNIE) é uma colaboração multinacional, concebido, implementado e sediado no Brasil. Atualmente está instalado nas cercanias do Reator de Angra 2. Constitue-se de 8 placas dos chamados dispositivos de carga acoplada(*Charged Coupled Devices*-CCD) com uma massa total de que ativamente observa os eventos de neutrinos de ≈ 46 g [42, 43].

[12] Processos para os quais a seção de choque é linear com o número de massa A e para os quais o núcleo espalhado pode sofrer excitação interna. No espalhamento coerente,i.e no CEνNS, a seção de choque é proporcional à A^2 e toda a energia transferida converte-se em energia cinética do centro de massa do núcleo.

O Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) tem expressiva contribuição na elaboração, implantação e análise dos dados do mesmo, assim como outras instituições como o Centro Federal Técnico Celso Sucow da Fonseca (CEFET-RJ), Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro (PUC-RJ) e Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ).

A colaboração reportou sucesso na observação de eventos de CEνNS com limiares de detecção de 1 KeV, ou seja uma ordem de grandeza menores que os da colaboração COHERENT discutida acima que é de eventos acima de 20 KeV [69]. Isso se dá pela alta sensibilidade das CCD's especificamente construídas para o experimento. Como colocado pelos autores da colaboração, a busca de experimentos com cada vez menor limiar de detecção de neutrinos, parece estar indo na direção de experimentos com menos massa dos detectores, detectores de estado sólido e que indicam um cenário promissor para pesquisa das chamadas interações não-padrão(*Non-Standard Interactions*-NSI), bem como no aprimoramento das detecções em matéria escura, para as quais os eventos de CEνNS podem ser ruídos que impedem a observação da Física não padrão que se pretende. Neste ponto, nós colocamos que a técnica da espectroscopia nuclear, específicamente a Mössbauer, possue um limiar de detecção muito menor que os experimentos anteriores, chegando à 10^{-10} eV, com um detector sólido que pode ser de algumas gramas a dezenas de gramas a depender da geometria que pode ser planejada para este fim.

Finalizamos esta seção, pontuando que a proposta que trazemos neste trabalho, tem o objetivo de contribuir na redução dos limites experimentais de observação da Física de neutrinos em baixas energias, sendo complementar aos esforços das colaborações anteriores na observação por estas importantes janelas para a Física Além-MP.

3.4 Espectroscopia Mössbauer: Uma retrospectiva

Esta seção tem o objetivo de introduzir a espectroscopia Mössbauer e seus principais parâmetros observáveis. A descrição é concisa, dando-se maior ênfase na definição dos parâmetros mais utilizados para análise do espectro. A espectroscopia Mössbauer(EM) foi descoberta por Rudolf L. Mössbauer em 1956 [32, 57][13], ao perceber que resfriando-se uma amostra gasosa de Ir irradiada por radiação gama, a seção de choque da absorção, aumentava ao invés de diminuir conforme se pensava que devesse ocorrer. Interpretado corretamente por Mössbauer[14]o efeito ocorria devido à otimização na superposição das linhas de emissão e absorção nucleares ao se reduzir o recuo dos núcleos emissores e absorvedores [32, 33, 35, 70, 71].

Quando dois sistemas físicos interagem entre si trocando energia de forma ressonante, tanto a emissão da energia pela fonte quanto a absorção da energia no absorvedor, são geralmente centradas

[13]Por sinal, mesmo ano da previsão teórica sobre a violação da paridade nas interações fracas por Lee e Yang que depois mostrou ser o mecanismo fundamental no decaimento beta e base para construção do modelo padrão.

[14]Fato que lhe valeu o Prêmio Nobel em 1962.

em valores específicos E_0 do sistema em questão. A distribuição de energia em torno de E_0, segue uma lei do tipo Breit-Wigner dada por:

$$I(E) = \frac{\Gamma^2/2}{2\pi} \frac{1}{(E-E_0)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} \tag{3.5}$$

Esta distribuição é como na figura 3.5 à frente.

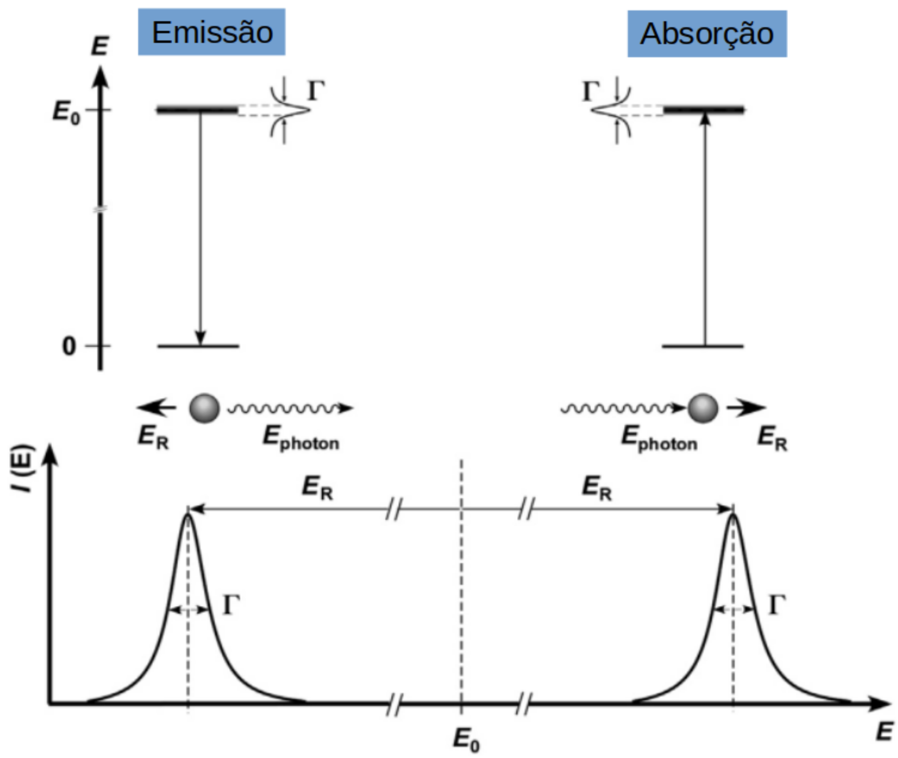

Figura 3.5: Curva típica da emissão e absorção ressonantes em torno de um valor E_0, que pode advir de uma transição atômica(isto é: eletrônica), molecular, nuclear etc. Na emissão, um pequeno recuo leva o centro da curva mais para a esquerda enquanto que na absorção ocorre o oposto, centrando-as em torno de $E_0 - E_R$ e $E_0 - E_R$ respectivamente, em que E_R é a energia de recuo. No caso nuclear ocorre que $E_R >> \Gamma$ e por isso é impossível que ocorra ressonância em átomos, i.e núcleos, que estejam livres.

Se consideramos E_0 na escala das transições atômicas - tipicamente radiações da ordem de eV's - os átomos envolvidos na emissão e absorção, sofrerão um recuo com energia E_R tanto na emissão quanto na absorção. Contudo as duas curvas específicas da absorção e da emissão estarão quase que justapostas na sua totalidade, uma vez que $E_R << \Gamma$ [32] e neste caso o recuo não impedirá que haja absorção ressonante entre os sistemas emissor e absorvedor. A curva acima pode ser compreendida classicamente como um termo que oscila com uma certa frequência natural $\omega_0 = E_0$ e um decaimento exponencial descrito por uma largura típica Γ de energia, obtida do princípio da incerteza. De fato, seja a forma da função acima uma $\psi(t)$, podemos escrever:

$$\psi(t) = \psi_0 e^{-i\omega_0 t} e^{\frac{-\Gamma t}{2}} \tag{3.6}$$

Fazendo uma decomposição de Fourier da função acima:

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \phi(\omega) e^{-i\omega t} \tag{3.7}$$

Colocando a equação 3.6 na equação acima, após uma integração simples, chegamos que os $\phi(\omega)$ são dados por:

$$\phi(\omega) = \frac{\psi_0}{\sqrt{2\pi}[i(\omega_0 - \omega) + \frac{\Gamma}{2}]} \tag{3.8}$$

Daqui chegamos que a intensidade do espectro de energia $I(E)$ é dado como:

$$I(E) = |\phi(\omega)|^2 \alpha \frac{1}{(E - E_0)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} \tag{3.9}$$

No caso de interesse aqui, i.e, transições nucleares, algo diferente ocorre, uma vez que as energias envolvidas nas transições são da ordem de keV. Isto leva a energias de recuo dos sistemas emissores e absorvedores maiores que as larguras de linha Γ das distribuições $I(E)$ acima. De fato, no caso nuclear, via de regra $E_R >> \Gamma$ para o caso de núcleos em gases ou líquidos. A descoberta de Mössbauer, foi que ao fixar os núcleos emissores e absorvedores da radiação nuclear, reduziu-se consideravelmente a energia de recuo por que muito embora seja o núcleo que absorve o gama nuclear, a resposta de momento deve ser de todo o cristal ao qual o núcleo está fixado, o que melhora em muitas ordens de grandeza a superposição das linhas de emissão/absorção, propiciando a ressonância nuclear sem recuo. De fato, ao se fixar os núcleos emissores e absorvedores em cristais, a energia transferida fica dada pela expressão:

$$E_t = \frac{E_\gamma^2}{2M} \tag{3.10}$$

De modo que agora, a massa M que comparece no denominador da expressão acima é a massa do cristal em que se fixou os núcleos que irá decair/absorver respectivamente, e portanto a energia de recuo ou transferida E_t, na emissão do fóton γ tende em geral a ser bastante reduzida e de fato nula para uma grande fração das emissões.

A causa dessa fração considerável de emissões gama sem recuo, é, que ao se fixar os núcleos em uma rede cristalina, esta rede não absorverá quaisquer valores de energia, já que as frequências aceitáveis da mesma são quantizadas também. Dessa forma, para o recuo ocorrer, as energias de recuo devem ser as de geração de fônons do sólido. É possível portanto mostrar, que há uma fração f de emissões(e absorções) que ocorrem sem recuo algum, ou seja com os núcleos envolvidos completamente em repouso.

Podemos compreender claramente este fato, considerando que quando o núcleo de interesse na espectroscopia Mössbauer é fixado numa certa rede cristalina, a função de onda do sistema total, núcleo e rede cristalina é dada por $|\Psi_{Total}\rangle$ tomada como um produto direto do estado descrevendo o núcleo,$|\psi_N\rangle$ e do estado descrevendo a rede, $|\phi_R\rangle$. Numa transição típica, o que temos é que:

$$|\Psi_{Total}^{inicial}\rangle = |\psi_N^{excitado}\rangle \otimes |\phi_R^{inicial}\rangle \tag{3.11}$$

Após um lapso de tempo dado pela largura da linha de excitação do núcleo, tipicamente 10^{-8}s, o núcleo decai e a função do sistema agora após a emissão do núcleo é dada por:

$$|\Psi_{Total}^{final}\rangle = |\psi_N^{est.fund.}\rangle \otimes |\phi_R^{final}\rangle \tag{3.12}$$

Em que o recuo do núcleo devido ao decaimento leva a criação de fônons na rede e portanto a $|\phi_R^{final}\rangle$. Para vermos claro que significa a emissão do gama sem recuo, consideremos que os estados estacionários que descrevem o sólido sejam dados por:

$$H|u_n\rangle = \varepsilon_n|u_n\rangle \tag{3.13}$$

Consideremos que antes da emissão do γ pelo núcleo Mössbauer, o sólido esteja num auto estado do Hamiltoniano, isto é:

$$|\phi_R^{inicial}\rangle = |u_i\rangle \tag{3.14}$$

tal que:

$$H|\phi_R^{inicial}\rangle = \varepsilon_i|\phi_R^{inicial}\rangle \tag{3.15}$$

Este estado é também auto estado de momento com autovalor de momento nulo:

$$-i\hbar\overrightarrow{\nabla}|\phi_R^{inicial}\rangle = 0 \tag{3.16}$$

Após o decaimento do núcleo Mössbauer, o sólido vai para o estado $|\phi_R^{final}\rangle$ caracterizado por um momento $\overrightarrow{k_0}$. É razoável admitir que:

$$|\phi_R^{final}\rangle = e^{-i\overrightarrow{k_0}\cdot\overrightarrow{x}}|\phi_R^{inicial}\rangle \tag{3.17}$$

Este estado final, não é auto estado de H, porém é auto-estado de momento para o sólido com autovalor $-\overrightarrow{k}_0$.

Podemos, agora, obter a probabilidade de a transição γ, levar o sólido para um auto-estado de energia ε_s. De fato esta probabilidade é dada por:

$$|c_s|^2 = |\langle\phi_R^s|e^{-i\overrightarrow{k_0}\cdot\overrightarrow{x}}|\phi_R^{inicial}\rangle|^2 \tag{3.18}$$

Assumindo um conjunto completo de autofunções em termos das posições, podemos fazer:

$$|c_s|^2 = |\int d^3\overrightarrow{x}\, e^{-i\overrightarrow{k_0}\cdot\overrightarrow{x}}|\langle\phi_R^s|x\rangle\langle x|\phi_R^{inicial}\rangle|^2 \tag{3.19}$$

Fazendo $\langle\phi_R^s|x\rangle = \phi_s^*(x)$ e ainda $\langle x|\phi_R^{inicial}\rangle = \phi^{inicial}(x)$, temos que o a probabilidade da emissão gama pelo núcleo, levar o sólido para um nível de energia ε_s é dado então por:

$$f \equiv |c_s|^2 = |\int d^3\overrightarrow{x} e^{-i\overrightarrow{k_0}\cdot\overrightarrow{x}} \phi_s^*(x)\phi^{inicial}(x)|^2 \tag{3.20}$$

Em particular, se s for o estado *inicial*, a expressão acima nos dá a probabilidade da emissão do fóton gama pelo núcleo, não gerar acréscimo de energia na rede, ou seja, sem a criação de fônons e portanto sem recuo.

