

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Busca pela matéria escura: fótons escuros e áxions solares no experimento COSINE-100

Luis Eduardo Funo de Moura França



Orientador: Prof. Dr. Nelson Carlin Filho

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre(a) em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Nelson Carlin Filho - IFUSP

Prof. Dr. João Ramos Torres de Mello Neto - UFRJ

Prof. Dr. Edmilson José Tonelli Manganote - UNICAMP

São Paulo
2022

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

França, Luis Eduardo Funo de Moura

Busca pela matéria escura: fótons escuros e áxions solares no experimento COSINE-100. São Paulo, 2022.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Nelson Carlin Filho

Área de Concentração: Física das Partículas Elementares e Campos

Unitermos: 1. Matéria Escura; 2. COSINE-100; 3. Fóton Escuro; 4. Áxion.

USP/IF/SBI-048/2022

University of São Paulo
Physics Institute

Search for dark matter: dark photons and solar axions in the COSINE-100 experiment

Luis Eduardo Funo de Moura França

Supervisor: Prof. Dr. Nelson Carlin Filho

Dissertation submitted to the Physics Institute of the University of São Paulo in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science.

Examining Committee:

Prof. Dr. Nelson Carlin Filho - IFUSP

Prof. Dr. João Ramos Torres de Mello Neto - UFRJ

Prof. Dr. Edmilson José Tonelli Manganote - UNICAMP

São Paulo
2022

Agradecimentos

Agradeço por todo o apoio de minha família, de minha mãe Adriana Funo de Moura França, de meu pai Eduardo Pena de Moura França, de meu irmão Luís Henrique Funo de Moura França, e de minha namorada Luana Aline Cantarim, sem os quais não seria possível que tivesse chegado até aqui.

Agradeço ao apoio de meus amigos e colegas durante minha formação na graduação e mestrado, e aos professores do Instituto de Física que me proporcionaram uma boa formação e evolução acadêmica.

Agradeço ao meu orientador, Prof. Dr. Nelson Carlin, por me acolher no grupo de pesquisa no início de minha iniciação científica, e por todo apoio durante meu trabalho de mestrado e iniciação científica. Agradeço também aos membros e ex-membros do grupo, especialmente ao Ricardo Pitta, ao Bruno Manzato, ao David Cavalcante, ao Fernando Passos, à Luana Cantarim, e ao Nicolás Moretto pelas discussões durante meu trabalho de mestrado e de iniciação científica. Ainda, agradeço a todos meus colegas do laboratório HEPIC, em especial ao Lucas Serra Filho, à Chiara Le Roux, e ao pesquisador Dr. Hugo Natal da Luz, por todos os conselhos e ajudas durante meu trabalho de iniciação científica no laboratório.

Agradeço aos membros do COSINE-100, especialmente ao Prof. Dr. Hyun Su Lee, ao Dr. Hafizh Prihtiadi, e ao Dr. Young Ju Ko pela confiança e recepção à colaboração, além da paciência em me ensinar a realizar as análises e a manusear os dados do COSINE-100.

Agradeço ao CNPq, pelo auxílio financeiro, processo 131152/2020-3, sem o qual essa dissertação não poderia ter sido realizada: O presente trabalho foi realizado com apoio do CNPq, Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - Brasil.

Resumo

Diversas observações astrofísicas evidenciam a existência da matéria escura no universo. Entretanto, apenas sua interação gravitacional com a matéria bariônica é conhecida, sendo necessário o entendimento de outras interações a fim de compreender sua natureza. Inúmeras teorias foram desenvolvidas com o intuito de explicar as propriedades das partículas de matéria escura, sendo o principal candidato já há alguns anos os WIMPs. Apesar de diversos experimentos ao redor do mundo procurarem pelos WIMPs, nenhum obteve resultados positivos contundentes até o momento, incentivando a busca por outros candidatos à matéria escura. Em especial, candidatos à matéria escura bosônica, cujos principais exemplos são os fótons escuros e áxions, vêm atraindo atenção em estudos recentes, principalmente pelo fato de detectores modernos começarem a ter sensibilidade suficiente para serem competitivos com limites superiores estabelecidos por observações astrofísicas. Um destes experimentos é o COSINE-100, localizado no laboratório subterrâneo de *YangYang* na Coreia do Sul, cujos principais detectores são 106 kg de cristais de NaI(Tl), e está em operação desde 2016. A principal fonte de matéria escura bosônica na Terra seria o Sol, sendo responsável pelos principais limites superiores determinados por observações astrofísicas nos modelos dos fótons escuros e áxions com massa abaixo de 1 keV. Até o momento, experimentos vêm pesquisando a matéria escura solar procurando por um excesso de eventos em seus detectores. No entanto, em experimentos com alguns anos de dados, também é possível buscar por uma modulação anual na taxa de eventos medida, decorrente do movimento de translação terrestre. O foco deste trabalho é o estudo dos dados de cerca de 3 anos do COSINE-100, nos quais foram procurados eventos decorrentes de fótons escuros e áxions nos cristais de NaI(Tl). Foram estudados três modelos para a matéria escura solar através da procura pela modulação anual: fótons escuros, áxions DFSZ e KSVZ, e áxions de Kaluza-Klein. Como as modulações esperadas para cada modelo não foram encontradas nos dados, limites superiores para a massa das partículas de cada modelo, e para a constante de acoplamento cinético, no caso dos fótons escuros, para a constante de acoplamento entre áxions e elétrons, no caso dos áxions DFSZ e KSVZ, e para a constante entre áxions e fótons, no caso dos áxions de Kaluza-Klein, foram determinados. Além disso, foi procurado um excesso de eventos gerados pelo decaimento de fótons escuros provenientes da interação inelástica da *Boosted Dark Matter* com o cintilador líquido do COSINE-100. Neste caso, também não foram encontrados eventos além dos esperados para o fundo.

Palavras-Chave: Matéria Escura; COSINE-100; Fóton Escuro; Áxion.

Abstract

Several astrophysical observations show the existence of dark matter in the universe. However, only its gravitational interaction with baryonic matter is known, requiring the knowledge of other types of interactions in order to understand its nature. Countless theories were developed intending to explain the dark matter particles properties. The WIMPs are the main candidates for some years already. Although several experiments all over the world search for the WIMPs, none have obtained categorical positive results until this moment, which encourages the search for other dark matter candidates. Particularly, bosonic dark matter candidates, whose main examples are the dark photons and axions, are attracting the attention of recent studies, especially due to the fact that modern detectors are beginning to have enough sensibility to be competitive with upper limits determined by astrophysical observations. One of these experiments is COSINE-100, situated at the *YangYang* underground laboratory in South Korea, whose primary detectors are 106 kg of NaI(Tl) crystals, and is in operation since 2016. The main bosonic dark matter source at Earth would be the Sun, which is responsible for the best upper limits established by astrophysical observations in dark photons and axions models with mass below 1 keV. Until now, experiments are searching for solar dark matter by looking for excess events in their detectors. Nevertheless, in experiments with some years of data, it is also possible to look for an annual modulation in the event rate measured, due to the Earth translation movement. The aim of this work is the study of around 3 years data of COSINE-100, in which events generated by dark photons and axions in the NaI(Tl) crystals were searched. Three models for solar dark matter were analyzed through the search for the annual modulation: dark photons, DFSZ and KSVZ axions, and Kaluza-Klein axions. Since the expected modulations for each model were not found in the data, upper limits for the particle mass of each model, and for the kinetic mixing constant, in the dark photons case, for the coupling between axions and electrons, in the DFSZ and KSVZ axions case, and for the coupling between axions and photons, in the Kaluza-Klein axions case. In addition, excess events produced by the decay of dark photons from the inelastic interaction of *Boosted Dark Matter* with the COSINE-100 liquid scintillator were investigated. In this case, excess events over the expected background were not found as well.

Keywords: Dark Matter; COSINE-100; Dark Photon; Axion.

Lista de Figuras

2.1	Curvas de rotação de diferentes galáxias [1].	8
2.2	Comparação entre as distribuições de matéria das observações CfA2 [8], 2dF-GRS [9] e SDSS [10], e as distribuições obtidas da simulação <i>Millennium</i> [11].	10
2.3	Imagem do <i>Bullet Cluster</i> [13]. A matéria escura deduzida a partir do efeito de lentes gravitacionais é representada em roxo, enquanto o gás quente deduzido a partir das observações de raios-x é representado em vermelho.	11
2.4	Esquema apresentando as principais teorias consideradas para explicar a natureza das partículas da matéria escura [21].	13
2.5	Esquema apresentando os métodos de detecção da matéria escura [39]. A produção em <i>colliders</i> é representada pela seta verde, a detecção indireta pela seta azul, e a detecção direta pela seta roxa.	16
2.6	Esquema apresentando a variação na velocidade da Terra em relação aos WIMPs [51].	20
2.7	Resultados da modulação anual na taxa de eventos observada pelo experimento DAMA/LIBRA no intervalo de energia de 2-6 keV. São apresentados os resultados da fase 1 e fase 2 conjuntamente [53].	21

2.8	Gráfico de exclusão para os WIMPs, considerando que a interação entre núcleons e WIMPs é independente de spin. São apresentados os limites superiores dos experimentos CRESST-III [54], COSINE-100 [55], ZEPLIN-III [56], EDELWEISS [57], PANDAX-II [58], LUX [59] e XENON1T [37]. Também, são mostradas as regiões, com nível de confiança de 90%, relacionadas às propriedades dos WIMPs que teriam gerado a modulação anual observada na fase 1 do DAMA/LIBRA, considerando tanto uma interação com núcleos de Na, como com núcleos de I [55]. A região colorida na parte inferior refere-se ao fundo de neutrinos, o qual será existente caso algum experimento possua sensibilidade aos WIMPs nessa região [60].	22
3.1	Limites superiores obtidos a partir de observações astrofísicas e experimentos para a constante de acoplamento cinético do fóton escuro para massas de até 100 keV [76,77]. Diferentemente do texto, a constante de acoplamento cinético é denominada χ	26
3.2	Limites superiores obtidos a partir de observações astrofísicas e experimentos para a constante de acoplamento cinético do fóton escuro para massas de 1 MeV até 70 GeV [78].	27
3.3	Esquema apresentando o modelo da <i>Inelastic Boosted Dark Matter</i> , e sua interação no experimento COSINE-100 [82]. (a) Aniquilação das partículas χ_0 , produzindo partículas mais leves χ_1 aceleradas, no centro da Via Láctea. (b) Cenário procurado neste estudo, com espalhamento inelástico da χ_1 no cintilador líquido, e decaimento do fóton escuro em um par elétron-pósitron nos cristais de NaI(Tl).	28
3.4	Fluxo diferencial no interior do Sol para fótons escuros com polarização transversal, massas de 1 eV, 10 eV, 100 eV e 1 keV, e energia de 2.0 keV.	31

3.5	Fluxo na Terra de fótons escuros com polarização longitudinal. À esquerda, fluxo calculado sem aproximação a partir das expressões 3.9 e 3.10 [86]. À direita, fluxo considerando fótons escuros com massas de 1 eV e 100 eV, e constante de acoplamento cinético igual a 10^{-14} . As linhas cheias representam os fluxos mostrados como referência no gráfico à esquerda, e as linhas tracejadas a função analítica 3.11 para energias de 0.3 keV até 20 keV.	33
3.6	Fluxos de fótons escuros na Terra com polarização longitudinal (linhas tracejadas) e transversal (linhas cheias), para massas de 1 eV (em verde), 10 eV (em vermelho), 100 eV (em amarelo), e 1 keV (em azul).	34
3.7	Limites superiores obtidos a partir de observações da perda de energia solar, bem como de experimentos de detecção direta no espaço dos parâmetros $g_{a\gamma\gamma}$ vs g_{an} (à esquerda), e no espaço de parâmetros $g_{a\gamma\gamma} g_{an}$ vs m_a (à direita). Os limites em verde são projeções de experimentos ainda em construção [93]. . . .	36
3.8	Limites superiores obtidos a partir de observações astrofísicas e experimentos para a constante de acoplamento áxion-fóton [76].	37
3.9	Limites superiores obtidos a partir de observações astrofísicas e experimentos para a constante de acoplamento áxion-elétron [76].	38
3.10	Fluxo de áxions solares na Terra considerando os processos áxio-Bremsstrahlung (em vermelho), Compton (em verde), Primakoff (em roxo), e recombinação e desexcitação eletrônica por áxions (em azul). Foram considerados $g_{ae} = 5.11 \times 10^{-11}$, $m_a = 0.01 \text{ eV}$, e $g_{a\gamma\gamma} = 1.02 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$, valores típicos para áxions de modelos não hadrônicos. O fluxo devido ao efeito Primakoff foi multiplicado por 10^3 para melhor visualização, e não foi utilizado no cálculo do fluxo total (em preto).	40
3.11	Densidade numérica dos áxions solares de Kaluza-Klein gravitacionalmente presos em função da distância do Sol, considerando $g_{a\gamma\gamma} = 9.2 \times 10^{-14} \text{ GeV}^{-1}$. Em vermelho, foi ajustada uma função proporcional à r^{-4} [102].	42

3.12	Espectro de massa dos áxions solares de Kaluza-Klein na localização da Terra, considerando $g_{a\gamma\gamma} = 9.2 \times 10^{14} \text{ GeV}^{-1}$ e $n_0 = 10^{14} \text{ m}^{-3}$. À esquerda, espectro de massa retirado de [105]. À direita, o mesmo espectro de massa (em azul) com o ajuste da função $f(x) = 0.029 x^{3.277} e^{-0.723x}$ (em vermelho).	43
3.13	Esquema ilustrando a modulação anual na taxa de eventos gerada pela matéria escura solar [106].	44
4.1	Fotografia do experimento COSINE-100 montado [107].	48
4.2	Fotografia dos cristais de NaI(Tl) no interior do cintilador líquido [108].	49
4.3	Esquema do experimento COSINE-100 mostrando cada um de seus componentes [109].	52
4.4	Esquema do fluxo de dados no sistema de aquisição do experimento COSINE-100 [112].	53
4.5	Esquema da sala do detector, com indicação da localização de cada tipo de sensor [108].	54
4.6	Gráficos das taxas de eventos medidas nos cristais gerados automaticamente.	55
4.7	Em azul, número de eventos medido em cada face do detector pelos cintiladores plásticos em uma <i>subrun</i> . O sistema também gera automaticamente, para cada gráfico, uma média de 100 <i>subruns</i> anteriores para servir como referência, a qual é mostrada em vermelho.	56
5.1	Fluxograma com os passos seguidos na procura pela modulação anual na taxa de eventos nos cristais realizada neste trabalho.	60
5.2	Seleção de eventos “BDT” para o cristal 3. Acima, dados da calibração do detector com uma fonte de ^{60}Co . Abaixo, dados tomados durante cerca de 3 anos. A seleção “BDT” remove os eventos localizados à esquerda da curva magenta. A energia mínima considerada nas análises é 1 keV, e está representada pela linha tracejada preta.	62

5.3	Espectro do fundo medido no cristal 7 para eventos <i>single-hit</i> (em preto), e o espectro simulado ajustado (em vermelho). Para o espectro simulado, também são apresentadas as contribuições de fontes internas, externas, de cosmogênicos, e da superfície do cristal. A região cinza, de 1 keV a 6 keV é excluída do ajuste, já que é a região de interesse no modelo dos WIMPs [113].	64
5.4	Dados obtidos para cada intervalo de energia de 1 keV em cada um dos 5 cristais analisados. Também são apresentados os ajustes simultâneos aos 5 cristais do fundo somado à modulação esperada da equação 5.2.	67
5.5	Amplitudes obtidas dos ajustes das modulações esperadas simultaneamente aos 5 cristais analisados para cada intervalo de energia. Acima, considerando o modelo em que $R \propto r^{-2}$. Abaixo, considerando o modelo em que $R \propto r^{-4}$. . .	69
5.6	Taxas de absorção das polarizações transversal e longitudinal do fóton escuro no NaI. Os valores considerados para ϵ e massa do fóton escuro nos gráficos foram 10^{-14} e 1 eV, respectivamente.	71
5.7	Taxas de eventos esperadas no NaI para massas do fóton escuro de 1 eV, 10 eV, 100 eV e 1 keV, e considerando $\epsilon = 10^{-14}$. As curvas apresentadas são as somas das taxas de eventos devido à polarização transversal e longitudinal. . . .	72
5.8	Exemplo de correção do espectro pela resolução em energia do cristal 2. A linha vertical azul representa um sinal monoenergético de 3 keV, com intensidade de 1 DRU, e a curva em vermelho o espectro que seria medido pelo cristal 2. . . .	73
5.9	Espectro teórico (em azul) e corrigido pela resolução em energia (em vermelho) no cristal 2, para fótons escuros com massa de 1 keV e $\epsilon = 10^{-14}$	74
5.10	Espectro teórico (em azul) e corrigido pela resolução em energia (em vermelho), para fótons escuros com massa de 1 keV e $\epsilon = 10^{-14}$. Foram consideradas as correções em todos os cristais, sendo este o espectro esperado em todo o detector de NaI(Tl) do COSINE-100. Também, foram considerados bins de energia de 0.25 keV, assim como <i>threshold</i> de 1 keV.	75

5.11	Eficiências da seleção de eventos em cada cristal analisado para energias de 1 keV a 6 keV. Para energias acima de 6 keV, a eficiência na detecção é praticamente 100%.	76
5.12	Espectro teórico (em azul) e corrigido pela resolução em energia e eficiência (em vermelho) para fótons escuros com massa de 1 keV, e $\epsilon = 10^{-14}$. Foram consideradas as correções em todos os cristais. À esquerda, espectros divididos em bins de 0.25 keV. À direita, espectro corrigido dividido em bins de 1 keV. .	77
5.13	Amplitudes para a modulação anual esperada na taxa de eventos para fótons escuros com massa de 100 eV e $\epsilon = 6 \times 10^{-14}$ (em azul), e fótons escuros com massa de 4.4 keV e $\epsilon = 1.5 \times 10^{-12}$ (em laranja). As amplitudes para energias acima de 12 keV são praticamente nulas, e não foram mostradas no gráfico. . .	78
5.14	Ajustes das amplitudes esperadas para cada intervalo de energia de 1 keV às amplitudes obtidas dos dados dos cristais. Acima, considerando uma massa de 1 keV. Abaixo, considerando uma massa de 4.4 keV. Para a massa de 1 keV, o resultado do ajuste foi $C = -9.4 \times 10^{-52} \pm 4.3 \times 10^{-52}$, implicando em um limite superior de $\epsilon = 1.13 \times 10^{-13}$. Para a massa de 4.4 keV, o resultado do ajuste foi $C = -3.9 \times 10^{-49} \pm 2.7 \times 10^{-49}$, implicando em um limite superior de $\epsilon = 6.32 \times 10^{-13}$	80
5.15	Gráfico de exclusão para fótons escuros, apresentando os limites superiores para a constante de acoplamento cinético e massa dos fótons escuros obtidos pela análise dos dados do COSINE-100 (em preto), pela análise dos dados do experimento XENON1T (em roxo) [50], considerando a energia perdida pelo Sol como $L_{DP} < 0.1 L_{\odot}$ (região em azul), e considerando estudos da energia perdida por estrelas do ramo horizontal [50].	82
5.16	Pseudo-dados gerados no intervalo de 1-2 keV, simulando os dados SET 3. O ajuste (em vermelho) resultou em um valor de amplitude de $A = -0.007 \pm 0.010$ DRU.	85

5.17	Gráfico de exclusão para fótons escuros, mostrando os limites superiores obtidos a partir do estudo dos pseudo-dados (em vermelho), com seus respectivos intervalos de confiança em 1σ e 2σ (região amarela e verde, respectivamente). Também estão presentes os limites já apresentados na Figura 5.15.	86
5.18	Taxa de eventos esperada para áxions solares nos cristais de NaI(Tl) do COSINE-100, considerando $m_a = 0.01 \text{ eV}$ e $g_{ae} = 5.11 \times 10^{-11}$	87
5.19	À esquerda, espectro sem correção (em azul) e corrigido pela resolução em energia e eficiência (em vermelho), considerando bins de energia de 0.25 keV. Foram consideradas as correções em todos os cristais. À direita, espectro corrigido pela resolução e eficiência, considerando bins de energia de 1 keV.	88
5.20	Amplitude esperada para os áxions solares nos cristais do COSINE-100, para cada intervalo de energia de 1 keV.	89
5.21	Ajuste das amplitudes da modulação esperada (em vermelho) às amplitudes obtidas a partir dos dados dos cristais do COSINE-100 (em azul), considerando $m_a = 0.01 \text{ eV}$. Para este caso, o ajuste resultou em um limite superior de $g_{ae} = 1.6 \times 10^{-11}$	90
5.22	Gráfico de exclusão para áxions solares, onde são apresentados os limites superiores para a constante g_{ae} , considerando massas dos áxions solares de 0.01 eV até 0.2 keV. São mostrados os limites, para um intervalo de confiança de 90 %, obtidos desta análise com os dados dos cristais do COSINE-100 (em preto), limites do XENON100 [124] (em verde), limites do XMASS [125] (em laranja), limites do LUX [126] (em cinza), e limites de medidas dos neutrinos solares [127] (em azul). As curvas em amarelo mostram os valores esperados da massa do áxion e de g_{ae} , de acordo com os modelos DFSZ e KSVZ.	91
5.23	Gráfico de exclusão para áxions solares, onde são apresentados os limites superiores para a constante g_{ae} considerando massas de 0.01 eV até 0.2 keV. São mostrados os limites obtidos da análise dos pseudo-dados com intervalo de confiança de 90%, com suas respectivas incertezas em 1σ (região amarela) e 2σ (região verde).	92

5.24	Espectro esperado dos áxions solares de Kaluza-Klein nos cristais de NaI(Tl) quando a Terra está no afélio (em azul), e no periélio (em vermelho), assumindo $n_{afélio} = 3.81 \times 10^{13} m^{-3}$, $n_{periélio} = 4.36 \times 10^{13} m^{-3}$ e $g_{a\gamma\gamma} = 9.2 \times 10^{-14} GeV^{-1}$	94
5.25	Espectro esperado dos áxions solares de Kaluza-Klein nos cristais de NaI(Tl) sem a correção pela resolução e eficiência (em linhas tracejadas), e com a correção (em linhas cheias). São considerados bins de energia de 0.25 keV.	95
5.26	Amplitudes esperadas para os áxions solares de Kaluza-Klein nos cristais, considerando $g_{a\gamma\gamma} = 2 \times 10^{-11} GeV^{-1}$	96
5.27	Amplitudes esperadas nos cristais, considerando $g_{a\gamma\gamma} = 2 \times 10^{-11} GeV^{-1}$, e $n_0 = 10^{10} m^{-3}$ (em vermelho), $n_0 = 3.35 \times 10^{12} m^{-3}$ (em azul), e $n_0 = 10^{15} m^{-3}$ (em verde).	97
5.28	Ajuste das amplitudes esperadas calculadas (em vermelho) às amplitudes obtidas dos dados dos cristais de NaI(Tl) (em azul), considerando $n_0 = 3.2 \times 10^{10} m^{-3}$. O espectro das amplitudes esperadas foi multiplicado em 20 vezes para melhor visualização. Este ajuste forneceu um limite superior de $g_{a\gamma\gamma} = 6.56 \times 10^{-10} GeV^{-1}$	98
5.29	Limites superiores para a constante $g_{a\gamma\gamma}$ e n_0 para os áxions solares de Kaluza-Klein. São apresentados os limites obtidos desta análise com intervalo de confiança de 90% (em preto), os limites obtidos do experimento XMASS [128] (em azul), e os valores que explicariam o problema do aquecimento da coroa solar, $g_{a\gamma\gamma} = 9.2 \times 10^{-14} GeV^{-1}$ e $n_0 = 4.07 \times 10^{13} m^{-3}$ (em laranja).	99
5.30	Limites superiores a constante $g_{a\gamma\gamma}$ e n_0 para os áxions solares de Kaluza-Klein. Em vermelho, são apresentados os limites obtidos da análise com pseudo-dados com intervalo de confiança de 90%, com suas respectivas incertezas em 1σ (em amarelo) e 2σ (em verde).	100

6.1	Seleção dos eventos gerados por partículas alfa em cada cristal, através da seleção pelo tempo médio, considerando os dados SET 3. As linhas em vermelho representam o corte adotado em cada cristal. Eventos provenientes de partículas alfa estão localizados à esquerda e/ou acima da linha vermelha.	103
6.2	Fundo de múons (em azul) e eventos candidatos (em preto) em função da soma das energias dos cristais, para a análise com dados SET 1.	107
6.3	Fundo de múons (em azul) e eventos candidatos (em preto) em função da soma das energias dos cristais para a análise com dados SET 3.	108

Lista de Tabelas

4.1	Massa e dimensões dos cristais de NaI(Tl) [109].	49
4.2	Comprimento e largura dos painéis plásticos [107].	51
5.1	Amplitudes obtidas dos ajustes das modulações esperadas somadas ao fundo (equações 5.2 e 5.3) aos dados dos 5 cristais analisados para cada intervalo de energia. A unidade DRU (<i>Differential Rate Unit</i>) é definida como eventos/kg/dia/keV.	68

Sumário

1	Introdução	1
2	Visão geral da matéria escura	7
2.1	Evidências de matéria escura	7
2.1.1	Velocidade de rotação de galáxias	7
2.1.2	Grupos e aglomerados de galáxias	8
2.1.3	Radiação cósmica de fundo	9
2.1.4	Formação de estruturas no universo	9
2.1.5	O <i>Bullet Cluster</i>	10
2.2	Teorias da natureza da matéria escura	12
2.3	Detecção da matéria escura	15
2.3.1	Detecção direta	17
2.3.2	Modulação anual na taxa de eventos gerada por WIMPs	19
3	Matéria escura bosônica	24
3.1	Fótons escuros	24
3.1.1	Fótons escuros gerados pela <i>inelastic boosted dark matter</i>	27
3.1.2	Fótons escuros solares	29
3.2	Áxions	34
3.2.1	Acoplamento áxion-núcleon	35
3.2.2	Acoplamento áxion-fóton	36
3.2.3	Acoplamento áxion-elétron	37
3.2.4	Áxions solares DFSZ e KSVZ	38
3.2.5	Áxions solares de Kaluza-Klein	41
3.3	Modulação anual na taxa de eventos gerada pela matéria escura solar	43

4	Experimento COSINE-100	47
4.1	Componentes do experimento	48
4.1.1	Cristais de NaI(Tl)	48
4.1.2	Cintilador líquido	49
4.1.3	Blindagem do cintilador líquido e cristais	50
4.1.4	Cintiladores plásticos	50
4.2	Sistema de aquisição	52
4.3	Monitoramento do experimento e estabilidade dos dados	54
5	Modulação anual nos dados do COSINE-100	57
5.1	Estudos anteriores sobre fótons escuros e áxions solares no COSINE-100 . . .	57
5.2	Estudo sobre a modulação anual na taxa de eventos no COSINE-100	59
5.2.1	Seleção de eventos e análise dos dados dos cristais	60
5.3	Análise para o modelo dos fótons escuros solares	69
5.3.1	Geração e análise dos pseudo-dados	83
5.4	Análise para os modelos dos áxions solares	86
5.4.1	Geração e análise dos pseudo-dados	91
5.5	Análise para o modelo dos áxions solares de Kaluza-Klein	93
5.5.1	Geração e análise dos pseudo-dados	99
6	Fótons escuros produzidos pela <i>iBDM</i> no COSINE-100	101
7	Considerações finais	110

Capítulo 1

Introdução

A existência da matéria escura é comprovada por inúmeras observações astrofísicas de sua interação gravitacional com a matéria bariônica. Todas as observações concordam que cerca de 15% da matéria do universo é composta pela matéria bariônica, enquanto o restante é composto pela matéria escura. Entretanto, a natureza das partículas que compõem a matéria escura ainda é desconhecida, sendo um dos mais importantes tópicos de pesquisa na física atualmente. Diferentes experimentos procuram pela matéria escura, porém nenhum obteve resultados positivos contundentes até o momento.

Como o modelo padrão não fornece um bom candidato para a matéria escura, várias teorias que estendem o modelo padrão surgiram para tentar resolver esse problema, apontando as características e comportamento das partículas de matéria escura. De modo geral, tais partículas devem interagir com as partículas do modelo padrão apenas através da força gravitacional, e possivelmente da força fraca, e serem estáveis durante, ao menos, o tempo de vida do universo. Também, sua massa deve ser grande o suficiente para que não sejam relativísticas no momento de seu desacoplamento no universo primordial. Em geral, os cálculos sugerem que a massa seja da ordem de centenas de GeV até alguns TeV, apesar de alguns modelos possibilitarem massas menores. Existem ainda algumas teorias que não supõem a existência de novas partículas, como a hipótese de que a matéria escura é formada por matéria bariônica que emite pouca ou nenhuma luz, ou ainda realizando pequenas modificações nas leis da gravitação. Tais teorias, no entanto, não são compatíveis com todas as observações astrofísicas, além de não terem sido comprovadas por nenhum experimento até o momento.

Alguns dos candidatos à matéria escura propostos são os neutrinos estéreis, áxions, fótons escuros e os WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*), sendo estes os mais procu-

rados e estudados nos últimos anos. Como diversas teorias que estendem o modelo padrão propõem partículas com propriedades dos WIMPs, ou seja, que sofrem apenas a interação gravitacional e fraca, e possuem massa da ordem de GeV a TeV, os WIMPs são candidatos muito promissores.

Ao longo das últimas décadas, diversos experimentos surgiram com o intuito de detectar as partículas de matéria escura, com especial foco nos WIMPs, como o XENON1T, o SuperCDMS, o EDELWEISS e o DAMA/LIBRA. Contudo, apesar de alguns experimentos terem obtido resultados positivos, nenhum alcançou, até o momento, resultados contundentes que provem a existência da matéria escura. Dentre os experimentos com resultados positivos, o mais controverso é o DAMA/LIBRA, o qual alega verificar uma modulação anual na taxa de eventos medida, decorrente da interação dos WIMPs com seu detector.

O experimento DAMA/LIBRA está localizado no laboratório subterrâneo de Gran Sasso, na Itália, e utiliza, em sua fase atual, 250 kg de cristais de Iodeto de Sódio dopado com Tálcio (NaI(Tl)). Seus resultados mostram uma modulação anual na taxa de eventos com confiança de 13.7σ , sendo compatível com o modelo da modulação anual esperada para os WIMPs. Outros experimentos, no entanto, não observam tal comportamento em seus dados, entrando em contradição com o DAMA/LIBRA. Porém, até o momento da publicação de seus primeiros resultados, o DAMA/LIBRA era o único experimento a utilizar cristais de NaI(Tl) na procura pela matéria escura. Assim, caso os WIMPs interajam diferentemente com o NaI(Tl) e os elementos dos outros experimentos, como Xenônio (Xe), Argônio (Ar) e Germânio (Ge), por exemplo, seria possível explicar os resultados positivos do DAMA/LIBRA e negativos em outros experimentos. Logo, seria necessário outro detector semelhante ao do DAMA/LIBRA, que também utilize cristais de NaI(Tl). Nesse contexto foi criado o experimento COSINE-100, em 2016.

O COSINE-100 está localizado no laboratório subterrâneo *YangYang*, na Coreia do Sul, e utiliza 106 kg de cristais de NaI(Tl). Também, possui um cintilador líquido e cintiladores plásticos para auxiliar na identificação e redução dos fundos presentes nos cristais. A tomada de dados iniciou em setembro de 2016, e alguns resultados da busca pelos WIMPs já foram publicados. Em 2018, foram publicados os primeiros resultados na revista *Nature*, considerando 59.5 dias de dados, onde foi procurado um excesso de eventos gerados por WIMPs sobre o

fundo esperado nos cristais. Os resultados foram negativos para a existência dos WIMPs, e os limites impostos sobre sua seção de choque com os núcleons do NaI(Tl) e sua massa excluíram as regiões indicadas pelo DAMA/LIBRA. Em 2021, foram publicados na revista *Science Advances* novos resultados para a procura por um excesso de eventos gerados por WIMPs, porém utilizando 1.7 anos de dados. Novamente, os resultados foram negativos, contradizendo as observações do DAMA/LIBRA. De forma a reforçar as conclusões das medidas do COSINE-100, é necessário analisar os resultados da procura pela modulação anual na taxa de eventos gerada pelos WIMPs. Assim, em 2019, foram publicados os primeiros resultados da modulação anual, utilizando 1.7 anos de dados. Também, está em processo de publicação, porém já disponível em *pré-print*, os resultados da procura pela modulação, utilizando cerca de 3 anos de dados. Devido à baixa estatística, os resultados da modulação ainda são inconclusivos, sendo compatíveis tanto com a hipótese da ausência de modulação, como com a modulação medida pelo DAMA/LIBRA em até 2σ .

Alguns outros experimentos também utilizam cristais de NaI(Tl) na procura pelos WIMPs, como o SABRE e o ANAIS-112. Este último publicou os resultados da procura pela modulação anual, utilizando 3 anos de dados. Apesar da baixa estatística, a modulação encontrada é incompatível com os resultados do DAMA/LIBRA em cerca de 3σ .

Devido aos resultados negativos de diversos experimentos para a procura pelos WIMPs, bem como a restrição cada vez maior da região permitida para sua seção de choque e massa, cada vez mais o modelo dos WIMPs é colocado em dúvida, e a busca por outros candidatos à matéria escura é motivada. De forma geral, cada vez mais as colaborações estudam outros candidatos, como os áxions, a *Boosted Dark Matter*, e fótons escuros.

O fóton escuro é tema de vários estudos recentes, tanto na área teórica como na área experimental. Sua popularidade se dá principalmente por surgir naturalmente de algumas extensões mais simples do modelo padrão, as quais poderiam explicar alguns de seus problemas, como o problema da hierarquia, e o momento magnético anômalo do múon. A teoria das cordas, por exemplo, é muito considerada para prever candidatos à matéria escura, e conjectura a existência do fóton escuro.

O fóton escuro seria um bóson pertencente ao setor escuro, que poderia ser o mediador

de uma interação entre partículas de matéria escura, ou ainda entre o modelo padrão e o setor escuro. Apesar de ser estéril para as forças do modelo padrão, ele possuiria um termo de acoplamento cinético com o fóton ordinário. Dessa forma, seria possível detectá-lo diretamente através de um efeito semelhante ao fotoelétrico.

A partir do fenômeno da oscilação fóton \iff fóton escuro para massas abaixo de $2 m_e$, bem como a aniquilação ou decaimento de partículas do setor escuro em fótons escuros para massas acima de $2 m_e$, diversas observações astrofísicas e experimentos de detecção direta restringem os valores do parâmetro de acoplamento cinético e massa do fóton escuro. Como ele poderia ser criado no interior de estrelas, para massas por volta de 0.1 eV até cerca de 300 eV, o Sol seria a principal fonte de fótons escuros na Terra, de forma que a partir da observação de sua perda de energia, é possível calcular os limites mais restritivos de observações astrofísicas para o acoplamento cinético nesse intervalo de massa.

Com a melhora na sensibilidade dos detectores de matéria escura mais recentes, alguns experimentos começam a conseguir examinar regiões inexploradas pelas observações solares, atraindo o interesse pela procura direta dos fótons escuros solares. Um método de procura utilizado neste trabalho, porém ainda não realizado por nenhum outro experimento, é o da procura pela modulação anual na taxa de eventos gerada pelos fótons escuros solares (ou ainda por outros candidatos de matéria escura que sejam gerados pelo Sol) devido ao movimento de translação terrestre.

Dessa maneira, uma das análises realizadas neste trabalho teve o objetivo de procurar por fótons escuros utilizando o experimento COSINE-100. Foram estudados dois modelos, os fótons escuros solares, e os provenientes do decaimento de partículas de matéria escura (denominadas χ_2) nos cristais de NaI(Tl) do experimento COSINE-100, após a interação da *Inelastic Boosted Dark Matter* (denominadas χ_1) com elétrons do cintilador líquido. Para os fótons escuros solares, foi procurada uma modulação anual na taxa de eventos nos cristais de NaI(Tl) decorrente do movimento de translação terrestre. Já para os fótons escuros provenientes do decaimento da χ_2 , foi procurado um excesso de eventos gerados nos cristais sobre o fundo esperado de múons.

Na análise dos fótons escuros solares, foram estudados os dados de 5 cristais de NaI(Tl)

do experimento COSINE-100, e procurada a modulação anual esperada. Também, a partir do modelo teórico para produção de fótons escuros no interior do Sol, e utilizando o modelo *AGSS09ph* para a densidade de elétrons, densidade de hidrogênio, densidade de hélio e temperatura no interior do Sol, foram calculadas as taxas de eventos, bem como as amplitudes esperadas nos cristais do COSINE-100 para diferentes massas do fóton escuro, e então comparadas com os resultados obtidos a partir dos dados. Visto que não foi encontrada a modulação anual esperada nos dados, limites superiores para o parâmetro de acoplamento cinético e massa do fóton escuro foram calculados e traçados em seu gráfico de exclusão.

Na análise dos fótons escuros provenientes do decaimento da χ_2 , foram analisados os dados dos 8 cristais de NaI(Tl) (totalizando os 106 kg) e do cintilador líquido conjuntamente. Os cintiladores plásticos foram utilizados como veto, e para medir o fundo de múons. Então, foi comparado o número de eventos selecionados nos cristais e no cintilador líquido com o número de eventos medidos para o fundo de múons, e verificado se houve um excesso de eventos no detector. Nenhum evento gerado pelos fótons escuros foi observado em um intervalo de confiança de até 3σ .

Outro bóson do setor escuro bastante estudado recentemente é o áxion. Sua elaboração não teve como intuito a criação de um novo candidato à matéria escura, mas sim a solução do problema da não violação da simetria CP na interação forte. Entretanto, devido as suas características, ele é um candidato à matéria escura.

Originalmente, esperava-se que a massa do áxion fosse da ordem de centenas de keV. Porém, observações astrofísicas mostram que sua massa deve ser menor. Modelos mais recentes, como o DFSZ e KSVZ, indicam massas da ordem de no máximo poucos keV. A interação dos áxions com o modelo padrão poderia ocorrer através de seu acoplamento com elétrons, fótons e/ou núcleons, dependendo do modelo considerado. Dessa forma, diferentes métodos de detecção são utilizados na procura pelos áxions.

A principal fonte de áxions na Terra seria o Sol, através de processos como os efeitos Compton, Bremsstrahlung, e Primakoff. Em modelos de áxions hadrônicos, como o KSVZ, o acoplamento predominante seria com fótons, enquanto em modelos não hadrônicos, como o DFSZ, o acoplamento predominante seria com elétrons. Outro modelo considerado são os

áxions de Kaluza-Klein, os quais propagariam em dimensões extras, e poderiam ser observados com diferentes valores de massa. Dependendo do método de detecção de certo experimento, e do modelo adotado, é possível estudar separadamente cada tipo de acoplamento dos áxions com o modelo padrão.

Dessa forma, outra análise realizada neste trabalho foi a procura por áxions solares dos modelos DFSZ e KSVZ, considerando o acoplamento com elétrons, e para os áxions solares de Kaluza-Klein, considerando o acoplamento com fótons. Foram analisados os dados dos 5 cristais de NaI(Tl) do COSINE-100, procurando-se a modulação anual na taxa de eventos esperada para cada modelo dos áxions. Novamente, como não foi encontrada a modulação anual esperada nos dados, foram calculados limites superiores para o acoplamento entre áxions e elétrons nos modelos DFSZ e KSVZ, e para o acoplamento entre áxions e fótons no modelo de Kaluza-Klein.

Capítulo 2

Visão geral da matéria escura

2.1 Evidências de matéria escura

2.1.1 Velocidade de rotação de galáxias

De acordo com a lei da gravitação e do teorema de Gauss, espera-se que a velocidade de uma dada estrela na galáxia seja dependente de sua distância ao centro galáctico como [1]:

$$v(r) = \sqrt{\frac{G M(r)}{r}} \quad (2.1)$$

onde $v(r)$ é a velocidade da estrela, G é a constante gravitacional, r é a distância da estrela até o centro galáctico e $M(r)$ é a massa contida na esfera de raio r .

Como a massa visível nas galáxias diminui conforme afasta-se do centro, a massa contida na esfera de raio r deve manter-se constante, de forma que a velocidade das estrelas fosse proporcional à $\frac{1}{\sqrt{r}}$. Porém, medidas da velocidade de rotação de galáxias espirais mostram que as velocidades de estrelas mantêm-se constante conforme afasta-se do centro galáctico, como segue no exemplo da Figura 2.1 [1].

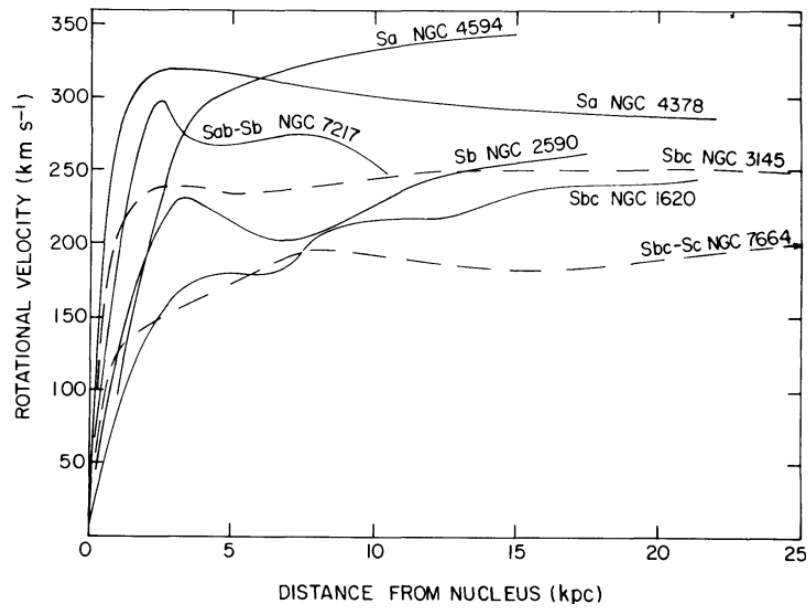


Figura 2.1: Curvas de rotação de diferentes galáxias [1].

Assim, a massa contida na esfera de raio r deve crescer com a distância até o centro galáctico conforme a seguinte expressão:

$$M(r) = \frac{r \bar{v}^2}{G} \quad (2.2)$$

onde \bar{v} é a velocidade constante das estrelas.

Esse comportamento é observado não apenas em galáxias espirais, mas também nos outros tipos de galáxias. Estima-se que cerca de 80% a 90% da massa das galáxias seja decorrente da matéria escura [2].

2.1.2 Grupos e aglomerados de galáxias

A análise de grupos e aglomerados de galáxias também evidencia a existência da matéria escura. A partir de medidas das velocidades das galáxias de certo aglomerado, é possível estimar sua massa através do teorema do Virial [3].

As observações indicam que as massas totais dos grupos e aglomerados são cerca de 6 vezes maiores que as massas luminosas (basicamente compostas por estrelas e gás) [2]. Assim, em geral, a matéria escura representa cerca de 85% das massas totais dos grupos e aglomerados.

Outra maneira de estimar as massas de grupos e aglomerados de galáxias é utilizando o

efeito de lentes gravitacionais [4], a partir do qual também conclui-se que apenas cerca de 15% a 20% das massas são compostas por matéria bariônica.

2.1.3 Radiação cósmica de fundo

As anisotropias na temperatura observadas na radiação cósmica de fundo são uma grande evidência para a existência da matéria escura, e também servem como base para a construção de teorias que tentam descrever a constituição e evolução do universo.

A amplitude e posição dos picos acústicos observados no espectro de potências da radiação cósmica de fundo, os quais derivam das perturbações da temperatura no instante do desacoplamento dos fótons, indicam as densidades de matéria bariônica e não-bariônica no universo. As análises mostram que cerca de 81% de toda matéria no universo é composta pela matéria escura [5].

2.1.4 Formação de estruturas no universo

O modelo Λ -CDM (*Lambda Cold Dark Matter*) pode explicar a evolução do universo e descreve com boa precisão a formação das grandes estruturas como são observadas atualmente. Esse modelo assume que cerca de 68.5% da densidade do universo é composta por energia escura, cerca de 26.5 % é composta por matéria escura, e cerca de 4.9% é composta pela matéria bariônica [6]. Assim, segundo o modelo Λ -CDM, cerca de 84% de toda matéria existente no universo é composta pela matéria escura.

A simulação *Millennium* [7] utiliza o modelo Λ -CDM para reproduzir a formação de grandes estruturas no universo, e mostra que as observações de filamentos de matéria decorrentes de seu agrupamento em regiões de maior densidade podem ser muito bem explicadas pela Λ -CDM, atestando a validade da proporção entre matéria bariônica e matéria escura no universo proposta pelo modelo. A Figura 2.2 abaixo mostra uma comparação entre alguns resultados da simulação *Millennium* e diferentes observações realizadas.

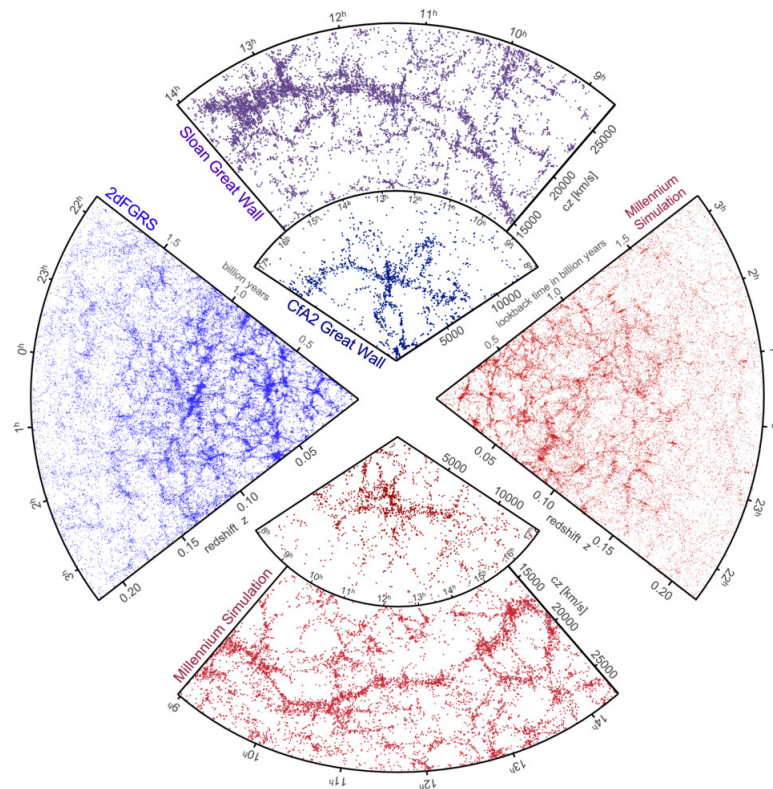


Figura 2.2: Comparação entre as distribuições de matéria das observações CfA2 [8], 2dFGRS [9] e SDSS [10], e as distribuições obtidas da simulação *Millennium* [11].

Apesar das observações citadas serem independentes umas das outras, todas concordam com a proporção entre matéria bariônica (ao redor de 15%) e matéria escura (ao redor de 85%), reforçando a hipótese da existência de matéria não bariônica.

2.1.5 O *Bullet Cluster*

O *Bullet Cluster* é considerado uma das principais evidências para a existência da matéria escura no universo. Ele é formado pela colisão de dois aglomerados de galáxias. A partir do efeito de lentes gravitacionais, foi calculada a quantidade e localização da massa presente no aglomerado, enquanto a partir da emissão de raios-x, foi deduzida a quantidade e localização do gás quente gerado durante a colisão [12]. A Figura 2.3 abaixo mostra o *Bullet Cluster*, bem como uma representação gráfica da localização da matéria escura e do gás quente.

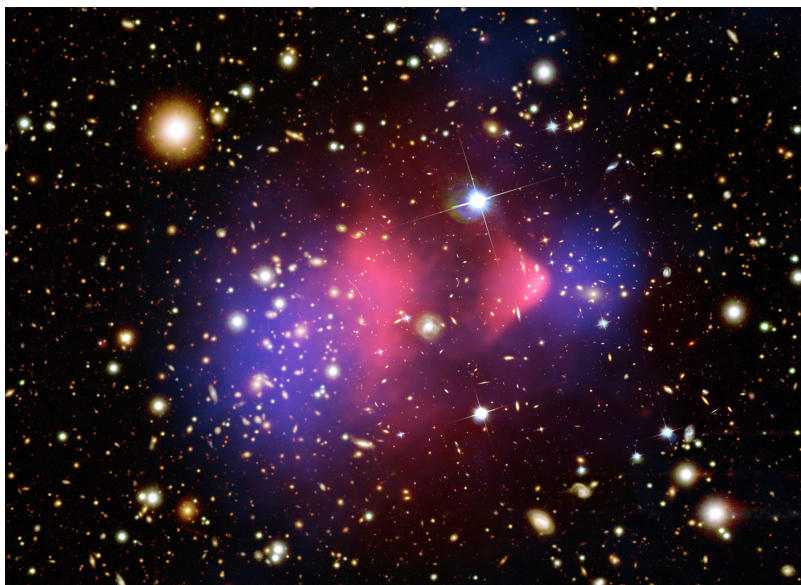


Figura 2.3: Imagem do *Bullet Cluster* [13]. A matéria escura deduzida a partir do efeito de lentes gravitacionais é representada em roxo, enquanto o gás quente deduzido a partir das observações de raios-x é representado em vermelho.

O *Bullet Cluster* mostra que o gás de ambos os aglomerados interagiu durante a colisão, gerando uma força de arrasto que mantém o gás quente nas regiões em vermelho. Entretanto, a maior parte da massa dos aglomerados está localizada nas regiões em roxo, e não interagiu durante a colisão. Isso mostra que a matéria bariônica e a matéria escura são entidades diferentes, e não interagem (ou interagem muito pouco) uma com a outra.

Todas as evidências citadas apontam para a existência da matéria escura, e indicam sua abundância no universo. Entretanto, algumas teorias sugerem modificar as leis da gravitação, de forma a explicar as evidências citadas acima. Por exemplo, a MOND (*Modified Newtonian Dynamics*) sugere pequenas alterações nas leis de Newton em grandes escalas, e foi criada com o propósito de explicar a velocidade de rotação das galáxias [14]. A TeVeS (*Tensor-Vector-Scalar Gravity*) é baseada na MOND e considera a relatividade geral [15]. Outras teorias também procuram explicar as observações citadas sem a necessidade de conjurar a existência da matéria escura, porém nenhuma é bem sucedida em esclarecer todas as evidências.

2.2 Teorias da natureza da matéria escura

Diante das evidências da existência da matéria escura, várias teorias surgem com o intuito de determinar a natureza e comportamento das partículas que compõem a matéria escura.

Apesar de descrever com excelente precisão diversas observações realizadas por diferentes experimentos e já estar bem solidificado, o modelo padrão (SM) possui certas deficiências [16]. Alguns fenômenos como a oscilação de neutrinos e a existência da matéria escura não são contemplados pelo SM. Além disso, o modelo possui parâmetros e parametrizações *ad hoc*, as quais são vitais para o funcionamento e completeza do SM, como o acoplamento de Yukawa [17]. Espera-se que uma teoria mais completa seja capaz de explicar a origem dessas parametrizações e os valores dos parâmetros. A gravitação também não faz parte do SM, sendo a unificação entre a interação eletrofraca e forte e a relatividade geral um dos principais desafios da física atualmente.

A única partícula presente no SM que possui as propriedades básicas da matéria escura (interagir apenas através da gravidade e, possivelmente, da força fraca, além de serem estáveis durante, no mínimo, o tempo de vida do universo) são os neutrinos. Entretanto, devido à sua pequena massa, são considerados matéria escura quente (HDM), ou seja, logo após seu desacoplamento no universo primordial, possuía velocidades relativísticas [18]. De acordo com as observações da estrutura de galáxias e aglomerados de galáxias, bem como as previsões da Λ -CDM, a maior parte da matéria escura deve ser fria (CDM), ou seja, suas partículas devem possuir massa grande o suficiente para que sejam não relativísticas no momento de seu desacoplamento [19]. A matéria escura quente não seria capaz de se aglomerar gravitacionalmente e formar estruturas da forma como observamos no universo atual. Ainda, alguns modelos sugerem a existência de matéria escura morna (WDM), a qual possuiria massa intermediária entre a HDM e a CDM, podendo explicar algumas das observações das estruturas no universo [20]. Dessa maneira, apesar da existência da HDM e da WDM não estar descartada, elas devem coexistir com a CDM, sendo esta responsável pela maior parte da massa da matéria escura.

Diversas teorias foram desenvolvidas com a finalidade de prever possíveis candidatos à matéria escura. As mais importantes são apresentadas no esquema da Figura 2.4 abaixo.



Figura 2.4: Esquema apresentando as principais teorias consideradas para explicar a natureza das partículas da matéria escura [21].

Alguns candidatos não necessitam da conjectura de partículas além do SM, como os MACHOs (*Massive Compact Halo Objects*) e buracos negros primordiais. Também, a princípio, objetos já conhecidos que não emitem luz (ou emitem muito pouca luz) e compostos por matéria bariônica, como estrelas de nêutrons, anãs marrons e planetas, poderiam explicar as interações gravitacionais observadas em grandes escalas. Através do efeito de microlentes gravitacionais, seria possível medir a massa de tais objetos e estimar sua densidade numérica no universo. Entretanto, até o momento, os experimentos mostram que tais corpos podem compor, no máximo, a cerca de 20% da massa dos halos galácticos [22,23], não solucionando o problema da matéria escura.

Alguns outros candidatos não foram formulados especialmente para resolver o mistério da matéria escura, mas surgiram com o propósito de esclarecer outros problemas da física. Por exemplo, os neutrinos estéreis foram formulados para clarificar o fenômeno da oscilação de neutrinos, podendo explicar porque possuem massa, bem como a assimetria em sua quiralidade. Já os áxions foram formulados para resolver o problema da simetria CP na cromodinâmica quântica (QCD), ao fazer com que o termo que viola a simetria CP tenda a zero [24]. Apesar

dessas duas partículas não terem sido originadas do problema da matéria escura, são potenciais candidatas, já que interagem apenas pela força gravitacional e fraca, e seriam classificadas como WDM (neutrinos estéreis) e CDM (áxions).

Existem inúmeras teorias que estendem o SM, porém uma das mais consideradas para prever candidatos à matéria escura é o modelo da supersimetria (SUSY). A SUSY prevê a existência de partículas “super parceiras” das já conhecidas pelo SM. Resumidamente, cada férmion do SM possuiria um bóson como “super parceiro”, e cada bóson do SM possuiria um férmion como “super parceiro”. Em modelos da SUSY nos quais a simetria é espontaneamente quebrada, e a R-paridade é conservada, os “super parceiros” poderiam ter massa diferente das partículas do SM, bem como a “super partícula” mais leve seria estável [25]. Nesses modelos, o super parceiro mais leve interagiria apenas fracamente e gravitacionalmente com o SM, e deveria ter massa da ordem de centenas de GeV até poucos TeV [26], ou seja, seria um ótimo candidato à matéria escura fria. Partículas com tais propriedades são denominadas WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*), e já há alguns anos são os candidatos mais estudados e procurados por experimentos [27].

Os WIMPs são candidatos muito populares por uma série de fatores. Eles são previstos por várias teorias que estendem o SM, como a SUSY, já citada acima, a *Little Higgs* [28], e teorias que supõem dimensões extras [29]. Em muitos casos, os WIMPs surgem dessas teorias de maneira natural, sem a necessidade de impor parâmetros *ad hoc*. Outro fator é a abundância dos WIMPs após o “*freeze-out*” no universo primordial ser igual à abundância observada para a matéria escura atualmente. Esse fato é conhecido como “milagre dos WIMPs”, e é o principal fator para a grande popularidade dos WIMPs nos últimos anos.

Diversos experimentos foram construídos com o foco na procura pelos WIMPs, porém, até o momento, nenhum obteve resultados positivos conclusivos a favor de sua existência. Com os resultados negativos de tais experimentos, a massa dos WIMPs e sua seção de choque com os núcleons são restringidos, e cada vez menores são as regiões livres no gráfico de exclusão. Assim, recentemente, outros candidatos à matéria escura passaram a ter mais espaço nos estudos.

Alguns dos modelos alternativos mais considerados conjecturam a existência de um

setor escuro que poderia conter mais de um tipo de partícula de matéria escura, como a *Boosted Dark Matter* [30], e a *Mirror Dark Matter* [31]. Uma necessidade dos modelos seria explicar a natureza da interação do setor escuro com o modelo padrão, ou ainda a interação entre diferentes partículas do setor escuro. São conjecturados então, bósons que possam mediar estas interações, sendo o principal candidato o fóton escuro. Outros bósons pertencentes ao setor escuro também são conjecturados, como principal exemplo o áxion.

2.3 Detecção da matéria escura

É possível separar os métodos de detecção da matéria escura em três categorias: a produção em *colliders*, a detecção indireta e a detecção direta.

A produção em *colliders* ampara-se em teorias que consideram a possibilidade de produzir partículas de matéria escura a partir da interação entre partículas do SM. Assim, grandes colisores de partículas, como o RHIC (*Relativistic Heavy-Ion Collider*) e o LHC (*Large Hadron Collider*), procuram por uma energia faltante relacionada à produção de partículas de matéria escura em eventos de colisões entre íons pesados e/ou colisões próton-próton, por exemplo. A busca pelas partículas de matéria escura em *colliders* não revelará a natureza e detalhes sobre tais partículas, já que a única evidência será a energia e momento faltantes nos eventos. Entretanto, seria possível obter algumas propriedades como a massa e seção de choque das partículas produzidas [32]. A SUSY prevê candidatos à matéria escura, como o neutralino por exemplo, com massas da ordem de centenas de GeV, suficientes para serem gerados no LHC. Porém, até o momento, nenhuma evidência de sua produção foi encontrada.

A detecção indireta baseia-se na observação de partículas do SM a partir da aniquilação e/ou decaimento de partículas de matéria escura. A principal fonte desses fenômenos seriam poços gravitacionais onde a densidade da matéria escura é grande, como aglomerados de galáxias e centros galácticos. Logo, a maior parte dos experimentos observa raios cósmicos a partir de satélites ou telescópios, procurando por um excesso de eventos sobre o fundo esperado [33]. Alguns dos experimentos que utilizam a detecção indireta são o PAMELA (*Payload for Matter Antimatter Exploration and Light-nuclei Astrophysics*) [34], o ATIC (*Advanced Thin Ionization Calorimeter*) [35], e o AMS (*Alpha Magnetic Spectrometer*) [36].

A detecção direta procura pela interação das partículas de matéria escura com os átomos dos detectores. Em geral, para uma partícula mais pesada, é buscada uma interação da matéria escura com o núcleo dos átomos. No entanto, para partículas mais leves, também é possível detectar sua interação com elétrons. Alguns exemplos de experimentos que utilizam a detecção direta são o XENON1T [37], o EDELWEISS (*Expérience pour Detecter Les WIMPs En Site Souterrain*) [38] e o COSINE-100.

Por muitas vezes, os métodos de detecção são complementares, de forma que limitações de um método podem ser compensadas pelos outros métodos, e vice versa. Assim, a determinação das propriedades e comportamento das partículas de matéria escura serão resultado de um esforço conjunto de diferentes tipos de experimentos.

O esquema da Figura 2.5 abaixo ilustra os tipos de interação procurados para cada método de detecção da matéria escura.

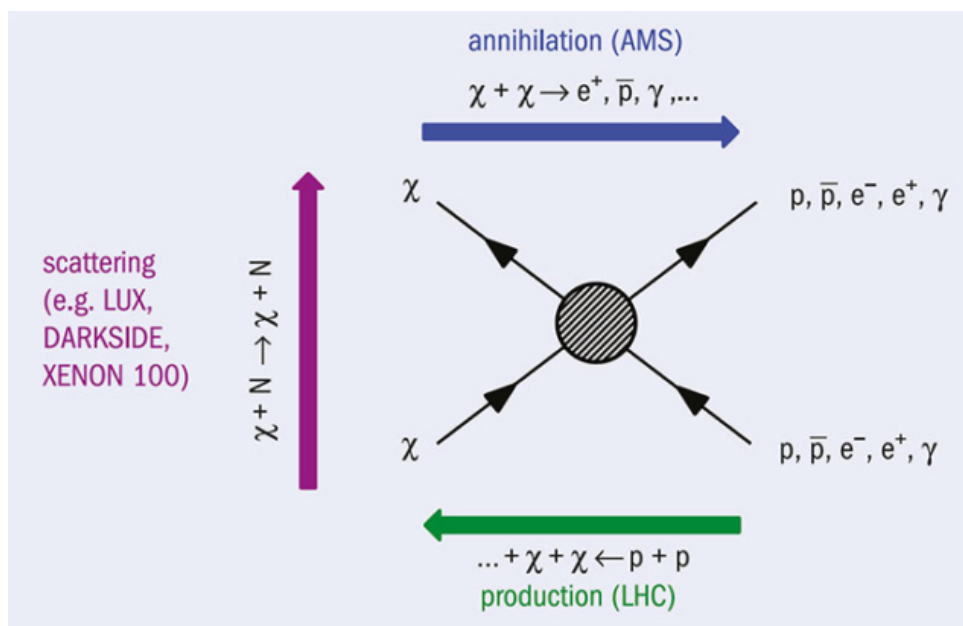


Figura 2.5: Esquema apresentando os métodos de detecção da matéria escura [39]. A produção em *colliders* é representada pela seta verde, a detecção indireta pela seta azul, e a detecção direta pela seta roxa.

O tópico a seguir explica com mais detalhes a detecção direta, visto que o experimento COSINE-100 foi concebido para esse método de detecção.

2.3.1 Detecção direta

Diversos experimentos ao redor do mundo utilizam a detecção direta. Técnicas e materiais diferentes são utilizados, e muitos experimentos adotam mais de uma ferramenta de detecção para aperfeiçoar ao máximo sua sensibilidade. Tendo em vista os principais detectores existentes, pode-se classificá-los em três categorias: detectores criogênicos de estado sólido; detectores de gases nobres líquidos; e detectores de cristais cintiladores.

Os detectores criogênicos de estado sólido medem um pequeno aumento de temperatura gerado pela interação da matéria escura com o material do detector, em geral, germânio ou silício. As principais vantagens dessa técnica são a possibilidade de medir sinais com baixa energia (da ordem de centenas de eV), assim como possuir uma excelente resolução em energia, inclusive na região abaixo de 1 keV [40]. Alguns exemplos deste tipo de experimento são o SuperCDMS [41], o CRESST [42] e o EDELWEISS.

Os detectores de gases nobres líquidos procuram por ionizações e cintilações geradas pela matéria escura, e geralmente utilizam argônio e/ou xenônio líquido. Até o momento, esses tipos de experimentos são os mais sensíveis, possuindo os melhores limites superiores para diversos modelos da matéria escura. Isso se deve a alguns privilégios que tais detectores possuem, como o fato de serem detectores com um fundo extremamente baixo, devido à pureza do material e pela facilidade em blindá-los da radiação de fundo. Também, há a possibilidade de construir detectores com volumes sensíveis grandes, com massa da ordem de centenas de kg até algumas toneladas, aumentando sua probabilidade de interação com a matéria escura. O XENONIT, o XMASS [43] e o PandaX [44] são alguns dos principais experimentos nesta classificação.

Os detectores de cristais cintiladores são utilizados em outras áreas da física já há bastante tempo, e por isso suas características e comportamento são bem conhecidos. Por essa razão, apesar desses tipos de detectores possuírem fundos relativamente maiores que nos outros experimentos, a identificação e determinação das atividades de cada componente do fundo são mais precisas que em outros materiais. Além disso, assim como nos detectores de gases nobres, é possível utilizar grandes massas de cristais. Até o momento, os maiores experimentos utilizam centenas de kg, porém atualizações para até uma tonelada são planejadas. Geralmente, os

cristais utilizados nos detectores são o NaI(Tl) e o CsI(Tl). Os principais experimentos deste tipo são o DAMA/LIBRA, o ANAIS-112 [45] e o COSINE-100.

Apesar de múltiplos experimentos que utilizam materiais e técnicas diferentes procurarem pela matéria escura, nenhum obteve, até o momento, resultados conclusivos para a existência de alguma partícula de matéria escura. Resultados positivos foram encontrados em alguns experimentos, como no CRESST-II, no CoGeNT, no DAMA/LIBRA, e mais recentemente, no XENON1T. O CRESST-II observou um excesso de eventos em sua procura por WIMPs, o qual foi publicado em 2012 [46]. Os resultados mostraram cerca de 27 eventos além do esperado pelos fundos no detector, tendo sido interpretados como eventos gerados por WIMPs. A partir do número de eventos em excesso e das propriedades do detector, valores para a massa e seção de choque dos WIMPs foram determinados. Entretanto, posteriormente, foi verificado que o fundo esperado devido aos núcleos de ^{210}Pb havia sido subestimado [47]. Análises com mais tempo de dados, e com os fundos corretamente considerados não encontraram eventos decorrentes de WIMPs. O CoGeNT também observou um excesso de eventos em seu detector, publicado em 2013 [48]. A massa e seção de choque dos WIMPs que teriam gerado tais eventos não era compatível com os resultados apresentados anteriormente pelo CRESST-II. Em análises posteriores, foi verificado que a relação entre o número de eventos gerados no volume interno do detector e o número de eventos gerados na superfície foi erroneamente calculada, fazendo com que o número de eventos provenientes do fundo fosse subestimado [47]. Outros estudos da procura por WIMPs no mesmo experimento, dessa vez com o fundo corrigido, não encontraram excesso de eventos gerados pela matéria escura. Em 2019, o XENON1T publicou os resultados da aquisição de dados por cerca de 1 ano, mostrando um excesso de eventos entre 2 keV e 4 keV [49]. Em alguns estudos, esses resultados foram interpretados como sendo devido a áxions solares, fótons escuros solares ou fótons escuros como matéria escura fria [49,50], porém, também é possível que um fundo gerado pelo ^3H , o qual não havia sido considerado, seja o responsável pelo excesso de eventos observado. Dados futuros tomados com detectores mais sensíveis serão capazes de verificar a fonte do excesso de eventos observado. Entretanto, o resultado mais controverso e que persiste até o momento é o do DAMA/LIBRA, o qual alega observar uma modulação anual na taxa de eventos medida por seu detector, gerada pelos WIMPs.

2.3.2 Modulação anual na taxa de eventos gerada por WIMPs

A taxa de eventos esperada em detectores de matéria escura devido à interação dos WIMPs pode ser aproximada por [40]:

$$R = \frac{N_A \rho_{DM} \langle v \rangle \sigma_{WN}}{A m_W} \quad (2.3)$$

onde N_A é o número de Avogadro; ρ_{DM} é a densidade local da matéria escura; $\langle v \rangle$ é a velocidade da Terra em relação ao halo de matéria escura; σ_{WN} é a seção de choque entre os WIMPs e núcleons; A é a massa do núcleo do qual o detector é composto; e m_W é a massa do WIMP.

Os modelos mais considerados para a distribuição da matéria escura na Via Láctea consideram que a densidade local de matéria escura está entre 0.3 GeV/cm^3 e 0.6 GeV/cm^3 . A seção de choque entre WIMPs e núcleons deve possuir valores entre 10^{-49} cm^2 e 10^{-38} cm^2 , dependendo da massa do WIMP. O halo de matéria escura, em média, está em repouso em relação ao centro da Via Láctea, de forma que a velocidade média da Terra em relação aos WIMPs seja a velocidade de translação do Sistema Solar, cerca de 220 km/s . Entretanto, devido ao movimento de translação da Terra, a qual possui velocidade próxima de 30 km/s em relação ao Sol, sua velocidade em relação aos WIMPs deve variar ao longo do ano, sendo máxima em junho, e mínima em dezembro. O esquema da Figura 2.6 abaixo ilustra esse fenômeno.

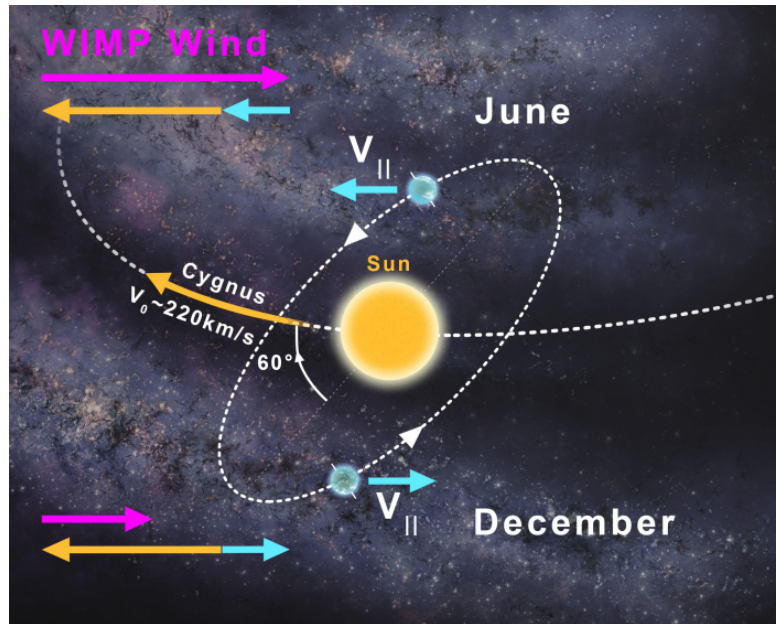


Figura 2.6: Esquema apresentando a variação na velocidade da Terra em relação aos WIMPs [51].

Como a taxa de eventos esperada no detector depende da velocidade da Terra em relação aos WIMPs, espera-se que seja observada uma modulação anual no número de eventos medidos. A taxa de eventos medida pelo detector deve possuir a seguinte forma [51]:

$$R = R_m + A \cos \frac{2\pi(t - t_0)}{T} \quad (2.4)$$

onde R_m é a taxa média de eventos gerados pelos WIMPs durante o ano; A é a amplitude da modulação, dependente da massa e seção de choque do WIMP; t_0 é a fase de 152.5 dias, quando a velocidade da Terra em relação aos WIMPs é máxima; e T é o período de 1 ano.

Como espera-se que a energia depositada pela interação dos WIMPs com o detector seja da ordem de poucos keV, além das características citadas, a modulação deve ser observada nos experimentos apenas para baixas energias.

Uma grande vantagem desse modelo, e o principal motivo de ser amplamente estudado, é sua independência com a natureza da interação dos WIMPs com o material do detector. A única exigência é a taxa de eventos ser dependente da velocidade relativa da Terra aos WIMPs. Também, como é esperado que a modulação anual aconteça apenas para eventos gerados por WIMPs, este modelo facilita a separação entre eventos provenientes do fundo e da matéria escura.

A colaboração DAMA/LIBRA alega estar observando uma modulação anual na taxa de eventos medida pelo seu detector com as mesmas características da modulação esperada para os WIMPs, ou seja, com período de 1 ano, fase de 152.5 dias, e observá-la apenas para energias de até 6 keV.

O experimento DAMA/LIBRA está localizado na Itália, no *Laboratori Nazionali del Gran Sasso* (LNGS). Ele é composto por cerca de 250 kg de cristais de NaI(Tl), blindados com camadas de cobre, chumbo, cádmio, polietileno, parafina e 1 m de concreto para reduzir o fundo [52]. Sua tomada de dados, considerando sua fase 1 e fase 2, já dura cerca de 15 anos, e os resultados indicam a existência de uma modulação anual na taxa de eventos de cerca de 0.00941 ± 0.00076 contagens/kg/keV/dia para o intervalo de energia de 2-6 keV, o que é incompatível com a hipótese da modulação nula em 12.4σ . Considerando também os resultados do experimento anterior DAMA/NaI, o qual possuía 87.3 kg de cristais de NaI(Tl) e tomou dados por cerca de 7 anos, a modulação observada passa a ser 0.00996 ± 0.00074 contagens/kg/keV/dia, incompatível em 13.4σ com a modulação nula. A partir da fase 2, a energia mínima medida pelo DAMA/LIBRA foi reduzida para 1 keV. A modulação observada para o intervalo de energia de 1-6 keV e cerca de 8 anos de tomada de dados foi 0.01048 ± 0.00090 contagens/kg/keV/dia. Em todos os ajustes citados, o período e a fase do cosseno ajustado foram fixados em 1 ano e 152.5 dias, respectivamente [52]. A Figura 2.7 abaixo mostra os resultados das fases 1 e 2, e o ajuste da modulação esperada para os WIMPs.

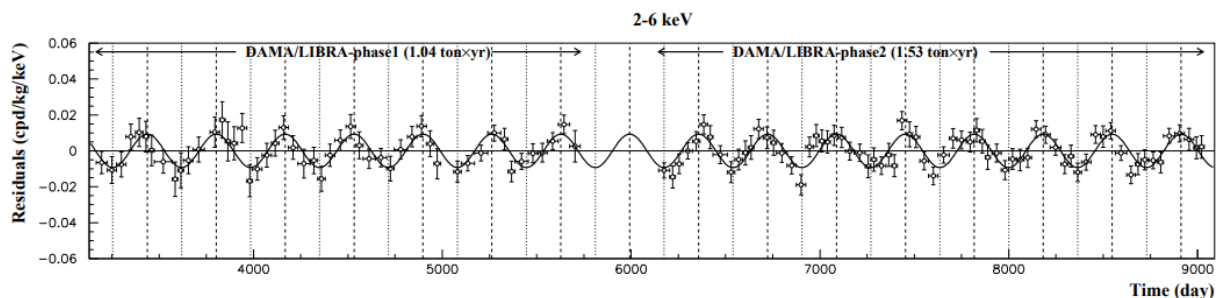


Figura 2.7: Resultados da modulação anual na taxa de eventos observada pelo experimento DAMA/LIBRA no intervalo de energia de 2-6 keV. São apresentados os resultados da fase 1 e fase 2 conjuntamente [53].

Nenhum outro experimento além do DAMA/LIBRA observou tal modulação em seus dados. Contudo, foram estabelecidos limites superiores para a seção de choque dos WIMPs

com núcleons e sua massa. A Figura 2.8 abaixo mostra o gráfico de exclusão com os limites superiores determinados por diferentes experimentos, considerando que a interação WIMP-núcleon seja independente de spin. Também são mostrados os valores para a seção de choque e massa dos WIMPs que teriam gerado a modulação anual observada pelo DAMA/LIBRA.

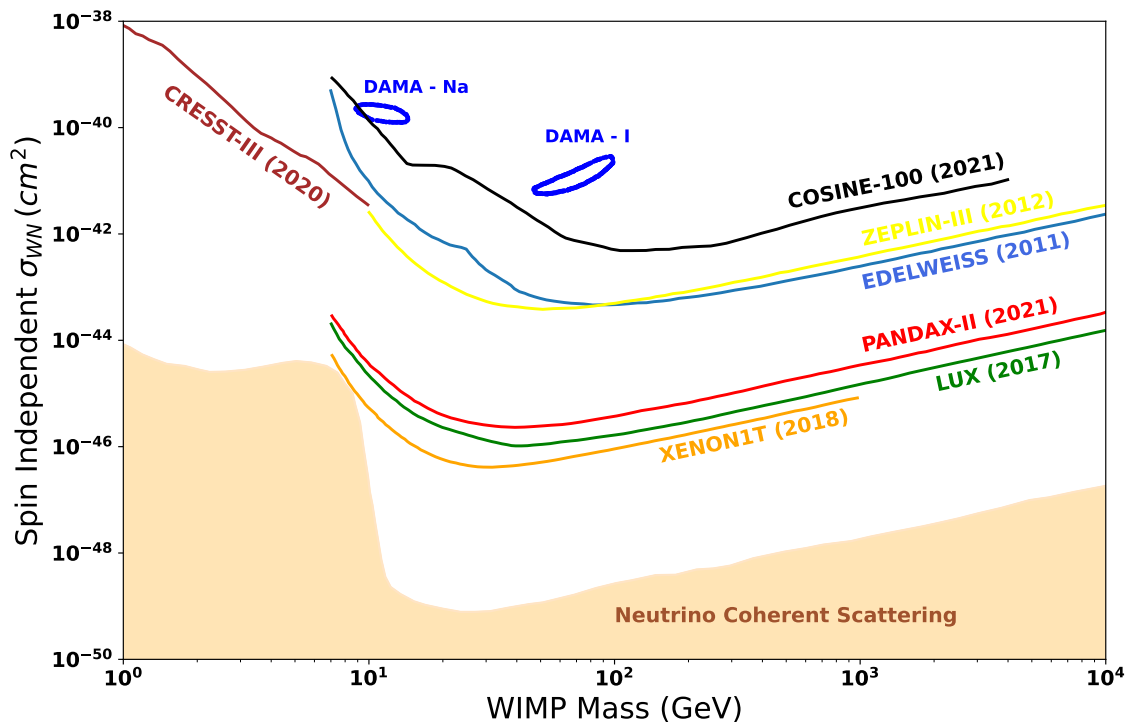


Figura 2.8: Gráfico de exclusão para os WIMPs, considerando que a interação entre núcleons e WIMPs é independente de spin. São apresentados os limites superiores dos experimentos CRESST-III [54], COSINE-100 [55], ZEPLIN-III [56], EDELWEISS [57], PANDAX-II [58], LUX [59] e XENON1T [37]. Também, são mostradas as regiões, com nível de confiança de 90%, relacionadas às propriedades dos WIMPs que teriam gerado a modulação anual observada na fase 1 do DAMA/LIBRA, considerando tanto uma interação com núcleos de Na, como com núcleos de I [55]. A região colorida na parte inferior refere-se ao fundo de neutrinos, o qual será existente caso algum experimento possua sensibilidade aos WIMPs nessa região [60].

Como é possível observar no gráfico de exclusão, limites superiores de vários experimentos excluem as seções de choque e massas dos WIMPs que poderiam estar gerando a modulação anual observada pelo DAMA/LIBRA, colocando em cheque seus resultados. Uma das possíveis explicações para apenas o DAMA/LIBRA observar os WIMPs é a interação ser dependente de spin, no caso em que prótons são favorecidos [61]. Tanto o Na como o I possuem um próton desemparelhado, enquanto os átomos comumente usados em outros detectores,

como o Xe, o Ar e o Ge, não o possuem. Dessa maneira, como até o início da tomada de dados do COSINE-100, em setembro de 2016, o DAMA/LIBRA era o único experimento que utilizava cristais de NaI(Tl), era necessário outro experimento que também possuísse um detector de NaI(Tl) para comprovar ou refutar seus resultados. Foi nesse contexto que o COSINE-100, o qual utiliza 106 kg de cristais de NaI(Tl), foi concebido e construído.

Outra hipótese para explicar os resultados do DAMA/LIBRA é a maneira como seus dados foram analisados. Há a suspeita de que o método por eles utilizado para subtrair o fundo esteja causando uma tendência nos dados, gerando uma modulação anual artificial [62]. Também são considerados cenários em que a modulação seja proveniente da soma de modulações geradas por outros fenômenos, como a modulação anual dos múons e a modulação anual de nêutrons gerados por neutrinos solares [63].

Os resultados recentes publicados pelos dois principais experimentos que também utilizam cristais de NaI(Tl), o ANAIS-112 e o COSINE-100, são incompatíveis com os resultados apresentados pelo DAMA/LIBRA. O ANAIS-112 publicou os resultados de sua procura pela modulação anual, utilizando cerca de 3 anos de dados. A modulação encontrada é incompatível com a observada pelo DAMA/LIBRA em cerca de 2.5σ (a depender do intervalo de energia) [64]. Serão necessários, ao todo, 5 anos de dados para confirmar ou refutar o DAMA/LIBRA em 3σ . Já a colaboração COSINE-100, publicou resultados sobre a procura por um excesso de eventos gerado por WIMPs, na qual não foi encontrado um excesso de eventos sobre o fundo esperado, e os limites superiores calculados são incompatíveis com a região da seção de choque e massa dos WIMPs indicada pela modulação do DAMA/LIBRA. Também foram publicados, ainda somente em pré-print, resultados sobre a procura pela modulação anual para cerca de 3 anos de dados [65]. Os resultados ainda são inclusivos, sendo compatíveis tanto com a ausência de modulação, como com a observação do DAMA/LIBRA.