Por simplicidade e para exemplificação do que expomos acima, considere o sólido como um oscilador harmônico unidimensional cujo Hamiltoniano é dado por:

$$H = \frac{p^2}{2M} + \frac{M\omega^2 x^2}{2} \tag{3.21}$$

Se considerarmos o estado inicial deste sólido como o estado fundamental, teremos que o $\phi^{inicial}(x) = \phi_0(x)$ dado por:

$$\phi_0(x) = (\frac{M\omega}{\pi})^{1/4} e^{-(M\omega/2)x^2} \tag{3.22}$$

Considerando a equação 3.20 para este caso específico, com a expressão de $\phi_0(x)$ acima, realizando a integração em 1-D como se assumiu, podemos facilmente demonstrar que f, a fração de emissões sem recuo é dada por:

$$f = e^{-\frac{E_\gamma^2/2M}{\omega}} \tag{3.23}$$

Em que consideramos $k_0 = E_\gamma$[15] é o momento do fóton impartado sobre o oscilador. Observe que $\hbar\omega$ são as energias vibracionais permitidas no sólido e $E_\gamma^2/2Mc^2$ é a energia de recuo do átomo de massa M. A expressão 3.23 acima, nos mostra claramente que, se a energia de recuo $E_R << \omega$ há uma grande fração f, de transições que ocorrem sem recuo, ou seja, sem geração de fônons na rede. O que Mössbauer demonstrou é que ao se fixar os núcleos emissores gama em redes cristalinas(e.g ^{57}Co em matriz de Rh), a energia de recuo devido ao gama fica menor que as energias vibracionais características da rede. Isto faz com haja maior probabilidade das curvas de Breit-Wigner na emissão e absorção tenham maior superposição, garantindo maior absorção dos raios gama de forma ressonante e sem recuo do núcleo! Este mesmo argumento vale para o CEνNS, uma vez que a energia que é transferida ao núcleo é $E_t = 2E_\nu^2/M$

No caso do ^{57}Fe por exemplo, $E_\gamma = 14,4$ KeV e a energia de recuo E_R é cerca de $1,9\ 10^{-3}eV$ [32]. No caso do CEνNS, em que a energia transferida ao núcleo é no máximo $\approx$ 2KeV, quando consideramos neutrinos da ordem de 50 MeV, a condição de que $E_R < \omega$ é satisfeita com ainda mais razão e portanto estes núcleos devem acomodar a energia da interação de outra forma que não recuando através da rede como é usual de se considerar em outros detectores. Se os átomos estão livres como num gás, esta energia é muito maior que largura de linha(Γ) dos estados e portanto não há possibilidade de haver absorção ressonante. Se porém os núcleos são fixados em um solido, as

[15] Lembrando que estamos trabalhando no sistema natural em que $c = \hbar = 1$

energias para geração de fónons situa-se entre $10^{-2} - 10^{-1} eV$ e devido à isto, E_R não consegue gerar recuo nos núcleos emissores, devido a ser um valor de energia menor que o limiar para geração de fónons na rede cristalina. Fisicamente, esta é a origem da absorção ressonante sem recuo do fóton gama, trocado entre fonte e absorvedor. Com isto as duas curvas, de emissão e de absorção para uma dada energia do espectro gama, ficam com uma considerável área de superposição como na figura a seguir.

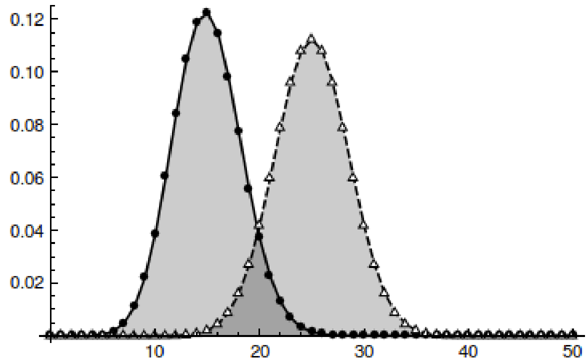

Figura 3.6: Curvas de emissão e absorção típicas em uma dada energia do espectro. Os eixos estão em unidades arbitrárias. Nesta ilustração a energia E_0 seria de 20 u.a com uma energia de recuoE_R de 5 u.a no espectro de emissão (à esquerda) e um recuo de 5u.a no espectro de absorção (à direita). Observe que a largura de linha à meia altura $\Gamma > E_R$ como esperado.

Esta área de superposição é proporcional ao número de emissões e absorções ressonantes sem recuo do fóton gama trocado e é de fato, uma nova Breit-Wigner[16]. Por isto a Espectroscopia Mössbauer é conhecida como espectroscopia gama nuclear sem recuo [32]. A montagem experimental usual é como na figura a seguir 3.7, em que uma fonte radioativa de gamas oscila por um mecanismo(*driver*) controlado eletronicamente para que se conheça a velocidade em cada instante. Adicionalmente, um detector é colocado apos a amostra e registra os fótons que não foram retidos ressonantemente na amostra, levando ao espectro ilustrado na figura abaixo no caso da fonte de ^{57}Co em matriz de Rh incidindo γ em amostra contendo ^{56}Fe.

3.5 Interações Hiperfinas do Núcleo

O núcleo é um sistema bastante complexo no que diz respeito à sua descrição fundamental; sendo um sistema, em geral, de muitos corpos e cujas interações internas se limitando à uma distância da ordem de 10^{-15} m, guarda grandes questões ligadas aos seus constituintes mais básicos assim como a dinâmica destes.

É um fato que os nucleons(prótons e nêutrons) são compostos de outras partículas, que acreditamos fundamentais atualmente: Os quarks [17]. Neste trabalho, consideramos que o neutrino possue

[16]É possível mostrar que a convolução de duas curvas de Breit-Wigner é outra curva de Breit-Wigner.

[17]A constituição básica de nêutrons e prótons são os quarks, que são representações de spin $1/2$ do grupo de simetria $SU(3)_{cor}$. Quando tornada local, esta simetria impõe a existência de 8 campos de calibre(mediadores), cujos quanta são interpretados como sendo os "fótons"auto-interagentes que denominamos glúons. Um dos grandes problemas da física

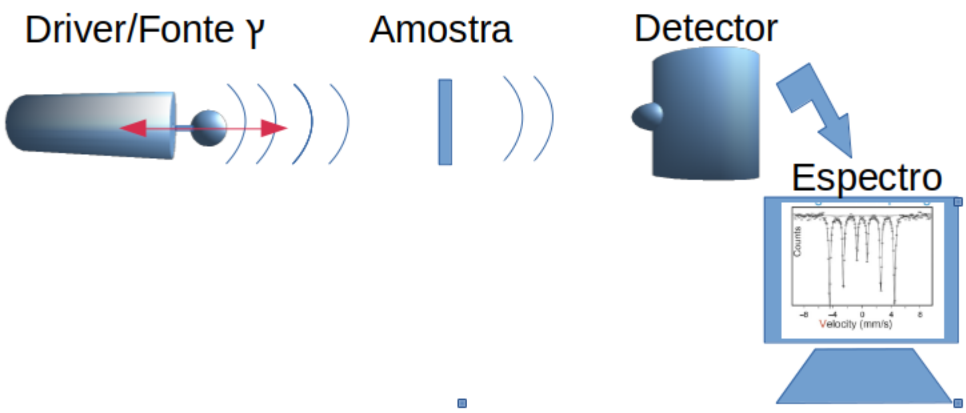

Figura 3.7: Esquema ilustrando montagem experimental típica na ausência de Neutrinos. A inclusão de neutrinos causará eventos na amostra devido ao CEνNS que acarretaram alterações na estatística de pontos experimentais em determinas energias do espectro.

comprimentos de onda da ordem do raio nuclear, e portanto, não interage com os nucleons individuais ou com os quarks.

Como já frisamos, isto restringe o intervalo de energia para os neutrinos, tipicamente situando-as abaixo dos 100 MeV e leva a que a interação se dê de forma global com os nucleons, conferindo a eles uma fase comum nas suas funções de onda e isto reflete-se num recuo coerente, de baixa energia(2 KeV), do núcleo.

Neste capítulo, estamos interessados em estudar como o recuo coerente do núcleo por interação com um fluxo dado de neutrinos, pode ser traduzido em termos das interações do núcleo com sua vizinhança imediata, principalmente os elétrons s e o próprio núcleo.

Uma vez que a espectroscopia Mössbauer identifica interações com os fótons gama de 14 KeV numa transição nuclear do ^{57}Fe sem que este possa recuar como já discutimos, nós mostramos que pela mesma razão, ao absorver os 2 KeV da interação com o neutrino mediada pelo Z^0 o mesmo não deve recuar e portanto a assinatura da interação deve comparecer no espectro Mössbauer como uma perturbação nos níveis de absorção ressonante.

Antes porém, nesta seção, faremos uma breve revisão da espectroscopia Mössbauer, mostrando como ela nos permite estudar interações com uma precisão singular do ponto de vista das chamadas interações hiperfinas do núcleo [32, 33, 71].

Podemos considerar para os efeitos que estamos interessados neste projeto, que o núcleo é uma distribuição de Z Prótons, embebido na "nuvem"de elétrons-s. De fato, podemos considerar a energia interação Coulombiana entre estas duas distribuições de carga como sendo dada por [72]

atualmente está no fato de estas partículas não comparecerem assintoticamente livres nos processos de espalhamento e terem um comportamento ainda muito pouco compreendido tanto no regime infravermelho quanto ultravioleta.

$$U = \int\int \frac{\rho(r)\rho(r^{'})}{4\pi|r-r^{'}|}drdr^{'} \tag{3.24}$$

Em que $r^{'}$ são as coordenadas dos Z prótons e r_e são as coordenadas dos elétrons-s[18], ρ e ρ são as densidades de elétrons s e do Núcleo. Podemos analisar as expansões em multipolos desta expressão, considerando que:

$$\frac{1}{|r-r^{'}|} = 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{-l}^{m=l} \frac{1}{2l+1} \frac{r_<^l}{r_\rangle^{l+1}} Y_{lm}^*(\bar{r}) Y_{lm}(\bar{r}^{'}) \tag{3.25}$$

Em que $r_>$,$r_<$ indicam o valores de r e $r^{'}$ comparativamente um ao outro. Em geral se fixa r e varia $r^{'}$ no volume, suposto esférico de raio R nuclear. Também temos que $\bar{r}$,$\bar{r}^{'}$, indicam os cossenos diretores de r e $r^{'}$ com relação à um eixo definido arbitrariamente.

O importante é que para $l = 0$ temos o termo monopolar dado por:

$$U_{monopolar} = \int\int \frac{\rho(r)\rho(r^{'})}{4\pi r^{'}}drdr^{'} \tag{3.26}$$

Considerando um núcleo de carga Ze e raio R, a expressão acima para a energia potencial de interação eletrostática quando o elétron-s visita o volume nuclear é dada, para um $r < R$, por[19]:

$$U(r<R) = \frac{Ze^2}{R}\left(\frac{-3}{2} + \frac{r^2}{2R^2}\right) \tag{3.27}$$

Se o núcleo fosse pontual esta energia de interação Coulombiana seria:

$$U_0(r) = \frac{-Ze^2}{r} \tag{3.28}$$

Se fizermos uma integração destas duas energias potenciais no volume nuclear e tomarmos a diferença entre os dois valores, chegaremos numa expressão que nos dá o efeito de tamanho finito do núcleo interagindo com a "nuvem"de elétrons-s vizinha. De fato, teremos:

$$\int_0^{\infty} \rho[U(r<R) - U_0]4\pi r^2 dr \tag{3.29}$$

$$\Delta U = \frac{2}{5}\pi R^2 Ze^2 |\psi_s(0)|^2 \tag{3.30}$$

O valor de $\rho = |\psi_s(0)|^2$ é a densidade de probabilidade do elétron-s ser encontrado no interior do núcleo.

Contudo, a grandeza mensurável na espectroscopia Mössbauer não é ΔU, mas sim a diferença entre o ΔU da fonte(núcleo excitado) e do núcleo absorvedor. Esta diferença é dada por uma assimetria típica do espectro medido e na espectroscopia recebe o nome de deslocamento isomérico, δI_s .

[18] As interações hiperfinas consideram somente estes elétrons mais próximos ao núcleo. Efeitos dos elétrons de valência sobre estes podem ocorrer por um efeito de "*screening*"dos elétrons-s.

[19] De fato, basta computar o trabalho sobre a carga teste, i.e, integrar o campo elétrico de infinito ao raio nuclear R e depois, com o campo elétrico correto dado pela lei de Gauss, integrar de R à r.

Refraseando o exposto acima, o deslocamento isomérico é consequência das diferenças de energia de natureza Coulombianas, que são atribuídas à pequenas diferenças entre a vizinhança eletrônica dos núcleos na fonte($\psi_s(0)$) e no núcleo absorvedor($\psi_a(0)$). Este parâmetro pode ser facilmente mensurado no espectro Mössbauer e é dado pela expressão:

$$\delta_{IS} = \frac{2\pi}{5} Ze^2 R^2 (|\psi_a(0)|^2 - |\psi_s(0)|^2) \tag{3.31}$$

Nesta equação, Z é o número atômico, e é unidade de carga elétrica, R é o raio nuclear e as $\psi' s$ são as funções de onda dos elétrons da camada mais interna, com $l = 0$, ou seja, os elétrons-s, do núcleo absorvedor e nos núcleos fonte, respectivamente. Usando a expressão acima, não é difícil notar que:

$$\delta I_s = (U^a_{exc} - U^a_{gs}) - (U^s_{exc} - U^s_{gs}) \tag{3.32}$$

Onde a, s referem-se à absorvedor e fonte respectivamente e exc,gs referem-se à estado excitado e fundamental dos núcleos fonte e alvo. Utilizando a forma de ΔU dada acima e que $R \equiv (\frac{R_{exc}+R_{gs}}{2})$, chegamos finalmente que δI_s assume a seguinte expressão:

$$\delta I_s = \frac{4\pi Ze^2 R^2}{5} (\frac{R_{exc} - R_{gs}}{R}) (\psi^2_{l=0}(0)_a - \psi^2_{l=0}(0)_s) \tag{3.33}$$

Onde o termo $\frac{R_{exc}-R_{gs}}{R} \equiv \frac{\delta R}{R}\Big|_{\gamma}$. Valores $\delta R/R \approx 10^{-4}$ para energias da ordem de keV são assumidos na literatura [73]. Vamos adotar estes valores na estimativa da correção ao deslocamento isomérico na seção 4.2.

3.5.1 Desdobramento Quadrupolar do Núcleo: $l = 2$.

O Desdobramento de energia Quadrupolar (ΔU_Q) no caso do ^{57}Fe advém da interação entre o momento de quadrupolo do estado excitado $3/2$ com o gradiente de campo elétrico da rede na região do núcleo.

Esta interação pode ser obtida considerando-se $l = 2$ na expressão 3.25. Para este caso, temos a expressão:

$$U_Q = \frac{4}{5}\pi \sum_{m=-2}^{2} \int \rho(r') r'^2 Y_{2m}(\bar{r}') dr' \int \rho(r) \frac{1}{r^3} Y^*_{2m}(\bar{r}) dr \tag{3.34}$$

A integral nas coordenadas nucleares à esquerda na expressão acima, define o Momento de Quadrupolo(Q_{ij}) do Núcleo , enquanto a integral à direita é o gradiente de campo elétrico($\nabla_i E_j$) definido pela densidade eletrônica na vizinhança do mesmo. O gradiente do campo elétrico é um tensor 3 x 3, contudo ele pode ser reduzido à uma forma diagonal num sistema de coordenadas conveniente e em termos do potencial eletrostático deve satisfazer a equação de Laplace: $\partial_{xx}V + \partial_{yy}V + \partial_{zz}V = 0$. Devido à esta restrição sobram apenas duas componentes independentes deste tensor. É usual adotar $\partial_{zz}V$ e o parâmetro de assimetria $\eta = \frac{\partial_{xx}V - \partial_{yy}V}{\partial_{zz}V}$ como sendo estas duas quantidades independentes[35]. Em geral escolhe-se os eixos para o cálculo das componentes deste tensor gradiente de campo, de maneira que $0 \leq \eta \leq 1$. O núcleo de Fe_{57} sendo um núcleo Mössbauer típico, tem no seu estado $j = 1/2$ que é o nível fundamental, um momento de quadrupolo Q = 0. Contudo, no estado excitado, $j = 3/2$, ele possui um valor Q>0 e é possível mostrar que a expressão para este desdobramento de energia é desta interação quadrupolar pode ser colocada na forma:

$$\Delta U_Q = \frac{e(\partial_{zz}V)Q(3m^2 - j(j+1))}{4j(2j-1)} \tag{3.35}$$

Note que se $j = 1/2$, $m = \pm 1/2$ e $\Delta U_Q = 0$, entretanto para $j = 3/2$ a expressão acima nos dá dois valores de energia. Em resumo, a figura 3.8 nos mostra este deslocamento de níveis de energia no caso doFe_{57} entre o estado fundamental ($j = 1/2$) e excitado ($j = 3/2$). Na espectroscopia revela-se como um dubleto central conforme mostrado na figura abaixo[20].

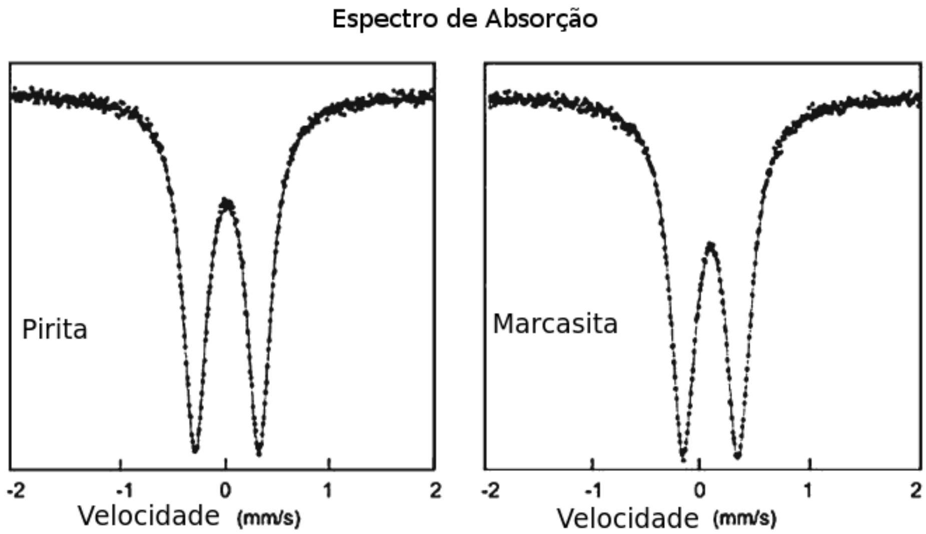

Figura 3.8: Dubletos medidos para Sulfito de *Fe*, isto é *FeS*, em duas estruturas conhecidas como pirita e marcasita. A única diferença entre ambas é que na da esquerda, os núcleos de *Fe* encontram-se alocados numa estrutura cúbica, enquanto que na da direita a estrutura é ortorrômbica [9]. As linhas mostram as transições ressonantes entre o nível fundamental($j = 1/2$) e dois níveis excitados($j = 3/2 => m_1 = \pm 1/2, m_2 = \pm 3/2$), que m_1 e m_2 são degenerados em energia. O espectro mostrado, são linhas de absorção dos fótons gama emitidos pela fonte nos valores exatos preditos pela equação acima. A figura foi extraída de [74] para ilustração.

A escala em mm/s da figura acima é usualmente empregada por questões próprias da técnica em que se faz EM, na qual a fonte é posta para vibrar e as energias especificas são atingidas por efeito Doopler. A conversão das energias das interações hiperfinas($\Delta I_s, \Delta U_Q$ etc), para valores da velocidade da fonte mostrada no eixo horizontal do espectro é dada pelo fator c/E_γ em que c é a velocidade da Luz e E_γ é a energia do fóton gama quando emitido em repouso. No caso do ^{57}Fe, $E_\gamma = 14,4$ keV.

[20]Utilizado aqui apenas para exemplificar.

Em [9], especula-se que os valores de ΔU_Q para amostras de FeS variam muito de uma para outra e atribui-se isto à impurezas.

Neste trabalho, consideramos a possibilidade de que amostras destes compostos tomados em diferentes regiões da crosta, por exemplo próximas à minas de Urânio onde haja possívelmente um fluxo considerável de geo-neutrinos, possam ter defeitos oriundos da interação CEνNS, fato ainda não considerado na literatura como apuramos. Adicionalmente, nosso interesse no estudo de ΔU_Q, baseia-se no fato de que para o caso do ^{152}Gd, os efeitos de Dupla Captura Eletrônica discutida no capítulo 1, a evolução temporal de espectros de dubletos como os mostrados acima, poderão abrir uma janela para se investigar Física além modelo padrão nesta interação ainda não observada.

Uma outra interação largamente estudada com a espectroscopia Mössbauer é a interação Zeeman do momento dipolar magnético dos núcleos, com o campo magnético internos das estruturas(no caso do Fe este campo pode ter magnitudes de 33T ou maiores.). Entretanto, não estamos interessados nesta interação por duas razões:

- A intensidade do campo magnético hiperfino é muito alta e isto leva à uma valor de desdobramento de energia muito acima dos outros dois considerados e com isto os efeitos de CENNS e qualquer outra interação do fluxo de neutrinos fica naturalmente mais suprimida que para as duas interações que discutimos, $(\Delta I_s, \Delta U_Q)$;

- Apesar de este termo de energia magnética também depender de uma interação de contato dos eletrons "s"com o núcleo, e portanto de $|\psi_s(0)|^2$, a dependência no momento angular orbital do núcleo é independente de qualquer perturbação nos elétrons-s;

Neste ponto, faremos algumas estimativas destes parâmetros apontados acima, assumimos que o processo de interação pode excitar modos nucleares definidos na superfície do núcleo [21], bem como flutuações de densidade na nuvem eletrônica circundante, sobretudo quando $r \to 0$, isto é no interior do núcleo. Assim estamos admitindo que a seção de choque é representada por um produto de uma Breit-Wigner com a seção de choque de CEνNS dada pela equação 3.4.

3.5.2 Interação Magnética sobre o Núcleo: Efeito Zeeman

Esta interação é bastante relevante no contexto da medida EM. No interior de materiais magnéticos, onde a presença de domínios magnéticos cuja densidade de campo podem chegar à valores acima de 33 T [22] como é o caso do ^{56}Fe e vários outros materiais que apresentam ordem magnética. Num cenário destes, o momento magnético do núcleo acopla-se com este campo com um termo do tipo $-\overrightarrow{\mu} \cdot \overrightarrow{B}$

[21] Esta conjectura fica mais clara evidente quando consideramos que o nêutron será descrito por um sistema de dois níveis e especificamente o acoplamento de momento magnético com campo magnético somente é percebido pelo nêutron nas vizinhanças da superfície do núcleo.

[22] Apenas para comparativo, campos da ordem de 50T ou mais já foram conseguidos em laboratórios, porém apenas por frações de segundo. Isto foi conseguido no *High Magnetic Field Laboratory Dresden* na Alemanha. Campos genericamente utilizados em laboratórios e produzidos com grande esforço com resfriamento e bobinas supercondutoras situam-se, tipicamente, em ≈ 10 T.

levando à um desdobramento Zeeman dos níveis nucleares [32, 35]. No caso do *Fe* é conhecido que as transições entre os níveis $1/2$ e $3/2$ que se desdobram devido à projeção destes spins nucleares na direção "z"definida em cada domínio magnético, dão origem à conhecidas 6 linhas características deste núcleo em tais circunstâncias. Para nossa análise do CEνNS, esta interação não será de interesse neste trabalho, em razão de que o mesmo será atribuído ao nêutron de valência e à influência que o elétron da camada K tem ao "visitar"o volume nuclear. Maiores detalhes desta interação pode ser obtido em [32, 75] e referências ai encontradas. No próximo capítulo o efeito do CEνNS no espectro Mössbauer será discutido em maior profundidade.

3.6 Sumário

Este capítulo introduziu conceitos e as principais terminologias relacionadas ao CEνNS e à espectroscopia Mössbauer. Particular atenção foi dada à obtenção da seção de Choque do Espalhamento Neutrino-Núcleo, à qual sendo Coerente depende do quadrado do número de massa A assim como da Energia do Neutrino, E_ν.

Para a espectroscopia Mössbauer (EM) introduzimos os parâmetros hiperfinos de energia medidos pela técnica, em particular o deslocamento isomérico tem especial atenção, uma vez que nos capítulos seguintes, este será o principal observável para nossa proposta de trazer a EM para o contexto da Física de Neutrinos, em especial neutrinos de Reatores.

Capítulo 4

Efeito do CEνNS no núcleo e sua manifestação no Espectro Mössbauer

Neste capítulo, vamos obter por uma descrição fenomenológica que desenvolvemos, alguns resultados inéditos e que sustentam que a EM pode de fato resolver alterações energéticas devido ao espalhamento CEνNS. Em particular obteremos o valor de uma variação no deslocamento isomérico no espectro do ^{57}Fe, o qual poderá ser mensurado a partir de medidas gêmeas realizadas com e sem a presença do fluxo de neutrinos[1] de reatores.

4.1 Variação fracional do Raio Nuclear devido ao CEνNS

A variação fracional do raio nuclear devido à transferência de energia do CEνNS, $\frac{R_{exc}-R_{gs}}{R} \equiv \left.\frac{\delta R}{R}\right|_{Z_0}$, será obtida considerando-se o nêutron de valência oscilará contra $A-1$ nucleons, que permanecem fixos devido à impossibilidade de recuo, ou seja, de geração de fônons na rede dos núcleos Mössbauer. Podemos escrever que:

$$\frac{p^2}{2M_A} + \frac{\mu_N \omega^2 \delta R^2}{2} = \frac{2E_\nu^2}{M_A} \tag{4.1}$$

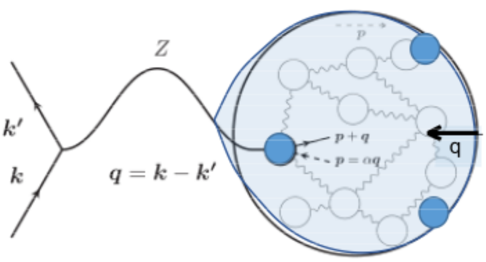

Figura 4.1: Esquema mostrando a troca de momento dos neutrinos e do núcleo como um todo. Entretanto, veja que o momento linear volta ao núcleo, devido ao não recuo imposto pelo potencial cristalino e isto define o modo de vibração do nêutron de valência [76] interagindo com os núcleos $A-1$. A figura adaptada do trabalho [15]

[1]Como o CEνNS não distingue neutrino e antineutrinos e nem mesmo os sabores de neutrinos, apesar de no caso de reatores estar presente um fluxo de antineutrinos nos referimos como neutrinos.

Considerando agora a excitação pelo Z_0, podemos mostrar a expressão abaixo para $\left.\frac{\delta R}{R}\right|_{Z_0}$:

$$\left.\frac{\delta R}{R}\right|_{Z^0} = \frac{2E_\nu^2}{A^{4/3} m_N} \frac{1}{dV/dr} \tag{4.2}$$

Em que $E_\nu \approx 4MeV$ é a energia do neutrino incidente, A é o número de massa do núcleo (57 no caso que estamos considerando), m_N é a massa do Nêutron, aqui ligado aos $A-1$ nucleons por um potencial Harmônico corrigido por um do tipo Woods-Saxon[2] a derivada do potencial, dV/dr, neste ponto é ≈ 1. Assumindo estes valores podemos obter o valor de $\left.\frac{\delta R}{R}\right|_{Z^0}$, conforme mostrado na figura 4.2 abaixo, para diferentes isótopos.

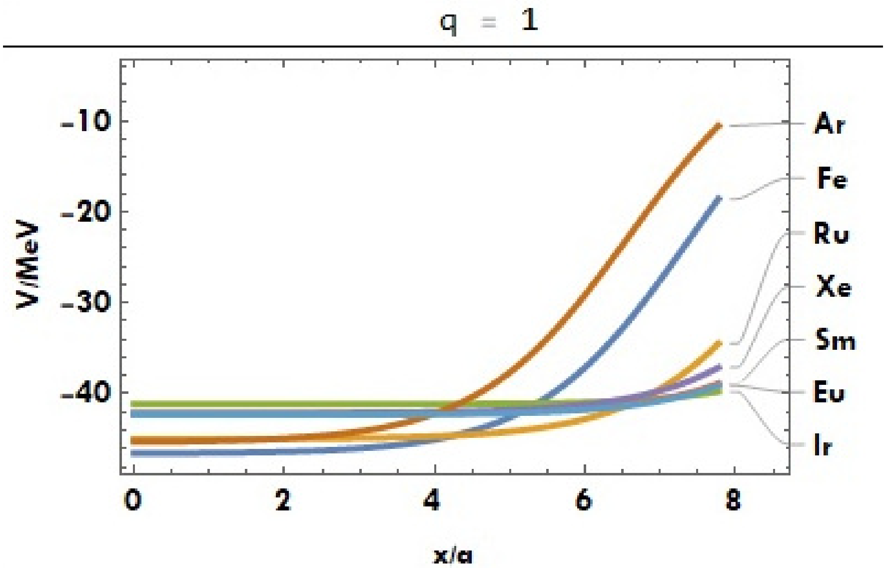

Figura 4.2: Potencial de Woods Saxon obtido para alguns nuclídeos Mössbauer mais importantes. O parâmetro de difusividade de superfície $a = 0.7$ fm como de costume para uma grande faixa de número de massa, compreendendo desde o Irídeo ao Argônio e fator $q = 1$ [79] é uma escolha usual na literatura [80]. Para o ^{57}Fe o raio é $\approx 5,2$ fm e neste ponto notamos que $dV/dr \approx 1$. Este resultado foi utilizado na obtenção da variação fracional do raio nuclear na expressão 4.2.

Adicionalmente obtemos o comportamento 4.3 mostrado abaixo para $\delta R/R$ *versus* Número de Massa A, nos mostra que a interação CENNS gera uma variação nesta grandeza passível de ser resolvida pela técnica. Uma questão que se pode levantar é o tempo necessário para que um dado espectro revele estes deslocamentos nucleares num experimento típico. Discutiremos esta questão no capítulo posterior, onde calcularemos a taxa de eventos esperada e com isto obteremos uma estimativa para esta observação com EM.