Resultados negativos dos diferentes experimentos, especialmente dos que utilizam cristais de NaI(Tl), bem como a restrição cada vez maior dos valores para a seção de choque e massa dos WIMPs incentivam a procura por outros tipos de matéria escura fermiônica e bosônica. Os bósons mais considerados como candidatos à matéria escura são os fótons escuros e os áxions, os quais são o tema de estudo deste trabalho.

Capítulo 3

Matéria escura bosônica

Os bósons do setor escuro são gerados por extensões do modelo padrão através de uma nova simetria. Em baixas energias, esta simetria deve ser quebrada, originando o surgimento do bóson do setor escuro. Os principais candidatos são os fótons escuros e áxions, os quais são discutidos nas seções seguintes.

3.1 Fótons escuros

O modelo padrão é baseado na estrutura do grupo de gauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, onde o grupo $SU(3)_C$ representa a interação forte, e o grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ a interação eletrofraca [66]. Os bósons referentes a cada um dos grupos $SU(3)_C$, $SU(2)_L$, e $U(1)_Y$ são o glúon, os bósons W e Z, e o fóton, respectivamente. O processo que dá origem à massa das partículas do modelo padrão é o mecanismo de Higgs, mediado pelo bóson de Higgs. Uma extensão natural e mais simples do modelo padrão seria adicionar uma nova simetria $U(1)_X$, de forma que o grupo de gauge se tornaria $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_X$. O bóson vetorial referente à quebra espontânea da nova simetria em baixas energias seria o fóton escuro, o qual teria conexão com o modelo padrão apenas através de uma constante de acoplamento cinético com o fóton ordinário, denominado neste trabalho como ϵ [67]. A princípio, não há limites máximos ou mínimos para o valor de ϵ , porém, modelos geralmente preveem valores entre 10^{-17} até 10^{-2} . Também, a maior parte dos modelos assumem que o fóton escuro possui massa, cujo valor pode variar da ordem de 10^{-18} eV até a ordem de dezenas de GeV [68].

Uma menor parte dos modelos para os fótons escuros sugere que sua massa é originária de um mecanismo similar ao de Higgs no modelo padrão. Entretanto, para isso, é necessária

a existência de um “bóson de Higgs escuro” que daria origem à massa das partículas do setor escuro [69]. Outra alternativa, considerada na maior parte dos modelos, é o mecanismo de Stueckelberg [70], no qual um novo campo escalar é adicionado à lagrangiana do sistema, de forma que a simetria de gauge é quebrada, sem afetar a renormalizabilidade e unitariedade da teoria. Este mecanismo manifesta-se comumente em diversas teorias além do SM que sugerem a existência de candidatos à matéria escura. Ambos mecanismos são equivalentes no limite em que a massa do bóson de Higgs escuro é muito maior que a massa do fóton escuro. A análise dos fótons escuros estudados neste trabalho é válida caso sua massa seja derivada do mecanismo de Stueckelberg, apesar de sua extensão para modelos em que a massa seja originária do mecanismo de Higgs necessitar pequenas modificações.

A lagrangiana que descreve o sistema composto pelo fóton ordinário e o fóton escuro é dada por [71]:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \frac{m_{DP}^2}{2}B_\mu B^\mu - \frac{\epsilon}{2}A_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (3.1)$$

onde A é o campo associado ao fóton ordinário, B é o campo associado ao fóton escuro, e m_{DP} a massa do fóton escuro.

O último termo da lagrangiana acima mostra o acoplamento cinético entre o fóton ordinário e o fóton escuro. Devido a esse termo, o setor escuro possuiria uma conexão com o modelo padrão, sendo possível observar uma oscilação fóton ordinário \iff fóton escuro. Assim, o fóton escuro seria detectado através de efeitos idênticos aos do fóton ordinário, como o efeito fotoelétrico, Compton, e a produção de pares.

A principal fonte de fótons escuros com massa abaixo de 100 keV seriam estrelas, nas quais a taxa de fótons escuros produzidos pela oscilação de fótons ordinários seria elevada, e dependeria da massa do fóton escuro, e da composição e temperatura das estrelas estudadas [72]. Para massas acima de 1 MeV, a principal fonte de fótons escuros seria a aniquilação de partículas de matéria escura fermiônica que estaria acumulada em poços gravitacionais, como os centros galácticos [73].

As técnicas de detecção dos fótons escuros dependem de sua massa. Para massas menores que $2m_e$, é procurada a absorção do fóton escuro no detector, através de um efeito muito

semelhante ao fotoelétrico do fóton ordinário [69]. Também é possível, para energias da ordem de centenas de keV, a procura através do efeito Compton [74]. Entretanto, para massas maiores que $2m_e$, a probabilidade do fóton escuro ser absorvido no detector é muito baixa, e a técnica de procura mais eficiente passa a ser a detecção de seu decaimento em um par partícula-antipartícula do modelo padrão [75].

Até recentemente, a maior parte dos limites mais restritivos para a constante de acoplamento cinético para massas abaixo de 1 MeV eram derivados de observações astrofísicas, especialmente estudos cosmológicos, estudos sobre o resfriamento do Sol, de estrelas do ramo horizontal, e de gigantes vermelhas. Porém, com o aprimoramento dos experimentos de matéria escura, alguns detectores começam a possuir sensibilidade suficiente para determinar limites mais restritivos do que os de observações astrofísicas. Para massas acima de 1 MeV, os principais limites existentes são provenientes de experimentos em aceleradores de partículas, os quais seriam capazes de produzir fótons escuros com massas maiores. As Figuras 3.1 e 3.2 abaixo mostram limites superiores para a constante de acoplamento cinético para massas do fóton escuro de 10^{-18} eV até 70 GeV.

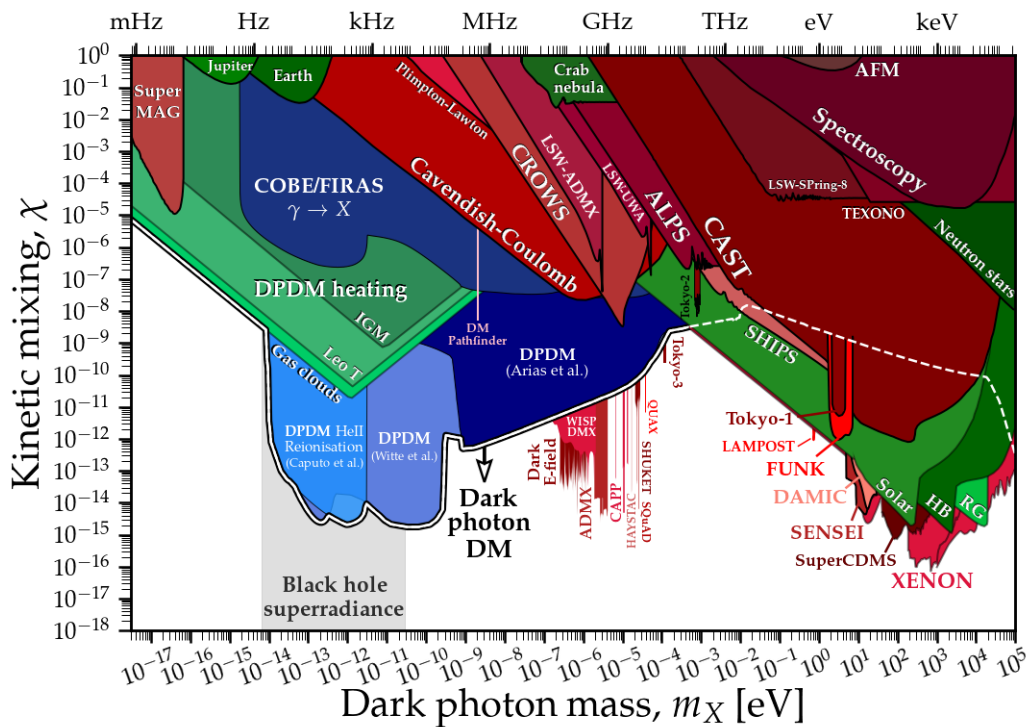


Figura 3.1: Limites superiores obtidos a partir de observações astrofísicas e experimentos para a constante de acoplamento cinético do fóton escuro para massas de até 100 keV [76,77]. Diferentemente do texto, a constante de acoplamento cinético é denominada χ .

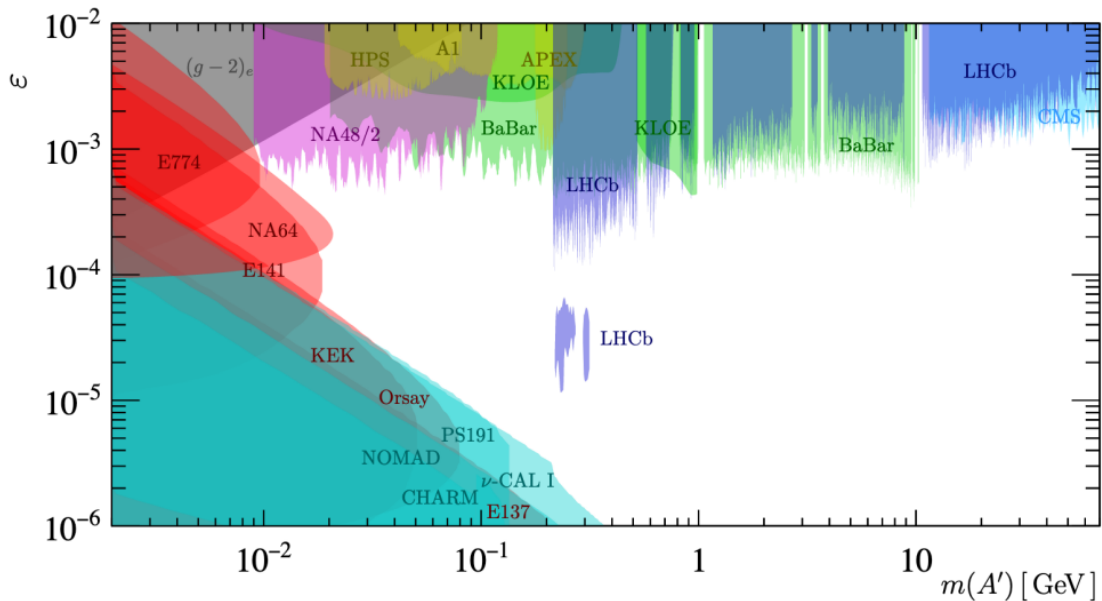


Figura 3.2: Limites superiores obtidos a partir de observações astrofísicas e experimentos para a constante de acoplamento cinético do fóton escuro para massas de 1 MeV até 70 GeV [78].

3.1.1 Fótons escuros gerados pela *inelastic boosted dark matter*

Diversas teorias para a matéria escura sugerem a existência de um setor escuro com mais de um tipo de partícula, as quais poderiam sofrer algum tipo de interação entre elas [79]. Partículas mais pesadas (comumente denominadas χ_0) deveriam compor a maior parte da massa da matéria escura observada no universo, e estariam mais concentradas em regiões de maior densidade, como no centro galáctico. As χ_0 poderiam, então, se aniquilar, produzindo partículas mais leves de matéria escura (denominadas χ_1), as quais sofreriam um *boost* dado pela razão entre as massas da χ_0 e χ_1 , $\gamma_1 = \frac{m_0}{m_1}$. Por essa razão, este modelo é nomeado *Boosted Dark Matter*, ou *BDM*. Nos locais de maior densidade, a taxa de aniquilação seria elevada, gerando um fluxo maior das χ_1 . Na Terra, as principais fontes da *Boosted Dark Matter* seriam o centro da Via Láctea e o Sol [80].

Ao chegar em detectores na Terra, as χ_1 poderiam interagir elasticamente ou inelasticamente com o alvo. Em especial, alguns modelos sugerem que o espalhamento inelástico com elétrons poderia gerar um terceiro tipo de partícula de matéria escura (denominada χ_2), a qual seria mais pesada que a χ_1 e instável, decaindo novamente na χ_1 e no mediador da interação (denominado X), o qual poderia ser um fóton escuro, que posteriormente decairia em um par

elétron-pósitron, caso tenha massa suficiente [81]. Nesta circunstância, as χ_1 são comumente denominadas *Inelastic Boosted Dark Matter*, ou *iBDM*.

Os processos envolvidos neste modelo podem ser resumidos cronologicamente:

$$\chi_0 \chi_0 \longrightarrow \chi_1 \chi_1 \quad (3.2)$$

$$\chi_1 e^- \longrightarrow \chi_2 e^- \quad (3.3)$$

$$\chi_2 \longrightarrow \chi_1 X \quad (3.4)$$

$$X \longrightarrow e^- e^+ \quad (3.5)$$

No detector, seria observado o recuo do elétron espalhado pela χ_1 , bem como o par elétron-pósitron. O comprimento de decaimento da χ_2 e do fóton escuro devem ser da ordem de 10 cm, sendo possível sua detecção no COSINE-100 [81]. Baseado neste modelo e na estrutura dos detectores do COSINE-100, o cenário mais provável de ser observado seria o espalhamento inelástico da χ_1 nos elétrons do cintilador líquido, depositando energia acima de 4 MeV, e o decaimento do fóton escuro nos cristais de NaI(Tl), também depositando energia maior que 4 MeV [82]. A Figura 3.3 abaixo ilustra o modelo descrito, e a interação das partículas no COSINE-100.

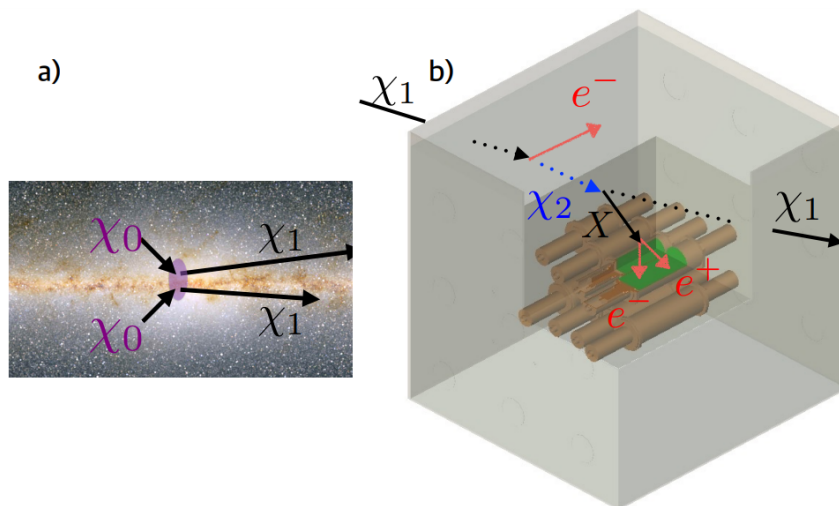


Figura 3.3: Esquema apresentando o modelo da *Inelastic Boosted Dark Matter*, e sua interação no experimento COSINE-100 [82]. (a) Aniquilação das partículas χ_0 , produzindo partículas mais leves χ_1 aceleradas, no centro da Via Láctea. (b) Cenário procurado neste estudo, com espalhamento inelástico da χ_1 no cintilador líquido, e decaimento do fóton escuro em um par elétron-pósitron nos cristais de NaI(Tl).

Este modelo possibilita a detecção de fótons escuros com massas da ordem de até algumas dezenas de MeV, apesar de exigir também a existência da *iBDM*.

Fótons escuros com massa próxima de 17 MeV são particularmente interessantes, devido ao experimento ATOMKI ter detectado um excesso de eventos ao medir a correlação angular entre elétrons e pósitrons provenientes da desexcitação nuclear do ${}^8\text{Be}$ [83], e do ${}^4\text{He}$ [84]. A localização angular e amplitude do excesso de eventos é compatível com a emissão de um bóson com massa próxima de 17 MeV, que seja mediador de uma interação ainda desconhecida, e faça parte do setor escuro. Em decorrência dessa medição, a procura por partículas do setor escuro com estas propriedades está em voga. Particularmente, supondo a validade das observações do ATOMKI, e do modelo da *iBDM*, seria provável que os bósons sejam os mesmos, e sua detecção utilizando o COSINE-100 seria possível.

3.1.2 Fótons escuros solares

Na Terra, a principal fonte de fótons escuros com massa abaixo de 10 keV seria o Sol, através dos mesmos processos que geram fótons ordinários. A taxa de produção dos fótons no interior de um plasma pode ser escrita em função de sua taxa de absorção através da seguinte relação [67]:

$$\Gamma_P = \Gamma_A (e^{-E/T} - 1) \quad (3.6)$$

onde Γ_P é a taxa de produção, Γ_A é a taxa de absorção, E é a energia do fóton, e T é a temperatura local do plasma.

A taxa de produção de fótons no interior do Sol pode ser determinada a partir das opacidades solares, as quais consideram processos como o efeito Bremsstrahlung inverso, Compton, e o fotoelétrico, dependentes da composição e temperatura em função do raio no interior do Sol [67].

A taxa de produção de fótons escuros deve ser o produto da taxa de produção de fótons ordinários pela probabilidade da oscilação ocorrer no interior do Sol, a qual depende do tensor de polarização complexo $\Pi = \Pi_r + i\Pi_i$. É necessário então, diferenciar fótons com polarização longitudinal de fótons com polarização transversal, ocasionando cálculos de seus fluxos na Terra diferentes para cada tipo de polarização [71].

O fluxo diferencial dos fótons escuros com polarização transversal na Terra pode ser calculado a partir de [71]:

$$\frac{d\Phi_T}{dE} = \frac{1}{4\pi a^2} \int_0^{R_\odot} dr \frac{4\pi r^2}{\pi^2} \frac{E \sqrt{E^2 - m_{DP}^2}}{e^{E/T} - 1} \frac{\epsilon^2 m_{DP}^4}{(\omega_P^2 - m_{DP}^2)^2 + E^2 \Gamma_T^2} \Gamma_T \quad (3.7)$$

onde E e m_{DP} são a energia e a massa do fóton escuro, respectivamente; $T = T(r)$ e $\omega_P = \omega_P(r)$ são a temperatura e a frequência de plasma no interior do Sol, respectivamente; e Γ_T é a taxa de produção dos fótons com polarização transversal no Sol, a qual pode ser descrita por:

$$\Gamma_T = \frac{16\pi^2 \alpha^3 \sqrt{2\pi} n_e (n_H g_{ffH} + n_{He} g_{ffHe})}{3\sqrt{3T} m_e^{3/2} E^3} + \frac{8\pi \alpha^2}{3m_e^2} n_e \quad (3.8)$$

onde m_e é a massa do elétron; g_{ffH} e g_{ffHe} são os fatores de Gaunt considerando interações entre íons livres para os núcleos de hidrogênio (prótons) e de hélio, respectivamente, os quais foram obtidos da Ref. [85]; e n_e , n_H e n_{He} são as densidades numéricas de elétrons livres, de núcleos de hidrogênio e de núcleos de hélio no interior do Sol, respectivamente.

O primeiro termo da expressão 3.8 acima, o qual é predominante para baixas energias, relaciona-se com a absorção de fótons no espalhamento de elétrons com prótons (núcleo de hidrogênio) e núcleos de hélio. Já o segundo termo relaciona-se com o espalhamento Compton e/ou Thomson, o qual é predominante para altas energias. Nessa equação, é considerado que o Sol é majoritariamente formado por hidrogênio e hélio, e que todos os átomos estão ionizados, de forma que há apenas elétrons, prótons e núcleos de hélio livres no interior do Sol. Esta aproximação é válida para as energias do fóton escuro de 0.3 keV a 30 keV, as quais foram estudadas neste trabalho. Nas camadas solares mais externas, com $r > 0.9 R_\odot$ e para energias mais baixas do fóton escuro, há uma grande contribuição de átomos não ionizados, sendo necessário também levar em consideração as interações entre elétrons e átomos ligados, íons e elétrons ligados, e elétrons livres e átomos ligados [67]. Dessa maneira, a integral da expressão 3.7 foi calculada até $0.9 R_\odot$, sem grande impacto no fluxo diferencial. A Figura 3.4 mostra o fluxo diferencial para fótons escuros com polarização transversal (termo dentro da integral da expressão 3.7) em função da distância radial no interior do Sol, considerando energia de 2.0 keV, e diferentes massas do fóton escuro.

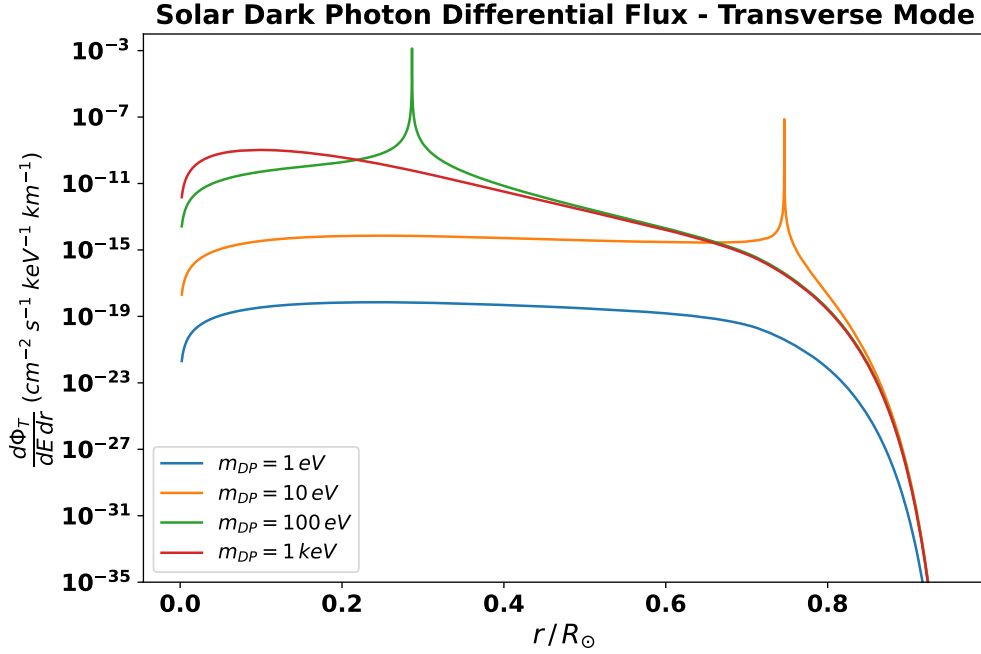


Figura 3.4: Fluxo diferencial no interior do Sol para fótons escuros com polarização transversal, massas de 1 eV, 10 eV, 100 eV e 1 keV, e energia de 2.0 keV.

Nota-se que para fótons escuros com massas intermediárias, há uma região no interior do Sol que gera a maior parte dos fótons escuros. Isto ocorre devido à ressonância existente para $\omega_P = m_{DP}$. O valor de ω_P no interior do Sol é maior próximo ao centro, onde a densidade de elétrons livres n_e é maior, e diminui conforme a distância radial aumenta. Como o valor máximo de ω_P é de aproximadamente 316 eV, para fótons escuros com massa maior que esse valor, não há mais ressonância, e o fluxo cai drasticamente. Além disso, para fótons escuros com massa abaixo de aproximadamente 5 eV, a ressonância ocorre em camadas mais externas, onde o fluxo diferencial é menor, fazendo com que o fluxo gerado nas camadas mais internas seja dominante.

Para fótons escuros com polarização longitudinal, o fluxo diferencial pode ser escrito por uma expressão semelhante [86]:

$$\frac{d\Phi_L}{dE} = \frac{1}{a^2} \int_0^{R_\odot} dr \frac{r^2}{2\pi^2} \frac{E\sqrt{E^2 - m_{DP}^2}}{e^{E/T} - 1} \frac{E^2 \epsilon^2 m_{DP}^2}{(E^2 - \omega_P^2)^2 + E^2 \Gamma_L^2} \Gamma_L \quad (3.9)$$

onde Γ_L é a taxa de produção dos fótons com polarização longitudinal no Sol, a qual, para

energias acima do valor máximo de ω_P no Sol, pode ser descrita por:

$$\Gamma_L = \frac{16\pi^2\alpha^3\sqrt{2\pi}n_e(n_H g_{ffH} + n_{He} g_{ffHe})}{3\sqrt{3T}m_e^{3/2}E^3} + \frac{8\pi\alpha^2 n_e}{3m_e^2} \sqrt{1 - \frac{\omega_P^2}{E^2}} \quad (3.10)$$

Neste caso, porém, verifica-se que a ressonância existe para $\omega_P = E$. Assim, para energias maiores que 316 eV, o fluxo diferencial longitudinal na Terra decresce exponencialmente, podendo ser bem aproximado pela seguinte expressão [86]:

$$\frac{d\Phi_L}{dE} = 5.7 \times 10^{33} \epsilon^2 m_{DP}^2 E^{-4} e^{-E/1.7} \left(1 + \frac{0.002}{(E - 0.28)^{1.8}}\right) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \quad (3.11)$$

onde m_{DP} e E são dados em eV e keV, respectivamente.

Como a energia mínima medida pelos cristais do COSINE-100 é de 1 keV, foi utilizada a expressão 3.11 acima para calcular o fluxo longitudinal de fótons escuros na Terra, e as expressões 3.7 e 3.8 para calcular o fluxo transversal na Terra. Para o Sol, foi considerado o modelo *AGSS09ph* [87,88], de onde foram retirados os dados de sua temperatura, densidade de prótons, densidade de núcleos de hélio, densidade de elétrons livres e frequência de plasma em função da distância radial. A Figura 3.5 abaixo mostra o fluxo de fótons escuros solares com polarização longitudinal para energias de 1 eV até 20 keV, de acordo com as expressões 3.9 e 3.10, e de acordo com a expressão analítica 3.11.

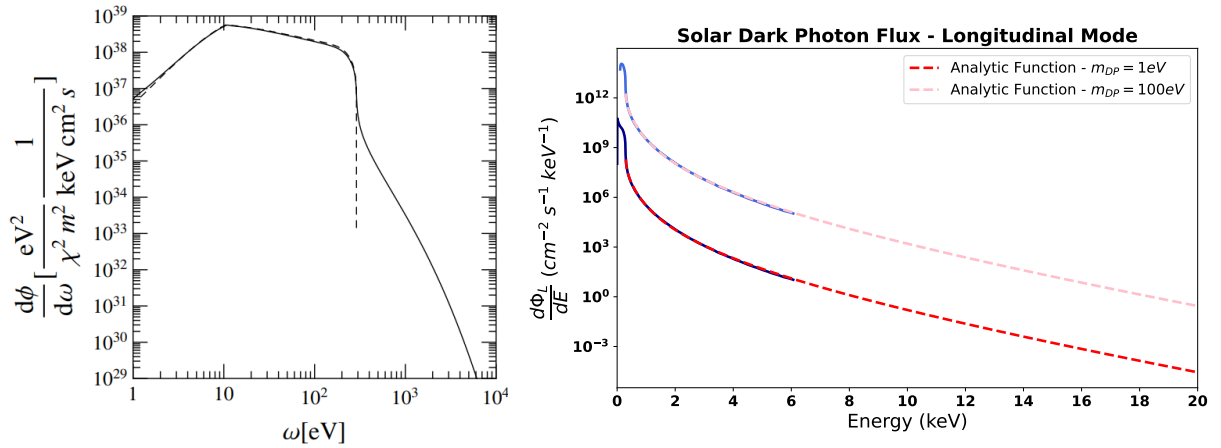


Figura 3.5: Fluxo na Terra de fótons escuros com polarização longitudinal. À esquerda, fluxo calculado sem aproximação a partir das expressões 3.9 e 3.10 [86]. À direita, fluxo considerando fótons escuros com massas de 1 eV e 100 eV, e constante de acoplamento cinético igual a 10^{-14} . As linhas cheias representam os fluxos mostrados como referência no gráfico à esquerda, e as linhas tracejadas a função analítica 3.11 para energias de 0.3 keV até 20 keV.

É possível notar, da Figura 3.5 acima, que a expressão analítica representa muito bem o fluxo de fótons escuros para energias de 0.3 keV até 6 keV. Acima de 6 keV, o fluxo é bem menor que para energias mais baixas, de forma que o uso da expressão analítica neste estudo é suficiente.

Foram calculados os fluxos na Terra de fótons escuros com polarização longitudinal e transversal para massas de 1 eV a 10 keV, como segue na Figura 3.6 abaixo.

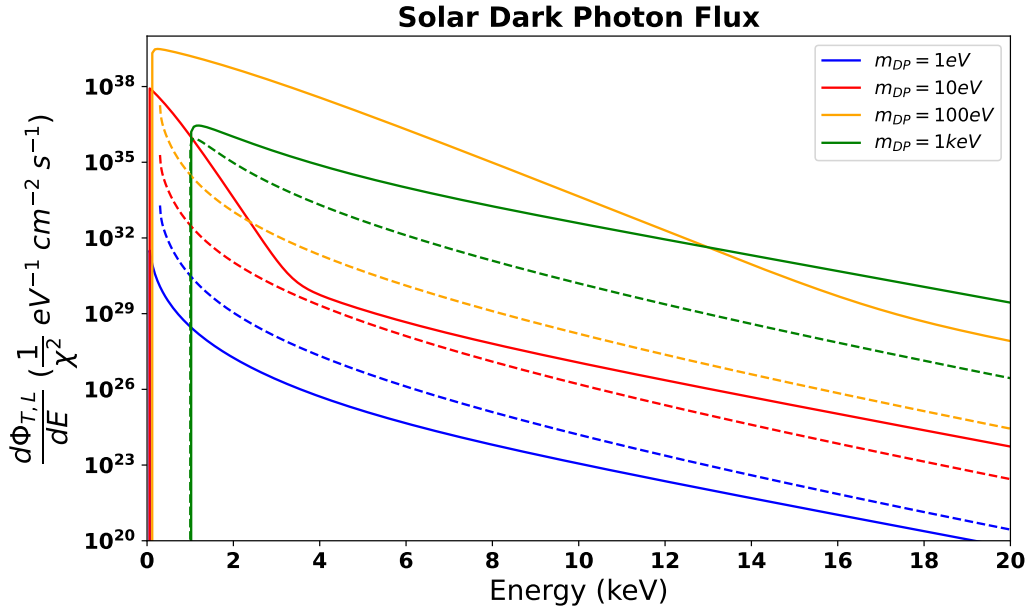


Figura 3.6: Fluxos de fótons escuros na Terra com polarização longitudinal (linhas tracejadas) e transversal (linhas cheias), para massas de 1 eV (em verde), 10 eV (em vermelho), 100 eV (em amarelo), e 1 keV (em azul).

Para massas abaixo de cerca de 5 eV, o fluxo decorrente de fótons escuros com polarização longitudinal é maior do que o fluxo decorrente de fótons escuros com polarização transversal, sendo mais importantes no estudo para baixas massas. Entretanto, para massas acima de 5 eV, o fluxo de fótons escuros com polarização transversal é predominante.

3.2 Áxions

Um dos principais pontos ainda não solucionados do modelo padrão é a conservação da simetria CP na interação forte. Apesar da Lagrangiana que descreve a QCD (*Quantum ChromoDynamics*) possuir termos que poderiam violar a simetria CP, nenhum fenômeno que a viole foi observado até o momento. Também, caso o termo $\bar{\theta}$, o qual está relacionado com tal violação e, a princípio, poderia tomar qualquer valor entre 0 e 2π , não seja nulo, o nêutron deveria apresentar um momento de dipolo elétrico (d_n) também não nulo. O limite superior mais restritivo determinado experimentalmente afirma que $|d_n| < 1.8 \times 10^{-26} \text{ e cm}$, exigindo também que $\bar{\theta} < 3.5 \times 10^{-11}$ [24]. Não há, todavia, nenhum motivo aparente exigindo que o valor de $\bar{\theta}$ seja tão pequeno, e talvez nulo.

Uma solução deste problema, apresentada em 1977 por Robert Peccei e Helen Quinn [89], propõe a existência de uma nova simetria chiral global $U(1)$ no modelo padrão, denominada simetria Peccei-Quinn (PQ), a qual seria espontaneamente quebrada em baixas energias. Ao considerá-la na QCD, os termos relativos à violação da simetria CP somem, e a existência de um novo bóson pseudo-escalar, denominado áxion, é sugerida. O áxion teria as propriedades necessárias para ser considerado matéria escura, sendo um dos principais candidatos.

Apesar da massa prevista para o áxion ser da ordem de centenas de keV no modelo original, inúmeros experimentos e observações astrofísicas excluem a possibilidade do áxion possuir uma massa tão alta. Entretanto, modificações no modelo original sugerem cenários em que os áxions são leves (com massa de no máximo alguns keV), possuem grande meia-vida, e interagem fracamente com as partículas do modelo padrão. Tais áxions são denominados áxions invisíveis. As duas principais teorias para áxions invisíveis são a KSVZ (Kim-Shifman-Vainshtein-Zakharov) [90], e a DFSZ (Dine-Fischler-Srednicki-Zhitnisky) [91].

Áxions poderiam acoplar com núcleons, fótons ou elétrons, entretanto, no modelo KSVZ, os áxions não interagiriam com léptons em nível de árvore. Por esse motivo, áxions desse modelo também são chamados de áxions hadrônicos. Já no modelo DFSZ, os áxions são denominados não hadrônicos, e podem interagir com léptons em nível de árvore, aumentando a variedade de processos que poderiam gerá-los. Vários experimentos e observações astrofísicas procuram pelos áxions através de seu acoplamento com núcleons (g_{an}), com fótons ($g_{a\gamma\gamma}$), e com elétrons (g_{ae}).

3.2.1 Acoplamento áxion-núcleon

O principal método utilizado para detectar o acoplamento entre áxions e núcleons é através do decaimento do primeiro estado excitado do núcleo de ^{57}Fe , o qual libera energia de 14.4 keV. Caso haja um acoplamento entre áxions e núcleons, parte dos núcleos de ^{57}Fe emitiriam um áxion com energia de 14.4 keV. Tal processo ocorreria em larga escala no Sol, de forma que os principais limites para a constante de acoplamento g_{an} são provenientes de observações da perda de energia solar, ou da detecção direta dos áxions oriundos do Sol [92]. A Figura 3.7 abaixo mostra os principais limites já obtidos para a constante de acoplamento g_{an} .

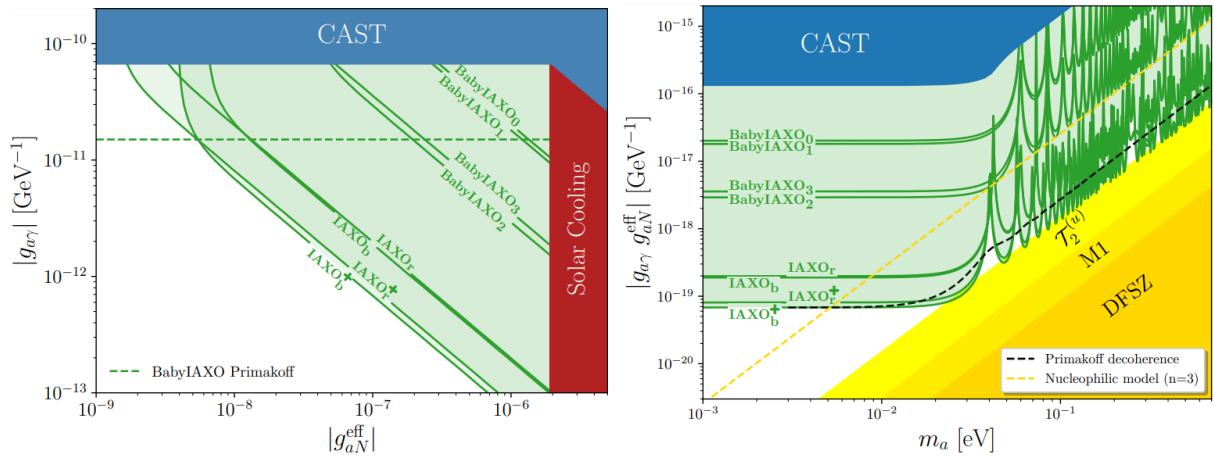


Figura 3.7: Limites superiores obtidos a partir de observações da perda de energia solar, bem como de experimentos de detecção direta no espaço dos parâmetros $g_{a\gamma\gamma}$ vs g_{aN} (à esquerda), e no espaço de parâmetros $g_{a\gamma\gamma} g_{aN}$ vs m_a (à direita). Os limites em verde são projeções de experimentos ainda em construção [93].

Como os áxions produzidos no Sol na região de energia de 14.4 keV não seriam originados apenas do acoplamento com núcleons, mas também de processos envolvendo os acoplamentos com fótons e elétrons, é necessário calcular os limites superiores em um espaço de parâmetros que considere mais de um tipo de acoplamento. Além disso, a detecção direta dos áxions ocorre considerando seu acoplamento com fótons e/ou elétrons, reforçando ainda mais a necessidade em considerar acoplamentos além do com núcleons.

3.2.2 Acoplamento áxion-fóton

Na procura pelo acoplamento áxion-fóton, os experimentos comumente utilizam o efeito Primakoff, onde um fóton real interagiria com um fóton virtual, gerando um áxion. No caso do efeito Primakoff inverso, um áxion interagiria com um fóton virtual, gerando um fóton real. Nos haloscópios, um forte campo magnético é aplicado, de forma que áxions presentes no detector possam interagir com fótons virtuais do campo magnético, gerando fótons reais. Estes fótons seriam então detectados, e sua frequência indicaria o valor da constante de acoplamento $g_{a\gamma\gamma}$ e a massa do áxion [94]. Como o principal objetivo dos haloscópios é medir áxions que possam ser matéria escura fria, a energia esperada dos fótons gerados deve ser de no máximo alguns eV.

Áxions também podem ser produzidos no Sol através do efeito Primakoff, devido à alta temperatura e campos eletromagnéticos em seu interior. Ainda, áxions poderiam ser produzidos

no Sol através da fotocoalescência, onde a interação entre dois fótons daria origem a um áxion. O processo inverso, onde áxions decaem em um par de fótons também poderia ocorrer e ser detectado. Entretanto, o fluxo de áxions produzidos pelo efeito Primakoff é algumas ordens de grandeza maior do que o fluxo produzido por fotocoalescência. Nos helioscópios, é utilizado o mesmo princípio de detecção dos haloscópios, porém, como seu objetivo é medir áxions solares, a energia do fóton gerado será maior, em geral, da ordem de eV até keV [95]. A Figura 3.8 abaixo mostra os limites superiores obtidos de diversas observações astrofísicas e experimentos que procuram pela constante de acoplamento $g_{a\gamma\gamma}$.

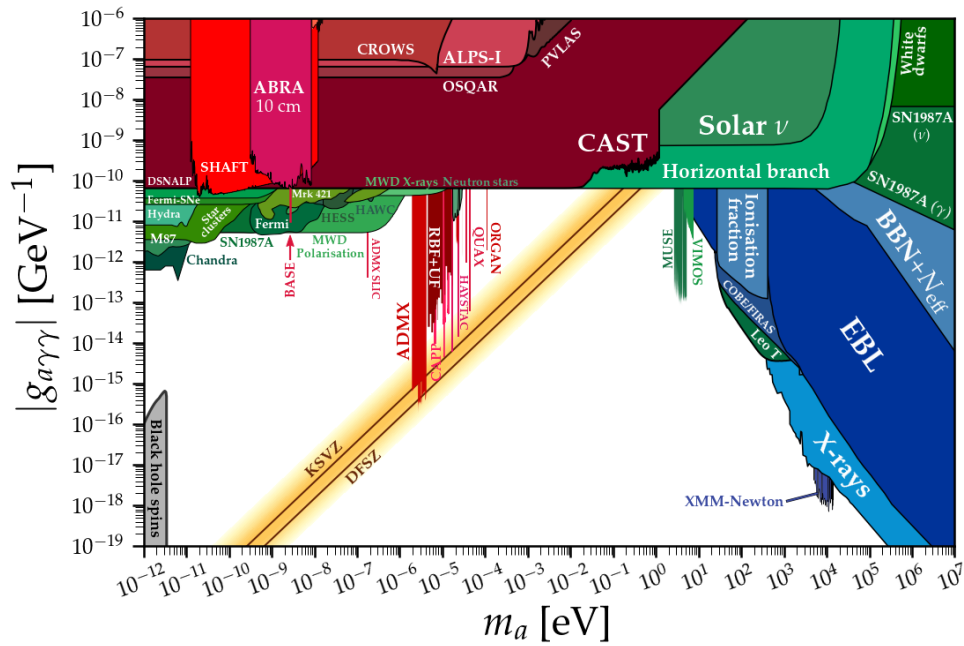


Figura 3.8: Limites superiores obtidos a partir de observações astrofísicas e experimentos para a constante de acoplamento áxion-fóton [76].

3.2.3 Acoplamento áxion-elétron

O acoplamento entre áxions e elétrons possibilita a produção de áxions por diferentes mecanismos, como o efeito Compton de fótons com elétrons, e o efeito Bremsstrahlung em elétrons. Nos modelos hadrônicos, a constante de acoplamento g_{ae} é cerca de 3 ordens de magnitude menor que a constante $g_{a\gamma\gamma}$, de forma que os principais processos de produção dos áxions nesse caso são devido ao seu acoplamento com fótons. Porém, nos modelos não hadrônicos, g_{ae} e $g_{a\gamma\gamma}$ possuem valores semelhantes, e os principais mecanismos de produção de áxions são devido ao acoplamento com elétrons [96].

A maior parte dos experimentos que procuram pelos áxions de maneira direta, como o XENON1T, o LUX, e o COSINE-100, se baseiam no efeito áxio-elétrico, o qual é muito semelhante e proporcional ao efeito fotoelétrico. Assim, é inevitável levar em consideração o acoplamento com elétrons, independentemente dos processos considerados na produção dos áxions. Porém, caso sejam considerados modelos não hadrônicos, é razoável isolar g_{ae} dos outros tipos de acoplamento. A Figura 3.9 abaixo mostra limites superiores, determinados a partir de experimentos e observações astrofísicas, para g_{ae} .

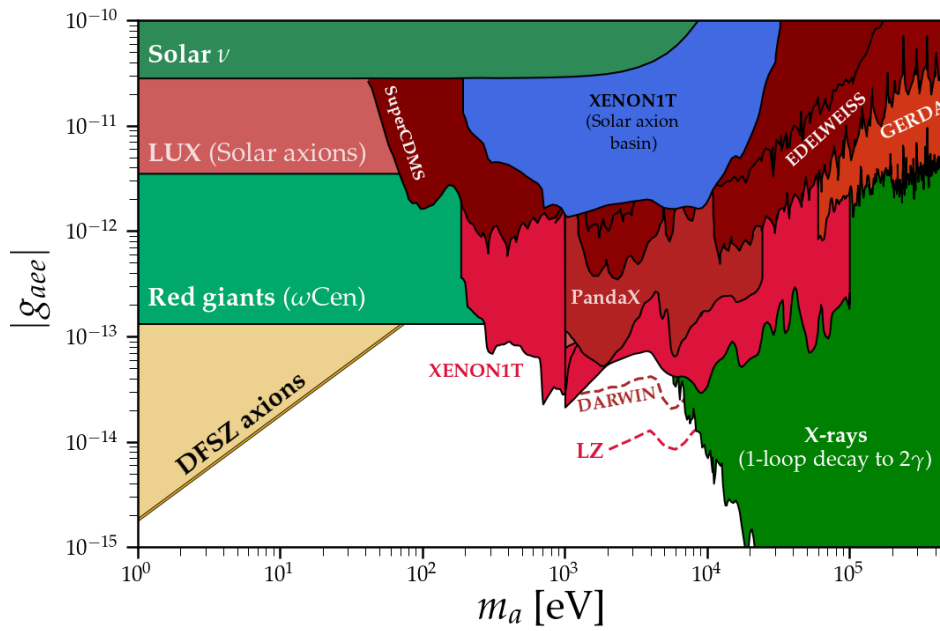


Figura 3.9: Limites superiores obtidos a partir de observações astrofísicas e experimentos para a constante de acoplamento áxion-elétron [76].

3.2.4 Áxions solares DFSZ e KSVZ

Estrelas seriam uma das principais fontes de áxions no universo, e muitos dos limites superiores mais restritivos para as constantes de acoplamento entre áxions e núcleons, fótons ou elétrons são derivados de observações estelares. Na Terra, a principal fonte de áxions seria o Sol, podendo ser gerados por diferentes mecanismos, os quais incluem o acoplamento dos áxions com elétrons, fótons e núcleons. Considerando o acoplamento com elétrons, os processos de geração de áxions são denominados ABC, os quais incluem produção de áxions por áxio-Bremsstrahlung nas colisões elétron-íon ($e^- + I \rightarrow e^- + I + a$) e elétron-elétron ($e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + a$), por Compton ($\gamma + e^- \rightarrow e^- + a$), desexcitação eletrônica por

áxions ($I^* \rightarrow I + a$), e recombinação por áxions ($e^- + I \rightarrow I^- + a$) [97]. Considerando o acoplamento com fótons, os processos de geração de áxions seriam os já citados efeito Primakoff e a fotocoalescência. Entretanto, como o fluxo de áxions gerados pelo efeito Primakoff é muito maior do que pela fotocoalescência, em geral, esta não é considerada nos cálculos. Considerando o acoplamento com núcleons, o principal processo de geração de áxions seria a desexcitação nuclear do nível de energia de 14.4 keV do ^{57}Fe presente no Sol, como também já citada.

No modelo DFSZ, ou em outros modelos não hadrônicos, a produção de áxions pelos processos ABC é dominante. Em contrapartida, no modelo KSVZ, ou em outros modelos hadrônicos, a produção de áxions pelo efeito Primakoff é dominante. Assim, é possível tratar ambos casos separadamente. No caso deste trabalho, diferentemente dos estudos com helioscópios, a detecção de áxions com o COSINE-100 se daria a partir do efeito axio-elétrico nos cristais de NaI(Tl), o qual depende apenas do acoplamento com elétrons. A constante g_{ae} para áxions DFSZ é proporcional a $\cos^2\beta$, onde $\cot\beta$ é a razão entre os valores esperados do vácuo dos dois Higgs do modelo [98]. É possível então, como foi realizado neste trabalho, considerar apenas o acoplamento com elétrons, com maior sensibilidade para modelos não hadrônicos.

Os fluxos de áxions na Terra, considerando que sua distância ao Sol é $r = a = 1.496 \times 10^{11}$ m, gerados pelo efeito Compton, Bremsstrahlung e Primakoff podem ser descritos pelas seguintes fórmulas analíticas, respectivamente [99]:

$$\frac{d\Phi_C}{dE} = 4.2 \times 10^{44} g_{ae}^2 E^{2.987} e^{-0.776 E} \quad (3.12)$$

$$\frac{d\Phi_B}{dE} = 8.3 \times 10^{46} g_{ae}^2 \frac{E}{1 + 0.667 E^{1.278}} e^{-0.77 E} \quad (3.13)$$

$$\frac{d\Phi_P}{dE} = 2 \times 10^{42} g_{a\gamma\gamma}^2 E^{2.45} e^{-0.829 E} \quad (3.14)$$

onde E é a energia dos áxions. Estas fórmulas fornecem os fluxos em unidades de $m^{-1} \text{ano}^{-1} \text{keV}^{-1}$.

Para os fluxos gerados pela desexcitação eletrônica e recombinação, não é possível obter fórmulas analíticas, já que dependem da estrutura atômica e nuclear dos elementos presentes

no Sol. Porém, áxions solares nos cristais de NaI(Tl) do COSINE-100 já foram estudados pela colaboração, e os fluxos gerados por estes dois processos calculados, tendo sido usados neste trabalho [100]. A Figura 3.10 abaixo mostra o fluxo de áxions solares na Terra proveniente de cada um dos processos citados.

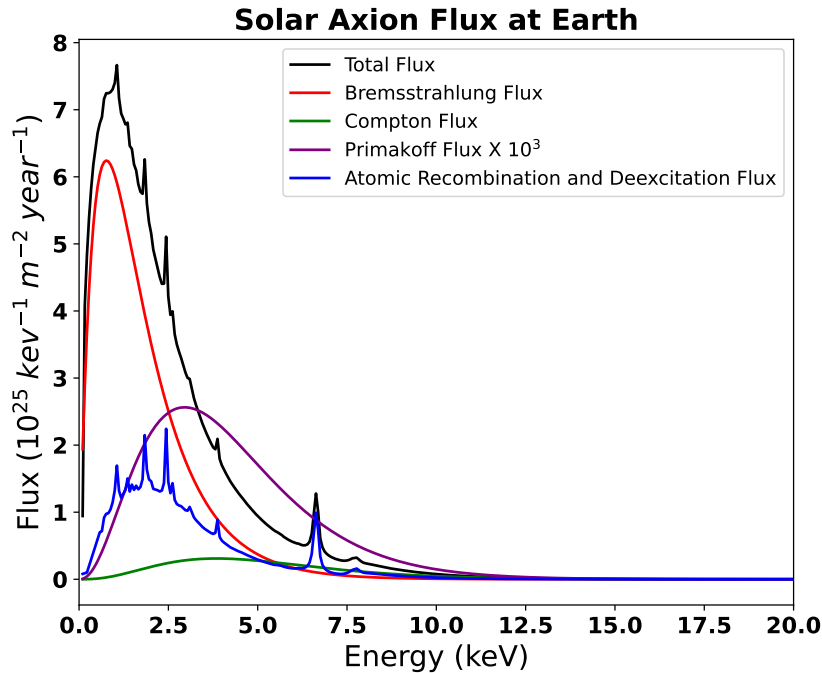


Figura 3.10: Fluxo de áxions solares na Terra considerando os processos áxio-Bremsstrahlung (em vermelho), Compton (em verde), Primakoff (em roxo), e recombinação e desexcitação eletrônica por áxions (em azul). Foram considerados $g_{ae} = 5.11 \times 10^{-11}$, $m_a = 0.01 \text{ eV}$, e $g_{a\gamma\gamma} = 1.02 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$, valores típicos para áxions de modelos não hadrônicos. O fluxo devido ao efeito Primakoff foi multiplicado por 10^3 para melhor visualização, e não foi utilizado no cálculo do fluxo total (em preto).

Os picos observados no fluxo de áxions são decorrentes das energias de ligação eletrônicas e nucleares dos elementos presentes no Sol. Nessas energias, há uma ressonância, de forma que a produção de áxions seja favorecida para os processos de desexcitação e recombinação. Entretanto, como será mostrado na Seção 5.2, devido à resolução em energia dos cristais de NaI(Tl), tais ressonâncias serão convoluídas no espectro. Além disso, o fluxo de áxions na Terra praticamente não é alterado para massas do áxion entre alguns meV e centenas de eV, dependendo apenas da constante g_{ae} .

3.2.5 Áxions solares de Kaluza-Klein

A teoria de Kaluza-Klein faz parte do conjunto de modelos que sugere a existência de dimensões extras além das quatro que compõem o espaço-tempo. Sua popularidade se baseia principalmente na possibilidade de solucionar o problema da hierarquia existente no modelo padrão [101]. Na teoria de Kaluza-Klein, partículas leves com massas da ordem de eV até keV, como os áxions, poderiam propagar nas dimensões extras, e serem observadas nas quatro dimensões convencionais em estados de massa diferentes. Ou seja, uma mesma partícula poderia ser observada com valores de massa distintos devido ao seu movimento nas dimensões extras. Tais valores de massa seriam quantizados, e dependentes do número de dimensões extras n . O caso para $n = 1$ é descartado, pois geraria distorções gravitacionais em escala macroscópica, porém, a condição em que $n = 2$ é possível, e acarretaria em uma separação entre os valores de massa de 1 eV [102].

Um dos principais problemas em aberto na física solar é o aquecimento excessivo da coroa solar, a camada mais externa da atmosfera solar. Esta região do Sol possui uma temperatura cerca de 300 vezes maior que a superfície solar, e cerca de 100 vezes maior que a cromosfera, a camada logo abaixo da coroa. O aumento da temperatura entre estas duas camadas acontece muito rapidamente, e não é explicado, até o momento, por processos termodinâmicos [103]. Nos modelos hadrônicos, onde a constante $g_{a\gamma\gamma}$ é muito maior que g_{ae} , e os principais processos de produção de áxions solares são o efeito Primakoff e a fotocoalescência, a propagação de áxions em dimensões extras poderia solucionar o problema do aquecimento da coroa solar [104]. Devido às diferentes massas possíveis neste modelo, parte dos áxions solares seriam gerados com velocidades menores que a velocidade de escape, e estariam presos no poço gravitacional solar. Devido ao seu acoplamento com fótons, eles decairiam, eventualmente, em um par de fótons ($a \rightarrow \gamma\gamma$), com tempo médio dado por [104]:

$$\tau_a = \frac{64 \pi}{g_{a\gamma\gamma}^2 m_a^3} \quad (3.15)$$

Parte dos áxions estaria em órbitas próximas à região da coroa solar, e os fótons provenientes de seu decaimento possuiriam energias próximas dos raios-X observados na coroa solar,

podendo aquecê-la até as temperaturas observadas.

Devido ao acúmulo dos áxions de Kaluza-Klein em órbitas ao redor do Sol desde o início do sistema solar, parte desses áxions estaria em órbitas que cruzam a Terra, e poderiam decair dentro de detectores. A Figura 3.11 abaixo mostra a densidade numérica esperada dos áxions solares de Kaluza-Klein gravitacionalmente ligados, em função da distância ao Sol.

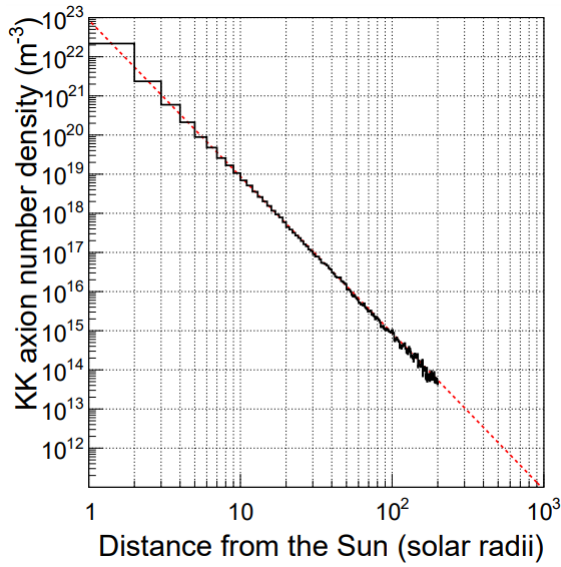


Figura 3.11: Densidade numérica dos áxions solares de Kaluza-Klein gravitacionalmente presos em função da distância do Sol, considerando $g_{a\gamma\gamma} = 9.2 \times 10^{-14} \text{ GeV}^{-1}$. Em vermelho, foi ajustada uma função proporcional à r^{-4} [102].

A distância entre o Sol e a Terra é, em média, $r = a = 214.84 R_{\odot}$, implicando em uma densidade numérica de $n_0 = 4.07 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, segundo a Figura 3.11. Usualmente, experimentos que procuram pelos áxions solares de Kaluza-Klein tentam determinar os valores da constante $g_{a\gamma\gamma}$ e da densidade numérica n_0 .

Os áxions gravitacionalmente ligados ao Sol devem ser não relativísticos, e sua energia cinética muito menor do que sua massa. Logo, a soma das energias dos fótons liberados em seu decaimento devem ser iguais à sua massa. É importante então, determinar a distribuição de massa (ou espectro de massa) dos áxions presentes na Terra. Esta distribuição pode ser bem descrita por uma expressão do tipo $f(x) = a x^b e^{-cx}$, onde $a = 0.029$, $b = 3.277$, $c = 0.723$, e x representa a massa do áxion, como segue na Figura 3.12 abaixo.

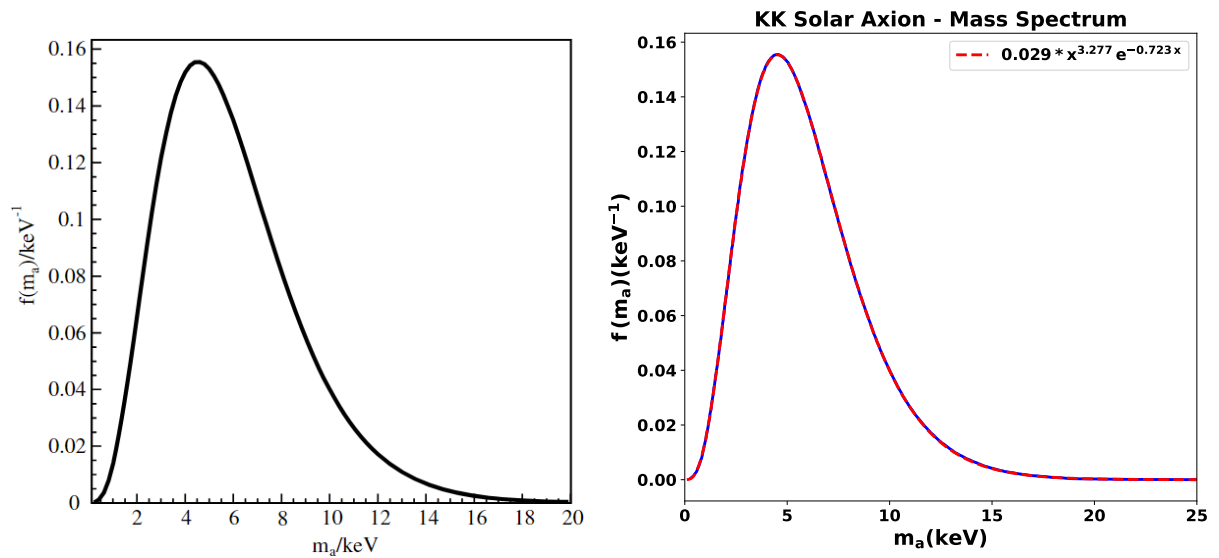


Figura 3.12: Espectro de massa dos áxions solares de Kaluza-Klein na localização da Terra, considerando $g_{a\gamma\gamma} = 9.2 \times 10^{14} \text{ GeV}^{-1}$ e $n_0 = 10^{14} \text{ m}^{-3}$. À esquerda, espectro de massa retirado de [105]. À direita, o mesmo espectro de massa (em azul) com o ajuste da função $f(x) = 0.029 x^{3.277} e^{-0.723x}$ (em vermelho).

A maior parte dos áxions presentes na Terra possui massa por volta de 5 keV. No entanto, de acordo com a expressão 3.15 acima, áxions com massa maior decaem mais rapidamente do que os de massa menor, fazendo com que a média do espectro em energia dos áxions medidos no detector seja maior do que a média do espectro de massa, como será mostrado na Seção 5.5.

3.3 Modulação anual na taxa de eventos gerada pela matéria escura solar

Uma das maneiras de detectar a matéria escura proveniente do Sol é procurando por uma modulação anual na taxa de eventos medida pelo detector. Como a procura direta por um excesso de eventos gerados pela matéria escura solar é um método de procura mais sensível, nenhum experimento havia utilizado, até o momento, a procura pela modulação anual em seus estudos da matéria escura solar. Entretanto, o modelo da modulação anual gerada pela matéria escura solar possui a mesma vantagem da modulação anual gerada pelos WIMPs, ser independente da natureza da interação das partículas de matéria escura com o detector. Com a evolução dos detectores, a sensibilidade é melhorada devido à redução do fundo, melhora na eficiência,

aumento do volume e massa, redução da energia mínima de detecção e aumento do tempo de tomada de dados. Logo, a procura pela modulação anual gerada pela matéria escura solar começa a ser possível em detectores mais modernos que já possuem alguns anos de dados.

A modulação anual esperada para a matéria escura solar ocorre devido à órbita elíptica da Terra. Caso o Sol produza e emita partículas de matéria escura, o fluxo esperado dessas partículas na Terra deve ser maior quando esta encontra-se no periélio, e menor quando encontra-se no afélio. Durante o ano, como há uma variação da distância entre o Sol e a Terra, o fluxo também deve variar da mesma maneira, acarretando em uma modulação anual na taxa de eventos medida. A Figura 3.13 abaixo apresenta um esquema deste modelo da modulação anual.

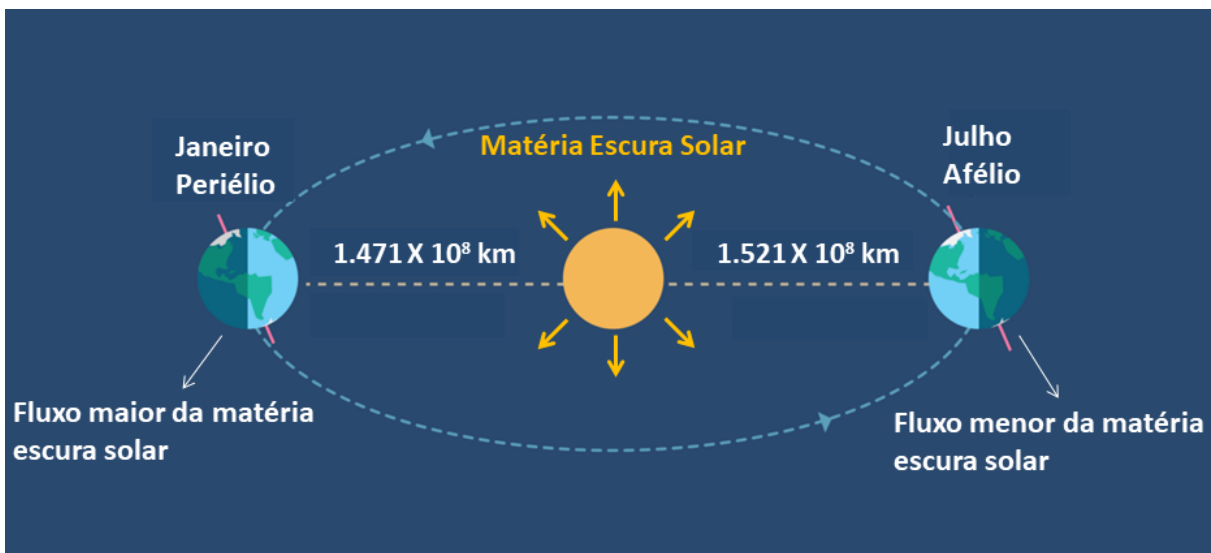


Figura 3.13: Esquema ilustrando a modulação anual na taxa de eventos gerada pela matéria escura solar [106].

O fluxo da matéria escura solar na Terra é inversamente proporcional à área da casca esférica com centro no Sol que passa pela Terra. Esta área é dada por $A = 4\pi d^2$, onde d é a distância entre o Sol e a Terra. Como a taxa de eventos no detector é diretamente proporcional ao fluxo, tem-se $R \propto d^{-2}$, onde R é a taxa de eventos no detector.

A distância entre a Terra e o Sol pode ser descrita pela seguinte expressão [102]:

$$d(t) = a \left(1 - e \cos \frac{2\pi(t - t_0)}{T} \right) \quad (3.16)$$

onde $a = 1.496 \times 10^{11}$ m é o semi-eixo maior da órbita terrestre, $e = 0.0167$ é sua excentricidade, t_0 relaciona-se com o dia em que a Terra se encontra no periélio (a data exata varia

levemente de ano para ano, porém, em média, o periélio ocorre no dia 3 de janeiro), e T é o período de um ano.

Dessa maneira, pode-se escrever, para a taxa de eventos:

$$R = C \times d^{-2} \quad (3.17)$$

$$R = \frac{C}{a^2} \left(1 - e \cos \frac{2\pi(t - t_0)}{T} \right)^{-2} \quad (3.18)$$

onde C é uma constante de proporcionalidade.

Como $e \cos \frac{2\pi(t-t_0)}{T} \ll 1$, pode-se escrever $(1 - e \cos \frac{2\pi(t-t_0)}{T})^{-2} = (1 - \alpha)^{-2}$, e expandir este termo ao redor de $\alpha = 0$. Dessa maneira, expandindo em Taylor até segunda ordem, tem-se:

$$(1 - \alpha)^{-2} \approx 1 + 2\alpha + 3\alpha^2 \quad (3.19)$$

Logo, para a taxa de eventos:

$$R \approx \frac{C}{a^2} \left(1 + 2e \cos \frac{2\pi(t - t_0)}{T} + 3e^2 \cos^2 \frac{2\pi(t - t_0)}{T} \right) \quad (3.20)$$

$$R \approx \frac{C}{a^2} + \frac{2eC}{a^2} \left(\cos \frac{2\pi(t - t_0)}{T} + \frac{3}{2}e \cos^2 \frac{2\pi(t - t_0)}{T} \right) \quad (3.21)$$

Como $\frac{C}{a^2}$ é a taxa de eventos quando a distância entre a Terra e Sol é $d = a$, definindo $R_{med} = \frac{C}{a^2}$, tem-se:

$$R \approx R_{med} + 2eR_{med} \left(\cos \frac{2\pi(t - t_0)}{T} + \frac{3}{2}e \cos^2 \frac{2\pi(t - t_0)}{T} \right) \quad (3.22)$$

Assim, a modulação anual na taxa de eventos esperada possui a forma $A \left(\cos \frac{2\pi(t-t_0)}{T} + \frac{3}{2}e \cos^2 \frac{2\pi(t-t_0)}{T} \right)$, onde A é a amplitude, cujo módulo deve ser 3.34% do valor de R_{med} .

No caso dos áxions solares de Kaluza-Klein, como já citado, as partículas estariam gravitacionalmente ligadas ao Sol, de forma que a proporcionalidade da taxa de eventos esperada

com a distância d seja dependente da densidade numérica dos áxions na localização da Terra. Como esta densidade é proporcional a d^{-4} , como mostrado na Figura 3.11 tem-se $R \propto d^{-4}$. Dessa forma, seguindo o mesmo procedimento do caso em que $R \propto d^{-2}$:

$$(1 - \alpha)^{-4} \approx 1 + 4\alpha + 10\alpha^2 \quad (3.23)$$

Logo, para a taxa de eventos:

$$R \approx \frac{C}{a^4} \left(1 + 4e \cos \frac{2\pi(t - t_0)}{T} + 10e^2 \cos^2 \frac{2\pi(t - t_0)}{T} \right) \quad (3.24)$$

$$R \approx \frac{C}{a^4} + \frac{4eC}{a^4} \left(\cos \frac{2\pi(t - t_0)}{T} + \frac{5}{2}e \cos^2 \frac{2\pi(t - t_0)}{T} \right) \quad (3.25)$$

$$R \approx R_{med} + 4e R_{med} \left(\cos \frac{2\pi(t - t_0)}{T} + \frac{5}{2}e \cos^2 \frac{2\pi(t - t_0)}{T} \right) \quad (3.26)$$

Assim, para o modelo dos áxions solares de Kaluza-Klein, a modulação anual na taxa de eventos esperada possui a forma $A \left(\cos \frac{2\pi(t-t_0)}{T} + \frac{5}{2}e \cos^2 \frac{2\pi(t-t_0)}{T} \right)$, onde A é a amplitude, cujo módulo deve ser 6.68% do valor de R_{med} .

O valor de R_{med} depende dos parâmetros de cada modelo considerado, ou seja, depende da massa do fóton escuro ou do áxion, bem como da constante de acoplamento cinético, da constante de acoplamento axio-elétrico, ou da constante de acoplamento entre áxions e dois fótons. A partir da amplitude da modulação observada, seria possível determinar os parâmetros do modelo adotado.

Capítulo 4

Experimento COSINE-100

O experimento COSINE-100 está localizado no túnel A5 no laboratório subterrâneo de *YangYang* (Y2L), na Coreia do Sul. A montanha acima do laboratório é o Monte *Jumbong*, no qual localiza-se a usina hidrelétrica de *YangYang*. A menor distância entre a superfície e o laboratório subterrâneo é de 700 m. O uso de laboratórios subterrâneos para experimentos de detecção direta de matéria escura é essencial, já que raios cósmicos, especialmente múons, geram fundos nos detectores. Assim, a montanha acima do laboratório funciona como uma blindagem natural a esse tipo de fundo. No caso do COSINE-100, o fluxo de múons é de cerca de 330 múons/m²/dia, enquanto na superfície, o fluxo é de cerca de 136 múons/m²/s [107].

Vários parâmetros ambientais no laboratório são controlados a fim de garantir o bom funcionamento do experimento. A temperatura é mantida entre 22 °C e 25 °C por um sistema de ar condicionado, filtros de ar garantem que o nível de radônio e partículas de poeira no ar são baixos, e a umidade relativa é mantida próxima de 40% utilizando 2 desumidificadores na sala do experimento [108].

Os principais detectores do COSINE-100 são 8 cristais de NaI(Tl) ultra puros, totalizando 106 kg, os quais estão submersos em 2200 L de cintilador líquido. Este, por sua vez, é envolvido por blindagens feitas de cobre e chumbo, as quais são circundadas por cintiladores plásticos. O cintilador líquido e os cintiladores plásticos funcionam como blindagens ativas, já que têm a capacidade de detectar fundos presentes no detector. As caixas de cobre e chumbo funcionam como blindagens passivas, e reduzem os fundos externos que chegam aos cristais. A Figura 4.1 abaixo mostra uma foto do experimento montado.

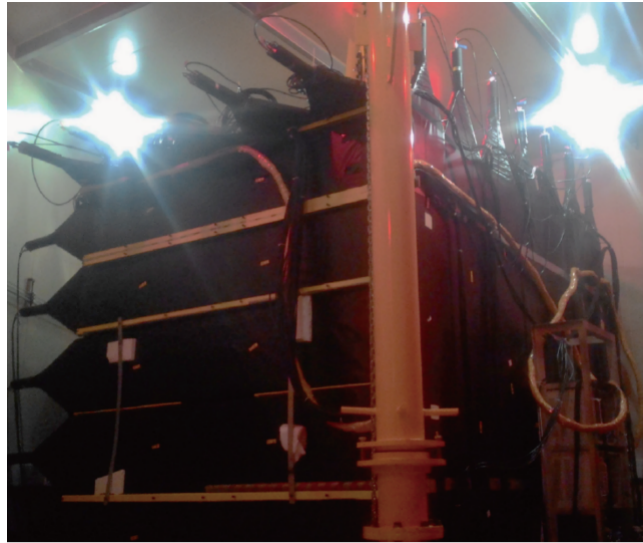


Figura 4.1: Fotografia do experimento COSINE-100 montado [107].

Na seção a seguir, são discutidos em maior detalhe cada um dos componentes do experimento.

4.1 Componentes do experimento

4.1.1 Cristais de NaI(Tl)

Os 8 cristais estão presos sobre uma mesa de acrílico, e dispostos em duas fileiras de 4 cristais. Os cristais foram desenvolvidos em cooperação com a *Alpha Spectra Inc.* Após a confecção, os cristais foram encapsulados em tubos livres de oxigênio, e em suas extremidades fixadas janelas de quartzo, nas quais são acopladas fotomultiplicadoras R12669SEL da *Hamamatsu Photonics*. Todos os cristais possuem formato cilíndrico, e suas dimensões e massas são apresentadas na Tabela 4.1 abaixo.

	Massa (kg)	Dimensões (polegadas Diâmetro X Comprimento)
Cristal 1	8.3	5.0 x 7.0
Cristal 2	9.2	4.2 x 11.0
Cristal 3	9.2	4.2 x 11.0
Cristal 4	18.0	5.0 x 15.3
Cristal 5	18.3	5.0 x 15.5
Cristal 6	12.5	4.8 x 11.8
Cristal 7	12.5	4.8 x 11.8
Cristal 8	18.3	5.0 x 15.5

Tabela 4.1: Massa e dimensões dos cristais de NaI(Tl) [109].

A calibração dos cristais é feita utilizando fontes de ^{60}Co , ^{57}Co , ^{137}Cs , e ^{241}Am . Também, o fundo gerado por contaminações internas é utilizado para calibração e garantia da estabilidade no funcionamento do detector. Antes da montagem do experimento, o fundo nos cristais devido ao ^{40}K , ^{210}Pb , ^{238}U , e ^{232}Th foi medido. Em média, o fundo inicial do COSINE-100 era cerca de 4 vezes maior do que o fundo medido nos cristais de NaI(Tl) do DAMA/LIBRA [109]. A Figura 4.2 abaixo mostra os cristais de NaI(Tl) submersos no cintilador líquido.



Figura 4.2: Fotografia dos cristais de NaI(Tl) no interior do cintilador líquido [108].

4.1.2 Cintilador líquido

A composição do cintilador líquido é baseada em linear alquil benzeno. 18 fotomultiplicadoras R877 da *Hamamatsu*, 9 na face direita e 9 na face esquerda detectam os fótons do cintilador. Uma caixa de acrílico de 1 cm de espessura armazena todo o volume do cintilador. A

concentração de partículas alfa provenientes da contaminação de ^{238}U e ^{232}Th no líquido foi medida, e é baixa o suficiente para não gerar fundos significativos nos cristais. Como a capacidade térmica do cintilador líquido é alta, a temperatura dos cristais e do cintilador é praticamente constante em $24.2 \pm 0.05^\circ\text{C}$. As principais funções do cintilador líquido são blindar passivamente os cristais de radiações externas, e reduzir fundos provenientes do interior ou próximo dos cristais, através da anti-coincidência entre sinais nos cristais e no cintilador líquido [110].

4.1.3 Blindagem do cintilador líquido e cristais

A fim de atenuar fótons externos e sustentar o cintilador líquido, uma caixa composta de cobre com concentração baixa de oxigênio envolve o acrílico do cintilador líquido. A caixa possui dimensões de 152 cm (comprimento) \times 142 cm (largura) \times 142 cm (altura) \times 3 cm (espessura). Externa à caixa de cobre, é posicionado um castelo de chumbo construído com blocos de dimensões 20 cm (comprimento) \times 10 cm (largura) \times 5 cm (espessura) com o objetivo de atenuar fótons externos. Sua espessura é de 20 cm, de forma que são necessárias duas camadas dos blocos de chumbo. A camada interna é composta por chumbo ultra puro, com baixa concentração de ^{238}U , ^{232}Th , e ^{210}Pb . A camada externa é composta por chumbo comum. Tanto a caixa de chumbo como a de cobre possuem orifícios que podem ser fechados ou abertos para calibração dos cristais [109].

4.1.4 Cintiladores plásticos

Ao redor da blindagem são posicionados 37 cintiladores plásticos modelo *Eljen* EJ-200 com 3 cm de espessura que circundam todo o detector. 5 painéis plásticos são posicionados na face superior, 7 nas faces frontal e traseira, 5 nas faces direita e esquerda, e 8 na face inferior, cobrindo um ângulo sólido de 4π ao redor do detector. Todos os painéis possuem uma fotomultiplicadora H7195 da *Hamamatsu* acoplada, com exceção dos painéis da face superior, os quais possuem duas fotomultiplicadoras acopladas, uma em cada extremidade [107]. O comprimento e largura dos painéis são apresentados na Tabela 4.2 abaixo.

Face	Comprimento (cm)	Largura (cm)	Número de Painéis
Superior	282	40	5
Frontal	205	40	5
	207	33	2
Traseira	202	40	5
	202	33	2
Direita	204	40	5
Esquerda	204	40	5
Inferior	207	33	6
	205	40	2

Tabela 4.2: Comprimento e largura dos painéis plásticos [107].

Os cintiladores plásticos são utilizados para detectar múons provenientes de raios cósmicos que incidem no detector. Devido à profundidade do laboratório subterrâneo em que está localizado o experimento, apenas múons com energia acima de 750 GeV na superfície conseguem chegar ao detector [111]. Estes múons podem interagir no cristal, e induzir nêutrons cujos sinais podem ser confundidos com sinais da matéria escura. Assim, é importante medir o fluxo de múons incidentes no experimento.

Quando sinais coincidentes em dois ou mais painéis plásticos em faces diferentes são medidos, define-se que este evento é candidato a ter sido gerado por um múon. Também, para considerar casos em que o múon para ou decai dentro do experimento, sinais coincidentes em um painel e no cintilador líquido também caracterizam um evento candidato.

A Figura 4.3 abaixo mostra um esquema dos componentes do experimento.

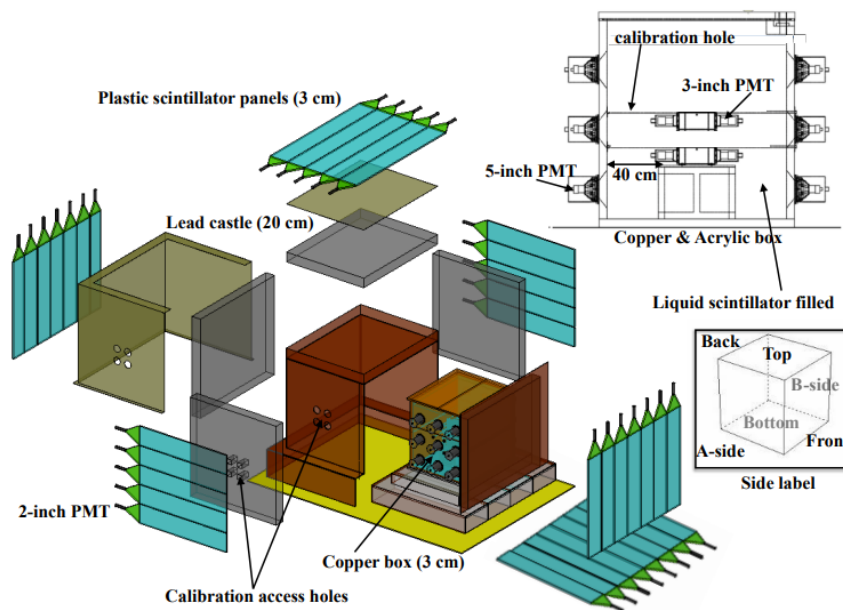


Figura 4.3: Esquema do experimento COSINE-100 mostrando cada um de seus componentes [109].

4.2 Sistema de aquisição

O sistema de aquisição do experimento é composto por 8 módulos *flash* conversores analógico-digital (FADC), 2 módulos *flash* sensíveis à carga conversores analógico-digital (M64ADC), 1 módulo de *trigger* e relógio (TCB), 1 sistema de alta-tensão, 4 pré-amplificadores e processadores *Linux*.

Os sinais das 18 fotomultiplicadoras do cintilador líquido e das 42 fotomultiplicadoras dos cintiladores plásticos são lidos pelos módulos M64ADC, os quais fornecem o tempo do sinal, e sua carga integrada. As fotomultiplicadoras dos cintiladores plásticos são ligadas diretamente aos módulos M64ADC. Já os sinais das fotomultiplicadoras do cintilador líquido são amplificados em 30 vezes pelos pré-amplificadores. A resolução dos módulos M64ADC é de 16 ns, e caso o *trigger* seja acionado, o sinal é integrado nos próximos 192 ns. Esse tempo é maior do que o tempo de decaimento dos sinais produzidos nos cintiladores líquido e plásticos.

Nos cristais, cada fotomultiplicadora possui duas saídas, o ânodo cujo sinal possui um ganho maior, e o dínodo, cujo sinal possui um ganho menor. Nos pré-amplificadores, os sinais dos ânodos são amplificados em 30 vezes, e os dos dínodos em 100 vezes antes de ligados aos módulos FADC. Os sinais dos ânodos são utilizados para eventos cuja energia é menor do que

100 keV, enquanto os sinais dos dínodos são usados para eventos de maior energia. O controle de trigger global e sincronização dos módulos é feito pelo TCB. Toda a informação é então armazenada em um computador local em formato .ROOT [112]. A Figura 4.4 abaixo mostra um esquema do fluxo dos dados no experimento.