A técnica que propomos, resolve valores de δR da ordem de $10^{-4}R$. No gráfico abaixo 4.4, temos a dependência com a energia do neutrino incidente E_ν. O crescimento com o quadrado da energia

[2] Aqui não entraremos na discussão do porque do potencial Woods-Saxon foi utilizado nesta análise. Tal potencial é muito utilizado como correção ao modelo de Camadas da Física Nuclear e está extensamente discutido em [72, 77] assim como em [78]. A característica física marcante deste potencial é que ele suaviza a borda do poço de potencial nuclear, permitindo que os nucleons possam ser encontrados a distâncias significativamente maiores que o raio do Núcleo quando tratado como uma esfera rígida. Além disto provê de um acoplamento do tipo $-(dV/dr)\vec{L}\cdot\vec{S}$ que corrige os níveis nucleares obtidos de outros modelos mais simplistas, gota líquida, camada etc.

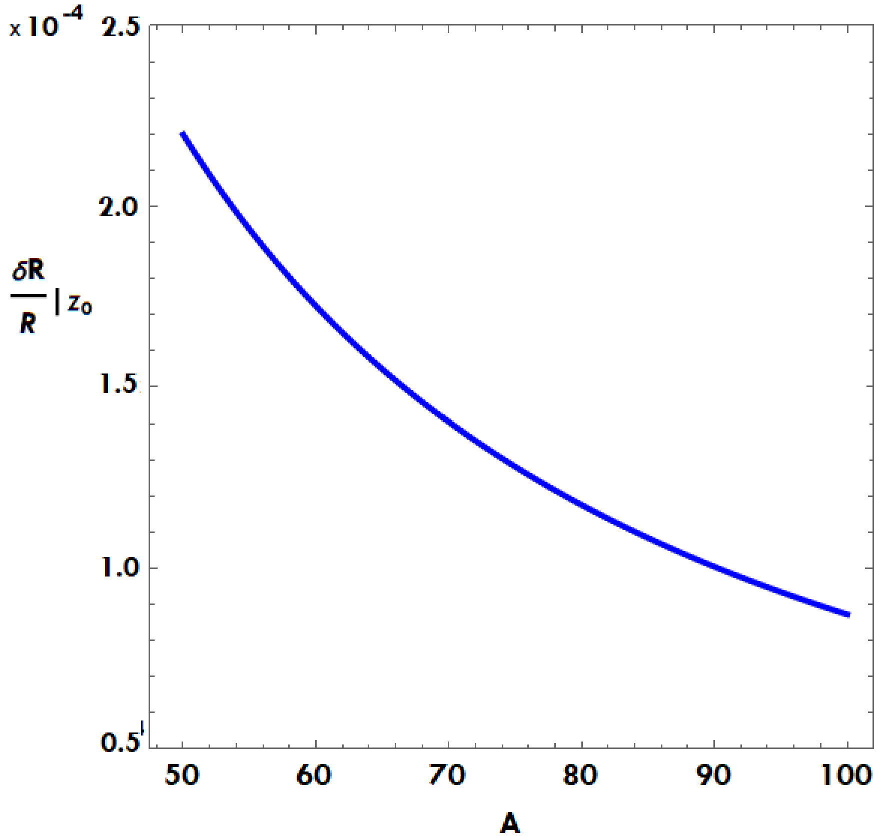

Figura 4.3: Valor de $\delta R/R$ para núcleos atômicos típicos esperado ocorrer no CEνNS. O eixo horizontal são os numeros de massa típicos. Para o ^{57}Fe este valor está em torno de $1.58 \cdot 10^{-4}$ assumindo uma energia de 4.5 MeV típica em feixes de neutrinos de reatores.

leva a valores crescentes do $\delta R/R$. Fisicamente isto indica que de fato a componente não-coerente e processos inelásticos começam a contribuir no espalhamento. No caso limite de altas energias do neutrino, no caso do CEνNS tipicamente acima dos 50 MeV abrem-se canais no estado final do espalhamento que podem prever evaporação do nêutron de valência induzida por CEνNS. Em supernovas[3] estes processos podem ser dominantes mesmo no espalhamento de neutrinos de baixas energias devido ao fato que dV/dr neste sistema tende a zero devido ao efeito de Pauli Blocking e à grande extensão de matéria bariônica da estrela. Uma implicação física deste fato em estrelas de neutrons pode ser obtido da observação do espectro gama que advêm de camadas limites ao núcleo constituído de neutrons que é o remanescente após as ondas de choque do colapso da matéria. Nesta camada limite, a constante evaporação de neutrons devido ao CEνNS pode gerar um efeito de diminuição súbita na densidade de radiação γ, com energias da ordem de ≈ 0.1 a 2 keV, observado na superfície - num ângulo de visada que tangencia a superfície do núcleo estrela - em comparação com a região exterior à mesma. Vamos agora considerar o caso $l = 1$ da expressão 3.25.

Usualmente na emissão e absorção gama ordinárias, devido à preservação da simetria de Paridade das interações eletromagnéticas do Núcleo, o termo de dipolo elétrico $l = 1$, da expressão 3.25 acima não contribui.

De fato, um tratamento perturbativo da alteração do potencial Coulombiano "sentido"pelos elétrons-

[3]Que pode ser vista sob alguns aspectos como um núcleo gigante!

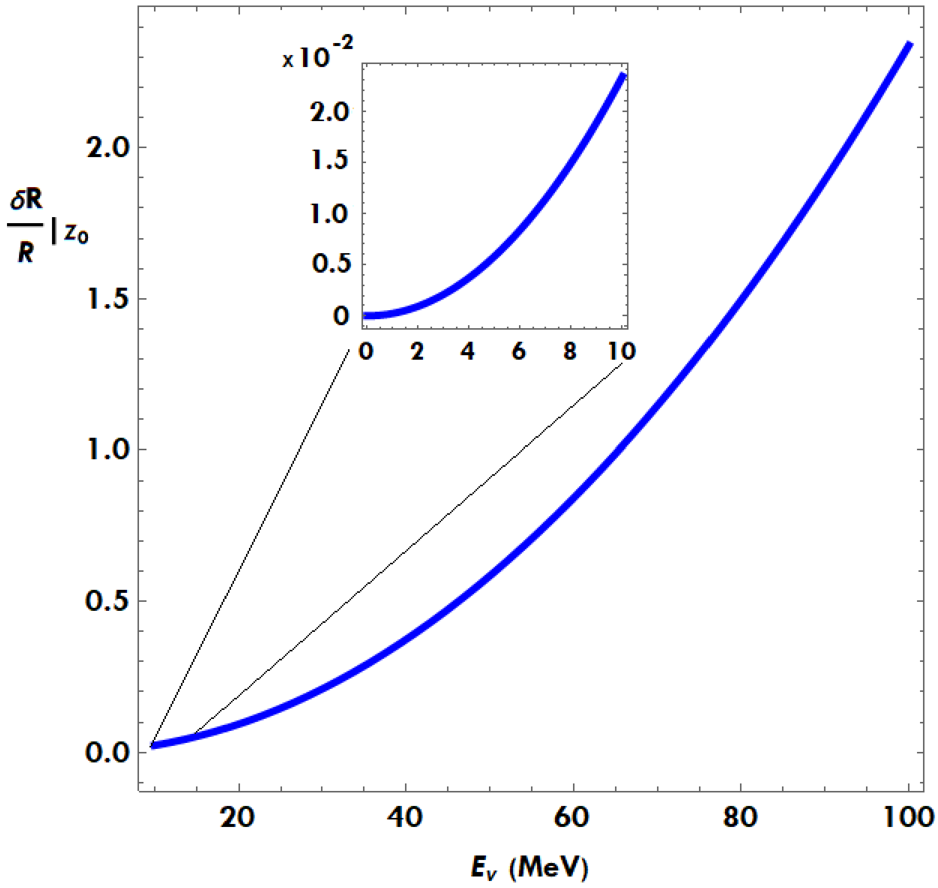

Figura 4.4: Valor de $\delta R/R$ para o ^{57}Fe devido ao CEνNS. O eixo horizontal são os valores de energia E_ν.

s devido aos modos coletivos do núcleo após a CEνNS, dá origem a uma correção no deslocamento isomérico. Esta correção, se medida por espectros de elétrons de conversão, mostra-se dependente do ângulo de detecção destes elétrons. De fato a transferência de momento e energia para o neutron de valência ocorre de tal forma que a "pele"definida pelo neutron de valência sofra uma alteração, veja figura 4.5.

4.2 Taxa de Eventos de CEνNS no espectro Mössbauer

A taxa de eventos é obtida através da expressão:

$$n = N_t \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE_\nu \Phi(E_\nu) \frac{d\sigma(E_\nu)}{dE_\nu}, \tag{4.3}$$

em que $\Phi_{reator}(E_\nu)$ é a função de distribuição de neutrinos(espectro)[4] aqui escolhido como uma função parabólica, concavidade negativa e com máximo em 4 MeV, normalizada à um fluxo total de 10^{13} ν/cm^2s e $\sigma_{cenns-res}(E_\nu)$ é a função dada em 3.3 para o caso do ^{57}Fe como núcleo absorvedor.

[4]Aqui consideramos uma distância de $\approx 30m$ e um fluxo total de $10^{13}\overline{\nu}/cm^2s$.

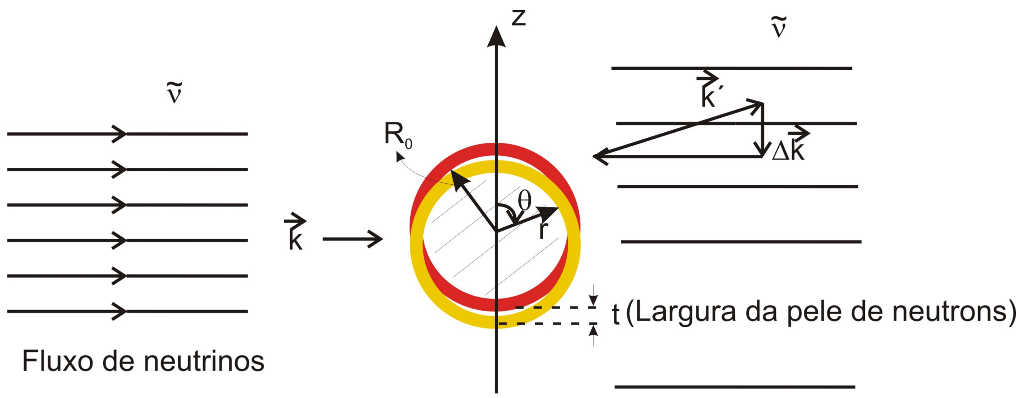

Figura 4.5: Observe que a troca do Z_0 induz um modo vibracional local no núcleo. A energia sendo na escala de keV deste modo, pode ressonantemente, passar aos elétrons-s, cuja probabilidade no volume nuclear é não-nula. O momento transferido $\hbar\Delta K$ é coerentemente fornecido ao núcleo na interação. A perda desta coerência mostrada na figura ocorre pelas limitações impostas ao núcleo pela sua vizinhança, definidora do potencial cristalino a que esta sujeito.

Ainda temos que E_ν é a energia do neutrino no fluxo, E_t é a energia transferida ao sistema núcleo-elétrons ressonantemente, Γ é a largura de linha da ressonância e razão M_D/M é o número de alvos no detector. A largura da Breit-Wigner, Γ, requer um estudo aprofundado da dissipação da energia dos diferentes modos ainda não desenvolvido neste trabalho. Aqui fizemos um estudo exploratório, deixando em aberto o valor da largura e na integral dada na equação 4.3, para averiguar a razoabilidade dos valores da taxa de eventos em função dos valores atribuídos a largura Γ. Na figura 4.6 apresentamos o resultado do número de eventos em função da largura de linha. Nesta curva, notamos que o número de eventos torna-se apreciável acima de $\approx$ 100 eV, crescendo com o valor da largura de linha.

Para a estimativa da taxa como função da largura, consideramos 10^{16} átomos de Fe^{56} numa amostra hipotética do absorvedor. A função $\Phi_{reator}(E_\nu)$ foi obtida considerando um ajuste de função quadrática em E_ν com base em espectros típicos de reatores, tendo-a normalizado a um. Ela tem a forma:

$$\Phi(E_\nu) = 22.6 \cdot 10^{-3}(E_\nu - \frac{1}{6} \cdot 10^{-6} E_\nu^2) \tag{4.4}$$

Fazendo a integral definida em 4.3 temos que o número de eventos por segundo como função da largura de linha Γ, fica como o apresentado na figura 4.6. Valores das constantes foram tomados de [64]. Adotamos ainda que as energias transferidas estivessem entre 0 e 2 KeV.

Nesses eventos, a excitação de modos vibracionais nucleares e eletrônicos do sistema, pode levar a produção de elétrons de conversão [72], ou mesmo estimular a captura de elétrons [83]. A espectroscopia Mössbauer por elétrons de conversão pode também evidenciar a alterações que adviriam destas contribuições, decorrentes de excitações destes graus de liberdade vibracionais.

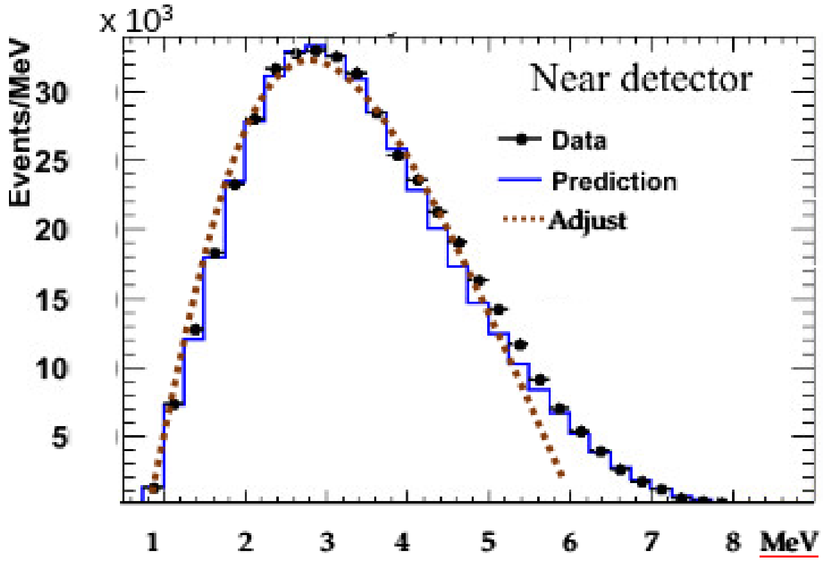

Figura 4.6: A figura acima mostra o espectro de neutrinos, na verdade de anti-neutrinos, advindos do decaimento beta inverso (IBD) com dados do *Daya Bay*(pontos pretos) [81]. Espectros de energia previstos e medidos (azul). O ajuste da figura pela equação 4.4 (pontos vermelhos), levando em conta a região central do espectro para estimativa da taxa de eventos. Os pontos experimentais reais da figura foram extraídos de [82].

Neste caso, a energia transferida oriunda da interação com os neutrinos deve é transmitida para os elétrons após um intervalo de tempo característico da interação eletromagnética($10^{-8}s$)[5]. Devido a isto, nossa tese é que tanto um espectro de absorção de fótons gama com um espectro de elétrons de conversão [72], na vizinhança do fluxo de neutrinos, comparado à um outro espectro afastado do fluxo de neutrinos, poderá demonstrar por subtração de espectros [6] uma população crescente de pontos experimentais atribuídos à CEνNS.

Considerando um resultado apresentado em [84], nós temos uma expressão que nos permite calcular probabilidade de que um elétron possa ser encontrado no núcleo. Esta expressão como definida neste trabalho é dada por:

$$B_{n,k}^2(R) = \frac{1}{4\pi(m_e c^2)^3}\left(\frac{\hbar c}{a_0}\right)^3\left(\frac{a_0}{R}\right)^2[g_{n,k}^2(R) + f_{n,k}^2(R)] \tag{4.5}$$

Em que a_0 é o raio de Bohr e R é o raio do núcleo, f e g são as componentes radiais do espinor de duas componentes, solução de energia positiva da equação de Dirac para o potencial Coulombiano central.

Devido à ocorrência de CEνNS, o núcleo inicia um movimento vibracional juntamente com a distribuição do nêutron de valência mantendo o centro de massa fixo. Considerando agora que o elétron da camada K destes núcleos pode ser descrito por uma função deste tipo, podemos escrever

[5]É instrutivo pensar que o nêutron oscilando contra os $A-1$ nucleons parceiros, torna-se ele próprio pelo seu momento magnético, um emissor de radiação eletromagnética, irradiando-a no interior do núcleo Mössbauer, o qual torna-se uma "cavidade"ressonante para os elétrons que visitam o núcleo. Este modelo será elaborado nos capítulos 4 e 5 onde descrevemos o efeito Mössbauer em termos de uma Hamiltoniano do tipo Jaynes Cummings

[6]Esta seria a forma mais simples que propomos, Contudo existem hoje métodos baseados em acompanhamento em tempo real de experimentos, monitorados por softwares sofisticados que podem ser pensados numa futura implantação da proposta que estamos desenvolvendo.

que:

$$B^{*2}_{n,k}(R+\delta R) = B^2_{n,k}(R) + \frac{\partial B^2_{n,k}(R)}{\partial R}\delta R + ... \tag{4.6}$$

Definindo $\frac{\partial B^2_{n,k}(R)}{\partial R}\delta R$, como sendo a variação ΔP, isto é uma variação na probabilidade do elétron ser encontrado no núcleo, usando 4.5 podemos obter[7]:

$$\Delta P = \frac{-2\hbar^3 c^3 Z^3 \delta R}{4\pi(m_e c^2)^3 a_0^4}, \tag{4.7}$$

em que c é a velocidade da luz, m_e é a massa do elétron, a_0 é o raio de Bohr do átomo de Hidrogênio[8], Z é o número atômico e $\delta R/R$ está plotado em 4.3.

Utilizando a equação 4.3, reescrita abaixo, podemos substituir o valor acima de ΔP.

$$\delta I_s^* = \frac{4\pi Z e^2 R^2}{5}\left(\frac{R_{exc}-R_{gs}}{R}\right)\left(\psi^2_{l=0}(0)_a + \frac{3\Delta P}{4\pi R^3} - \psi^2_{l=0}(0)_s\right), \tag{4.8}$$

com isto o valor de δI_s se torna:

$$\delta I_s^* = \frac{4\pi Z e^2 R^2}{5}\left(\frac{R_{exc}-R_{gs}}{R}\right)\left(\psi^2_{l=0}(0)_a - \psi^2_{l=0}(0)_s\right) - 3e^2\left(\frac{R_{exc}-R_{gs}}{R}\right)\frac{\hbar^3 c^3 Z^4 \frac{\delta R}{R}}{10\pi(m_e c^2)^3 a_0^4} \tag{4.9}$$

Repare que o primeiro termo na equação acima é o deslocamento isomérico usual, devido à diferença nas densidades de elétrons- s dos núcleos no absorvedor e na fonte. Assumimos como aproximação, que a probabilidade de que o elétron seja encontrado no interior do núcleo seja uniforme, ou seja, igual em qualquer ponto dentro do volume nuclear não perturbado. Porém numa interação CEνNS, em que o núcleo recebe a energia transferida pelos neutrinos, o valor desta probabilidade será alterado, já que a própria ψ_s deve é modificada pela perturbação. De fato, esta é a essência da proposta de detecção de CEνNS que estamos investigando. O segundo termo é a variação no deslocamento isomérico, causada pela interação CENNS devido à troca do bóson neutro Z_0 com núcleos no absorvedor[9]. Agrupando de forma mais conveniente, temos:

$$\Delta(\delta I_s) = -\frac{3Z^4 e^2}{10\pi}\frac{\delta R}{R}\bigg|_\gamma \frac{\hbar^3 c^3}{(m_e c^2)^3 a_0^4}\frac{\delta R}{R}\bigg|_{Z_o} \tag{4.10}$$

Um aspecto notável é a alta dependência deste termo com o número atômico, crescendo com Z^4[10]. Utilizando o valores das constantes fornecidas em [64], para o Fe^{56} em que Z=26, pudemos estimar

[7] Consideramos que f e g não variem apreciavelmente com a modificação em R, assim derivamos apenas o pre-fator da equação de $B^{*2}_{n,k}(R)$.

[8] O raio de Bohr do átomo que está sendo tratado relativisticamente é dado em termos de a_0/Z. Devido a isto é que aparece o termo Z^3 na expressão.

[9] Com a mesma razão que o efeito comparece no absorvedor, também comparecerá na fonte. Contudo os efeitos desta interação na fonte da radiação gama, percebida pela medida no absorvedor tem uma redução de $d\Omega/4\Pi$, onde $d\Omega$ é o elemento de ângulo sólido subtendido pela área do absorvedor com relação à fonte. Isto faz com que os efeitos CENNS na fonte possam ser ignorados nesta medida.

[10] O deslocamento de Lamb [3].

Tabela 4.1: Taxa de eventos para três núcleos de interesse conforme a Eq. 4.3

10^{23} Nucleos:	Taxa de Eventos:
^{26}Fe	$\approx 10^2/dia$
^{45}Rh	$\approx 10^3/dia$
^{97}Bk	$\approx 10^3/dia$

esta correção ao deslocamento isomérico.

Com as constantes fornecidas em [85], o valor em eV desta correção do deslocamento isomérico é de $\approx 2,73 \cdot 10^{-9}$ eV.

Este resultado indica que a espectroscopia Mössbauer, com a precisão de $\approx 10^{-10}eV$ [33], pode resolver os efeitos do CEνNS, se observarmos os efeitos no Deslocamento Isomérico. Uma proposta inicial é a de que dois experimentos idênticos sejam realizados, um na presença do fluxo de reator e outro na ausência de fluxo de reator. Na tabela a seguir, listamos o número de eventos esperados para alguns nuclídeos conforme a equação 4.3:

4.3 Sumário

Neste capítulo fizemos uma análise fenomenológica que sustenta a tese de que a Espectroscopia Mössbauer (EM) pode ser utilizada para sondar a ocorrência de um efeito predito dentro do Modelo Padrão (MP) que indica que o espalhamento do neutrino pelo Núcleo transfere ao último uma quantidade de energia na escala keV. Nesta escala de energia os núcleos da EM, interagem com radiação gama eletromagnética e não sofrem recuo. Este ponto nos levou a hipótese de que o mesmo ocorre sem recuo, quando na interação do núcleo o bóson neutro do modelo eletrofraco, o Z^0. Em face desta consideração, estimamos a taxa e o número de eventos que dão suporte ao uso da EM como uma técnica que é adequada para detectar assinaturas do processo CEνNS. Esta estimativa é de que cerca de ≈ 40 pontos experimentais de dados em cada um dos canais de 512[11], são previstos para rastreamento de EM após 270 dias de coleta de dados. Chamamos atenção para o fato referente à assinatura esperada de CEνNS no experimento. Esta assinatura é obtida pela subtração de dois espectros de absorção, um medido sem o fluxo de neutrinos e outro na presença do fluxo.

Uma parceria no contexto da nossa proposta na usina nuclear de Angra *II*, no Brasil, à parte ou dentro de outros projetos em andamento podem ser implementadas com o intuito de observarmos os efeitos aqui apontados. As ideias principais deste capítulo foram discutidas em sua forma inicial no *XLI* Encontro Brasileiro de Física Nuclear. Posteriormente, alguns trabalhos apontarem perspectivas semelhantes de uso da EM no estudo de Física do MP e Além-MP conforme se vê por exemplo em [86]. A publicação destes resultados em revistas de maior visibilidade na área está em andamento.

[11]Como já dissemos antes, conforme a referencia [66], o número de canais atualmente é muito maior, podendo chegar a 4000 canais ou mais.

Capítulo 5

A Ressonância Mössbauer numa perspectiva de um Sistema de Dois Níveis

Neste capítulo num primeiro momento vamos abordar uma descrição do efeito Mössbauer numa perspectiva da quantização do campo eletromagnético e da sua interação com o sistema atômico.

Para manter o caráter elástico da interação nesta categoria de núcleos, propomos que o sistema de dois níveis, formado pelo nucleon de valência e os $A-1$ restantes, sofra uma perturbação que altere as funções de onda do nêutron de valência acomodando a transferência de energia e momento, de forma tal que o centro de massa do núcleo interagente não sofra recuo. Como reflexo deste processo, este núcleo deixa de satisfazer a condição de ressonância própria da espectroscopia Mössbauer, o que deve ser observado já que a técnica tem uma precisão extrema, da ordem de 10^{-12} eV [32] para variações de energia do sistema nuclear. Nas seções seguintes aprofundaremos a análise do CEνNS e a forma como esta interação pode ser observada nas medidas de EM.

A ressonância Mössbauer envolvendo os níveis nucleares do neutron de valência, característicos do elemento utilizado ($3p_{3/2}$ e $3p_{1/2}$ no caso do ^{57}Fe), pode ser analisada no contexto de um sistema de dois níveis. O neutron de valência está aprisionado num poço de potencial de bordas suavizadas tipo Woods Saxon gerado por um caroço inerte que não apresenta transições internas devido ao *Pauli Blocking*. Neste cenário obteremos uma Hamiltoniana descrita em segunda quantização para o campo eletromagnético, incluindo a interação deste com o sistema nuclear.

Num segundo momento, discutiremos a alteração dessa ressonância do sistema de dois níveis, quando perturbada pela incidência de neutrinos. O bóson Z^0 trocado pelo neutrino com o núcleo como um todo altera os dois níveis do nêutron de valência implicados na ressonância Mössbauer, trazendo assim uma possível assinatura do espalhamento Coerente do Neutrino pelo Núcleo.

5.1 Sistema de dois níveis nucleares na descrição da ressonância Mössbauer

Vamos reavaliar o Hamiltoniano de um sistema de dois níveis, obtendo as soluções para este e interpretaremos o espectro Mossbauer em termos das soluções deste. Este Hamiltoniano, conhecido na literatura como de Jaynes Cummings (JC) [87, 88], permitirá obtermos uma descrição dos efeitos do CEνNS como uma perturbação aos níveis hiperfinos e obter dai uma previsão de como transduzir os efeitos do espalhamento coerente ao espectro observado. De fato, o Hamiltoniano de JC usual pode ser colocado na forma [89]:

$$H = \sum_i \left[\frac{1}{2m_e} \left(\overrightarrow{p_i} - (e/c)\overrightarrow{A} \right)^2 + U(r) - \frac{e\hbar}{2m_e c} \overrightarrow{\sigma_i} \cdot \overrightarrow{B} + \frac{1}{2} \int (E^2 + B^2) d^3\overrightarrow{r} + U_{ij}(e-e) \right] \quad (5.1)$$

Em que o primeiro termo é o de acoplamento mínimo, o segundo termo é o potencial Coulombiano, o terceiro termo é a interação spin-campo magnético, o quarto termo é o termo do campo de radiação livre e o último termo, $U_{ij}(e-e)$, é o termo de auto-interação Coulombiana entre os elétrons do átomo, o qual pode ser desprezado em face dos demais. De fato, além da retirada do termo de auto-interação, outras aproximações podem ser feitas desprezando-se o termo de spin campo magnético, assim como o termo de auto interação do campo $\approx \overrightarrow{A} \cdot \overrightarrow{A}$ que surge do termo de acoplamento mínimo. Pode-se assim, mostrar que o Hamiltoniano pode ser colocado na forma:

$$H = \frac{1}{2} \int (E^2 + B^2) d^3\overrightarrow{r} + \sum_i \left[\frac{\overrightarrow{p_i}^2}{2m_e} + U(r) \right] - \sum_i \frac{e}{m_e c} \overrightarrow{A} \cdot \overrightarrow{p_i} \quad (5.2)$$

Desta forma, o Hamiltoniano pode ser visto sendo a soma de três contribuições, sendo respectivamente a primeira do campo eletromagnético livre, a segunda do átomo livre e o último um termo de interação átomo-campo. O primeiro termo, que descreve o campo livre, pode ser colocado na forma padrão de uma coleção de osciladores harmônicos rotulados pelos modos normais do campo eletromagnético. De fato, usando o Gauge de Coulomb e escrevendo $\overrightarrow{E}$ e $\overrightarrow{B}$ em termos de $\overrightarrow{A}$ [1] o campo de gauge, $\overrightarrow{A}$, satisfaz uma equação de onda, cujas soluções estão a seguir:

$$\overrightarrow{A}(r,t) = 1/\sqrt{V} \left[\sum_{k,\alpha} \hat{e}^{\alpha} [c_{k,\alpha}(t) e^{i\overrightarrow{k}\cdot\overrightarrow{r}} + c^{\dagger}_{k,\alpha}(t) e^{-i\overrightarrow{k}\cdot\overrightarrow{r}} \right] \quad (5.3)$$

Com o ansatz 5.3, temos que V é o volume da cavidade onde o átomo está imerso no campo eletromagnético,[2], os modos normais, rotulados pelo vetor de onda $\overrightarrow{k}$ são ortogonais e propagam-se

[1] Lembrando que $\overrightarrow{E} = -\overrightarrow{\nabla}\phi - \partial_t \overrightarrow{A}$ e que $\overrightarrow{B} = \overrightarrow{\nabla} \wedge \overrightarrow{A}$, podemos usar o gauge de Coulomb $\overrightarrow{\nabla} \cdot \overrightarrow{A} = 0$ e $\phi = 0$, e em seguida as equações de Maxwell homogêneas, chegando-se facilmente que $\overrightarrow{A}$ satisfaz uma equação de onda.