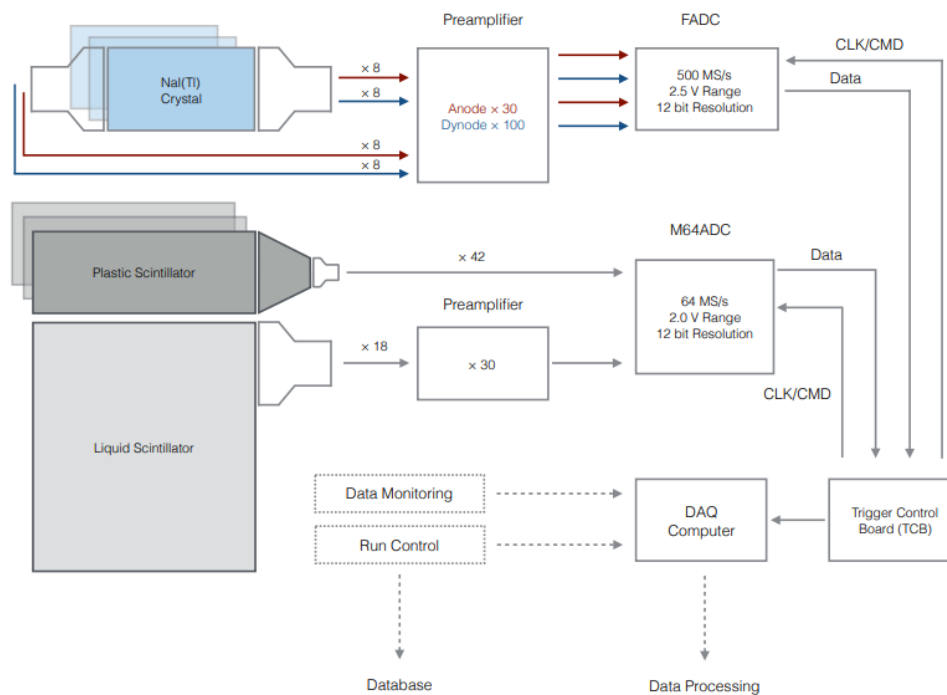


Figura 4.4: Esquema do fluxo de dados no sistema de aquisição do experimento COSINE-100 [112].

Os *triggers* podem ser gerados tanto pelos módulos FADC quanto pelos módulos M64ADC. Nos cristais, caso um sinal em certa fotomultiplicadora esteja acima do *threshold* de 6 mV, o FADC abre uma janela de coincidência de 200 ns, e espera por um sinal coincidente na outra fotomultiplicadora do cristal. Existindo a coincidência, o TCB cria um *trigger* global, e os dados de todos os módulos FADC e M64ADC são salvos. Nos cintiladores plásticos, caso a carga de um sinal esteja acima de cerca de 125 pC (4000 contagens do ADC), o M64ADC abre uma janela de coincidência de 400 ns e espera por um sinal coincidente em outro painel plástico ou no cintilador líquido. Existindo a coincidência, os dados dos módulos M64ADC são salvos. Não necessariamente os sinais dos FADC também são salvos neste caso. O cintilador líquido não possui um *trigger* independente, e seus dados são salvos apenas se houver um *trigger* dos cintiladores plásticos ou dos cristais.

4.3 Monitoramento do experimento e estabilidade dos dados

De forma a garantir a estabilidade e bom funcionamento do experimento, sua operação é monitorada em tempo real. Em diferentes locais no laboratório em que está localizado o experimento, e nos detectores, são posicionados sensores para monitorar parâmetros ambientais. O armazenamento destes parâmetros é realizado pelo *software* InfluxDB, e a visualização é feita através do *software* Grafana. Vários parâmetros são controlados, sendo os mais importantes a temperatura, umidade relativa, nível de oxigênio no ar, altas tensões nas fotomultiplicadoras de todos os detectores, concentração de radônio no ar, partículas de poeira, e nível de nêutrons rápidos e térmicos [108]. A Figura 4.5 abaixo mostra um esquema da localização dos sensores no laboratório e no interior dos detectores.

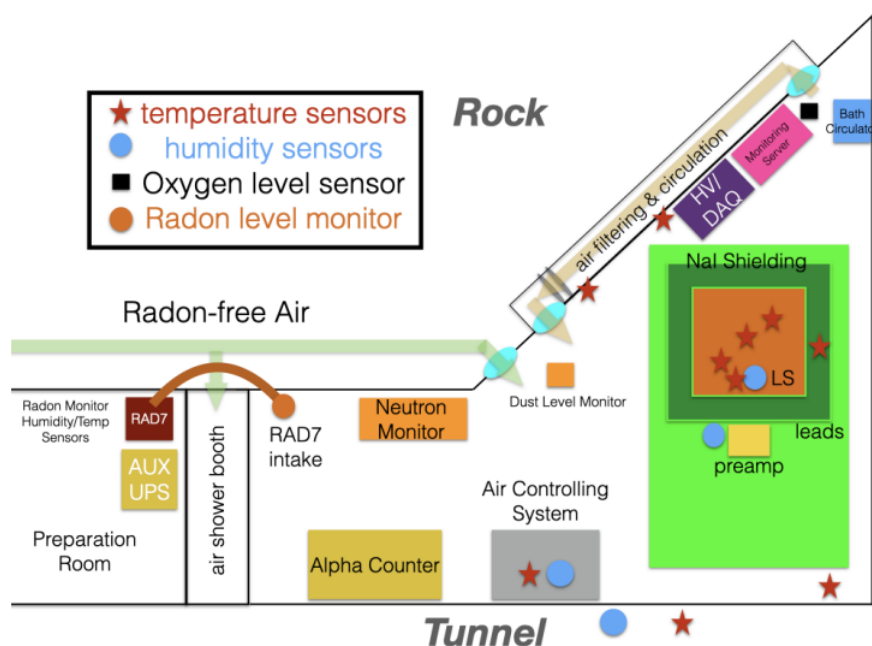


Figura 4.5: Esquema da sala do detector, com indicação da localização de cada tipo de sensor [108].

Além disso, os dados medidos em cada detector são divididos em *runs* e *subruns*. Cada *subrun* possui 2 horas de dados, e cada *run*, caso não haja interrupções no funcionamento do experimento, possui 1000 *subruns*. Na circunstância de algum problema nos detectores ou no sistema de aquisição que necessite uma interrupção na tomada de dados, uma nova *run* é iniciada. A cada 2 horas, o sistema de aquisição salva os dados da *subrun* no servidor, que automaticamente gera gráficos com diferentes parâmetros de cada detector e fotomultiplicadora, os quais

devem ser avaliados para que o bom funcionamento do experimento seja garantido. Também, semanalmente, são gerados 6 gráficos de parâmetros mais gerais: tempo vivo do experimento, taxa de eventos nos cristais, taxa de eventos nos cintiladores plásticos, carga e assimetria do cintilador líquido, e número de eventos gerados por múons nos cintiladores plásticos. A partir da análise destes gráficos, é possível verificar tendências nos dados. Como exemplos, as Figuras 4.6 e 4.7 abaixo mostram os gráficos gerados semanalmente das taxas de eventos medidas nos cristais, e o número de eventos medido nos cintiladores plásticos em uma *subrun*, respectivamente.

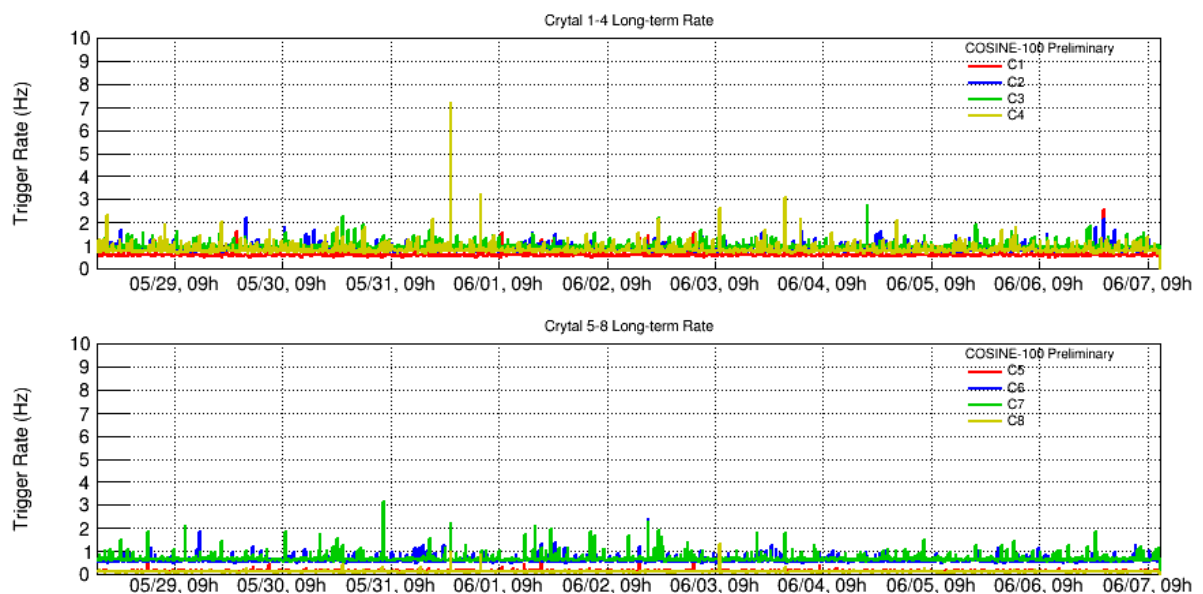


Figura 4.6: Gráficos das taxas de eventos medidas nos cristais gerados automaticamente.

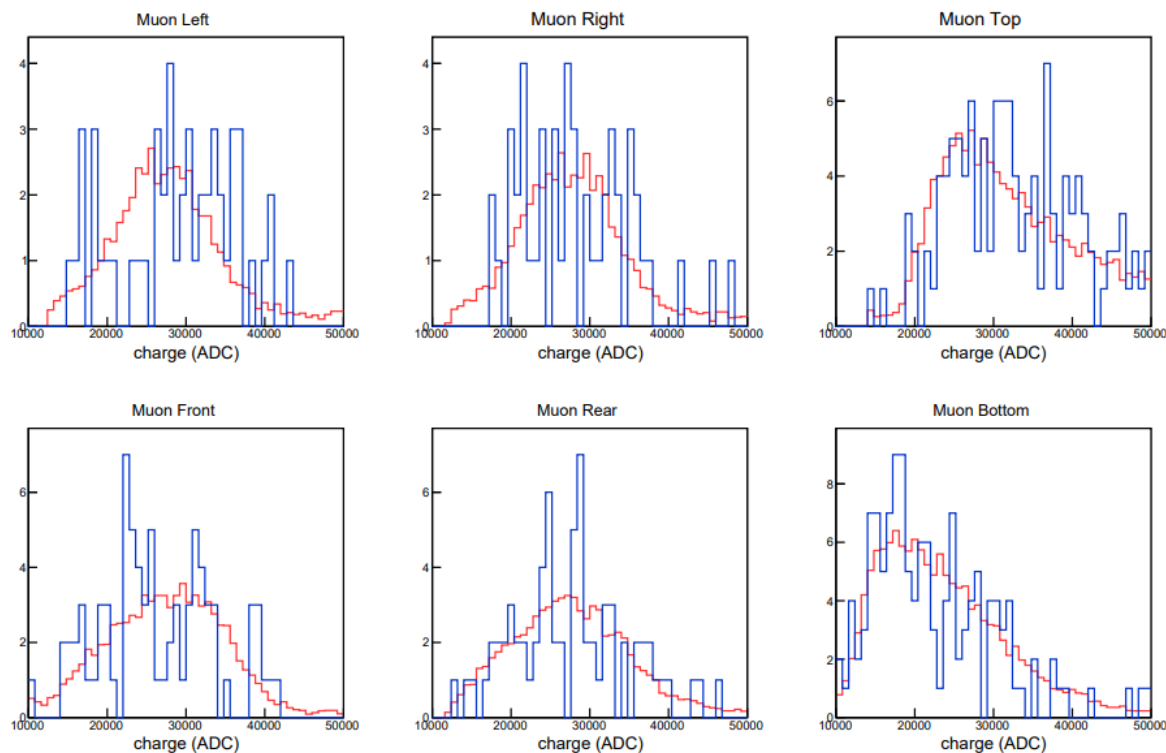


Figura 4.7: Em azul, número de eventos medido em cada face do detector pelos cintiladores plásticos em uma *subrun*. O sistema também gera automaticamente, para cada gráfico, uma média de 100 *subruns* anteriores para servir como referência, a qual é mostrada em vermelho.

Como a colaboração possui 57 membros, é planejado que cada membro fique responsável pelo monitoramento do experimento durante uma semana. Logo, a cada 2 horas, o membro responsável deve avaliar os gráficos dos parâmetros de cada detector, assim como as variáveis ambientais, e reportar se o funcionamento do experimento está adequado.

Capítulo 5

Modulação anual nos dados do COSINE-100

A colaboração COSINE-100 já realizou a publicação de um trabalho sobre a procura por fótons escuros [82], e outro sobre a procura por áxions solares em seu detector [100]. Em ambos estudos, foram utilizados apenas os primeiros 59.5 dias de tomada de dados, com foco na procura por um excesso de eventos sobre o fundo. Assim, uma atualização desses trabalhos com mais tempo de dados, e considerando modelos mais genéricos é de grande valia. A seção 5.1 a seguir expõe os estudos anteriores realizados pela colaboração, e a seções posteriores discutem as análises realizadas neste trabalho.

5.1 Estudos anteriores sobre fótons escuros e áxions solares no COSINE-100

O estudo anterior sobre os fótons escuros fez parte de um trabalho cujo foco principal foi a procura pela *Boosted Dark Matter* proveniente do centro da Via Láctea. Em especial, buscou-se a interação inelástica entre a *Boosted Dark Matter* (denominada χ_1) e os elétrons dos átomos do cintilador líquido. Dessa interação, seria produzida uma outra partícula de matéria escura (denominada χ_2), que poderia decair de volta à χ_1 , a qual sairia do detector, e em um bóson, que por sua vez decairia em um par elétron-pósitron nos cristais. O fóton escuro seria o bóson responsável pelo decaimento no par elétron-pósitron, de forma que seria possível determinar suas características, como a massa e a constante de acoplamento cinético, através da medição das propriedades do par elétron-pósitron. Nesse estudo, foi procurado um excesso de eventos

sobre o fundo esperado, gerado pela interação da χ_1 com o cintilador líquido, e pelo decaimento do fóton escuro em um par elétron-pósitron nos cristais. A seleção de eventos considerou sinais coincidentes no cintilador líquido e nos cristais. Espera-se que tanto a interação da χ_1 no cintilador líquido como a interação do par elétron-pósitron nos cristais depositem energias maiores que 4 MeV, tendo sido buscado um excesso de eventos nos cristais em altas energias. Entretanto, como não foi observado nenhum excesso, foram determinados limites superiores para a massa e a constante de acoplamento cinético dos fótons escuros. Apesar destes limites atingirem regiões inexploradas por outros experimentos, são muito dependentes dos parâmetros do modelo da *Boosted Dark Matter*, como a massa da χ_1 e da χ_2 .

Já no estudo anterior dos áxions, foi procurado por um excesso de eventos gerado pelos áxions solares dos modelos DFSZ e KSVZ. O estudo possuiu foco no efeito axio-elétrico, de forma que a determinação do valor da constante de acoplamento entre áxions e elétrons (g_{ae}) foi o objetivo. Como a interação entre áxions e léptons é suprimida no modelo KSVZ, a procura por áxions do modelo DFSZ foi favorecida. Foram analisados os dados de baixas energias nos cristais (de 2 keV, a qual era a energia mínima do detector nos primeiros 59.5 dias de dados, a 20 keV), já que o espectro dos áxions solares é maior para energias por volta de 0.5 keV a 10 keV. Porém, como nenhum excesso de eventos sobre o fundo esperado foi observado, limites superiores para a constante de acoplamento g_{ae} e massa dos áxions foram determinados. Devido à massa pequena dos cristais de NaI(Tl) em relação a experimentos maiores, como por exemplo o XENON100 e o LUX, os quais utilizam Xe, bem como uma seção de choque para o efeito axio-elétrico menor no NaI do que no Xe, os limites superiores obtidos na análise do COSINE-100 são menos restritivos do que os limites de outros experimentos.

Como os limites superiores determinados em ambos estudos são muito dependentes do modelo adotado (no caso dos fótons escuros, da sequência de eventos considerados no modelo da *Inelastic Boosted Dark Matter* e da natureza de sua interação com os elétrons do cintilador líquido, e no caso dos áxions solares, da natureza do efeito axio-elétrico), e foram obtidos utilizando apenas 59.5 dias de dados, uma evolução desses estudos, sendo com o uso de mais dados, e/ou considerando modelos mais genéricos, é de grande importância.

5.2 Estudo sobre a modulação anual na taxa de eventos no COSINE-100

O estudo da modulação anual na taxa de eventos nos cristais do COSINE-100 foi dividido em passos relacionados tanto com a determinação da amplitude da modulação esperada nos cristais para cada um dos três modelos para matéria escura solar estudados (fótons escuros, áxions DFSZ e KSVZ, e áxions de Kaluza-Klein), como com a análise dos dados medidos em cada um dos cristais.

Primeiramente, foram analisados os dados de cada um dos 5 cristais utilizados nas análises de baixas energias no COSINE-100. Foram realizadas seleções de eventos, de forma a reduzir o fundo proveniente de múons, fótons e beta, bem como retirar parte dos eventos relacionados com ruídos, os quais são predominantes em energias abaixo de 20 keV. Baseado no modelo para os fundos esperados em cada cristal, os quais são bem estudados pela colaboração [113], foram realizados os ajustes das modulações esperadas (equações 3.22 e 3.26) e das componentes do fundo às taxas de eventos medidas nos cristais (explicado mais detalhadamente na Seção 5.2.1 a seguir). Tais ajustes foram feitos em intervalos de 1 keV de energia, para energias de 1 keV até 20 keV, ou seja, um ajuste foi realizado para dados medidos de 1-2 keV, outro ajuste para dados de 2-3 keV, etc. Em cada ajuste foi deixado como parâmetro livre a amplitude da modulação.

Em paralelo à análise dos dados, foram efetuados os cálculos das amplitudes esperadas nos cristais do COSINE-100 segundo os três modelos de matéria escura solar. Inicialmente, foram calculados os fluxos esperados ou o espectro de massa de cada tipo de partícula na Terra, conforme mostrado nas Figuras 3.6, 3.10 e 3.12. A partir deles, foi possível calcular as taxas de eventos esperadas nos cristais para intervalos de energia de 1 keV, e como consequência dos modelos de modulação anual, as amplitudes esperadas.

Por fim, foi feita a comparação entre as amplitudes obtidas dos ajustes aos dados e as amplitudes esperadas pelos cálculos. Como nenhuma modulação foi observada nos dados, foram determinados os limites superiores para as constantes de acoplamento dos áxions com elétrons (para o modelo de áxions KSVZ e DFSZ) e com fótons (para o modelo dos áxions

de Kaluza-Klein), e a constante de acoplamento cinético dos fótons escuros. Para os áxions KSVZ e DFSZ, foram estudadas massas de 10^{-5} keV a 0.2 keV , para os áxions de Kaluza-Klein foram estudadas densidades numéricas de 10^{10} m^{-3} a 10^{15} m^{-3} , e para os fótons escuros foram estudadas massas de 1 eV a 10 keV .

A Figura 5.1 abaixo apresenta um fluxograma do procedimento seguido neste trabalho.

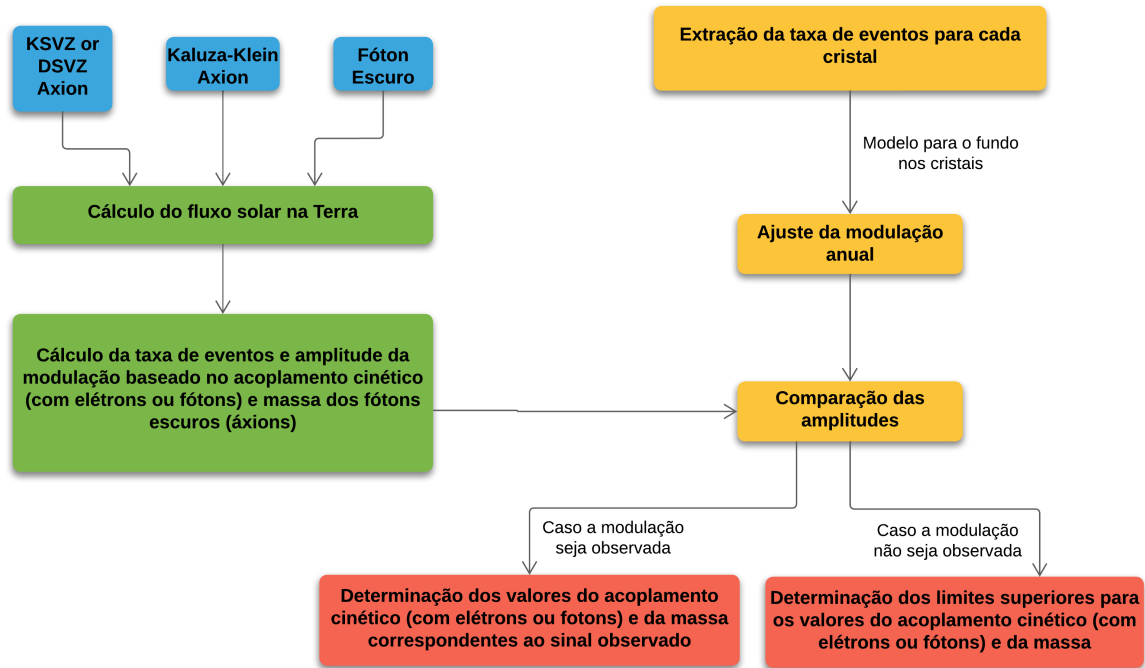


Figura 5.1: Fluxograma com os passos seguidos na procura pela modulação anual na taxa de eventos nos cristais realizada neste trabalho.

5.2.1 Seleção de eventos e análise dos dados dos cristais

Na análise da modulação anual na taxa de eventos, é necessário selecionar os eventos candidatos que satisfazem a algumas propriedades esperadas para os sinais gerados pela matéria escura. Como a probabilidade de interação da matéria escura com o detector é muito baixa, espera-se que, caso haja uma interação, ela aconteça em apenas um cristal. Assim, uma das seleções de eventos realizada, é exigir que os sinais sejam observados em apenas um cristal. Também, como a região de interesse para os estudos sobre fótons escuros e áxions solares é entre 1 keV e 20 keV , foram selecionados apenas eventos com energia nesse intervalo. Além disso, são removidos eventos gerados por múons, ou gerados em até 30 ms após a passagem de um múon, já que múons podem induzir eventos de fosforescência nos cristais.

A maior parte dos eventos medidos abaixo de 20 keV são provenientes de ruídos, e não são gerados por cintilações nos cristais. Há um grande esforço na colaboração para desenvolver métodos que consigam discriminar eventos provenientes de cintilações dos eventos gerados por ruídos com boa eficiência. Significativos avanços já foram alcançados, sendo possível a discriminação para energia mínima de 1 keV com eficiência de cerca de 60% para este valor de energia. O principal parâmetro criado pela colaboração para a seleção de ruídos é denominado “BDT”, baseado em um algoritmo de *machine learning* que utiliza o método de *Boosted Decision Tree*. Diferentes propriedades dos sinais dos cristais são utilizadas para definir o valor do parâmetro “BDT” para cada evento, como o tempo médio e carga da primeira metade e segunda metade do sinal, e a amplitude dos sinais característicos de ruídos e cintilações [114].

De maneira a definir os cortes a serem adotados para o parâmetro “BDT”, são utilizados os dados tomados na calibração do detector com uma fonte de ^{60}Co . Exige-se que a contaminação de eventos provenientes de ruídos nos eventos selecionados seja de no máximo 1% para energias entre 1 keV e 1.5 keV. A Figura 5.2 abaixo mostra os valores do parâmetro “BDT” para o cristal 3 considerando dados da calibração com o ^{60}Co , bem como dados tomados por cerca de 3 anos.

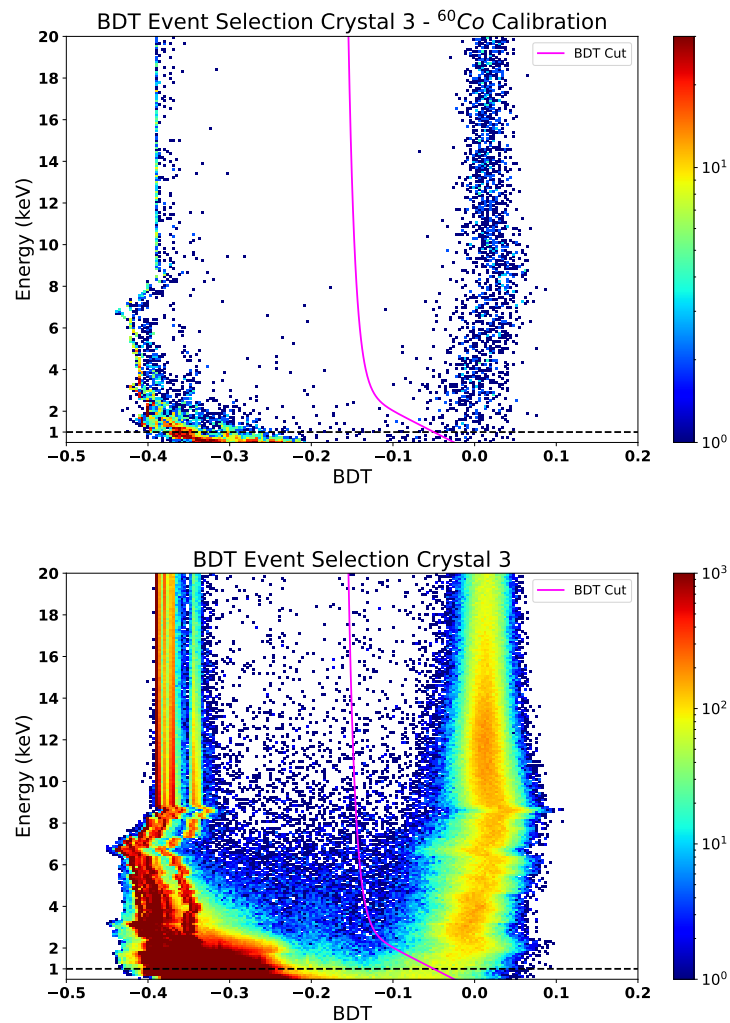


Figura 5.2: Seleção de eventos “BDT” para o cristal 3. Acima, dados da calibração do detector com uma fonte de ^{60}Co . Abaixo, dados tomados durante cerca de 3 anos. A seleção “BDT” remove os eventos localizados à esquerda da curva magenta. A energia mínima considerada nas análises é 1 keV, e está representada pela linha tracejada preta.

Eventos gerados por ruídos possuem, tipicamente, valores baixos do parâmetro “BDT”, enquanto eventos provenientes de cintilações possuem valores mais altos, sendo possível distinguí-los. Porém, quanto menor a energia, mais difícil é realizar tal distinção, sendo necessário reduzir a eficiência do corte para que não haja contaminação de ruído nos eventos selecionados.

Os dados da calibração com o ^{60}Co também são utilizados para determinar a eficiência da seleção “BDT” para cada intervalo de energia de 0.25 keV em cada cristal. A eficiência é definida como a porcentagem de eventos gerados por cintilações que permanecem após a seleção “BDT”. Em média, as eficiências são muito próximas de 100% acima de 2 keV, e por volta de 80% entre 1 keV e 2 keV.

Apesar do COSINE-100 possuir 8 cristais, o cristal de número 1 possui muito ruído no intervalo de energia analisado, e foi desconsiderado na análise da modulação anual. Também, os cristais de número 5 e 8 produzem pouca cintilação à incidência de radiação, sendo pouco sensíveis em análises de baixas energias. Foram, então, utilizados 5 cristais neste estudo, totalizando 61.3 kg de NaI(Tl).

As seleções de eventos apresentadas acima foram aplicadas aos dados de cerca de 3 anos, denominados dados SET 3, em cada cristal. Foi, então, extraída a taxa de eventos para cada intervalo de 1 keV de energia e bins de tempo de 15 dias, totalizando 76 pontos nos gráficos da taxa de eventos em função do tempo (cerca de 3.1 anos).

A fim de verificar se os dados apresentam o comportamento esperado pelas modulações dos modelos dos fótons escuros, áxions solares DFSZ e KSVZ, e áxions solares de Kaluza-Klein, é de extrema importância conhecer precisamente o fundo existente nos cristais, de forma a não enviesar as amplitudes obtidas dos ajustes das modulações aos dados.

O fundo em cada um dos cristais é muito bem estudado pela colaboração, sendo possível obter a atividade inicial de cada uma de suas componentes. O modelo mais atualizado para o fundo utiliza 1.7 anos de dados, e considera contaminações de ^{238}U , ^{235}U , e ^{232}Th nos cristais, radionuclídeos cosmogênicos, e ^{210}Pb presente na superfície dos cristais. Em cada cristal, são considerados tanto fundos gerados por fontes internas, como também por fontes externas. É realizada uma simulação do espectro de fundo baseada no método de Monte Carlo, e então ajustado ao espectro medido nos cristais para energias de 6 keV a 3 MeV para eventos *single-hit* (gerados em apenas um cristal), e de 1 keV a 3 MeV para eventos *multiple-hit* (gerados em mais de um cristal). A Figura 5.3 abaixo mostra o espectro medido e simulado dos eventos *single-hit* no cristal 7.

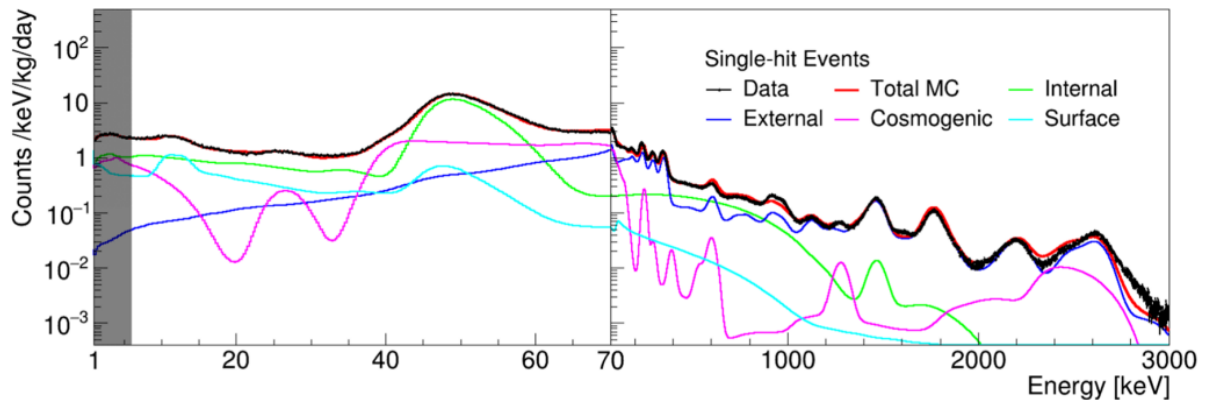


Figura 5.3: Espectro do fundo medido no cristal 7 para eventos *single-hit* (em preto), e o espectro simulado ajustado (em vermelho). Para o espectro simulado, também são apresentadas as contribuições de fontes internas, externas, de cosmogênicos, e da superfície do cristal. A região cinza, de 1 keV a 6 keV é excluída do ajuste, já que é a região de interesse no modelo dos WIMPs [113].

Nesta análise, foi utilizado o mesmo modelo para o fundo considerado no estudo da modulação anual gerada pelos WIMPs [65]. O modelo consiste em uma componente com atividade constante, composta por radionuclídeos com tempo de decaimento muito longo, como o ^{40}K , o ^{238}U , e o ^{232}Th , e 8 componentes com atividades exponenciais, representadas por ^{210}Pb , ^{121}Te , ^{121m}Te , ^{127m}Te , 3H , ^{109}Cd , ^{22}Na , e ^{113}Sn . Assim, para cada cristal, o fundo pode ser descrito por:

$$B_n = C_n + \sum_{i=1}^8 a_{i,n} e^{-\lambda_i t} \quad (5.1)$$

onde B_n representa a taxa de eventos devido ao fundo no n -ésimo cristal, C_n representa a taxa de eventos da componente constante do fundo no n -ésimo cristal, e $a_{i,n}$ e λ_i representam a taxa de eventos inicial e a constante de decaimento da i -ésima componente dos cosmogênicos no n -ésimo cristal, respectivamente.

As principais contribuições do fundo são devido ao 3H e ao ^{210}Pb , representando cerca de 90% de todo fundo nos cristais.

Considerando este fundo e a modulação esperada pelos modelos dos fótons escuros solares e áxions solares, a taxa de eventos em cada cristal pode ser descrita como:

$$\underline{\mathbf{R}} \propto \mathbf{r}^{-2}$$

$$R_n = C_n + \sum_{i=1}^8 a_{i,n} e^{-\lambda_i t} + A \left(\cos \frac{2\pi(t - t_0)}{T} + \frac{3}{2} e \cos^2 \frac{2\pi(t - t_0)}{T} \right) \quad (5.2)$$

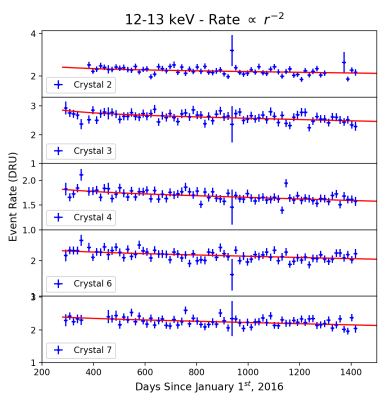
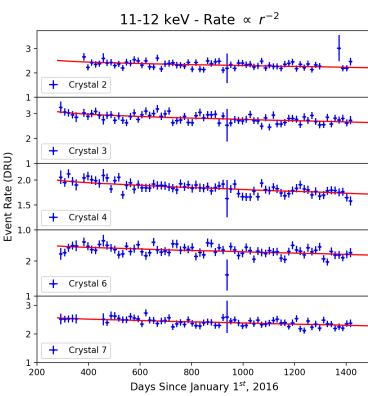
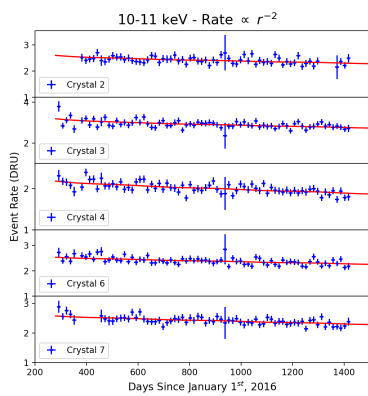
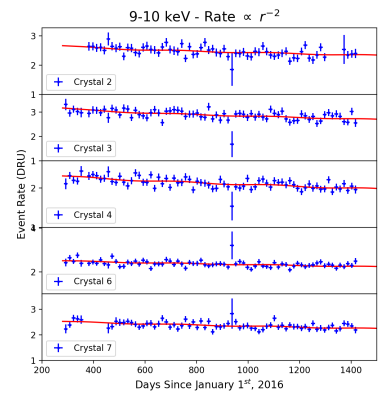
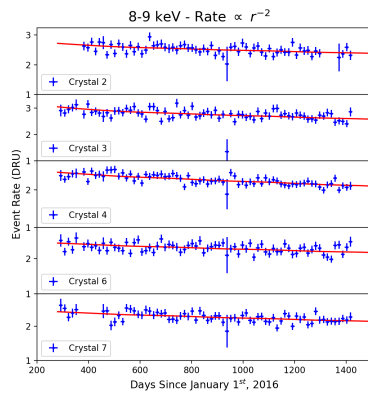
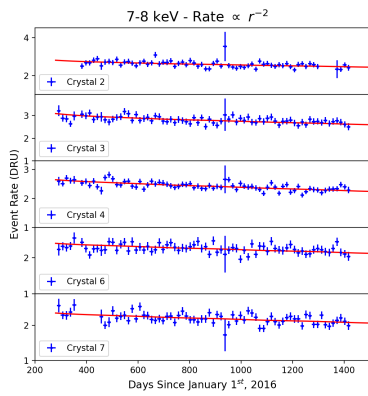
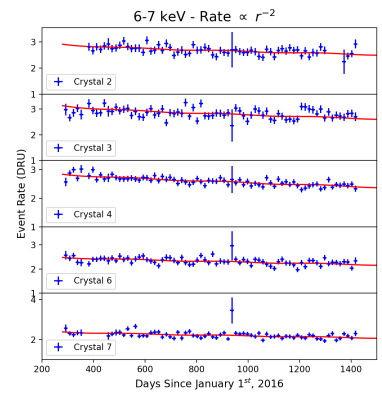
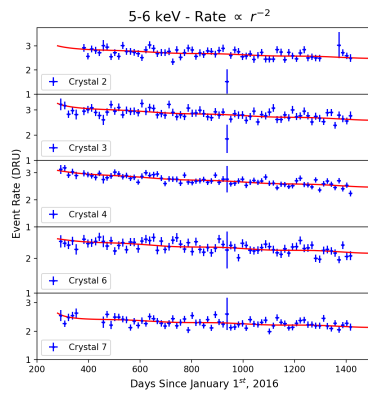
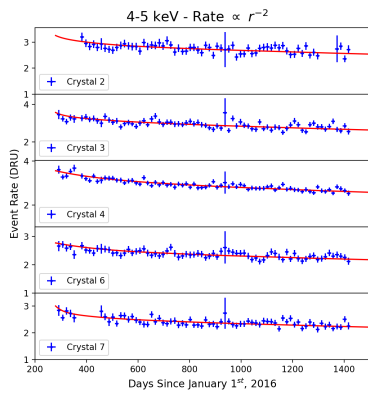
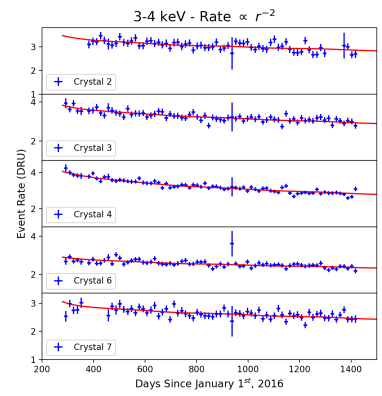
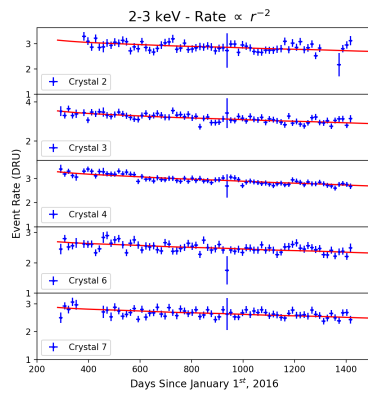
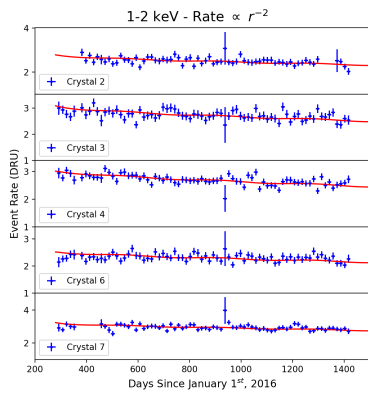
$$\underline{\mathbf{R}} \propto \mathbf{r}^{-4}$$

$$R_n = C_n + \sum_{i=1}^8 a_{i,n} e^{-\lambda_i t} + A \left(\cos \frac{2\pi(t - t_0)}{T} + \frac{5}{2} e \cos^2 \frac{2\pi(t - t_0)}{T} \right) \quad (5.3)$$

onde R_n representa a taxa de eventos do n -ésimo cristal, e A representa a amplitude da modulação esperada, a qual deve ser a mesma em todos os cristais.

Foram realizados os ajustes das expressões acima aos dados dos 5 cristais após a seleção de eventos, de forma que as componentes do fundo (C_i e $a_{i,n}$) fossem independentes para cada cristal, e a amplitude das modulações (A) fosse igual em todos os cristais. Além disso, estes ajustes foram feitos para os dados de 1 keV até 20 keV, em intervalos de 1 keV, a fim de refinar a procura pelas modulações. Assim como na análise da modulação anual gerada por WIMPs, os ajustes foram efetuados utilizando-se técnicas de Monte Carlo baseadas em uma abordagem de análise Bayesiana [115]. A colaboração desenvolveu um algoritmo que realiza ajustes baseado nesta abordagem, e foi utilizado tanto neste estudo como na análise da modulação anual dos WIMPs. A estrutura de análise Bayesiana é especialmente vantajosa neste tipo de análise, quando comparada com a análise Frequentista, pois o número de parâmetros a serem ajustados para o fundo é grande, e cada um já possui uma distribuição gaussiana associada, dada pelas atividades iniciais e suas incertezas, derivadas do estudo sobre o fundo nos cristais.