[2] Na descrição que faremos nas linhas seguintes, o nêutron está para o núcleo assim como o átomo está para a cavidade, de modo que V pode ser interpretado como o volume nuclear. Outras aproximações serão feitas, ainda porque no acoplamento mínimo a carga efetiva da simetria $U(1)$ no caso do nêutron é zero e uma solução será apresentada para descrição do nêutron de valência interagindo com a radiação gama em termo de seu momento magnético.

com as polarizações dadas pelo vetor $\hat{e}^{\alpha}$. Os coeficientes $c_{k,\alpha}(t)$ e o seu complexo conjugado $c^{\dagger}_{k,\alpha}(t)$ podem ser escritos em termos dos operadores de criação e destruição $a_k(t)$ e $a^{\dagger}_k(t)$. Lembrando que satisfazem a álgebra $[a,a^{\dagger}] = 1$. Assim chega-se que o termo do campo eletromagnético livre, pode ser colocado na forma:

$$H_{Campo} = \frac{1}{2}\int (E^2+B^2)d^3\overrightarrow{r} = \sum_k \hbar\omega_k\left(a^{\dagger}_k(t)a_k(t)+\frac{1}{2}\right) \tag{5.4}$$

Em que ω_k é a frequência do modo vibracional.

O segundo termo da equação 5.2 é o Hamiltoniano que descreve o átomo livre e pode ser colocado na forma que descreve um sistema com apenas dois níveis de energia cujo espaço de estados é dado por :$(|g\rangle, |e\rangle)$. De modo que pode-se colocar o Hamiltoniano do átomo livre como sendo:

$$H_{Atomo} = E_g\,|g\rangle\langle g| + E_e\,|e\rangle\langle e| \tag{5.5}$$

Onde E_e e E_g são as energias dos estados excitado e não-excitado. Facilmente se chega que o Hamiltoniano acima pode ser colocado na forma:

$$H_{Atomo} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} (E_e-E_g) & 0 \\ 0 & -(E_e-E_g) \end{pmatrix} + \frac{1}{2}\begin{pmatrix} (E_e+E_g) & 0 \\ 0 & (E_e+E_g) \end{pmatrix} \tag{5.6}$$

Onde o segundo termo é proporcional à identidade, sendo interpretado como uma redefinição do *ground state* do sistema não tendo influência na física do sistema. Com isto:

$$H_{Atomo} = \frac{1}{2}(E_e-E_g)\sigma_z = \hbar\omega_0\sigma_z \tag{5.7}$$

Onde ω_0 é a frequência de transição natural do sistema de dois níveis.

Agora vamos analisar o termo de interação $\sum_i \frac{e}{m_e c}\overrightarrow{A}\cdot\overrightarrow{p_i} \approx -e\overrightarrow{r_i}\cdot\overrightarrow{E}$[3]. Esta aproximação de interação dipolo-campo elétrico pode ser colocada na forma de operadores criação e aniquilação a e $a^{\dagger}$ conforme a equação 5.3 e as matrizes σ_+ e σ_- como abaixo:

$$H_{int} = \frac{\hbar\Omega}{2}[\sigma_+ a + \sigma_- a^{\dagger}] \tag{5.8}$$

Onde Ω é a frequência em que o spin do elétron pode mudar de orientação relativamente ao campo $\overrightarrow{E}$, alternando-se entre absorção de um fóton indo para o estado excitado, sendo esta a ação do termo $\sigma_+ a$ e criação de um fóton na cavidade com a "descida"de nível do estado excitado para o *ground*

[3]Onde usamos que $\overrightarrow{A} = -\frac{1}{2}\overrightarrow{r}\wedge\overrightarrow{B}$ e que $\overrightarrow{p_i} = -i\overrightarrow{\nabla}_i = -i\overrightarrow{\kappa_i}$ e que

$$\overrightarrow{E} = \overrightarrow{\kappa}\wedge\overrightarrow{B}$$

state [89, 90]. O Hamiltoniano 5.8 pode ser colocado da seguinte forma:

$$H_{int} = \frac{\hbar\Omega}{2} cos(\omega t) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \tag{5.9}$$

Em que Ω é a densidade de energia do campo externo sobre o sistema de dois níveis e ω é a frequência do campo aplicado. Considerando os dois estados do sistema como sendo descritos por uma função $|\Psi(t)\rangle$=$(C_1(t), C_2(t))$ dada por um espinor de duas componentes para descrever os dois estados de maior e menor energia respectivamente, temos:

$$i\hbar d/dt \begin{pmatrix} C_1(t) \\ C_2(t) \end{pmatrix} = \left[-\frac{\hbar\omega_0}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} - \frac{\hbar\Omega}{2} cos(\omega t) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} C_1(t) \\ C_2(t) \end{pmatrix} \tag{5.10}$$

Em que ω_0 é a frequência natural do sistema, Ω é a frequência com que o sistema pode mudar entre os níveis de energia[4] As soluções da equação 5.10 $C_1(t)$ e $C_2(t)$ podem ser obtidas resolvendo o par de equações diferenciais de primeira ordem acopladas que são[5]:

$$i\frac{dC_1(t)}{dt} = -\frac{\omega_0}{2} C_1(t) - \frac{\Omega}{2} cos(\omega t) C_2(t) \tag{5.11}$$

e a equação para $C_2(t)$:

$$i\frac{dC_2(t)}{dt} = -\frac{\omega_0}{2} C_2(t) - \frac{\Omega}{2} cos(\omega t) C_1(t) \tag{5.12}$$

Usando um *ansatz* [90] que permite resolver o sistema de equações formado por 5.11 e 5.12, podemos escrever:

$$C_1(t) = f(t) e^{i\frac{\omega_0 t}{2}} \tag{5.13}$$

$$C_2(t) = g(t) e^{-i\frac{\omega_0 t}{2}} \tag{5.14}$$

Em termos de $f(t)$ e $g(t)$ temos as equações:

$$i\frac{df(t)}{dt} = -\frac{\Omega}{2} cos(\omega t) g(t) e^{-i\omega_0 t} \tag{5.15}$$

$$i\frac{dg(t)}{dt} = -\frac{\Omega}{2} cos(\omega t) f(t) e^{i\omega_0 t} \tag{5.16}$$

A identidade $cos(\omega t) = \frac{e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}}{2}$ permite escrever as equações anteriores como:

[4]Usualmente esta frequência está relacionada à densidade de energia do campo que perturba o sistema de dois níveis. No caso do campo eletromagnético, tal frequência pode ser identificada como sendo $\Omega \approx \frac{\varepsilon_0 E^2}{2\hbar}$.

[5]Adotaremos a partir daqui $\hbar = 1$.

$$i\frac{df(t)}{dt} = -\frac{\Omega}{4}\left[e^{i(\omega-\omega_0)t} + e^{-i(\omega+\omega_0)t}\right]g(t) \tag{5.17}$$

$$i\frac{dg(t)}{dt} = -\frac{\Omega}{4}\left[e^{i(\omega+\omega_0)t} + e^{-i(\omega-\omega_0)t}\right]f(t) \tag{5.18}$$

Repare que em ambas as equações anteriores, a solução para f e g dependem de uma integral em t e portando uma aproximação bastante útil é a chamada *Rotating Wave Approximation* (RWA)[6], que considera os termos com soma das frequências $(\omega+\omega_0)$ como podendo serem descartadas após a integração em t para obter f e g[7].

$$i\frac{df(t)}{dt} = -\frac{\Omega}{4}\left[e^{i(\omega-\omega_0)t}\right]g(t) \tag{5.19}$$

$$i\frac{dg(t)}{dt} = -\frac{\Omega}{4}\left[e^{-i(\omega-\omega_0)t}\right]f(t) \tag{5.20}$$

Para encontrar as soluções acima f e g podem ser escritas como sendo:

$$f(t) = Ae^{i\lambda_1 t} \tag{5.21}$$

$$g(t) = Be^{i\lambda_2 t} \tag{5.22}$$

Em que A, B, λ_1 e λ_2 são constantes a serem determinadas e vamos definir $\Delta\omega = (\omega - \omega_0)$. Substituindo nas equações 5.19 e 5.20, temos que:

$$\lambda_1 Ae^{i\lambda_1 t} = \frac{\Omega}{4}Be^{i(\Delta\omega+\lambda_2)t} \tag{5.23}$$

$$\lambda_2 Be^{i\lambda_2 t} = \frac{\Omega}{4}Be^{i(\lambda_1-\Delta\omega)t} \tag{5.24}$$

A única possibilidade para que o sistema de equações acima tenha soluções com as constantes A, B, λ_1 e λ_2 sejam constantes não nulas é que:

$$\lambda_1 = \frac{\Delta\omega}{2} \pm \sqrt{\Delta\omega^2 + \frac{\Omega^2}{2}} \tag{5.25}$$

$$\lambda_2 = \lambda_1 - \Delta\omega \tag{5.26}$$

Com isto, chegamos nas componentes $C_1(t)$ e $C_2(t)$ do espinor $|\Psi(t)\rangle$ que descreve o sistema

[6]Que se traduz por "Aproximação de alta frequência". Maior detalhe sobre esta aproximação será dado na seção 6.1 no próximo capítulo.

[7]De fato em geral, estas exponenciais oscilam com uma frequência muito alta e portanto a média delas no tempo será aproximadamente nula comparada ao termo com a diferença de frequências.

"oscilando"entre os dois níveis, sendo dadas por:

$$C_1(t) = e^{i\frac{\omega t}{2}}\left[cos\left(\left(\frac{1}{2}\sqrt{\Delta\omega^2+\frac{\Omega^2}{2}}\right)t\right) - i\frac{\Delta\omega}{\sqrt{\Delta\omega^2+\frac{\Omega^2}{2}}}sen\left(\left(\frac{1}{2}\sqrt{\Delta\omega^2+\frac{\Omega^2}{2}}\right)t\right)\right] \tag{5.27}$$

$$C_2(t) = i\frac{\Omega}{2}\frac{e^{i\frac{\omega t}{2}}}{\sqrt{\Delta\omega^2+\frac{\Omega^2}{2}}}sen\left(\left(\frac{1}{2}\sqrt{\Delta\omega^2+\frac{\Omega^2}{2}}\right)t\right) \tag{5.28}$$

Isto conclui a busca das soluções do sistema de dois níveis na aproximação RWA que fizemos. Agora podemos obter por exemplo a média da componente σ_z, que neste caso nos dá:

$$<\sigma_z> = \langle\Psi(t)|\,\sigma_z\,|\Psi(t)\rangle = |C_1(t)|^2 - |C_2(t)|^2 \tag{5.29}$$

Substituindo e organizando termos obtemos:

$$<\sigma_z> = cos^2\left(\left(\frac{1}{2}\sqrt{\Delta\omega^2+\frac{\Omega^2}{2}}\right)t\right) + \frac{\Delta\omega^2-(\frac{\Omega}{2})^2}{\Delta\omega^2+(\frac{\Omega}{2})^2}sen^2\left(\left(\frac{1}{2}\sqrt{\Delta\omega^2+\frac{\Omega^2}{2}}\right)t\right) \tag{5.30}$$

A frequência que aparece no argumento das funções acima é chamada na literatura como frequência de Rabi [87, 90]. O fator de *detuning* $\Delta\omega$ contém a diferença entre a energia do nível perturbado pelo Z^0 na interação CEνNS e o acréscimo de energia do fóton γ. O mesmo argumento valendo para as demais interações hiperfinas, já naturalmente presentes no absorvedor.

Uma outra quantidade especialmente de interesse na espectroscopia Mössbauer é a probabilidade de em chegando no absorvedor, a radiação γ emitida pela fonte em movimento com uma certa velocidade v encontre um "n"ésimo nível de energia δE_n acima do estado fundamental devido à alguma das interações hiperfinas a que o núcleo está sujeito e portanto leve o sistema à este estado sendo absorvida neste nível[8]. A velocidade v com que a fonte é movida causa um deslocamento de v$E_\gamma/\hbar c$ de maneira à otimizar a absorção ressonante na amostra.
Esta probabilidade de ocupação será dada por:

$$I_n(v) = \frac{(\Omega_n/2)^2}{(\frac{1}{\hbar^2}(\frac{v}{c}E_\gamma-\delta E_n)^2+(\frac{\Omega_n}{2})^2)}sen^2\left(\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{\hbar^2}(\frac{v}{c}E_\gamma-\delta E_n)^2+\frac{\Omega_n^2}{2}}\right)t\right) \tag{5.31}$$

A janela temporal pode ser calibrada de tal modo a maximizar a função $sen^2 \approx 1$ na expressão acima. Assim reobtemos as curvas Breit-Wigner típicas da espectroscopia Mössbauer dentro dessa abordagem mais próxima da QED. Os desdobramentos hiperfinos principais estão representados na figura 5.2.

[8]Esta probabilidade é dada por $|C_2(t)|^2$, onde o indice 2 agora denota qualquer dos n níveis secundários que podem surgir conforme a interação hiperfina sobre o núcleo.

5.2 A Variação do Deslocamento Isomérico como uma plausível assinatura do CEνNS

Utilizando a equação 4.10 e a condição de ressonância na equação 5.31, podemos prever que na presença do fluxo de neutrinos de reatores, pontos experimentais adicionais acumularão em torno do valor de velocidade v= 0.057 mm/s, veja figura 5.1 - para comparação, valores típicos de Deslocamento Isomérico e Desdobramento de Quadrupolo no ^{57}Fe é 0.020 ± 0.004 mm/s enquanto a largura de linha $\Omega_n \approx 0,220 \pm 0.004$ mm/s [34] - mostrando ser um valor perfeitamente mensurável dentro dos limites de precisão desta técnica [33, 34]. Este resultado é perfeitamente observável com a EM, onde aparelhos com precisão altíssima na medida da velocidade [34] da fonte e com alta tecnologia de processamento de dados podem fazer o monitoramento e controle de dois ou mais aparelhos idênticos tanto quanto possível, calibrados convenientemente, de modo que uma montagem esteja num local próximo do núcleo do reator, e.g, junto com a montagem do CONNIE [69] em Angra no estado do Rio de Janeiro e outra montagem esteja afastada suficientemente[9] de modo a reduzir a influência dos neutrinos de reator.

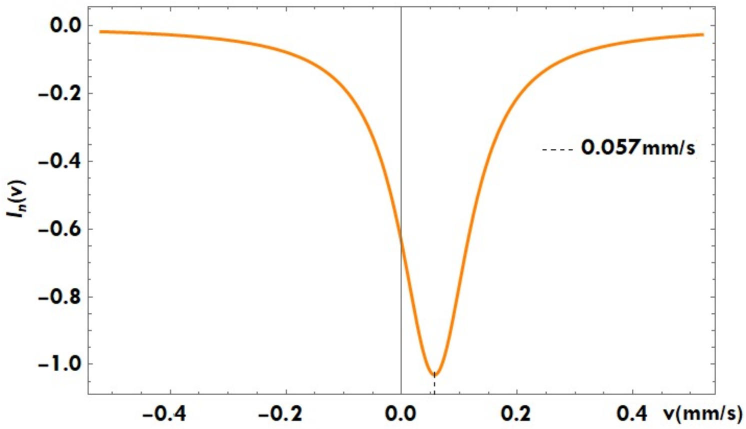

Figura 5.1: Curva com o Deslocamento Isomérico previsto na eq.4.10 devido ao efeito do CEνNS com o núcleo do isótopo ^{57}Fe usual, na presença de um fluxo de neutrinos de típico de reatores, seguindo a descrição em termos de um sistema de dois níveis para nêutron de valência, eq.5.31.

5.3 Sumário

Neste capítulo mostramos uma interpretação da ressonância Mössbauer dentro de um tratamento da eletrodinâmica Quântica para um sistema de dois níveis. Esta nos levou à descrever a forma compatível com a dinâmica de um sistema de dois níveis o espectro de absorção e a explicitar os observáveis de um experimento típico Mössbauer para observação do CEνNS.

[9]Alguns *km* separando as duas montagens pode anular o efeito dos neutrinos de reator o colocando na barra de incertezas do espectro. Como os neutrinos de *background* podem considerar-se em mesma intensidade em ambos os experimentos, uma subtração simples dos espectros pode permitir observar os pontos devido aos efeitos do CEνNS conforme defendemos neste trabalho.

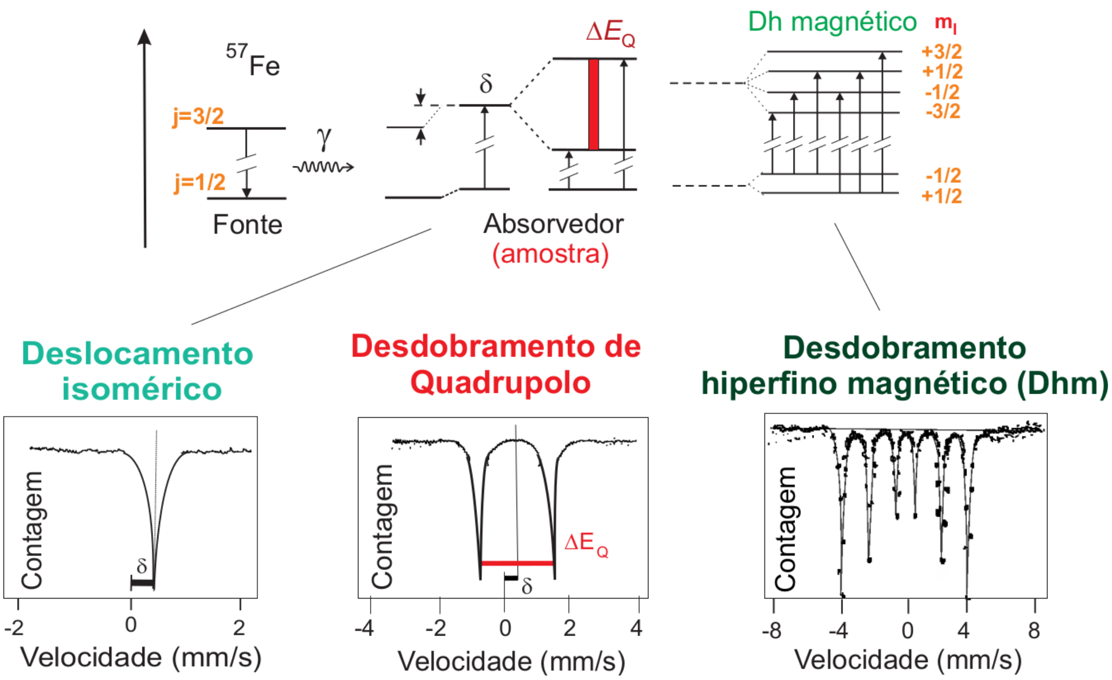

Figura 5.2: Acima: Detecção do Efeito Mössbauer. A fonte que emite a radiação com energia definida E_γ à qual ao chegar no absorvedor, usualmente uma amostra com algumas gramas de um isótopo da fonte, percebe a existência de vários níveis com energia δE_n acima do nível fundamental.
Abaixo: O deslocamento isomérico δI_s, o desdobramento quadrupolar δQ e as linhas que caracterizam o Desdobramento Zeeman para o ^{57}Fe.

É possível, que em outras montagens com feixes colimados de neutrinos como os do Fermilab [56], tenhamos a observação de efeitos ainda mais pronunciados que no caso de reatores, que realmente são os de menor energia possível como experimento terrestre. Podendo, nestes casos de feixes mais energéticos e colimados - em que a interação pode levar a emissão de elétrons de conversão por exemplo - obtermos espectros bastante interessantes do efeito de CEνNS e demonstrar experimentalmente para este caso, que de fato, o trabalho de [15] acerta na afirmação de que efeitos de perda de coerência no espalhamento CEνNS está presente no experimento reportado pela colaboração em 2017 [41]. À medida que a escala de energia dos neutrinos passa dos 30 MeV é esperado que espalhamentos não coerentes ocorram segundo o trabalho [15].

Como perspectiva apontamos para um projeto que inclua duas montagens de Espectro Mössbauer de alta resolução [34], uma próxima ao reator de Angra-II e outra bastante afastada, por exemplo nas instalações do CBPF, dentro de um projeto Multi−Institucional exemplo ou em parceria com o CONNIE, para avaliar o alcance de nossa proposta.

Capítulo 6

CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS GERAIS DO TRABALHO

Fazendo um resumo breve sobre cada capítulo apresentado, concluímos:

- No capítulo 2, apresentamos limites experimentais sobre possível nova física vinda de um acoplamento não−mínimo entre corrente do férmion -(elétron neste caso) - com o fóton diretamente, produzindo uma série de resultados que foram comparados a experimentos de precisão da QED, para estabelecer limites sobre as componentes do campo vetorial responsável pela violação da simetria de Lorentz. Os resultados deste trabalho foram utilizados no *"Data tables for Lorentz and C P T violation"* conforme referência [91].

- No capítulo 3 foi feita uma breve revisão do CEνNS e da espectroscopia Mössbauer, sendo apresentado neste capítulo os principais parâmetros observados no espalhamento e na técnica.

- No capítulo 4 aprofundamos no conhecimento da Física de neutrinos em baixa energia, o que nos levou ao chamado espalhamento Coerente Neutrino−Núcleo (CEνNS), o qual fora predito teoricamente por Freedman [6] porém não detectado até recentemente[41]. O fato de este fenômeno envolver a interação com o núcleo transferindo a este uma energia, tipicamente de dezenas ou centenas de eV o também de ser sempre discutido em termos de núcleo "livres", ou seja que podem recuar após a interação, nos colocou face a questão de como tratar esta interação em núcleos que a condição de recuo não fosse obedecida para esta faixa de energia transferida. Naturalmente isto nos levou de volta à uma técnica muito conhecida pela altíssima precisão em medidas nucleares[1]. Além de ser a técnica de espectroscopia já utilizada largamente para estudos de fenômenos eletromagnéticos e fenômenos gravitacionais [33] e que nunca se mostrou útil em investigações experimentais no cenário das interações fracas. Este conjunto de aspectos interessantes, nos levou ao tema central deste capítulo, no qual desenvolvemos uma predição de como verificar a ocorrência do CEνNS, prevendo um valor de correção no parâmetro de

[1]Tive contato com esta técnica durante o mestrado em Física na Universidade Federal do Espírito Santo, onde a utilizamos na caracterização de materiais magnéticos.

deslocamento isomérico . Mostramos então que a técnica de EM pode ter êxito na observação do efeito dos neutrinos de baixa energia sobre os níveis hiperfinos nucleares. Após publicarmos nossos resultados iniciais [18], outros trabalhos com propostas muito semelhantes trazendo a EM para o contexto da Física de Partículas, como por exemplo [38]. Este último trazendo para o estudo de física fundamental além-MP, através da busca de sinais de Matéria Escura, usando a mesma técnica de EM que propusemos para estudos do CEνNS.

- No capítulo 5 iniciamos a construção de uma descrição da espectroscopia em termos da segunda Quantização do Campo Eletromagnético e onde reobtemos a forma usual dos espectros como são descritos na literatura. Portanto, podemos dizer que uma descrição fenomelógica foi feita neste capítulo a partir da consideração de que o nêutron de valência pode ser analisado como um férmion num campo de Z^0 análogo ao caso de um elétron numa cavidade com um campo elétrico externo. De fato, a interação sendo modelada desta maneira, emerge um termo de interação para o nêutron que mistura graus de liberdade bosônicos(deslocamento orbital do nêutron) e spin do nêutron[36]. Foi possível estimar em que região do espectro os pontos atribuídos ao CEνNS poderão comparecer num experimento futuro, em que pretendemos implementar com o apoio de instituições como o Reator de Angra-II, CBPF e outras. Experimento esse que possa ser dedicado à esta integração da técnica de EM no estudo do CEνNS. Notamos que nossa proposta está em consonância com outras colaborações experimentais da área, tais como $CONNIE$ e $COHERENT$ como fora apontado na seção 3.3 e subseções, na medida em que a massa empregada nestes detectores é substancialmente menor que as de outros experimentos em Física de Neutrinos e concomitante à esta redução da massa alvo nos detectores, o limiar de detecção tem sido diminuído consideravelmente[43]. A espectroscopia Mössbauer pode oferecer um salto sem precedentes neste contexto, uma vez que seu limiar de observação em energia é da ordem de 10^{-12} eV ou menos[66]. Um modelo fenomenológico em termos de uma Mecânica Quântica Supersimétrica, permitiu reavaliar a interação CEνNS como induzindo um termo de interação no núcleo que pode quebrar a SUSY. Aplicação do mecanismo de supernovas é proposto no contexto deste trabalho, tanto quanto uma possível gênese para discrepâncias na abundância de trítio/deutério gerados em crostas de supernovas emergentes[92, 93].

Referências Bibliográficas

[1] Nikolai Nikolaevich Bogoliubov and Dmitriĭ Shirkov. Introduction to the theory of quantized fields.

[2] Willis E. Lamb and Robert C. Retherford. Fine structure of the hydrogen atom by a microwave method. *Phys. Rev.*, 72:241–243, Aug 1947.

[3] David Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, 2008.

[4] T. D. Lee and C. N. Yang. Parity nonconservation and a two-component theory of the neutrino. *Phys. Rev.*, 105:1671–1675, Mar 1957.

[5] Chien-Shiung Wu, Ernest Ambler, RW Hayward, DD Hoppes, and Ralph Percy Hudson. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Physical review*, 105(4):1413, 1957.

[6] Daniel Z Freedman. Coherent effects of a weak neutral current. *Physical Review D*, 9(5):1389, 1974.

[7] SJ Brice, RL Cooper, F DeJongh, A Empl, LM Garrison, A Hime, E Hungerford, T Kobilarcik, B Loer, C Mariani, et al. A method for measuring coherent elastic neutrino-nucleus scattering at a far off-axis high-energy neutrino beam target. *Physical Review D*, 89(7):072004, 2014.

[8] Compiled by the Class for Physics of the Royal Swedish Academy of Sciences. Neutrino oscilations, scientific background on the nobel prize in physics 2015. 2015.

[9] Yutaka Yoshida and Guido Langouche. Mössbauer spectroscopy. *Mössbauer Spectroscopy: Tutorial Book, ISBN 978-3-642-32219-8. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013*, 1, 2013.

[10] Raymond Davis, Don S. Harmer, and Kenneth C. Hoffman. Search for neutrinos from the sun. *Phys. Rev. Lett.*, 20:1205–1209, May 1968.

[11] Vernon Barger, Danny Marfatia, and Kerry Whisnant. *The physics of neutrinos*. Princeton University Press, 2012.

[12] Maria Concepción Gonzalez-Garcia and Michele Maltoni. Phenomenology with massive neutrinos. *Physics Reports*, 460(1-3):1–129, 2008.

[13] Kate Scholberg. Prospects for measuring coherent neutrino-nucleus elastic scattering at a stopped-pion neutrino source. *Physical Review D*, 73(3):033005, 2006.

[14] U Mosel, O Lalakulich, and K Gallmeister. Reaction mechanisms at miner ν a. *Physical Review D*, 89(9):093003, 2014.

[15] VA Bednyakov, DV Naumov, and IV Titkova. On the possibility of separating coherent and incoherent (anti) neutrino scattering on nuclei. *Physics of Atomic Nuclei*, 84(3):314–327, 2021.

[16] Carlo Giunti and Alexander Studenikin. Neutrino electromagnetic interactions: a window to new physics. *Reviews of Modern Physics*, 87(2):531, 2015.

[17] GP. de Brito et al. Lorentz violation in simple qed processes. *Physical Review D*, 94(5):056005, 2016.

[18] C Marques, G. S. Dias, H. H. Chavez Sanchez, and S Barbosa Duarte. Searching signature of neutrino-nucleus coherent scattering with Mössbauer Spectroscopy. *J. Phys. Conf. Ser.*, 1291(1):012018, 2019.

[19] Don Colladay and V. Alan Kostelecký. CPT violation and the standard model. *Phys. Rev. D*, 55:6760–6774, Jun 1997.

[20] P. Ambrozewicz et al. High Precision Measurement of Compton Scattering in the 5 GeV region. *Phys. Lett. B*, 797:134884, 2019.

[21] Katherine Brading and Harvey R Brown. Symmetries and noether's theorems. *Symmetries in physics: Philosophical reflections*, pages 89–109, 2003.

[22] Arthur H Compton. A quantum theory of the scattering of x-rays by light elements. *Physical review*, 21(5):483, 1923.

[23] Matthew D Schwartz. *Quantum field theory and the standard model*. Cambridge University Press, 2014.

[24] Hiren H Patel. Package-x: A mathematica package for the analytic calculation of one-loop integrals. *Computer Physics Communications*, 197:276–290, 2015.

[25] W Braunschweig, R Gerhards, FJ Kirschfink, H-U Martyn, P Rosskamp, B Bock, HM Fischer, H Hartmann, J Hartmann, E Hilger, et al. A study of bhabha scattering at petra energies. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 37(2):171–177, 1988.

[26] W. Beenakker, F.A. Berends, and S.C. van der Marck. Large-angle bhabha scattering. *Nuclear Physics B*, 349(2):323 – 368, 1991.

[27] Malcolm Derrick, KK Gan, P Kooijman, JS Loos, B Musgrave, LE Price, J Schlereth, K Sugano, JM Weiss, DE Wood, et al. Experimental study of the reactions $e+e-$ß$e+e-$ and $e+e-$ß $\gamma\gamma$ at 29 gev. *Physical Review D*, 34(11):3286, 1986.

[28] T Arima, S Odaka, K Ogawa, J Shirai, T Tsuboyama, N Hosoda, M Miura, K Abe, K Amako, Y Arai, et al. Precise measurement of bhabha scattering at a center-of-mass energy of 57.77 gev. *Physical Review D*, 55(1):19, 1997.