A Figura 5.4 abaixo mostra os dados SET 3 dos cristais após a seleção de eventos para cada intervalo de 1 keV de energia, assim como os ajustes da equação 5.2.



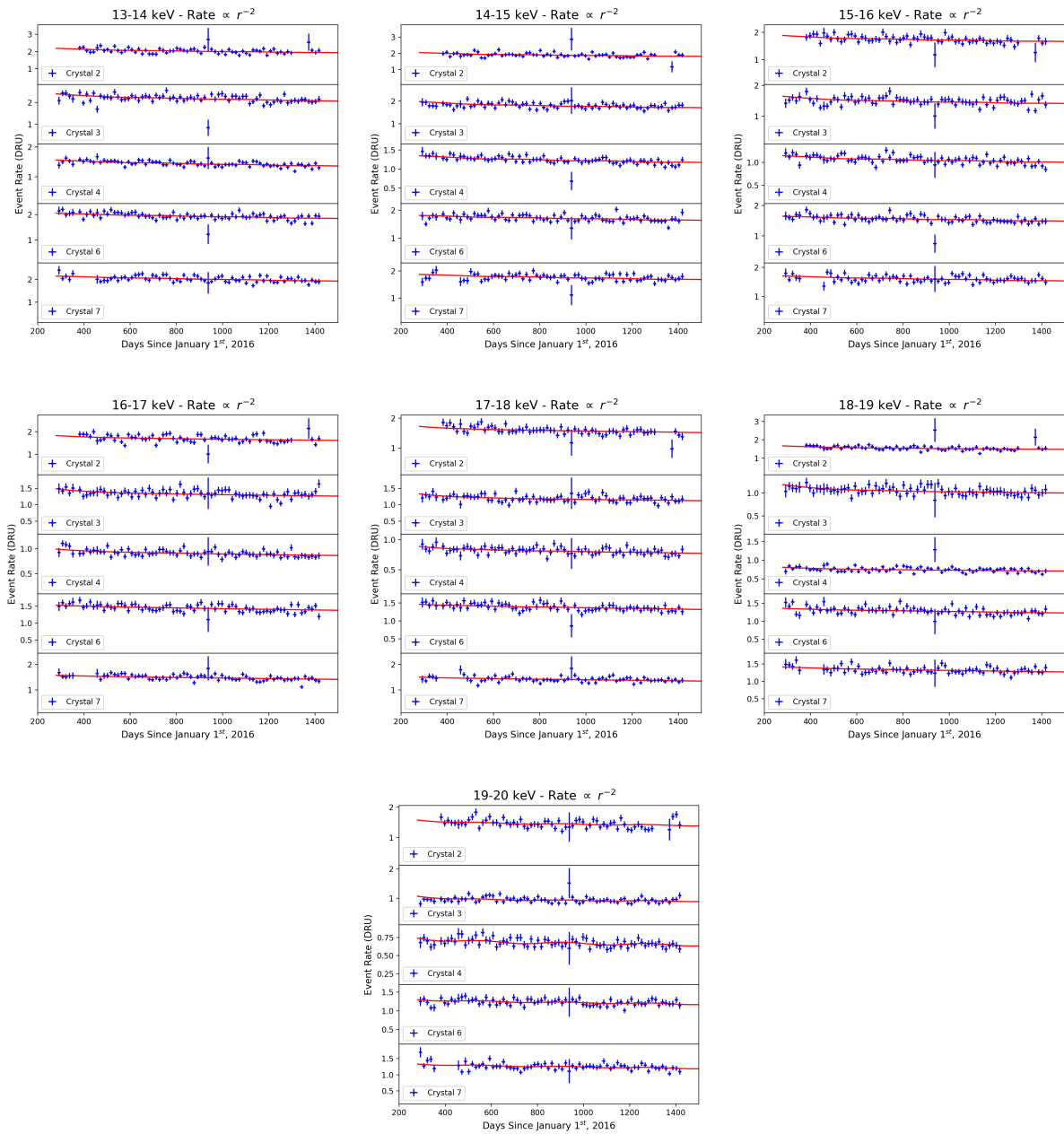


Figura 5.4: Dados obtidos para cada intervalo de energia de 1 keV em cada um dos 5 cristais analisados. Também são apresentados os ajustes simultâneos aos 5 cristais do fundo somado à modulação esperada da equação 5.2.

Nota-se que alguns pontos estão vazios nos cristais 2 e 7. Nestes cristais, períodos em que a taxa de eventos de ruídos apresentou um aumento foram retirados. Também, *subruns* ruins, nas quais houve adversidades na tomada de dados, como problemas no sistema de aquisição, na eletrônica do detector, ou ainda a existência de algum evento gerado por múons muito energéticos, foram retiradas da análise. Desconsiderando estas *subruns*, o conjunto de dados SET 3 é composto por 2.83 anos de dados, totalizando uma exposição do detector de 173

$kg \times anos$.

Também foram realizados os ajustes da modulação esperada para o modelo dos áxions solares de Kaluza-Klein (equação 3.26) aos dados SET 3. Entretanto, visto que as diferenças entre ambas modulações são muito pequenas, as amplitudes obtidas foram muito parecidas. A Tabela 5.1 e a Figura 5.5 abaixo mostram os resultados obtidos para as amplitudes de ambas modulações esperadas.

Energy (keV)	Amplitude $R \propto r^{-2}$ (DRU)	Amplitude $R \propto r^{-4}$ (DRU)
1-2	-0.025 ± 0.011	-0.025 ± 0.010
2-3	-0.0045 ± 0.0096	-0.0041 ± 0.0097
3-4	-0.0107 ± 0.0098	-0.0108 ± 0.0099
4-5	0.0014 ± 0.0094	0.0013 ± 0.0093
5-6	-0.0142 ± 0.0091	-0.0014 ± 0.0091
6-7	-0.0183 ± 0.0091	-0.0185 ± 0.0091
7-8	-0.0033 ± 0.0089	-0.0029 ± 0.0089
8-9	0.0043 ± 0.0088	0.0045 ± 0.0089
9-10	0.0175 ± 0.0089	0.0170 ± 0.0087
10-11	-0.0062 ± 0.0088	-0.0064 ± 0.0087
11-12	-0.0030 ± 0.0086	-0.0029 ± 0.0086
12-13	0.0002 ± 0.0083	0.0004 ± 0.0082
13-14	0.0067 ± 0.0077	0.0066 ± 0.0077
14-15	0.0086 ± 0.0072	0.0087 ± 0.0072
15-16	0.0069 ± 0.0068	0.0071 ± 0.0068
16-17	0.0012 ± 0.0064	0.0012 ± 0.0064
17-18	-0.0021 ± 0.0061	-0.0020 ± 0.0061
18-19	0.0022 ± 0.0059	0.0022 ± 0.0059
19-20	-0.0146 ± 0.0057	-0.0146 ± 0.0057

Tabela 5.1: Amplitudes obtidas dos ajustes das modulações esperadas somadas ao fundo (equações 5.2 e 5.3) aos dados dos 5 cristais analisados para cada intervalo de energia. A unidade DRU (*Differential Rate Unit*) é definida como eventos/kg/dia/keV.

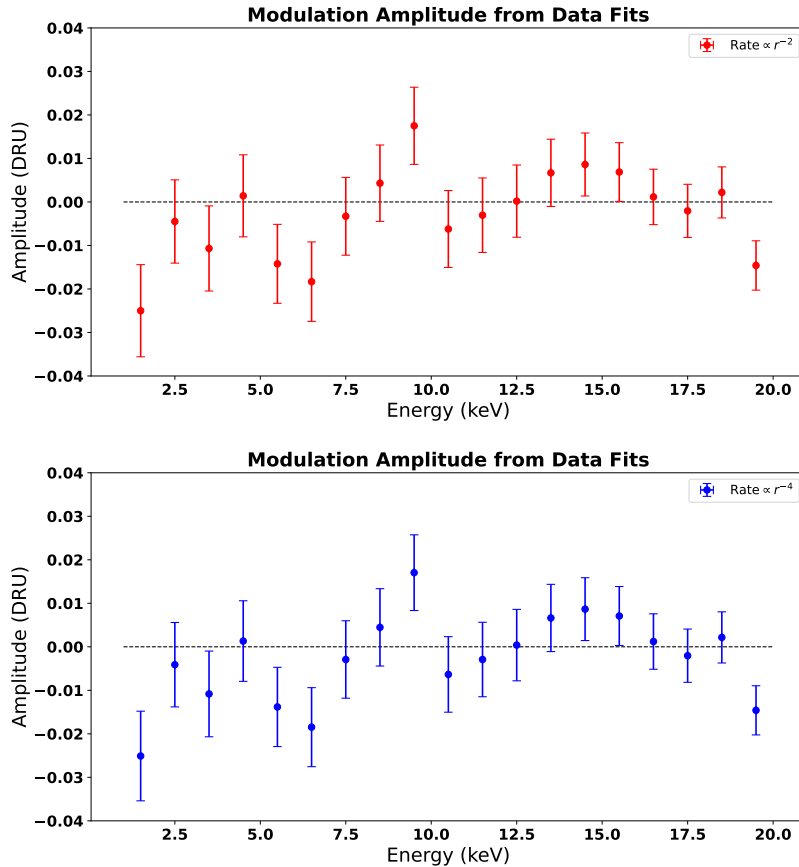


Figura 5.5: Amplitudes obtidas dos ajustes das modulações esperadas simultaneamente aos 5 cristais analisados para cada intervalo de energia. Acima, considerando o modelo em que $R \propto r^{-2}$. Abaixo, considerando o modelo em que $R \propto r^{-4}$.

Para ambos modelos, todas as amplitudes obtidas são compatíveis com a hipótese da ausência de modulação em até 2σ , exceto para o intervalo de 1-2 keV, cuja amplitude é compatível em cerca de 2.4σ , e para o intervalo de 19-20 keV, cuja amplitude é compatível em cerca de 2.6σ . No entanto, estas amplitudes observadas são negativas, indicando uma modulação com fase oposta à esperada. De maneira a comparar a compatibilidade destas amplitudes com os modelos dos fótons escuros e áxions solares, é necessário calcular as amplitudes esperadas nos cristais, de acordo com os modelos, como é detalhado nas seções a seguir.

5.3 Análise para o modelo dos fótons escuros solares

A partir dos fluxos dos fótons escuros solares na Terra, calculados para a polarização transversal e longitudinal, bem como para massas de 1 eV até 10 keV, apresentados na Figura 3.6 da Seção 3.1.2, é possível calcular a taxa de eventos esperada nos cristais de NaI(Tl) do

COSINE-100 a partir da expressão abaixo [50].

$$R_{T,L} = \frac{1}{\rho_{NaI} v_{DP}} \frac{d\Phi_{T,L}}{dE} \Gamma_{abs T,L} \quad (5.4)$$

onde $\rho_{NaI} = 3.67 \text{ g/cm}^3$ é a densidade do NaI, v_{DP} é a razão entre a velocidade dos fótons escuros e a velocidade da luz, $\frac{d\Phi_{T,L}}{dE}$ é o fluxo na Terra de fótons escuros com polarização transversal ou longitudinal, e $\Gamma_{abs T,L}$ é a taxa de absorção dos fótons escuros com polarização transversal ou longitudinal no NaI, a qual pode ser calculada através das expressões abaixo [69].

$$\Gamma_{abs T} = \frac{\epsilon^2 m_{DP}^4 \text{Im} \epsilon_r}{E^3 |\epsilon_r - 1|^2} \left(1 + \frac{2 m_{DP}^2 E^2 \text{Re}(\epsilon_r - 1) + m_{DP}^4}{E^4 |\epsilon_r - 1|^2} \right)^{-1} \quad (5.5)$$

$$\Gamma_{abs L} = \frac{\epsilon^2 m_{DP}^2 \text{Im} \epsilon_r}{E |\epsilon_r|^2} \quad (5.6)$$

onde ϵ é a constante de acoplamento cinético, m_{DP} é a massa do fóton escuro, E é a energia do fóton escuro, e ϵ_r é a permissividade relativa do NaI, a qual contém as informações do índice de refração e seção de choque para o efeito fotoelétrico. O valor da permissividade relativa do NaI foi obtido de [116], considerando que $\epsilon_r = |n|^2$, onde n é o índice de refração imaginário do NaI. A Figura 5.6 abaixo mostra as taxas de absorção obtidas para as polarizações transversal e longitudinal.

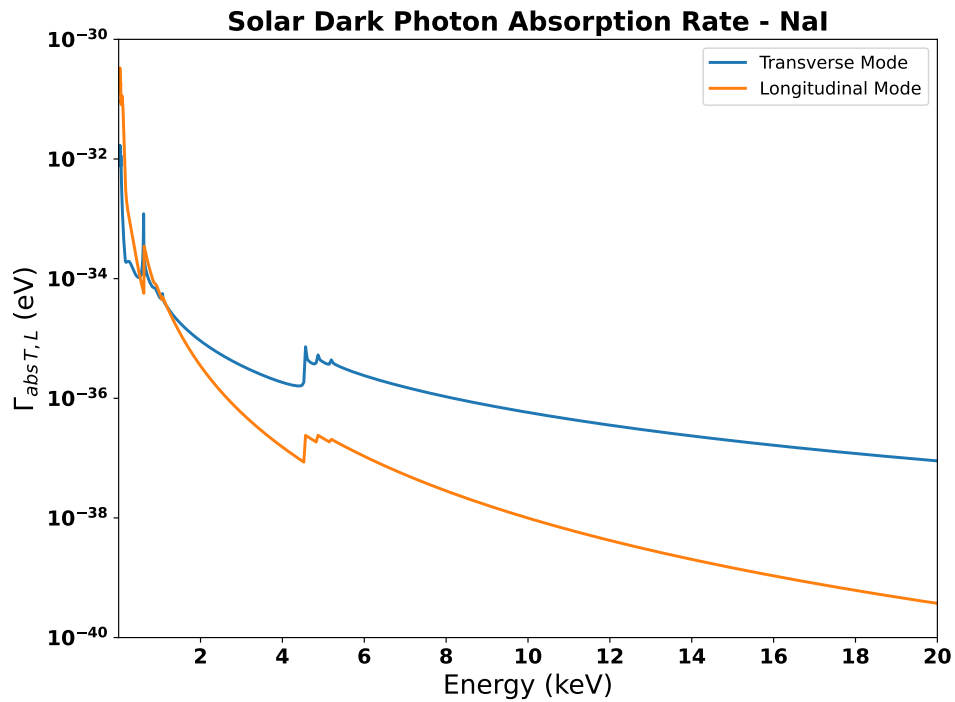


Figura 5.6: Taxas de absorção das polarizações transversal e longitudinal do fóton escuro no NaI. Os valores considerados para ϵ e massa do fóton escuro nos gráficos foram 10^{-14} e 1 eV, respectivamente.

Com as taxas de absorção apresentadas acima, e os fluxos mostrados na Figura 3.6, foram calculadas as taxas de eventos esperadas nos cristais de NaI(Tl) para energias de 0.3 keV a 20 keV, como segue na Figura 5.7 abaixo.

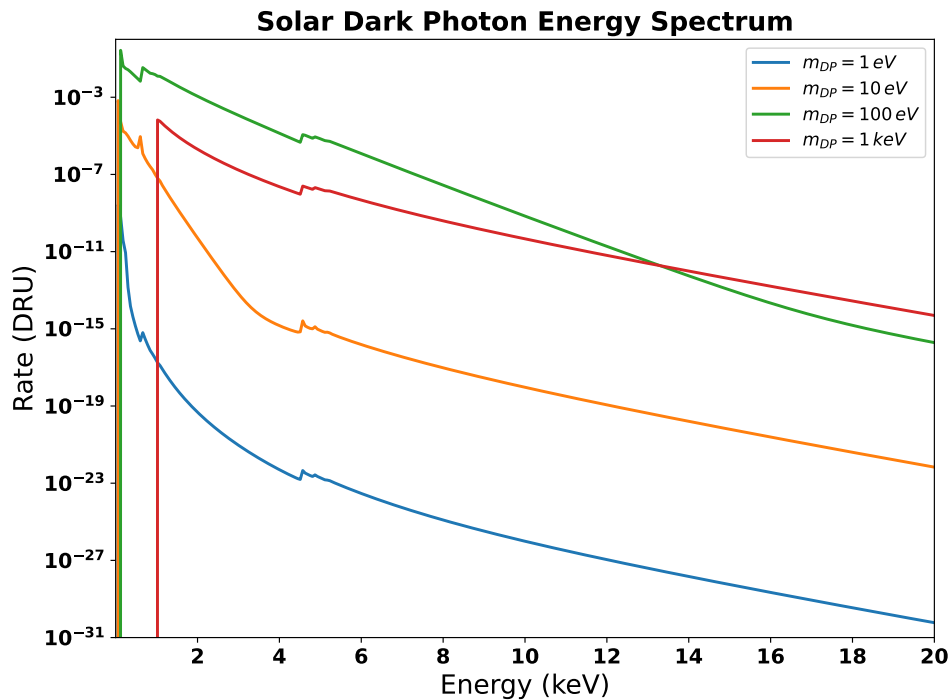


Figura 5.7: Taxas de eventos esperadas no NaI para massas do fóton escuro de 1 eV, 10 eV, 100 eV e 1 keV, e considerando $\epsilon = 10^{-14}$. As curvas apresentadas são as somas das taxas de eventos devido à polarização transversal e longitudinal.

A Figura 5.7 mostra que a taxa de eventos esperada cai bem rapidamente com a energia do fóton escuro, especialmente para massas menores. Dessa maneira, as regiões de maior interesse para detecção dependem da massa do fóton escuro estudada, mas, em geral, energias próximas do valor da massa são as mais importantes. Pode-se notar também, nas Figuras 5.6 e 5.7, regiões em que a taxa de eventos esperada apresenta um pequeno aumento. Estas regiões são bem claras ao redor de 1 keV e 4.5 keV. Isso ocorre ao fato das energias de ligação das camadas L e M no átomo de Iodo e da camada K no átomo de Sódio possuírem valores próximos de 1 keV e 4.5 keV [117,118]. Assim, a interação do fóton escuro com elétrons dessas camadas possui uma ressonância nas energias de ligação.

As taxas de eventos mostradas na Figura 5.7 são teóricas, e representariam os espectros medidos pelos cristais de NaI(Tl) do COSINE-100 caso possuísem eficiência e resolução em energia ideais. Dessa forma, para simular os espectros reais dos cristais, é necessário corrigir estes espectros teóricos pela resolução em energia e eficiência da seleção de eventos realizada em cada cristal. Ambas dependem da energia medida pelo detector.

Para corrigir o espectro pela resolução, é considerado que cada energia depositada em

um certo cristal é efetivamente medida como uma gaussiana, cujo desvio padrão pode ser escrito como:

$$\sigma_E = E \times \sqrt{\frac{p_1}{E} + p_0} \quad (5.7)$$

onde σ_E é o desvio padrão da gaussiana, E é a energia medida, e p_0 e p_1 são constantes que variam dependendo do cristal. Para o cristal 2, $p_0 = 0.00114$ e $p_1 = 0.0974 \text{ keV}$; para o cristal 3, $p_0 = 0.000941$ e $p_1 = 0.113 \text{ keV}$; para o cristal 4, $p_0 = 0.000236$ e $p_1 = 0.112 \text{ keV}$; para o cristal 6, $p_0 = 0.000616$ e $p_1 = 0.0920 \text{ keV}$; e para o cristal 7, $p_0 = 0.000742$ e $p_1 = 0.0896 \text{ keV}$.

A Figura 5.8 abaixo mostra um exemplo de correção de uma sinal monoenergético de 3 keV para o cristal 2.

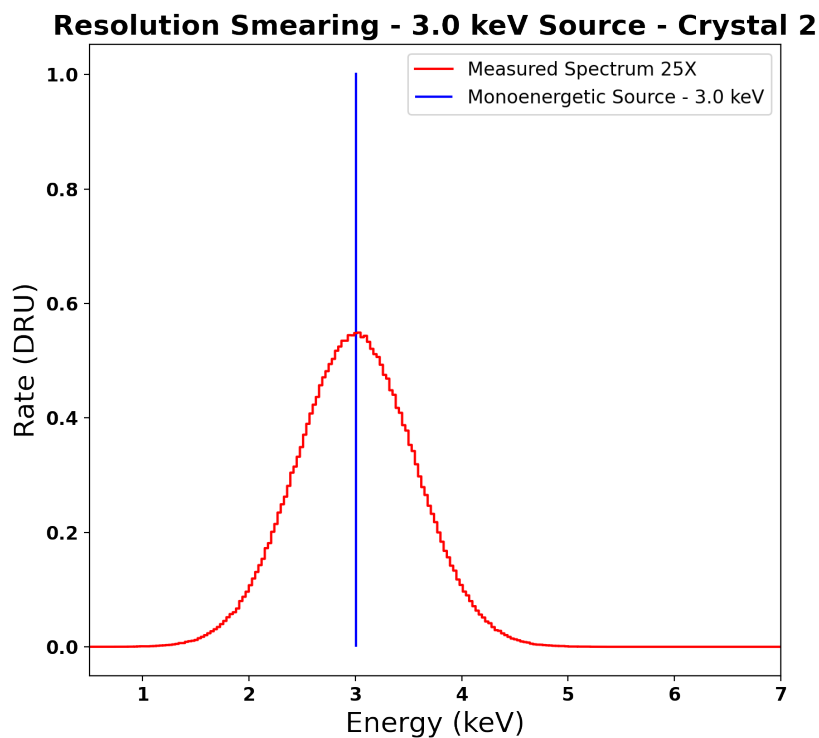


Figura 5.8: Exemplo de correção do espectro pela resolução em energia do cristal 2. A linha vertical azul representa um sinal monoenergético de 3 keV, com intensidade de 1 DRU, e a curva em vermelho o espectro que seria medido pelo cristal 2.

Apesar das energias analisadas no estudo serem de 1 keV a 20 keV, devido à resolução do detector, sinais com energia menor que 1 keV ou maior que 20 keV acabam gerando um espectro residual no intervalo de 1 keV a 20 keV. Assim, na correção do espectro pela resolução, foram considerados sinais de 0.3 keV até 30 keV.

A Figura 5.9 abaixo mostra o espectro teórico e o corrigido pela resolução para fótons escuros com massa de 1 keV e $\epsilon = 10^{-14}$.

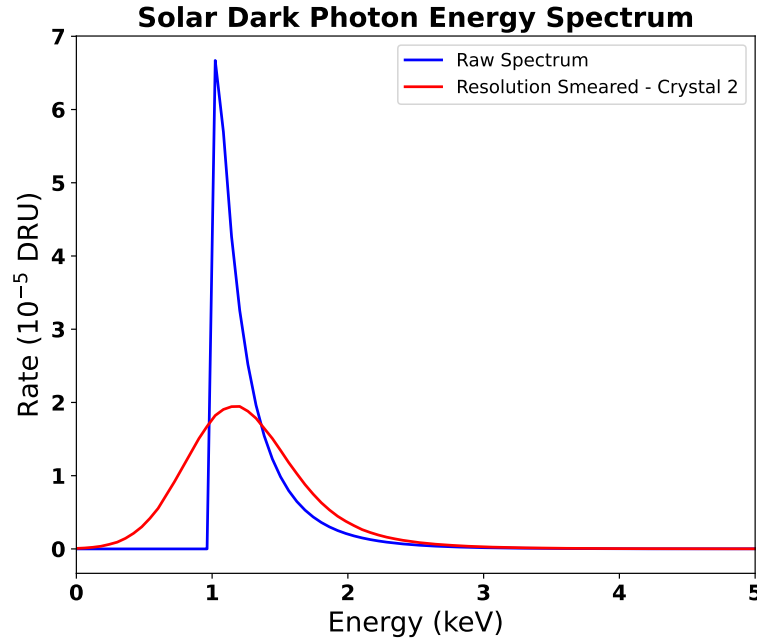


Figura 5.9: Espectro teórico (em azul) e corrigido pela resolução em energia (em vermelho) no cristal 2, para fótons escuros com massa de 1 keV e $\epsilon = 10^{-14}$.

De forma a simular o espectro esperado nos cristais, além da correção pela resolução em energia, também é necessário realizar a correção pela eficiência da seleção de eventos de cada cristal. A seleção de eventos, apresentada na seção 5.2.1, acaba por remover parte dos eventos candidatos à matéria escura, especialmente para baixas energias. A correção pela eficiência é feita multiplicando-se a taxa de eventos calculada para uma certa energia pela eficiência da seleção de eventos do cristal nesta mesma energia. Como as eficiências dos cristais são determinadas para intervalos de energia de 0.25 keV, o espectro apresentado na Figura 5.9 acima foi dividido em bins de 0.25 keV. Para isso, cada bin foi calculado como:

$$R_i = \frac{\int_{E_i}^{E_i+0.25} R(E) dE}{0.25} \quad (5.8)$$

onde R_i é a taxa de eventos referente ao bin de número i , E_i é a energia inicial do bin i , e $R(E)$ é a função que descreve a taxa de eventos contínua, mostrada na Figura 5.9 acima. A função $R(E)$ foi obtida diretamente do espectro calculado e corrigido, não tendo sido considerada uma expressão analítica.

O espectro corrigido pela resolução e dividido em bins de 0.25 keV para fótons escuros com massa de 1 keV e $\epsilon = 10^{-14}$ é apresentado na Figura 5.10 abaixo.

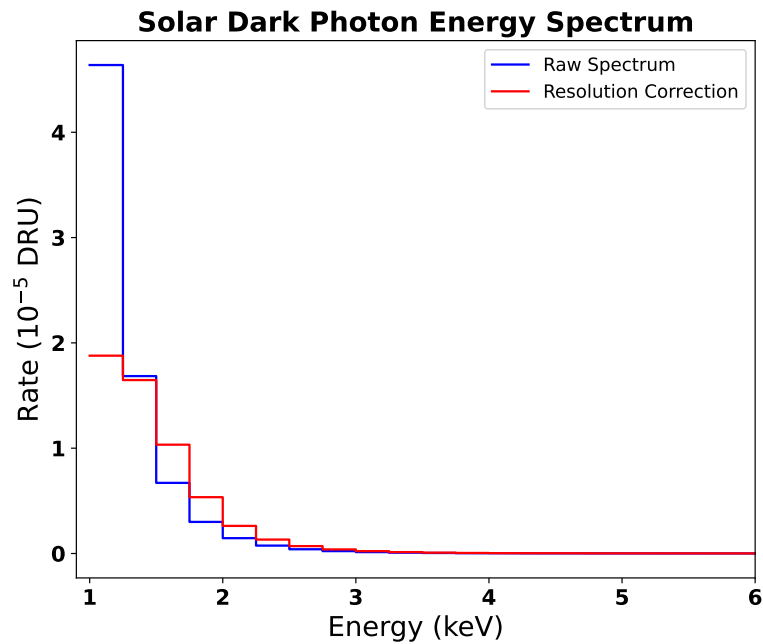


Figura 5.10: Espectro teórico (em azul) e corrigido pela resolução em energia (em vermelho), para fótons escuros com massa de 1 keV e $\epsilon = 10^{-14}$. Foram consideradas as correções em todos os cristais, sendo este o espectro esperado em todo o detector de NaI(Tl) do COSINE-100. Também, foram considerados bins de energia de 0.25 keV, assim como *threshold* de 1 keV.

As eficiências da seleção de eventos de cada cristal são apresentadas na Figura 5.11 abaixo.

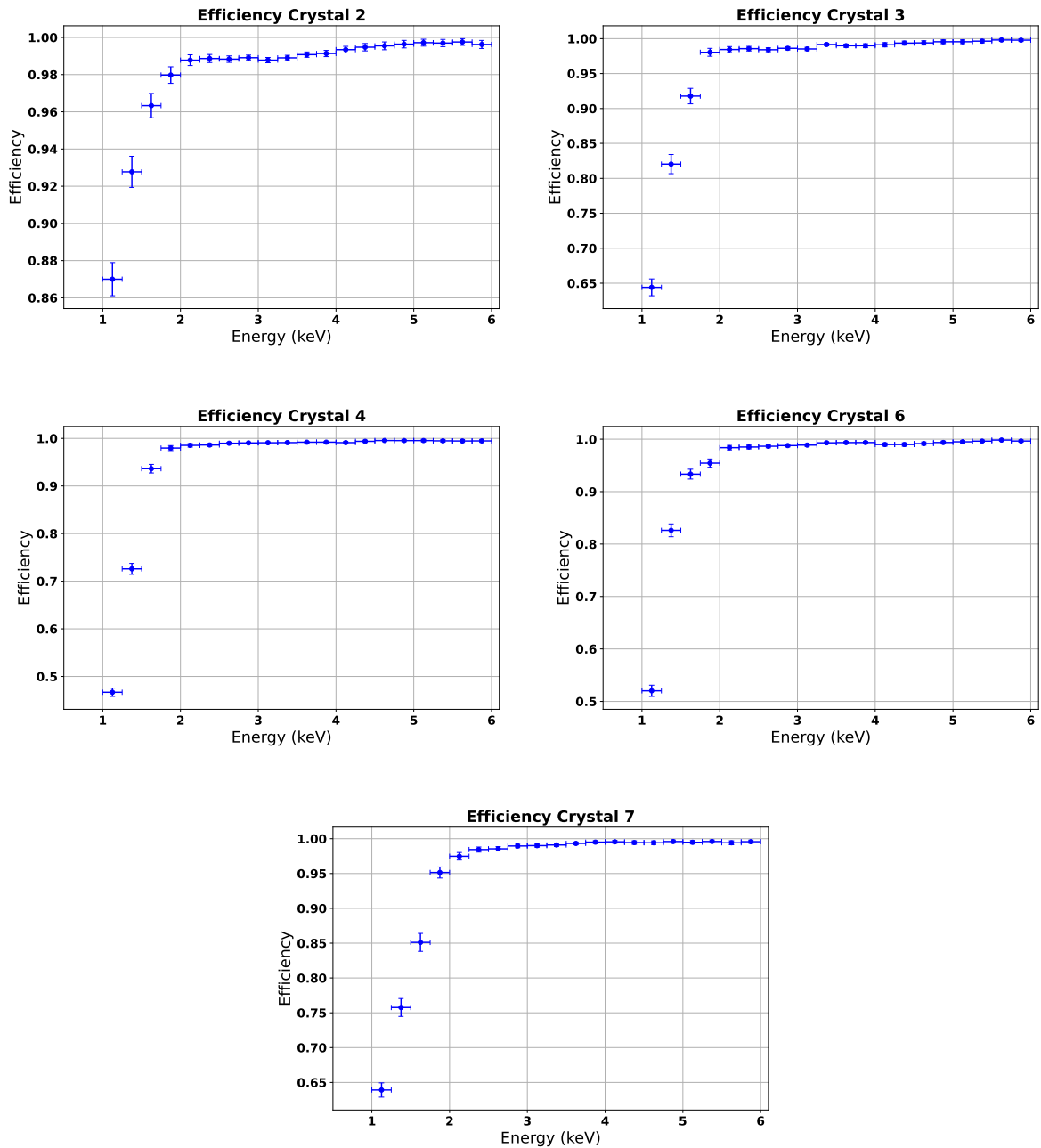


Figura 5.11: Eficiências da seleção de eventos em cada cristal analisado para energias de 1 keV a 6 keV. Para energias acima de 6 keV, a eficiência na detecção é praticamente 100%.

As eficiências para energias acima de 2 keV são maiores que 98% em todos os cristais, de forma que o espectro mostrado na Figura 5.10 praticamente não é alterado acima de 2 keV. Entretanto, entre 1 keV e 2 keV, a eficiência diminui significativamente quanto menor a energia, fazendo com que o espectro seja diminuído nessa região.

Como a análise dos dados foi feita em intervalos de energia de 1 keV, o espectro corrigido também foi dividido em bins de 1 keV. Para isso, foi calculada a média de cada conjunto de

4 bins de 0.25 keV contidos em cada intervalo de 1 keV. Os espectros corrigidos pela resolução e eficiência para fótons escuros com massa de 1 keV e $\epsilon = 10^{-14}$ são apresentados na Figura 5.12 abaixo.

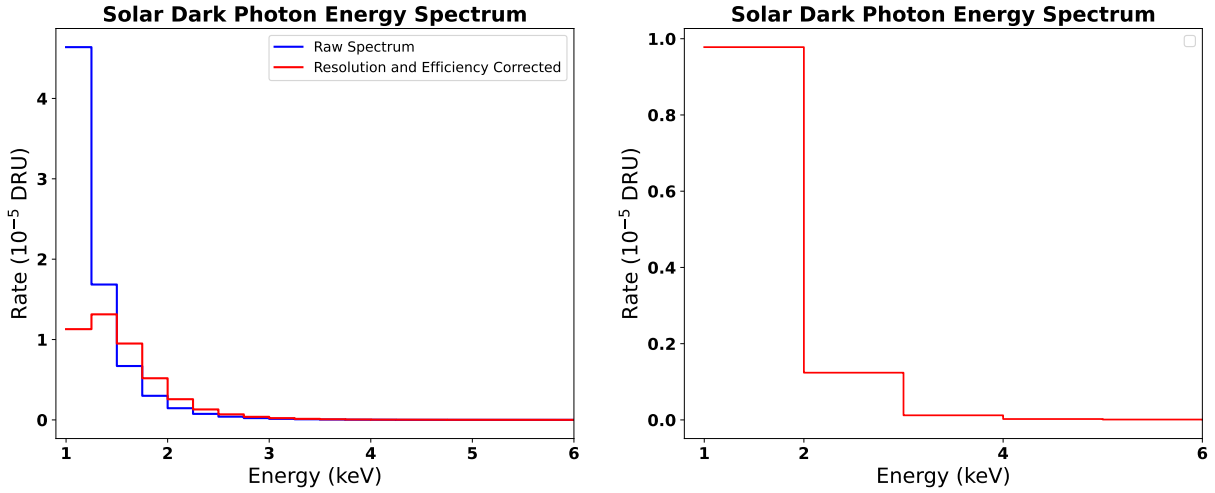


Figura 5.12: Espectro teórico (em azul) e corrigido pela resolução em energia e eficiência (em vermelho) para fótons escuros com massa de 1 keV, e $\epsilon = 10^{-14}$. Foram consideradas as correções em todos os cristais. À esquerda, espectros divididos em bins de 0.25 keV. À direita, espectro corrigido dividido em bins de 1 keV.

Nos cálculos das taxas de eventos apresentadas, foi considerada a distância média entre a Terra e o Sol $d = a = 1.496 \times 10^{11} m$. Logo, a partir das expressões 3.7, 3.9, 3.22 e 5.4, e dado que $R \propto d^{-2}$, as taxas de eventos esperadas quando a Terra está no afélio e no periélio podem ser escritas como:

$$R_{afélio} = \frac{R_a}{(1 + e)^2} \quad (5.9)$$

$$R_{periélio} = \frac{R_a}{(1 - e)^2} \quad (5.10)$$

onde $R_{afélio}$ e $R_{periélio}$ são as taxas de eventos quando a Terra está no afélio e no periélio, respectivamente, e R_a é a taxa de eventos quando $d = a = 1.496 \times 10^{11} m$.

A amplitude da modulação anual esperada na taxa de eventos é a metade da diferença entre $R_{periélio}$ e $R_{afélio}$. Dessa forma, utilizando as expressões 5.9 e 5.10, foram calculadas as amplitudes esperadas para cada intervalo de 1 keV de energia para massas do fóton escuro de 1 eV a 10 keV. A Figura 5.13 abaixo mostra as amplitudes esperadas para fótons escuros com massa de 100 eV e $\epsilon = 6 \times 10^{-14}$, e fótons escuros com massa de 4.4 keV e $\epsilon = 1.5 \times 10^{-12}$.

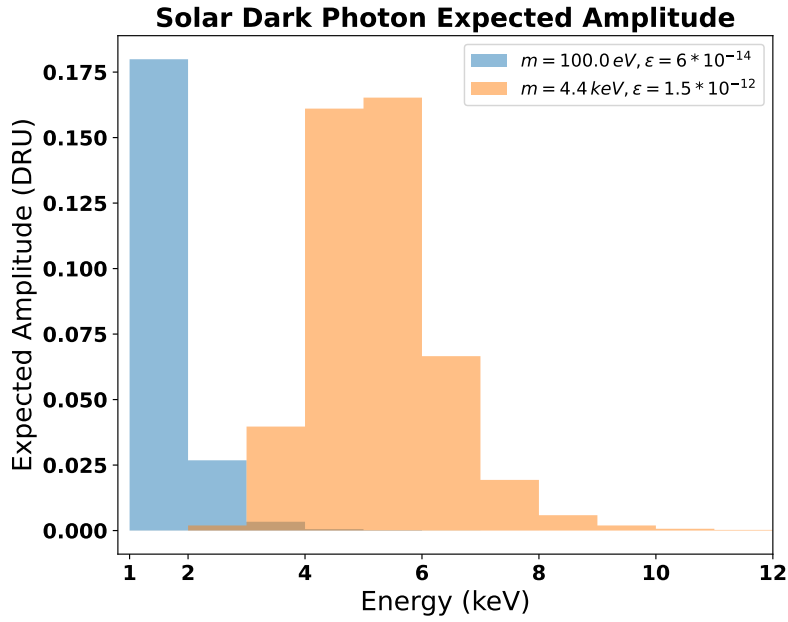


Figura 5.13: Amplitudes para a modulação anual esperada na taxa de eventos para fótons escuros com massa de 100 eV e $\epsilon = 6 \times 10^{-14}$ (em azul), e fótons escuros com massa de 4.4 keV e $\epsilon = 1.5 \times 10^{-12}$ (em laranja). As amplitudes para energias acima de 12 keV são praticamente nulas, e não foram mostradas no gráfico.

Como não foi observada, em nenhum intervalo de energia, uma amplitude positiva da modulação anual esperada incompatível com zero, foram determinados limites superiores para os valores da massa e da constante de acoplamento ϵ dos fótons escuros solares, a partir dos resultados da análise dos dados.

As expressões 3.7, 3.9 para os fluxos, 5.4 para a taxa de eventos esperada, e 5.9 e 5.10 para as taxas de eventos no periélio e afélio mostram que a taxa de eventos e a amplitude da modulação esperada são proporcionais à constante ϵ^4 . Para todas as massas estudadas, foram realizados os cálculos da amplitude esperada considerando $\epsilon = 10^{-14}$, de forma que é possível obter as amplitudes para outros valores de ϵ utilizando a seguinte expressão:

$$Amplitude = \left(\frac{\epsilon}{10^{-14}} \right)^4 Amplitude|_{\epsilon=10^{-14}} \quad (5.11)$$

onde $Amplitude|_{\epsilon=10^{-14}}$ é a amplitude calculada para $\epsilon = 10^{-14}$.

Então, para obter os limites superiores dos dados, foram ajustadas as amplitudes calculadas para cada massa do fóton escuro às amplitudes obtidas a partir do ajuste dos dados (Figura 5.5), deixando como parâmetro livre a constante de acoplamento ϵ . Ou seja, foi ajustada às amplitudes dos dados a seguinte expressão:

$$Amplitude = C \times \frac{Amplitude|_{\epsilon=10^{-14}}}{\left(10^{-14}\right)^4} \quad (5.12)$$

onde $C = \epsilon^4$ foi o parâmetro livre no ajuste.

Os valores dos limites superiores para ϵ , para um intervalo de confiança de 90%, foram determinados a partir do método de Feldman-Cousins [119], o qual relaciona os valores dos limites inferior e/ou superior com a razão entre o resultado do ajuste e sua incerteza. Propositamente, foi liberado que o valor de C fosse negativo, já que boa parte das amplitudes obtidas dos dados foi negativa, especialmente para energias mais baixas. O método de Feldman-Cousins indica limites superiores mesmo para valores negativos de C . A Figura 5.14 abaixo mostra dois exemplos de ajustes feitos para fótons escuros com massa de 1 keV e 4.4 keV.

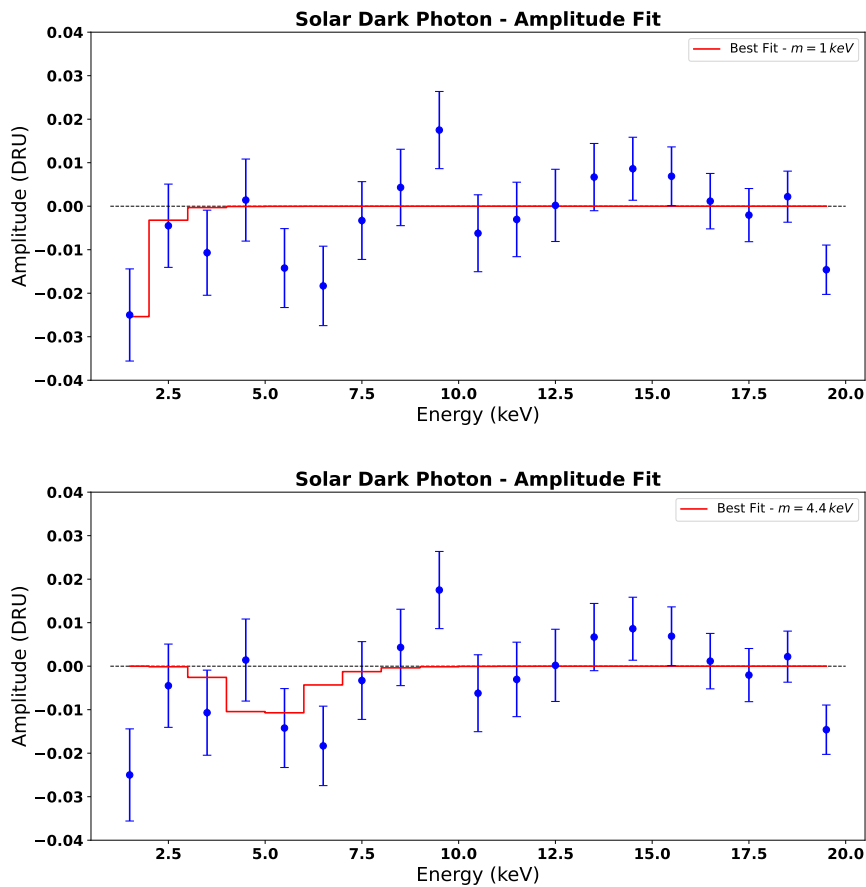


Figura 5.14: Ajustes das amplitudes esperadas para cada intervalo de energia de 1 keV às amplitudes obtidas dos dados dos cristais. Acima, considerando uma massa de 1 keV. Abaixo, considerando uma massa de 4.4 keV. Para a massa de 1 keV, o resultado do ajuste foi $C = -9.4 \times 10^{-52} \pm 4.3 \times 10^{-52}$, implicando em um limite superior de $\epsilon = 1.13 \times 10^{-13}$. Para a massa de 4.4 keV, o resultado do ajuste foi $C = -3.9 \times 10^{-49} \pm 2.7 \times 10^{-49}$, implicando em um limite superior de $\epsilon = 6.32 \times 10^{-13}$.

É possível perceber que, devido à taxa de eventos esperada para fótons escuros com massas de até cerca de 1 keV ser muito maior no intervalo de 1-2 keV do que em energias maiores, o ajuste da amplitude esperada no primeiro bin é mais relevante na determinação dos limites superiores do que os outros bins. Entretanto, para massas acima de 1 keV, a taxa de eventos esperada é melhor distribuída em diferentes intervalos de energia, fazendo com que o ajuste considere mais bins na determinação dos limites superiores.

Foram estabelecidos limites superiores para a constante ϵ para fótons escuros solares com massa de 1 eV até 10 keV, e então comparados com limites determinados por observações astrofísicas e pelo experimento XENON1T. Nessa região de massa, para massas entre cerca de 30 eV e 10 keV, os limites mais restritivos são derivados de estudos sobre o resfriamento

do Sol e de estrelas do ramo horizontal [50]. Para massas abaixo de 30 eV, o experimento XENON1T já atingiu sensibilidade suficiente para obter limites melhores que os de estudos sobre o Sol.

Os limites superiores obtidos a partir de estudos sobre o Sol são calculados considerando-se que a energia perdida através de fótons escuros não possa exceder 10% de sua luminosidade total (L_{\odot}) [86]. A partir dos fluxos de fótons escuros na Terra, calculados para a polarização transversal e longitudinal, é possível calcular a energia perdida por segundo pelo Sol através de fótons escuros solares a partir de [86]:

$$L_{DP} = 4\pi a^2 \int E \left(\frac{d\Phi_L}{dE} + \frac{d\Phi_T}{dE} \right) dE \quad (5.13)$$

onde L_{DP} é a energia perdida por segundo pelo Sol através de fótons escuros, e $\frac{d\Phi_L}{dE}$ e $\frac{d\Phi_T}{dE}$ são os fluxos na Terra de fótons escuros com polarização longitudinal e transversal, respectivamente.

Dado que os fluxos são proporcionais a ϵ^2 , e nos cálculos dos fluxos foi considerado que $\epsilon = 10^{-14}$, os limites superiores são determinados considerando que $L_{DP} = 0.1 L_{\odot}$, através da seguinte expressão:

$$\epsilon_{uplim} = 10^{-14} \sqrt{\frac{0.1 L_{\odot}}{L_{DP}|_{\epsilon=10^{-14}}}} \quad (5.14)$$

onde $L_{DP}|_{\epsilon=10^{-14}}$ é a energia perdida por segundo pelo Sol através de fótons escuros considerando $\epsilon = 10^{-14}$, e ϵ_{uplim} é o limite superior para o valor da constante de acoplamento cinético.

A Figura 5.15 abaixo mostra o gráfico de exclusão com os limites superiores obtidos pela análise dos dados dos cristais do COSINE-100, os limites obtidos a partir do Sol, considerando $L_{DP} = 0.1 L_{\odot}$, os limites obtidos por observações da perda de energia por estrelas do ramo horizontal, e os limites obtidos pelo experimento XENON1T.

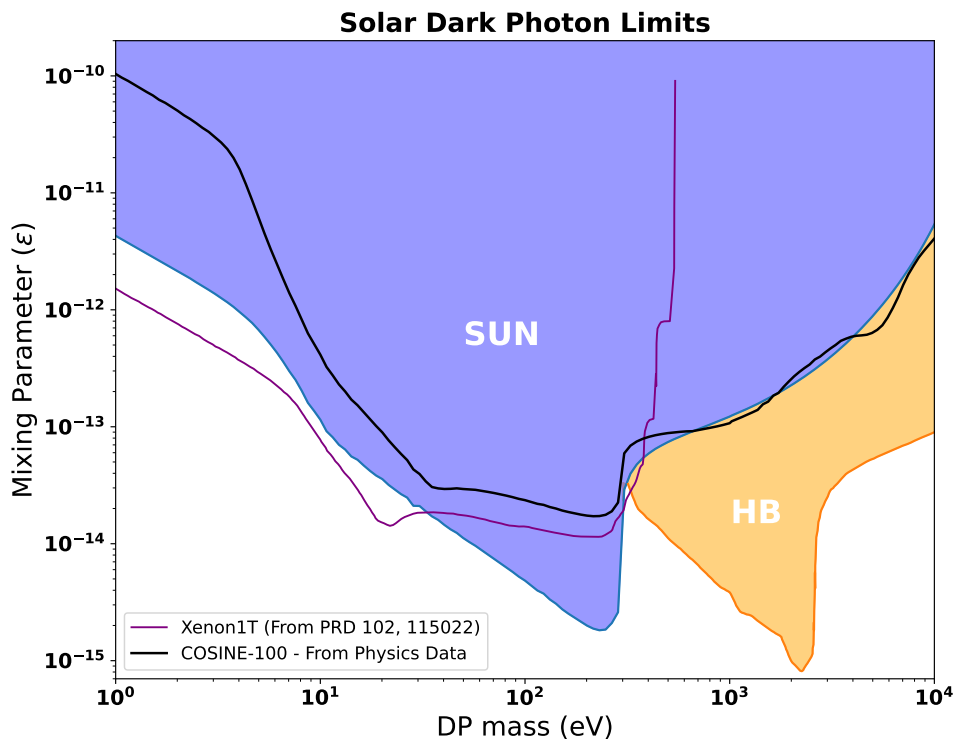


Figura 5.15: Gráfico de exclusão para fótons escuros, apresentando os limites superiores para a constante de acoplamento cinético e massa dos fótons escuros obtidos pela análise dos dados do COSINE-100 (em preto), pela análise dos dados do experimento XENON1T (em roxo) [50], considerando a energia perdida pelo Sol como $L_{DP} < 0.1 L_{\odot}$ (região em azul), e considerando estudos da energia perdida por estrelas do ramo horizontal [50].

Os limites superiores obtidos pela análise dos dados do COSINE-100 não atingem nenhuma região ainda inexplorada para os fótons escuros, sendo superados pelos limites da luminosidade solar para massas abaixo de 500 eV, e pelos limites da luminosidade em estrelas do ramo horizontal para massas acima de 500 eV. Os limites determinados pelos estudos sobre o Sol e estrelas do ramo horizontal podem ser atualizados com melhor conhecimento da composição e estrutura dessas estrelas. Porém, grande parte das pesquisas aponta limites ainda mais restritivos para os fótons escuros [120,121]. Os limites obtidos pelo experimento XENON1T são mais restritivos que os do Sol para massas menores que cerca de 30 eV, especialmente devido ao baixo *threshold* de seu detector (0.186 keV) [122]. Os limites apresentados na Figura 5.15 acima para o XENON1T foram calculados utilizando os dados de cintilações secundárias geradas na fase gasosa do detector (análise denominada “S2-only”) [122], os quais possuem *threshold* baixo, porém não se estendem para energias além de poucos keV. Além disso, o fundo dos dados S2 não é bem conhecido, dificultando a detecção de eventos oriundos da matéria

escura. Se analisados os dados provenientes de cintilações na fase líquida do detector, é possível procurar também por fótons escuros solares com massas da ordem de alguns keV. Um excesso de eventos foi observado no XENON1T na região de 2-3 keV, podendo, a princípio, ser explicado pela detecção de fótons escuros solares. Entretanto, o valor para a constante ϵ é incompatível com os limites das estrelas do ramo horizontal [50].

É importante ressaltar que a busca pelos fótons escuros solares realizada neste trabalho foi através da procura por uma modulação anual na taxa de eventos medida pelos cristais do COSINE-100, diferentemente do estudo no experimento XENON1T, no qual a busca foi realizada procurando-se por um excesso de eventos sobre o fundo. Apesar de menos sensível, a procura pela modulação anual independe da natureza da interação da matéria escura com o detector, podendo ser utilizada não apenas no estudo de fótons escuros, mas também para qualquer tipo de matéria escura solar. Assim, como nenhum experimento, até o momento, realizou a procura por fótons escuros solares pelo método da modulação anual, ainda que os limites do COSINE-100 não alcancem regiões inexploradas no gráfico de exclusão, é interessante que este estudo seja realizado.

5.3.1 Geração e análise dos pseudo-dados

Na maior parte dos trabalhos, são apresentados os limites superiores obtidos pela análise dos dados em conjunto com os limites superiores definidos pela sensibilidade da análise. Devido à flutuação estatística no número de eventos medidos, e incerteza atrelada ao fundo, os limites superiores obtidos da análise dos dados não representam a real sensibilidade da análise.

A partir do fundo utilizado no ajuste da modulação anual aos dados dos cristais, é possível gerar conjuntos de dados que simulem os obtidos pelo detector (denominados pseudo-dados), considerando que não haja modulação. Assim, o número de eventos medido em cada cristal, intervalo de 15 dias, e intervalo de energia de 1 keV pode ser calculado como:

$$N_n = M_n T_n \left(C_n + \sum_{i=1}^8 a_{i,n} e^{-\lambda_i t_0} \right) \quad (5.15)$$

onde N_n é o número de eventos no n-ésimo cristal, M_n é a massa do n-ésimo cristal, T_n é o

tempo efetivo de aquisição do n -ésimo cristal para o intervalo de 15 dias considerado, C_n é a componente constante do fundo do n -ésimo cristal, $a_{i,n}$ e λ_i são a taxa de eventos inicial e a constante de decaimento da i -ésima componente do fundo e do n -ésimo cristal, respectivamente, e t_0 é o tempo passado desde o início da tomada de dados.

Devido a interrupções curtas na aquisição de dados geradas por pequenos problemas no sistema de aquisição, ou no detector, o tempo efetivo da tomada de dados em cada intervalo de 15 dias não é necessariamente 15 dias. Também, como as taxas de eventos iniciais para cada componente do fundo já consideram as eficiências dos cristais, não é necessário levá-las em consideração na expressão 5.15 acima.

Além disso, flutuações estatísticas e incertezas em cada componente do fundo devem ser consideradas para obtenção dos limites superiores e suas respectivas incertezas. Logo, para cada componente do fundo, foi considerado que sua atividade inicial possui distribuição gaussiana, com média e desvio padrão determinados pela simulação Monte Carlo realizada pela colaboração (Figura 5.3). As flutuações estatísticas foram computadas considerando-se que o número de eventos calculado pela expressão 5.15 segue a distribuição de Poisson.

De modo a simular os dados do COSINE-100, o número de eventos deve ser calculado para cada um dos 76 intervalos de 15 dias analisados nos dados SET 3, bem como para cada intervalo de 1 keV de energia. Para obter os limites superiores com suas respectivas incertezas relativos à sensibilidade do detector e dos dados SET 3, foram gerados 1000 conjuntos de pseudo-dados para cada intervalo de 1 keV de energia, e então seguido o mesmo procedimento de análise utilizado nos dados reais. Ou seja, para cada conjunto dos pseudo-dados, foi ajustada a expressão 5.2 simultaneamente para os 5 cristais, obtendo-se as amplitudes da modulação esperada para cada intervalo de energia. Foram, então, ajustadas as amplitudes esperadas nos cristais, a partir dos cálculos, às amplitudes resultantes dos ajustes aos pseudo-dados, obtendo-se os limites superiores pelo método de Feldman-Cousins.

A Figura 5.16 abaixo mostra um dos 1000 conjuntos de pseudo-dados gerados no intervalo de 1-2 keV, assim como o ajuste da expressão 5.2.

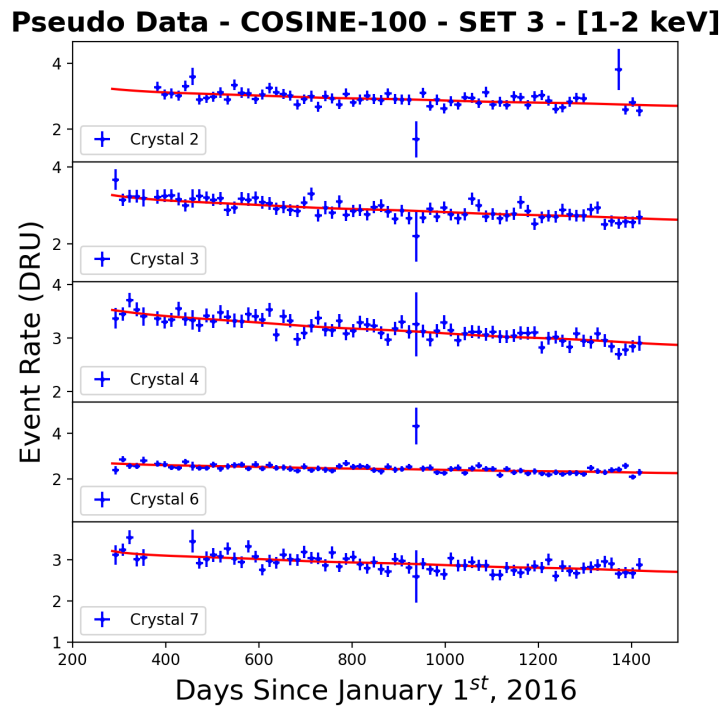


Figura 5.16: Pseudo-dados gerados no intervalo de 1-2 keV, simulando os dados SET 3. O ajuste (em vermelho) resultou em um valor de amplitude de $A = -0.007 \pm 0.010$ DRU.

Nota-se que, como esperado e planejado, os pseudo-dados gerados são muito semelhantes aos dados reais dos cristais (Figura 5.4). Ambos possuem os mesmos pontos em alguns cristais com taxa de eventos nula, decorrente do tempo efetivo de aquisição ser nulo para este intervalo de 15 dias, bem como pontos em que a incerteza é maior, devido ao tempo efetivo de aquisição ser menor que 15 dias.

Para cada massa do fóton escuro solar analisado, foi obtida uma distribuição dos limites superiores, visto que estes foram calculados para cada um dos 1000 conjuntos de pseudo-dados. A partir dessa distribuição, foi possível determinar os limites superiores relacionados à sensibilidade do experimento COSINE-100, considerando os dados SET 3, a partir de sua média e desvio padrão. A Figura 5.17 abaixo mostra os limites superiores obtidos pela análise dos pseudo-dados com seus respectivos intervalos de confiança em 1σ e 2σ .

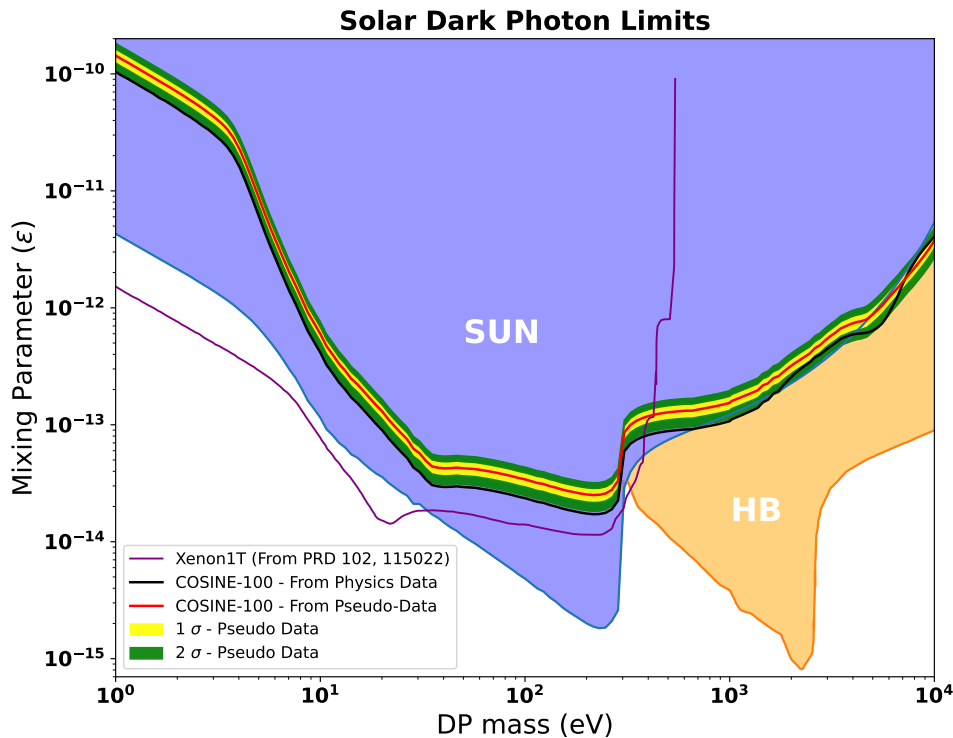


Figura 5.17: Gráfico de exclusão para fótons escuros, mostrando os limites superiores obtidos a partir do estudo dos pseudo-dados (em vermelho), com seus respectivos intervalos de confiança em 1σ e 2σ (região amarela e verde, respectivamente). Também estão presentes os limites já apresentados na Figura 5.15.

Os limites obtidos a partir dos pseudo-dados são um pouco menos restritivos do que os limites obtidos dos dados reais. Até a massa de 1 keV, percebe-se que a distância entre ambos os limites é praticamente constante. Isto deve-se ao primeiro bin da amplitude da Figura 5.5 estar a cerca de 2σ de zero, e visto que para massas abaixo de 1 keV a amplitude do primeiro bin é dominante para o ajuste da constante ϵ , os valores dos limites ficam distantes de cerca de 2σ dos limites que seriam obtidos caso esta amplitude fosse nula. No caso dos pseudo-dados, em média, a amplitude de todos os bins é nula.

5.4 Análise para os modelos dos áxions solares

O procedimento adotado na análise para os modelos dos áxions solares foi muito semelhante ao adotado na análise para os fótons escuros solares. Com o fluxo de áxions solares na Terra considerando $r = a = 1.496 \times 10^{11} m$, como apresentado na Figura 3.10 da Seção 3.1.2, foi calculada a taxa de eventos esperada nos cristais de NaI(Tl) do COSINE-100 através

da expressão abaixo [100].

$$R = \frac{1}{M_{total}} \frac{d\Phi_a}{dE_a} \left(\sigma_{ae}^{Na} N_{Na} + \sigma_{ae}^I N_I \right) \quad (5.16)$$

onde M_{total} é a soma da massa dos 5 cristais utilizados, $\frac{d\Phi_a}{dE_a}$ é o fluxo dos áxions solares na Terra, σ_{ae}^{Na} e σ_{ae}^I são as seções de choque axio-elétricas para o Na e o I, respectivamente, e N_{Na} e N_I são o número de átomos de Na e I nos cristais, respectivamente.

As seções de choque axio-elétricas dos átomos de Na e I podem ser calculadas a partir de suas respectivas seções de choque para o efeito fotoelétrico:

$$\sigma_{ae} = \sigma_{pe} \frac{3E_a^2 g_{ae}^2}{16\pi\alpha m_e^2 \beta_a} \left(1 - \frac{\beta_a^{2/3}}{3} \right) \quad (5.17)$$

onde σ_{pe} é a seção de choque do efeito fotoelétrico, a qual foi obtida da Ref. [123] para o Na e o I, E_a é a energia do áxion; α é a constante de estrutura fina, m_a é a massa do áxion, e β_a é a velocidade do áxion, a qual pode ser definida como $\beta_a = \sqrt{1 - \frac{m_a^2}{E_a^2}}$.

Utilizando as expressões 5.16 e 5.17 acima, foram calculadas as taxas de eventos para áxions solares com massas de 0.01 eV até 0.2 keV, como segue na Figura 5.18 abaixo.

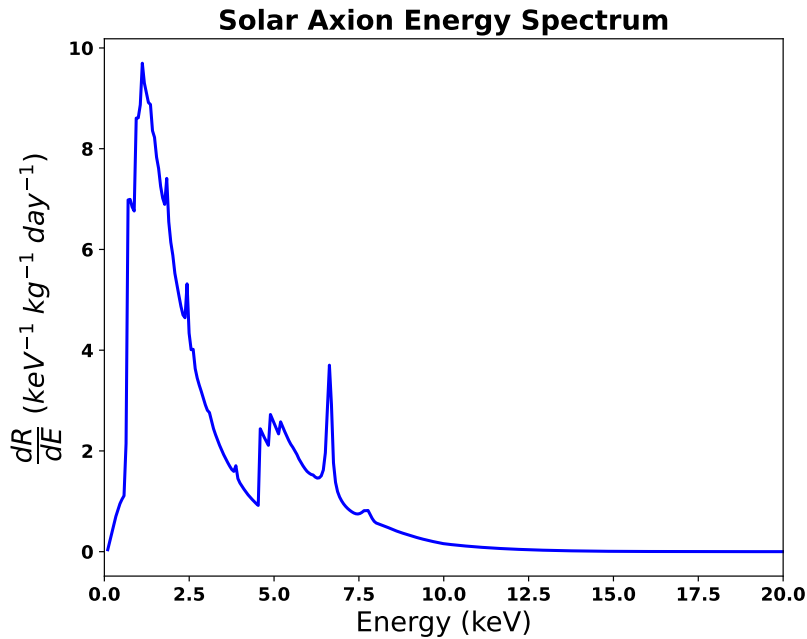


Figura 5.18: Taxa de eventos esperada para áxions solares nos cristais de NaI(Tl) do COSINE-100, considerando $m_a = 0.01 \text{ eV}$ e $g_{ae} = 5.11 \times 10^{-11}$.

Assim como para os fótons escuros solares, as regiões de energia por volta de 1 keV e 5 keV apresentam um aumento na taxa de eventos, decorrente das energias de ligação nos átomos de Na e I. Porém, diferentemente do caso para os fótons escuros solares, a taxa de eventos possui o máximo por volta de 1.5 keV, e não decresce tão rapidamente com a energia. Logo, a região de maior interesse para os eventos gerados por áxions solares é entre 1 keV e 10 keV. Além disso, o espectro é praticamente o mesmo para todas as massas estudadas, fazendo com que a sensibilidade do detector também seja muito parecida.

A Figura 5.19 abaixo mostra o espectro dos áxions solares antes e após a correção pela resolução em energia e eficiência do detector, considerando bins de energia de 0.25 keV e 1 keV.

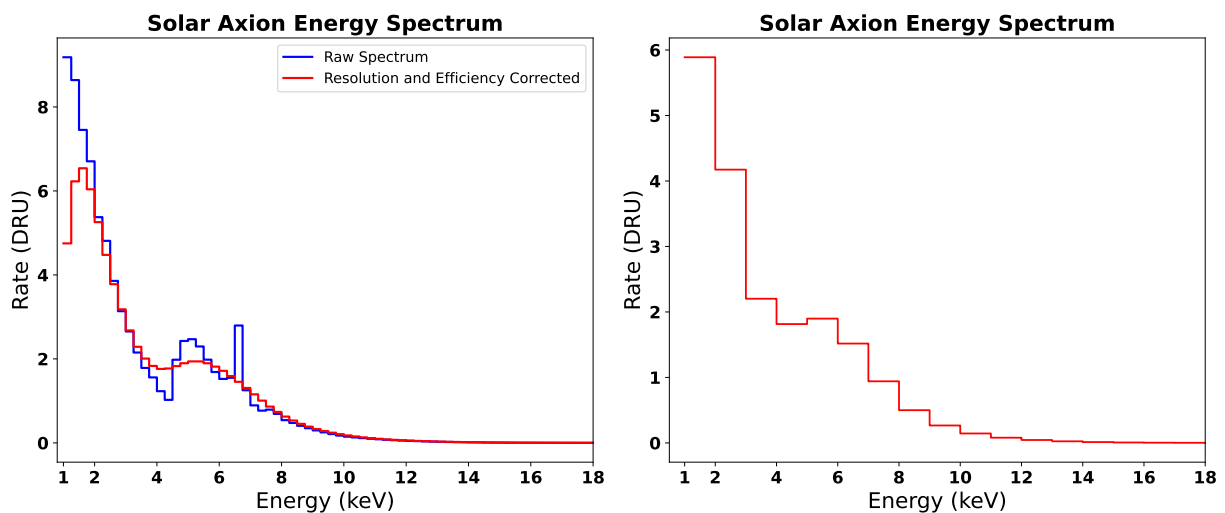


Figura 5.19: À esquerda, espectro sem correção (em azul) e corrigido pela resolução em energia e eficiência (em vermelho), considerando bins de energia de 0.25 keV. Foram consideradas as correções em todos os cristais. À direita, espectro corrigido pela resolução e eficiência, considerando bins de energia de 1 keV.

Da mesma maneira que o modelo dos fótons escuros solares, a taxa de eventos gerada por áxions solares deve ser proporcional a r^{-2} . Dessa forma, utilizando as expressões 5.9 e 5.10, foram determinadas as amplitudes da modulação esperada para cada bin de energia, como segue na Figura 5.20 abaixo.

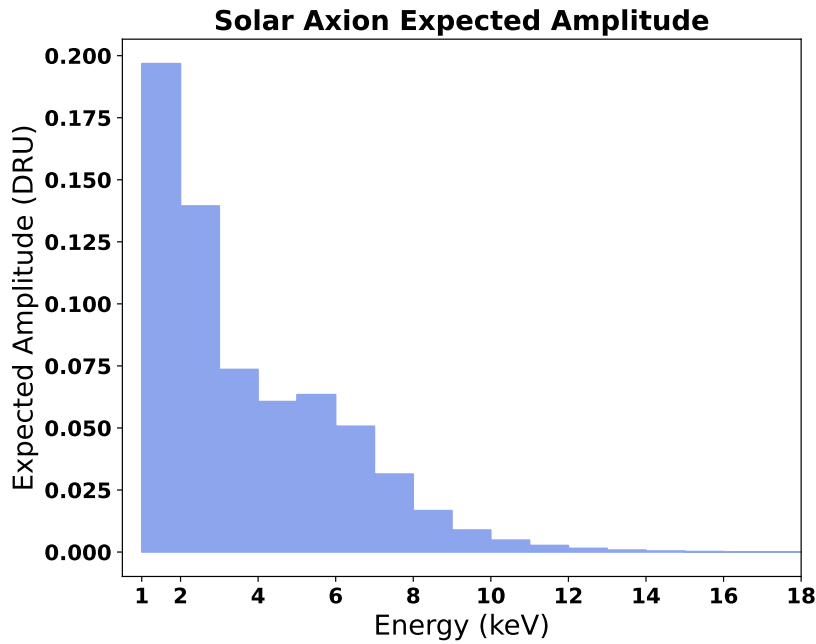


Figura 5.20: Amplitude esperada para os áxions solares nos cristais do COSINE-100, para cada intervalo de energia de 1 keV.

Como não foi observada nenhuma amplitude para a modulação esperada, foram ajustadas as amplitudes esperadas às amplitudes obtidas dos dados dos cristais com o objetivo de obter os limites superiores para a constante de acoplamento g_{ae} e a massa do áxion. A partir das expressões 3.12, 3.13, 3.22, 5.16, e 5.17, percebe-se que a amplitude esperada é proporcional a g_{ae}^4 . Logo, os ajustes para determinar os limites foram realizados da mesma forma que para o modelo dos fótons escuros solares, porém, o parâmetro livre foi g_{ae} . A Figura 5.21 abaixo mostra o ajuste considerando $m_a = 0.01 \text{ eV}$.

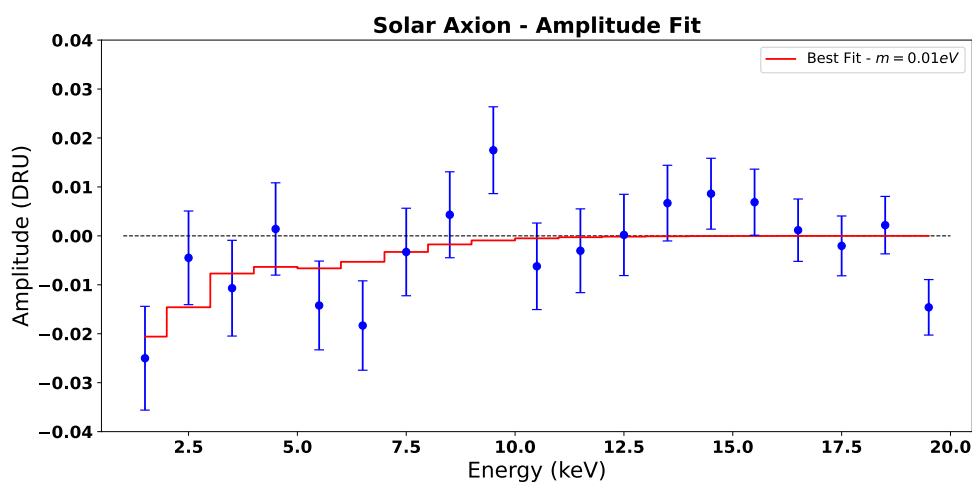


Figura 5.21: Ajuste das amplitudes da modulação esperada (em vermelho) às amplitudes obtidas a partir dos dados dos cristais do COSINE-100 (em azul), considerando $m_a = 0.01 \text{ eV}$. Para este caso, o ajuste resultou em um limite superior de $g_{ae} = 1.6 \times 10^{-11}$.

A Figura 5.22 abaixo mostra os limites superiores obtidos para os áxions solares, considerando massas de 0.01 eV até 0.2 keV. Também são apresentados os limites superiores de outros experimentos e os valores esperados para a massa e a constante g_{ae} segundo os modelos teóricos DFSZ, considerando $\cos^2\beta = 1$, e KSVZ para comparação.

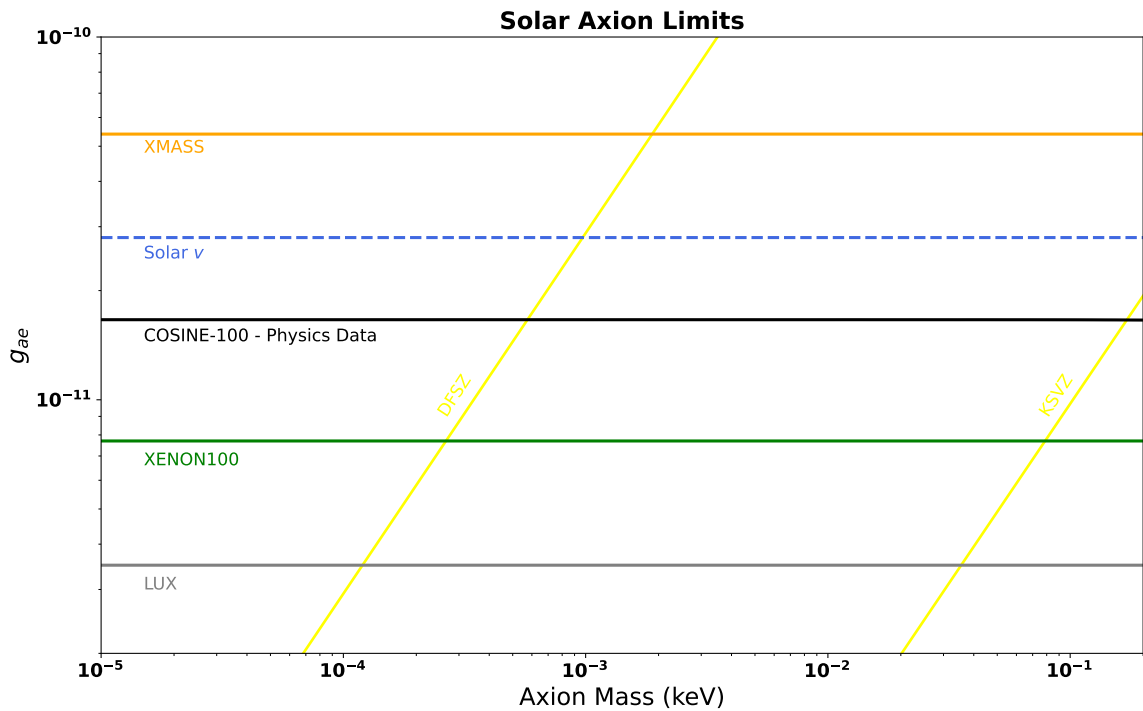


Figura 5.22: Gráfico de exclusão para áxions solares, onde são apresentados os limites superiores para a constante g_{ae} , considerando massas dos áxions solares de 0.01 eV até 0.2 keV. São mostrados os limites, para um intervalo de confiança de 90 %, obtidos desta análise com os dados dos cristais do COSINE-100 (em preto), limites do XENON100 [124] (em verde), limites do XMASS [125] (em laranja), limites do LUX [126] (em cinza), e limites de medidas dos neutrinos solares [127] (em azul). As curvas em amarelo mostram os valores esperados da massa do áxion e de g_{ae} , de acordo com os modelos DFSZ e KSVZ.

Como o espectro dos áxions solares é praticamente inalterado para qualquer massa no intervalo estudado, os limites independem da massa considerada. Assim, desta análise, pode-se afirmar que o limite superior é $g_{ae} = 1.66 \times 10^{-11}$.

Novamente, os limites obtidos nesta análise são menos restritivos em comparação com outros experimentos, como o XENON100 e o LUX, por exemplo. Entretanto, a procura pelos áxions solares nesses experimentos foi realizada procurando-se por um excesso de eventos sobre o fundo, diferentemente da procura pela modulação anual na taxa de eventos, a qual foi realizada neste trabalho.

5.4.1 Geração e análise dos pseudo-dados

Com o intuito de verificar a sensibilidade do detector e dos dados SET 3 para esta análise, também foi feito o estudo sobre os pseudo-dados para o modelo dos áxions solares. Visto

que a modulação esperada e sua proporcionalidade com o parâmetro de acoplamento é a mesma do modelo dos fótons escuros solares, foram utilizados os mesmos pseudo-dados e ajustes da modulação já realizados (Figura 5.16). Porém, na obtenção dos limites superiores, foi ajustada a constante g_{ae} . A Figura 5.23 abaixo mostra os limites superiores obtidos pela análise dos pseudo-dados.

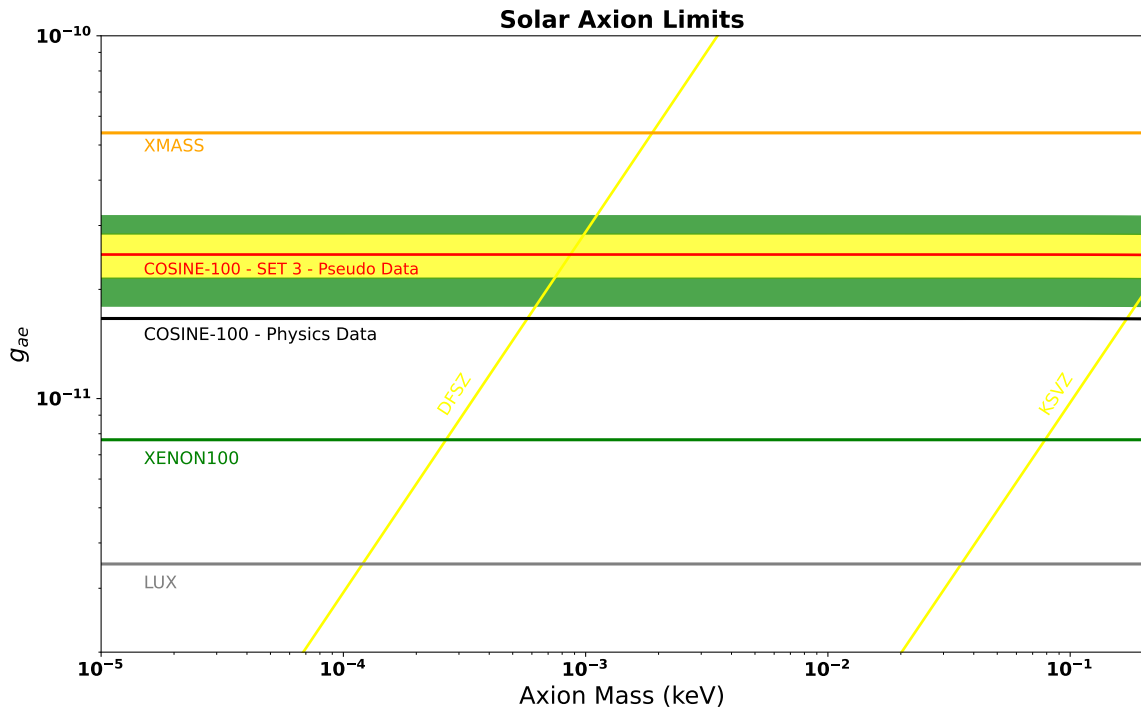


Figura 5.23: Gráfico de exclusão para áxions solares, onde são apresentados os limites superiores para a constante g_{ae} considerando massas de 0.01 eV até 0.2 keV. São mostrados os limites obtidos da análise dos pseudo-dados com intervalo de confiança de 90%, com suas respectivas incertezas em 1σ (região amarela) e 2σ (região verde).

Os limites superiores para a análise dos pseudo-dados foram $g_{ae} = 2.49 \times 10^{-11}$ para qualquer massa no intervalo estudado. Nota-se que os limites superiores obtidos desta análise são menos restritivos do que os limites de outros experimentos, como o XENON100 e o LUX. Porém, assim como para o modelo dos fótons escuros solares, a procura pelos áxions solares neste estudo foi através da modulação anual na taxa de eventos, e não por um excesso de eventos sobre o fundo, como foi realizada pelos outros experimentos.