[29] Toshio Namba. Precise measurement of positronium. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2012(1):04D003, 2012.

[30] A Ishida, T Namba, S Asai, T Kobayashi, H Saito, M Yoshida, K Tanaka, and A Yamamoto. New precision measurement of hyperfine splitting of positronium. *Physics Letters B*, 734:338–344, 2014.

[31] KN Mukhin. *Experimental Nuclear Physics: Elementary particle physics*, volume 2. Mir Publishers, 1987.

[32] Norman Neill Greenwood. *Mössbauer spectroscopy*. Springer Science & Business Media, 2012.

[33] Robert V Pound and Glen A Rebka Jr. Resonant absorption of the 14.4-kev γ ray from 0.10-μsec fe 57. *Physical Review Letters*, 3(12):554, 1959.

[34] Michael I Oshtrakh and Vladimir A Semionkin. Mössbauer spectroscopy with a high velocity resolution: principles and applications. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1781, page 020019. AIP Publishing LLC, 2016.

[35] Irwin J Gruverman. *Mössbauer Effect Methodology: Proceedings of the Fifth Symposium on Mössbauer Effect Methodology New York City, February 2, 1969*. Springer Science & Business Media, 2013.

[36] C Marques, G S Dias, and H H Chavez Sanchez. Standard reference for zero temperature from quantum supersymmetry is possible? *Journal of Physics: Conference Series*, 1291:012035, jul 2019.

[37] C. Marques, G. S. Dias, F. C. Khanna, and Helder S. Chavez. Supersymmetry Breaking at Finite Temperature in a Susy Harmonic Oscillator with Interaction. In *14th International Workshop on Hadron Physics*, 3 2017.

[38] Giorgio Gratta, David E Kaplan, and Surjeet Rajendran. Searching for new interactions at submicron scale using the mössbauer effect. *Physical Review D*, 102(11):115031, 2020.

[39] Y. V. Radeonychev, I. R. Khairulin, F. G. Vagizov, Marlan Scully, and Olga Kocharovskaya. Observation of acoustically induced transparency for γ-ray photons. *Phys. Rev. Lett.*, 124:163602, Apr 2020.

[40] Alexis Aguilar-Arevalo, Xavier Bertou, Carla Bonifazi, Gustavo Cancelo, Alejandro Castañeda, Brenda Cervantes Vergara, Claudio Chavez, Juan C. D'Olivo, João C. dos Anjos, Juan Estrada, Aldo R. Fernandes Neto, Guillermo Fernandez Moroni, Ana Foguel, Richard Ford, Juan Gonzalez Cuevas, Pamela Hernández, Susana Hernandez, Federico Izraelevitch, Alexander R. Kavner, Ben Kilminster, Kevin Kuk, H. P. Lima, Martin Makler, Jorge Molina, Philipe Mota, Irina Nasteva, Eduardo E. Paolini, Carlos Romero, Y. Sarkis, Miguel Sofo Haro, Iruatã M. S. Souza, Javier Tiffenberg, and Stefan Wagner. Exploring low-energy neutrino physics with the coherent neutrino nucleus interaction experiment. *Phys. Rev. D*, 100:092005, Nov 2019.

[41] D Akimov, JB Albert, P An, C Awe, PS Barbeau, B Becker, V Belov, A Brown, A Bolozdynya, B Cabrera-Palmer, et al. Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering. *Science*, 357(6356):1123–1126, 2017.

[42] A Aguilar-Arevalo, X Bertou, C Bonifazi, M Butner, G Cancelo, A Castaneda Vazquez, B Cervantes Vergara, CR Chavez, H Da Motta, JC D'Olivo, et al. The connie experiment. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 761, page 012057. IOP Publishing, 2016.

[43] Alexis Aguilar-Arevalo, Xavier Bertou, Carla Bonifazi, Gustavo Cancelo, Brenda Aurea Cervantes-Vergara, Claudio Chavez, Juan C D'Olivo, João C Dos Anjos, Juan Estrada, Aldo R Fernandes Neto, et al. Search for light mediators in the low-energy data of the connie reactor neutrino experiment. *Journal of High Energy Physics*, 2020(4):1–17, 2020.

[44] Christopher W Walter and Super-Kamiokande collaboration. superkamioka. In *Neutrino Oscillations: Present Status and Future Plans*, pages 19–43. World Scientific, 2008.

[45] V. Gribov and B. Pontecorvo. Neutrino astronomy and lepton charge. *Physics Letters B*, 28(7):493 – 496, 1969.

[46] John N Bahcall. Theory of bound-state beta decay. *Physical Review*, 124(2):495, 1961.

[47] Jörn Kersten. Coherence of supernova neutrinos. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 237-238:342 – 344, 2013. Proceedings of the Neutrino Oscillation Workshop.

[48] Carlo Mascaretti, Pasquale Blasi, and Carmelo Evoli. Atmospheric neutrinos and the knee of the cosmic ray spectrum. *Astroparticle Physics*, 114:22 – 29, 2020.

[49] B.C. Cañas, E.A. Garcés, O.G. Miranda, and A. Parada. The reactor antineutrino anomaly and low energy threshold neutrino experiments. *Physics Letters B*, 776:451 – 456, 2018.

[50] G. Agnolet, W. Baker, D. Barker, R. Beck, T.J. Carroll, J. Cesar, P. Cushman, J.B. Dent, S. De Rijck, B. Dutta, W. Flanagan, M. Fritts, Y. Gao, H.R. Harris, C.C. Hays, V. Iyer, A. Jastram, F. Kadribasic, A. Kennedy, A. Kubik, K. Lang, R. Mahapatra, V. Mandic, C. Marianno, R.D. Martin, N. Mast, S. McDeavitt, N. Mirabolfathi, B. Mohanty, K. Nakajima, J. Newhouse, J.L.

Newstead, I. Ogawa, D. Phan, M. Proga, A. Rajput, A. Roberts, G. Rogachev, R. Salazar, J. Sander, K. Senapati, M. Shimada, B. Soubasis, L. Strigari, Y. Tamagawa, W. Teizer, J.I.C. Vermaak, A.N. Villano, J. Walker, B. Webb, Z. Wetzel, and S.A. Yadavalli. Background studies for the miner coherent neutrino scattering reactor experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 853:53 – 60, 2017.

[51] M Agostini, M Allardt, AM Bakalyarov, M Balata, I Barabanov, N Barros, L Baudis, C Bauer, N Becerici-Schmidt, E Bellotti, et al. $2\nu\beta\beta$ decay of 76ge into excited states with gerda phase i. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 42(11):115201, 2015.

[52] Y Abe, Christoph Aberle, T Akiri, JC Dos Anjos, F Ardellier, AF Barbosa, A Baxter, M Bergevin, A Bernstein, TJC Bezerra, et al. Indication of reactor ν e disappearance in the double chooz experiment. *Physical Review Letters*, 108(13):131801, 2012.

[53] Elena Aprile, Jelle Aalbers, F Agostini, M Alfonsi, L Althueser, FD Amaro, Vasile C Antochi, E Angelino, JR Angevaare, F Arneodo, et al. Excess electronic recoil events in xenon1t. *Physical Review D*, 102(7):072004, 2020.

[54] KS Babu, Sudip Jana, and Manfred Lindner. Large neutrino magnetic moments in the light of recent experiments. *Journal of High Energy Physics*, 2020(10):1–42, 2020.

[55] Wikipedia contributors. List of neutrino experiments — Wikipedia, the free encyclopedia, 2020. [Online; accessed 14-October-2020].

[56] D Akimov, P An, C Awe, PS Barbeau, P Barton, B Becker, V Below, A Bolozdynya, A Burenkov, B Cabrera-Palmer, et al. The coherent experiment at the spallation neutron source. *arXiv preprint arXiv:1509.08702*, 2015.

[57] Eckhard Bill. 57fe-mössbauer spectroscopy and basic interpretation of mössbauer parameters. In *Practical Approaches to Biological Inorganic Chemistry*, pages 201–228. Elsevier, 2020.

[58] Joseph A Formaggio and GP Zeller. From ev to eev: Neutrino cross sections across energy scales. *Reviews of Modern Physics*, 84(3):1307, 2012.

[59] G Alimonti, C Arpesella, H Back, M Balata, D Bartolomei, A De Bellefon, G Bellini, J Benziger, A Bevilacqua, D Bondi, et al. The borexino detector at the laboratori nazionali del gran sasso. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 600(3):568–593, 2009.

[60] AG Beda, VB Brudanin, EV Demidova, VG Egorov, MG Gavrilov, MV Shirchenko, AS Starostin, and Ts Vylov. The new result of the neutrino magnetic moment measurement in the gemma experiment. In *Particle Physics On The Eve Of LHC*, pages 119–120. World Scientific, 2009.

[61] Vadim A Bednyakov and Dmitry V Naumov. Coherency and incoherency in neutrino-nucleus elastic and inelastic scattering. *Physical Review D*, 98(5):053004, 2018.

[62] A Drukier and Leo Stodolsky. Principles and applications of a neutral-current detector for neutrino physics and astronomy. *Physical Review D*, 30(11):2295, 1984.

[63] J Barranco, OG Miranda, and TI Rashba. Sensitivity of low energy neutrino experiments to physics beyond the standard model. *Physical Review D*, 76(7):073008, 2007.

[64] Keith A Olive, Particle Data Group, et al. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, 38(9):090001, 2014.

[65] C Marques, GS Dias, HH Chavez Sanchez, and Srgio Barbosa Duarte. Searching signature of neutrino-nucleus coherent scattering with mössbauer spectroscopy. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 1291, page 012018. IOP Publishing, 2019.

[66] Jakub Navařík. Advances in mössbauer spectroscopy instrumental architecture. *Hyperfine Interactions*, 242(1):1–9, 2021.

[67] FP An, JZ Bai, AB Balantekin, HR Band, D Beavis, W Beriguete, M Bishai, S Blyth, K Boddy, RL Brown, et al. Observation of electron-antineutrino disappearance at daya bay. *Physical Review Letters*, 108(17):171803, 2012.

[68] H. Back, G.B. Bellini, Jay Benziger, D. Bick, G. Bonfini, Diane Bravo, M. Avanzini, B. Caccianiga, Laura Cadonati, Frank Calaprice, C. Carraro, Pricylla Cavalcante, A. Chavarria, Davide D'Angelo, S. Davini, A. Derbin, Alexander Etenko, F. Feilitzsch, Greg Fernandes, and G. Zuzel. Borexino calibrations: Hardware, methods, and results. *Journal of Instrumentation*, 7:P10018, 10 2012.

[69] Alexis Aguilar-Arevalo, Xavier Bertou, Carla Bonifazi, Gustavo Cancelo, Alejandro Castañeda, Brenda Cervantes Vergara, Claudio Chavez, Juan C D'Olivo, João C Dos Anjos, Juan Estrada, et al. Exploring low-energy neutrino physics with the coherent neutrino nucleus interaction experiment. *Physical Review D*, 100(9):092005, 2019.

[70] Alfred Gavin Maddock. *Mossbauer spectroscopy: Principles and applications*. Elsevier, 1997.

[71] RV Pound and JL Snider. Effect of gravity on nuclear resonance. *Physical Review Letters*, 13(18):539, 1964.

[72] John Markus Blatt and Victor Frederick Weisskopf. *Theoretical nuclear physics*. Springer Science & Business Media, 2012.

[73] E Šimánek and Andrew YC Wong. Calibration of the fe 57 isomer shift. *Physical Review*, 166(2):348, 1968.

[74] A Slawska-Waniewska. Interface magnetism in fe-based nanocrystalline alloys. *Le Journal de Physique IV*, 8(PR2):Pr2–11, 1998.

[75] Saeed Kamali-M, Tore Ericsson, and Roger Wäppling. Characterization of iron oxide nanoparticles by mössbauer spectroscopy. *Thin Solid Films*, 515(2):721–723, 2006.

[76] A Kh Khokonov. Surface tension and viscosity of nuclei in liquid drop model. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 653, page 012105. IOP Publishing, 2015.

[77] Samuel SM Wong. *Introductory nuclear physics*. John Wiley & Sons, 2008.

[78] B Alex Brown. Lecture notes in nuclear structure physics. *National Super Conducting Cyclotron Laboratory*, 11, 2005.

[79] Ayşe Berkdemir, Cüneyt Berkdemir, and Ramazan Sever. Eigenvalues and eigenfunctions of woods–saxon potential in pt-symmetric quantum mechanics. *Modern Physics Letters A*, 21(27):2087–2097, 2006.

[80] Nadine Schwierz, I Wiedenhover, and A Volya. Parameterization of the woods-saxon potential for shell-model calculations. *arXiv preprint arXiv:0709.3525*, 2007.

[81] D Adey, FP An, AB Balantekin, HR Band, M Bishai, S Blyth, D Cao, GF Cao, J Cao, YL Chan, et al. Improved measurement of the reactor antineutrino flux at daya bay. *Physical Review D*, 100(5):052004, 2019.

[82] Vit Vorobel, Daya Bay Collaboration, et al. Latest results from daya bay. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 873, page 012031. IOP Publishing, 2017.

[83] RGC Oldeman, M Meloni, and B Saitta. Resonant antineutrino induced electron capture with low energy bound-beta beams. *The European Physical Journal C*, 65(1-2):81–87, 2010.

[84] J Kotila, J Barea, and Francesco Iachello. Neutrinoless double-electron capture. *Physical Review C*, 89(6):064319, 2014.

[85] Shao-Feng Ge and Kaoru Hagiwara. Physics reach of atmospheric neutrino measurements at pingu. *arXiv preprint arXiv:1312.0457*, 2013.

[86] Giorgio Gratta, David E Kaplan, and Surjeet Rajendran. Searching for new interactions at submicron scale using the mössbauer effect. *Physical Review D*, 102(11):115031, 2020.

[87] B Baseia, GC Marques, SB Duarte, and AL De Brito. Jaynes–cummings model with intensity independent interaction and initial field in the binomial state. *Modern Physics Letters B*, 11(01):25–34, 1997.

[88] E.T. Jaynes and F.W. Cummings. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. *Proceedings of the IEEE*, 51(1):89–109, 1963.

[89] Fabio D Bonani. The jaynes-cummings model. *A· A*, 1(e2):2mec, 2020.

[90] Jean-Pierre Gazeau. *Coherent states in quantum physics*. Wiley-VCH Berlin, 2009.

[91] V Alan Kostelecký and Neil Russell. Data tables for lorentz and c p t violation. *Reviews of Modern Physics*, 83(1):11, 2011.

[92] C Marques, GS Dias, FC Khanna, and Helder S Chavez. Supersymmetry breaking at finite temperature in a susy harmonic oscillator with interaction. *arXiv preprint arXiv:1703.03820*, 2017.

[93] G S Dias H H S Chavez and C Marques. Mössbauer spectroscopy measuring cenns. *ArXiv: 4511364 and Research Gate: DOI:10.13140/RG.2.2.28847.82089*, 2022.