Os limites obtidos dos dados reais são menores do que os limites obtidos pelos pseudo-dados, localizando-se abaixo destes em cerca de 2.4σ . O espectro dos áxions solares é maior para energias entre 1 keV e 8 keV, possuindo um pico maior entre 1 keV e 3 keV, e outro menor

entre 5 keV e 7 keV, devido a um aumento na seção de choque do efeito axio-elétrico nos átomos de I. Logo, dado que as amplitudes obtidas dos ajustes da modulação aos dados reais entre 1 keV e 8 keV são praticamente todas negativas, os ajustes das amplitudes calculadas às amplitudes dos dados reais resultaram em limites superiores mais restritivos do que os obtidos dos pseudo-dados, nos quais, em média, as amplitudes são nulas.

A análise anterior sobre áxions solares realizada pelo COSINE-100 determinou um limite superior de $g_{ae} = 1.7 \times 10^{-11}$ [100], muito semelhante ao limite deste estudo com os dados reais. Isto evidencia a maior sensibilidade da procura por um excesso de eventos, já que neste estudo foram utilizados dados com exposição do detector cerca de 16 vezes maior.

5.5 Análise para o modelo dos áxions solares de Kaluza-Klein

Conforme descrito na Seção 3.2.5, espera-se que os áxions solares de Kaluza-Klein decaiam em um par de fótons que será medido nos cristais de NaI(Tl). Como as massas destes áxions devem variar entre 1 keV até um máximo de cerca de 25 keV, é necessário que decaiam dentro de algum cristal para serem detectados, visto que fótons com energia nesse intervalo não seriam capazes de atravessar o encapsulamento de cobre dos cristais. A partir do espectro de massa apresentado na Figura 3.12, a taxa de eventos esperada nos cristais do COSINE-100 pode ser descrita por:

$$R = \frac{1}{\rho_{NaI}} \frac{g_{a\gamma\gamma}^2}{64\pi} n_a m_a^3 f(m_a) \quad (5.18)$$

onde $\rho_{NaI} = 3.67 \text{ g/cm}^3$ é a densidade do NaI, $g_{a\gamma\gamma}$ é a constante de acoplamento entre áxions e fótons, n_a é a densidade numérica dos áxions na Terra, m_a é a massa observada do áxion, e $f(m_a)$ é o espectro de massa dos áxions.

Considerando que a densidade numérica de áxions quando a Terra está no afélio é $n_{afélio} = 3.81 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, e quando a Terra está no periélio é $n_{periélio} = 4.36 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, em concordância com o modelo apresentado na Figura 3.11, foi calculado o espectro esperado para os áxions solares de Kaluza-Klein nos cristais, como segue na Figura 5.24 abaixo.

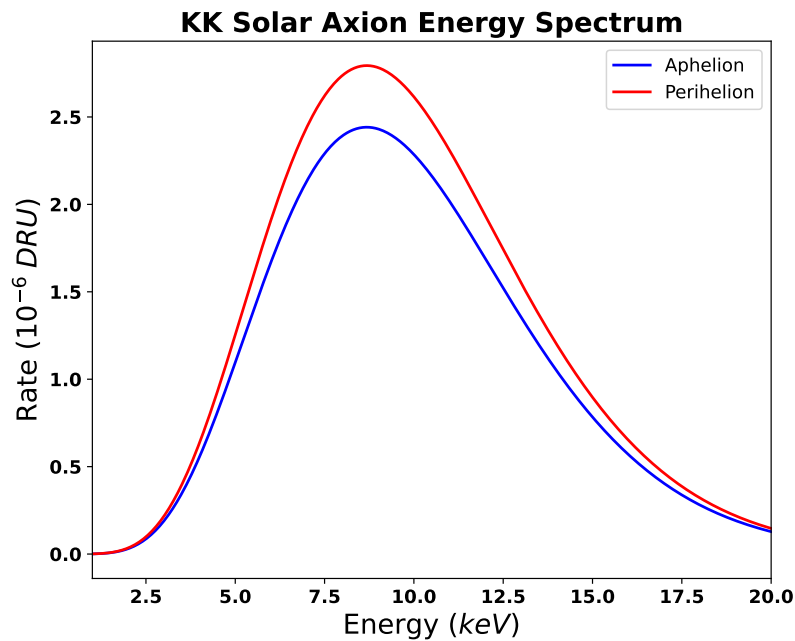


Figura 5.24: Espectro esperado dos áxions solares de Kaluza-Klein nos cristais de NaI(Tl) quando a Terra está no afélio (em azul), e no periélio (em vermelho), assumindo $n_{afélio} = 3.81 \times 10^{13} m^{-3}$, $n_{periélio} = 4.36 \times 10^{13} m^{-3}$ e $g_{a\gamma\gamma} = 9.2 \times 10^{-14} GeV^{-1}$.

Dado que o modelo de Kaluza-Klein sugere que os áxions solares estariam presos no poço gravitacional do Sol, e teriam energia cinética muito menor que sua energia de repouso, a energia depositada no detector seria relativa apenas à sua massa, tendo em mente que diferentes massas poderiam ser observadas devido à conjectura de dimensões extras do modelo.

A taxa de eventos possui um máximo em energias por volta de 9 keV, e não próximo de 1 keV, como nos outros dois modelos estudados. Assim, para este caso, a região de maior interesse para a detecção dos áxions é entre 4 keV e 16 keV, sendo uma vantagem para os cristais de NaI(Tl) do COSINE-100, dado que sua eficiência é muito próxima de 100% nessa região de energia.

Da mesma maneira que na análise dos fótons escuros e áxions solares DFSZ e KSVZ, os espectros foram corrigidos pela resolução em energia e eficiência do detector, como segue na Figura 5.25 abaixo.

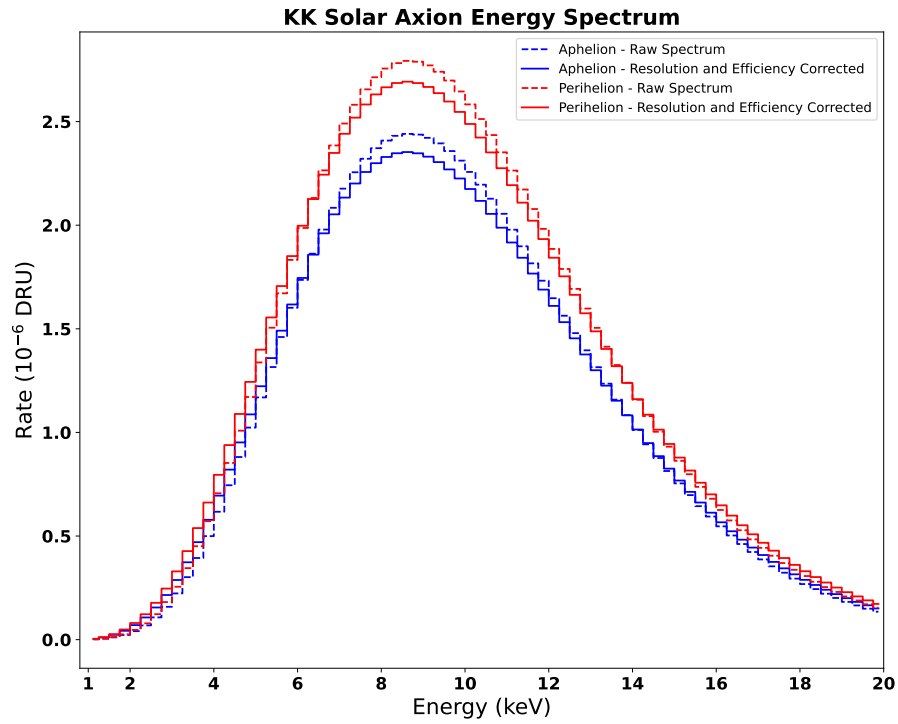


Figura 5.25: Espectro esperado dos áxions solares de Kaluza-Klein nos cristais de NaI(Tl) sem a correção pela resolução e eficiência (em linhas tracejadas), e com a correção (em linhas cheias). São considerados bins de energia de 0.25 keV.

Como as eficiências dos cristais para energias maiores que 2 keV são próximas de 100%, e o espectro é bem mais largo se comparado com os dos outros dois modelos, a correção pela resolução e eficiência não altera significativamente o espectro. As amplitudes esperadas para a modulação estão relacionadas com a subtração entre a taxa de eventos esperada quando a Terra está no periélio e no afélio. Mais precisamente, a amplitude esperada em cada intervalo de energia é a metade desta subtração. A Figura 5.26 abaixo mostra a amplitude esperada nos cristais considerando bins de energia de 1 keV, e $g_{a\gamma\gamma} = 2 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$.

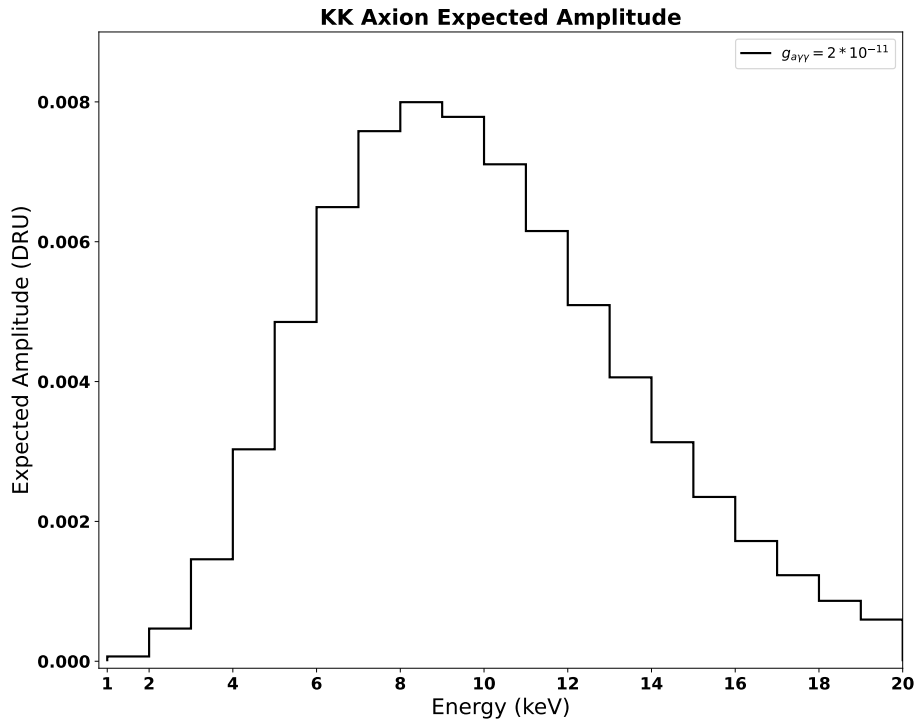


Figura 5.26: Amplitudes esperadas para os áxions solares de Kaluza-Klein nos cristais, considerando $g_{a\gamma\gamma} = 2 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$.

Os únicos parâmetros do modelo que alterariam os valores das amplitudes esperadas são a densidade numérica de áxions solares na Terra n_a , e a constante $g_{a\gamma\gamma}$. É possível então, estabelecer limites superiores para ambos parâmetros a partir da análise dos dados dos cristais. Uma vez que o valor de n_a varia devido ao movimento de translação terrestre, os limites são expressos para a densidade numérica n_0 quando a distância entre a Terra e o Sol é $r = a = 1.496 \times 10^{11} \text{ m}$. Com base na equação 5.18, foram calculadas as amplitudes esperadas para diferentes densidades numéricas dos áxions solares na Terra, de $n_0 = 10^{10} \text{ m}^{-3}$ até $n_0 = 10^{15} \text{ m}^{-3}$, como segue na Figura 5.27 abaixo.

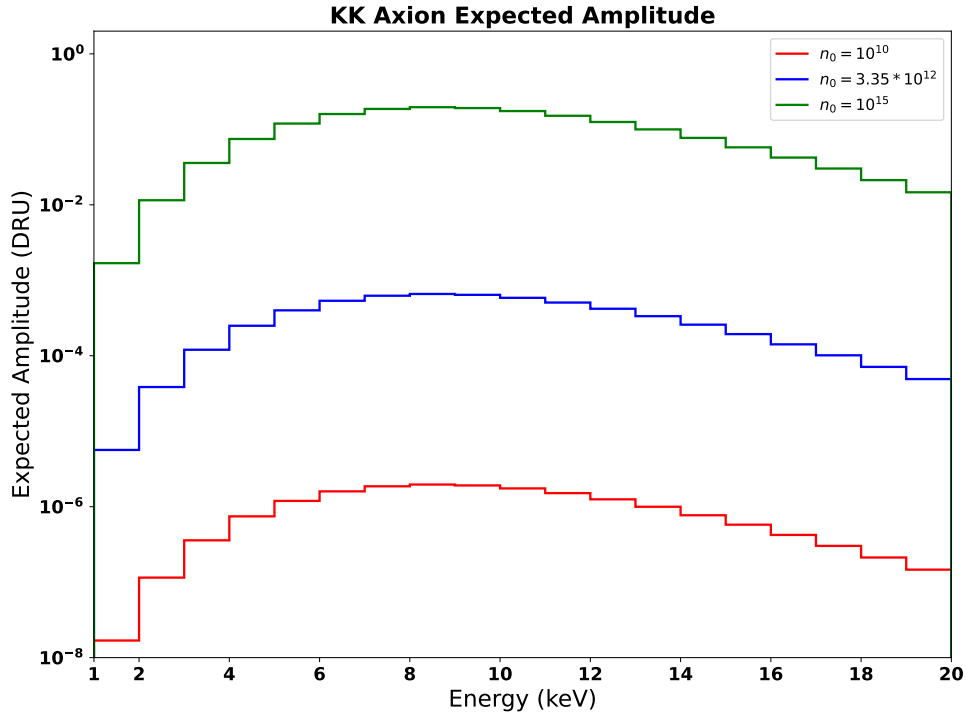


Figura 5.27: Amplitudes esperadas nos cristais, considerando $g_{a\gamma\gamma} = 2 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$, e $n_0 = 10^{10} \text{ m}^{-3}$ (em vermelho), $n_0 = 3.35 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ (em azul), e $n_0 = 10^{15} \text{ m}^{-3}$ (em verde).

Da mesma maneira que nas outras análises, como não foram observadas amplitudes incompatíveis com zero para a modulação esperada, as amplitudes esperadas calculadas acima foram ajustadas às amplitudes obtidas dos dados dos cristais, a fim de obter os limites superiores para a constante $g_{a\gamma\gamma}$ e a densidade numérica de áxions na Terra n_0 . Desta vez, porém, a taxa de eventos esperada é proporcional a $g_{a\gamma\gamma}^2$, de forma que a expressão ajustada foi:

$$Amplitude = C \times \frac{Amplitude|_{g_{a\gamma\gamma}=2 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}}}{\left(2 \times 10^{-11}\right)^2} \quad (5.19)$$

onde $Amplitude|_{g_{a\gamma\gamma}=2 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}}$ é a amplitude calculada para $g_{a\gamma\gamma} = 2 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$, e $C = g_{a\gamma\gamma}^2$ foi o parâmetro livre no ajuste.

A Figura 5.28 abaixo mostra o ajuste das amplitudes esperadas às amplitudes obtidas dos dados dos cristais, considerando $n_0 = 3.2 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$.

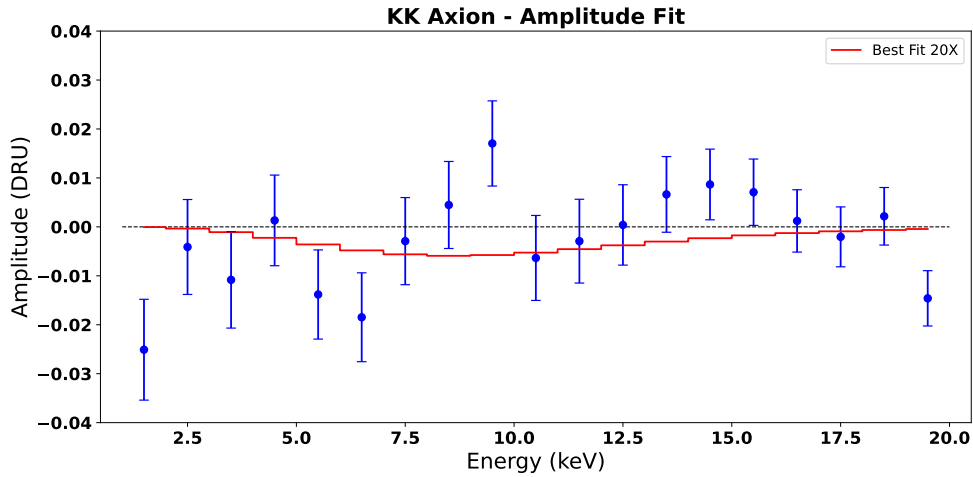


Figura 5.28: Ajuste das amplitudes esperadas calculadas (em vermelho) às amplitudes obtidas dos dados dos cristais de NaI(Tl) (em azul), considerando $n_0 = 3.2 \times 10^{10} m^{-3}$. O espectro das amplitudes esperadas foi multiplicado em 20 vezes para melhor visualização. Este ajuste forneceu um limite superior de $g_{a\gamma\gamma} = 6.56 \times 10^{-10} GeV^{-1}$.

Devido ao espectro esperado dos áxions solares de Kaluza-Klein ser largo, com máximo por volta de 9 keV, as amplitudes obtidas dos dados entre 4 keV e 16 keV são as mais importantes no ajuste, diferentemente dos outros dois modelos, nos quais poucos pontos eram relevantes para a obtenção dos limites superiores. A Figura 5.29 abaixo mostra os limites superiores obtidos desta análise, em comparação com os limites obtidos pelo experimento XMASS [128], e os valores de $g_{a\gamma\gamma}$ e n_0 que solucionariam o problema do aquecimento da coroa solar.

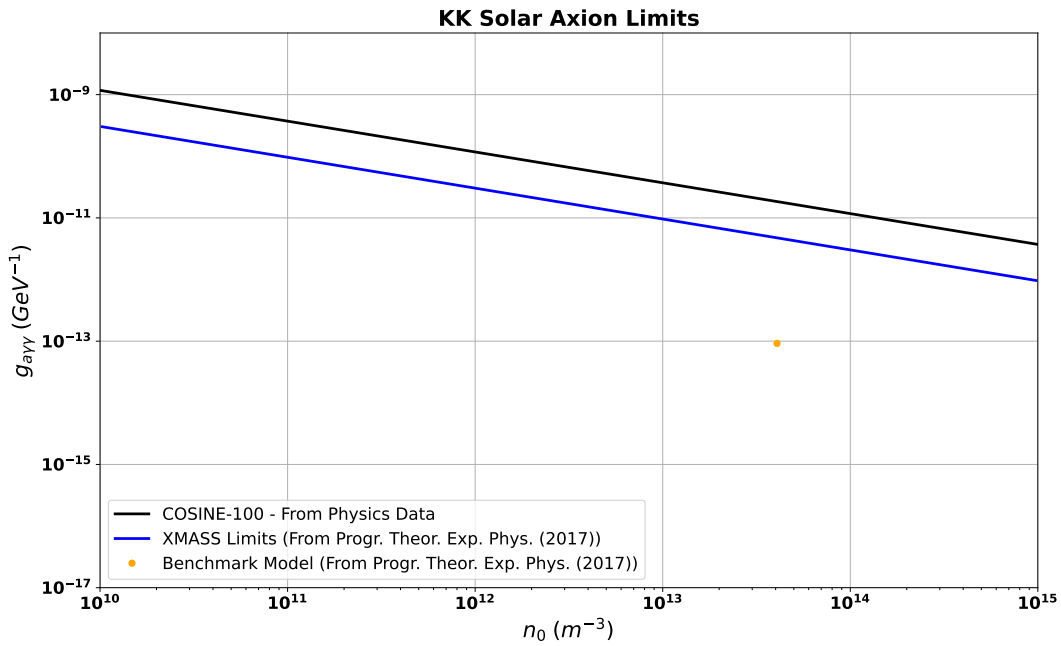


Figura 5.29: Limites superiores para a constante $g_{a\gamma\gamma}$ e n_0 para os áxions solares de Kaluza-Klein. São apresentados os limites obtidos desta análise com intervalo de confiança de 90% (em preto), os limites obtidos do experimento XMASS [128] (em azul), e os valores que explicariam o problema do aquecimento da coroa solar, $g_{a\gamma\gamma} = 9.2 \times 10^{-14} \text{ GeV}^{-1}$ e $n_0 = 4.07 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ (em laranja).

O experimento XMASS realizou uma análise muito similar à apresentada neste trabalho, também procurando pela modulação anual na taxa de eventos medida. Como já esperado, os limites obtidos no COSINE-100 são menos restritivos do que os do XMASS, em virtude de seu detector de xenônio líquido possuir um fundo algumas ordens de grandeza menores do que o encontrado nos cristais de NaI(Tl).

5.5.1 Geração e análise dos pseudo-dados

Com o objetivo de verificar a sensibilidade do detector e dos dados SET 3 para esta análise, foram gerados e estudados pseudo-dados, da mesma maneira que nos outros dois modelos. Porém, desta vez, foi ajustada a modulação somada ao fundo segundo a equação 5.3. A Figura 5.30 abaixo mostra os limites obtidos a partir da análise dos pseudo-dados.

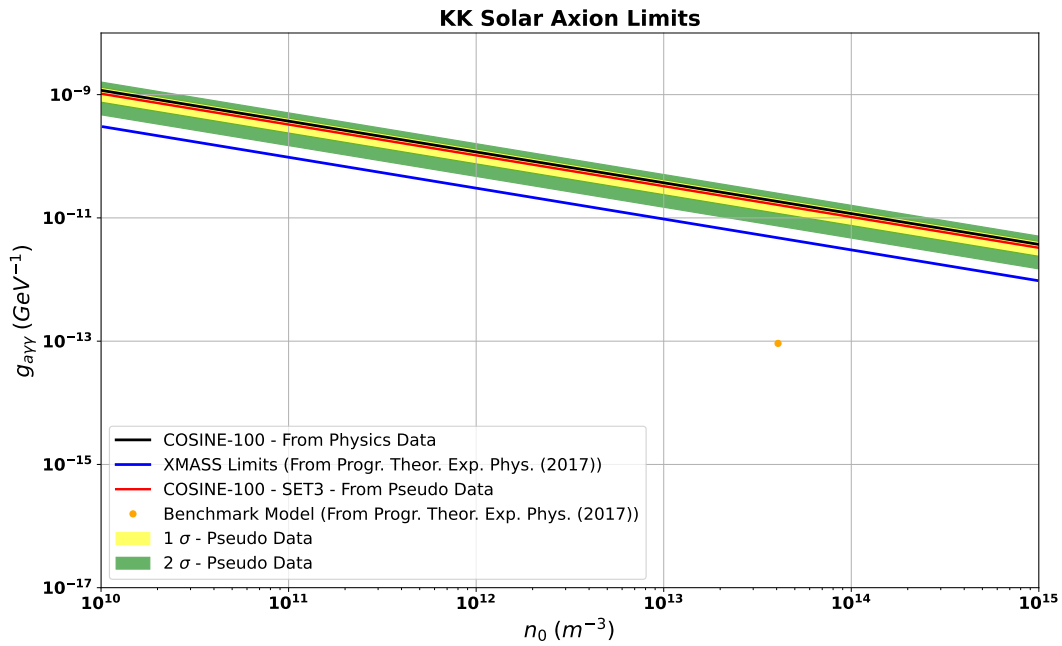


Figura 5.30: Limites superiores a constante $g_{a\gamma\gamma}$ e n_0 para os áxions solares de Kaluza-Klein. Em vermelho, são apresentados os limites obtidos da análise com pseudo-dados com intervalo de confiança de 90%, com suas respectivas incertezas em 1σ (em amarelo) e 2σ (em verde).

Os limites superiores obtidos da análise dos pseudo-dados e dos dados reais dos cristais são bem semelhantes, diferentemente do observado nos outros dois modelos estudados. Isto ocorre em razão do espectro dos áxions solares de Kaluza-Klein ser mais largo e maior para energias entre 4 keV e 16 keV. Nesse intervalo, as amplitudes obtidas dos dados estão bem distribuídas entre negativas e positivas, com alguns pontos muito próximos de zero. Logo, os limites superiores dos dados reais se aproximam bastante dos limites obtidos dos pseudo-dados, nos quais, em média, a amplitude é nula.

O valor $g_{a\gamma\gamma} = 9.2 \times 10^{-14} \text{ GeV}^{-1}$, necessário para explicar o problema do aquecimento da coroa solar está a cerca de duas ordens de magnitude abaixo da sensibilidade obtida no XMASS, e três ordens de magnitude da sensibilidade do COSINE-100. Para verificar este modelo, detectores de NaI(Tl), como o COSINE-100, não são os mais adequados, devido ao seu pequeno volume sensível, e alta taxa de eventos do fundo. A próxima geração de detectores de xenônio líquido deve possuir sensibilidade suficiente para medir estes áxions solares de Kaluza-Klein, procurando por um excesso de eventos.

Capítulo 6

Fótons escuros produzidos pela *iBDM* no COSINE-100

Como explicitado na Seção 3.1.1, espera-se que as partículas da *iBDM* χ_1 e os fótons escuros gerados pelo decaimento das partículas χ_2 depositem energias acima de 4 MeV no cintilador líquido e nos cristais de NaI(Tl), respectivamente. Logo, diferentemente dos estudos sobre fótons escuros e áxions solares, o ruído existente nos dados de baixas energias não é um empecilho nesta análise, tendo sido utilizados todos os 8 cristais do COSINE-100.

Os principais fundos existentes no detector para energias acima de 4 MeV são partículas alfa geradas pelo decaimento de elementos radioativos no interior dos cristais, e múons provenientes de raios cósmicos. Assim, foram realizadas seleções de eventos a fim de remover sinais gerados por ambas partículas nos cristais e no cintilador líquido.

A seleção de eventos utilizada no COSINE-100 para distinguir eventos provenientes de partículas alfa de outros tipos de eventos é baseada no tempo médio ponderado pela carga dos sinais medidos no cristais ($\langle t \rangle$). O valor de $\langle t \rangle$ pode ser calculado como [109]:

$$\langle t \rangle = \frac{\sum_i A_i t_i}{\sum_i A_i} \quad (6.1)$$

onde A_i é a carga do i -ésimo bin do sinal medido pelo cristal, e t_i é o tempo correspondente ao i -ésimo bin do sinal.

Sinais gerados por partículas alfa possuem tempo médio menor do que sinais gerados por outras fontes. Neste estudo, para cada cristal, foram selecionados eventos com energia acima de 1 MeV, e tempo médio acima de certo valor, o qual varia dependendo do cristal. A

Figura 6.1 abaixo mostra a seleção de eventos provenientes de partículas alfa em cada um dos 8 cristais, considerando os dados SET 3.

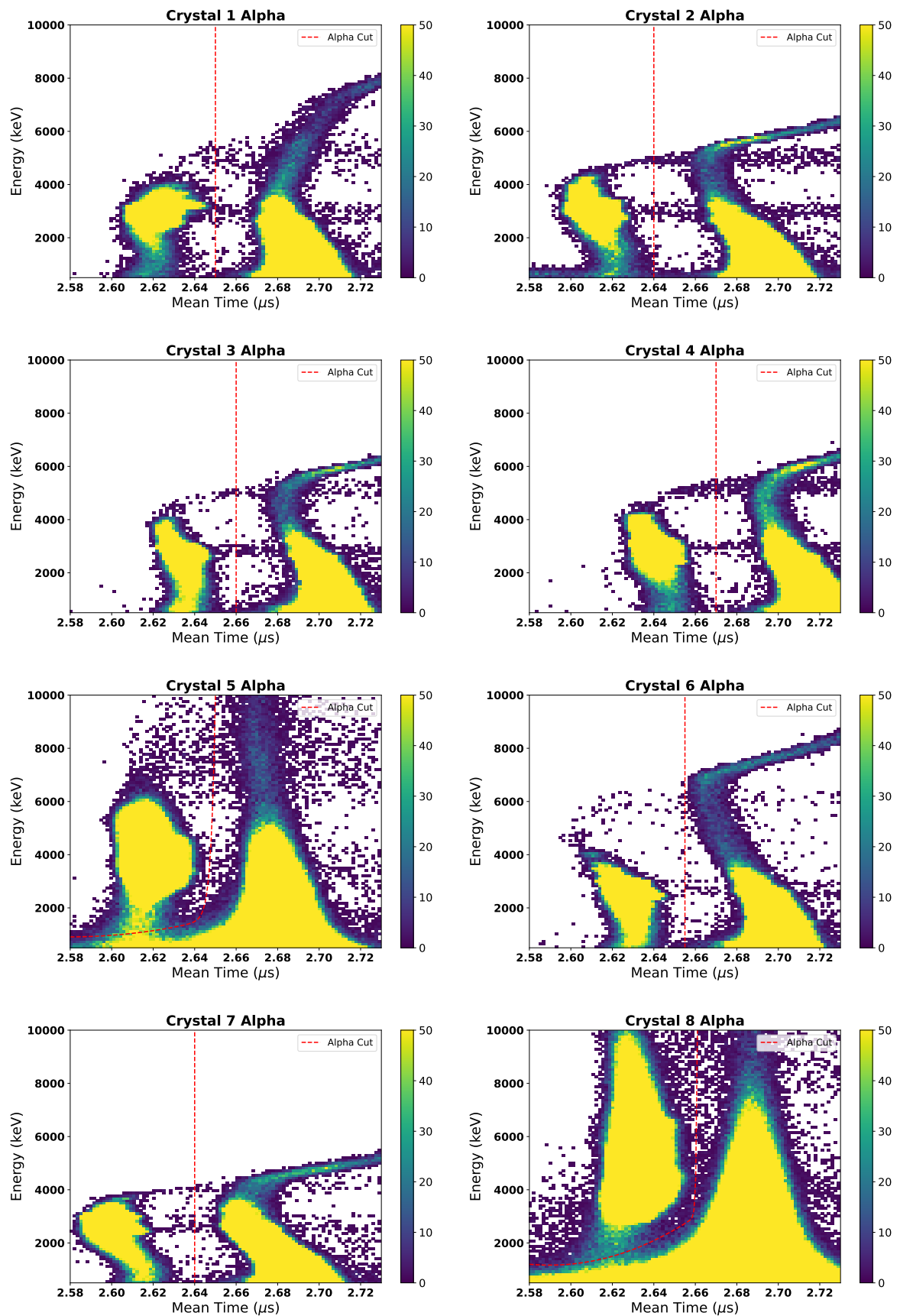


Figura 6.1: Seleção dos eventos gerados por partículas alfa em cada cristal, através da seleção pelo tempo médio, considerando os dados SET 3. As linhas em vermelho representam o corte adotado em cada cristal. Eventos provenientes de partículas alfa estão localizados à esquerda e/ou acima da linha vermelha.

Para a maior parte dos cristais, a separação entre sinais oriundos de partículas alfa e de outras fontes é bem evidente, sendo possível aplicar um corte vertical (valor fixo do tempo médio). Porém, esta separação nos cristais 5 e 8 não é muito evidente, sendo necessário um corte menos restritivo em energias próximas de 1 MeV. A função de corte adotada nestes dois cristais (representada pelas linha vermelhas na Figura 6.1 acima) foi:

$$f_{C5} = A e^{B(x-2.58)} + C x^3 + D x^2 + E x \quad (6.2)$$

$$f_{C8} = A e^{B(x-2.655)} + C x^3 + D x^2 + E x \quad (6.3)$$

onde f_{C5} é a função de corte para o cristal 5, f_{C8} é a função de corte para o cristal 8, x é o tempo médio, e A, B, C, D e E são constantes, cujos valores são $A = 3.89 \times 10^{-12}$, $B = 5.04 \times 10^2$, $C = 5.40 \times 10^4$, $D = -2.78 \times 10^{-5}$, $E = 3.60 \times 10^5$ para o cristal 5, e $A = 6.67 \times 10^{-2}$, $B = 1.93 \times 10^3$, $C = 1.38 \times 10^5$, $D = -7.16 \times 10^5$, $E = 9.28 \times 10^5$ para o cristal 8.

Apesar destes cortes para os cristais 5 e 8 terem sido arbitrários, e adotados sem um estudo mais aprofundado sobre sua eficiência, foi certificado de que a maior parte dos eventos gerados por partículas alfa fossem removidos, mesmo que alguns eventos de outras fontes acabassem sendo removidos também. Como, para esta análise considerando os dados SET 3, o número de eventos é alto, a aplicação de um corte que remova alguns eventos que não sejam gerados pelas partículas alfa é aceitável.

Os cintiladores plásticos do COSINE-100 são utilizados para remover eventos provenientes de múons. Caso haja sinais coincidentes em um ou mais painéis plásticos e/ou no cintilador líquido, o evento é categorizado como gerado por um múon incidente no detector. No entanto, devido à espessura dos materiais que são utilizados para envolver os painéis, uma pequena parte dos múons incidentes pode passar pelo espaço entre os painéis sem ser por eles detectada. Ainda, parte dos múons pode atravessar um lado do detector sem ser detectado pelos cintiladores plásticos, e então decair dentro do detector. Tais eventos podem gerar sinais idênticos aos procurados, e consistem em boa parte do fundo nesta análise.

Para estimar o número de múons que passam pelo espaço entre os painéis, foi usado o

mesmo método adotado no estudo anterior sobre a *iBDM* no COSINE-100 [82]. O fluxo de múons ascendentes incidente no detector é praticamente nulo, de forma que os eventos coincidentes apenas em painéis da parte inferior do detector e no cintilador líquido devem ter sido gerados por múons descendentes que passaram pelo espaço entre os painéis. Dessa maneira, pode-se estimar a porcentagem de múons que atravessam algum lado do detector sem interagir com os cintiladores plásticos a partir da seguinte relação:

$$r_{UNTAG} = \frac{N_{bottom-LS}}{N_{bottom-all}} \quad (6.4)$$

onde r_{UNTAG} é a porcentagem de múons que atravessam algum lado do detector sem interagir com os cintiladores plásticos, $N_{bottom-LS}$ é o número de eventos com sinais coincidentes apenas em algum painel inferior e no cintilador líquido, e $N_{bottom-all}$ é o número de eventos com sinais coincidentes em algum painel inferior e qualquer outro painel e/ou no cintilador líquido.

O número total de múons que incidem no detector e não interagem com nenhum painel plástico pode, então, ser calculado como:

$$N_{UNTAG} = N_1 r_{UNTAG} + N_2 r_{UNTAG}^2 \quad (6.5)$$

onde N_{UNTAG} é o número total de múons incidentes no detector que não interagem com nenhum cintilador plástico, N_1 é o número de múons detectados em coincidência em apenas um painel plástico e no cintilador líquido, e N_2 é o número de múons detectados em coincidência em dois painéis plásticos e no cintilador líquido.

O primeiro termo da expressão 6.5 acima relaciona-se com múons que atravessam apenas um lado do detector e decaem em seu interior. O segundo termo está relacionado com múons que cruzam o detector, sem interagir com os painéis plásticos em ambos lados do detector. Além disso, é importante ressaltar que, de forma a estimar com melhor precisão o fundo de múons para este estudo, os valores de r_{UNTAG} , N_1 , e N_2 foram obtidos a partir de eventos que também depositaram energias superiores a 4 MeV no cintilador líquido e nos cristais.

Estabelecidos os procedimentos para remover e/ou identificar o fundo nesta análise, é possível determinar as seleções de eventos necessárias para identificar os eventos candidatos.

Cinco tipos de seleção de eventos foram realizadas, como segue abaixo:

1. **Remoção dos eventos provenientes de partículas alfa a partir da análise do tempo médio.**
2. **Remoção dos eventos gerados por múons a partir de sua detecção nos cintiladores plásticos.**
3. **Seleção dos eventos com deposição de energia maior que 4 MeV no cintilador líquido.**
4. **Seleção dos eventos cuja soma das energias em todos os cristais supera 4 MeV.**
5. **Seleção dos eventos coincidentes nos cristais e no cintilador líquido.**

Primeiramente, a fim de validar o procedimento adotado nesta análise, e compará-la com o estudo já realizado pelo COSINE-100 [82], foram analisados apenas os primeiros 59.5 dias de dados (denominados dados SET 1), assim como no estudo anterior. Foi, então, estimada a porcentagem de múons que incidem no detector sem interagir com os cintiladores plásticos (r_{UNTAG}) para este conjunto de dados. O número de eventos com sinais coincidentes no cintilador líquido e em algum painel inferior foi $N_{bottom-LS} = 84$, e o número de eventos com sinais coincidentes em algum painel inferior e qualquer outro painel ou no cintilador líquido foi $N_{bottom-all} = 3960$. Logo, $r_{UNTAG} \approx 0.0212 \pm 0.0023$. Também, o número de múons detectados em coincidência em apenas um painel plástico e no cintilador líquido foi $N_1 = 516$, e o número de múons detectados em coincidência em dois painéis plásticos e no cintilador líquido foi $N_2 = 4706$, de maneira que o fundo total devido aos múons foi de $N_{UNTAG} = 13.1 \pm 1.7$.

O número de eventos candidatos, selecionados a partir das quatro seleções de eventos apresentadas acima, foi 17.0 ± 4.1 , o qual é compatível com o fundo de múons em cerca de 0.9σ . O espectro dos eventos candidatos e do fundo de múons são apresentados na Figura 6.2 abaixo.

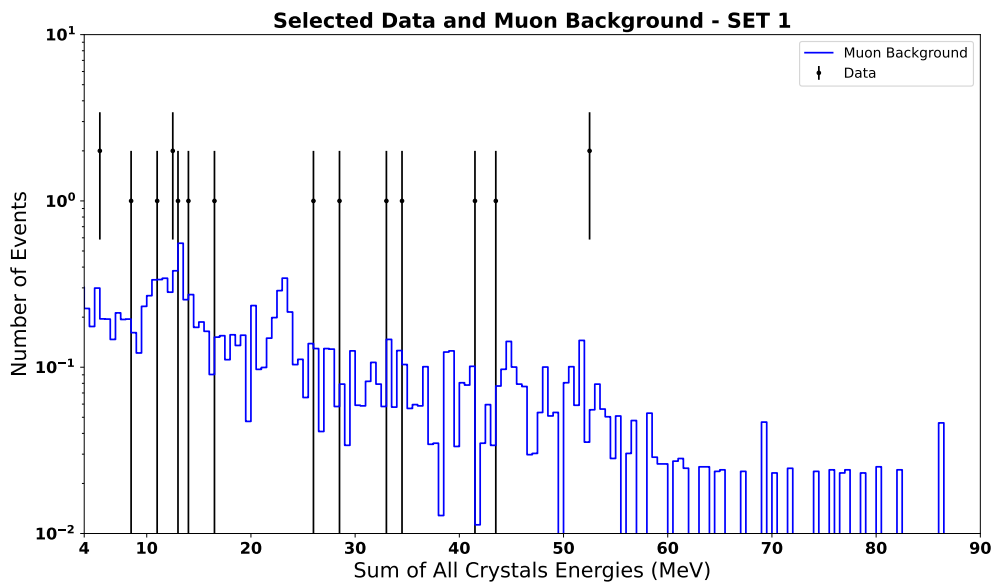


Figura 6.2: Fundo de múons (em azul) e eventos candidatos (em preto) em função da soma das energias dos cristais, para a análise com dados SET 1.

Comparando ambos espectros da Figura 6.2 acima, percebe-se que, em geral, os eventos candidatos são compatíveis com o fundo de múons para qualquer energia medida nos cristais. Entretanto, devido à baixa estatística dos dados, é difícil afirmar a existência de um excesso ou falta de eventos candidatos em alguma região do espectro, quando comparados com o fundo de múons.

O número de eventos candidatos e do fundo de múons é semelhante ao da análise anterior do COSINE-100 (número de eventos candidatos foi 21 ± 4.6 e $N_{UNTAG} = 16.4 \pm 2.1$). O resultado não foi exatamente o mesmo, principalmente devido a diferenças na seleção de eventos de partículas alfa. Como a análise das partículas alfa foi realizada com dados SET 3 neste estudo, foi possível realizar cortes mais precisos do que na análise anterior, na qual estavam disponíveis apenas os dados SET 1. Também, pequenos ajustes no procedimento de identificação dos múons no detector utilizando os cintiladores plásticos e líquido foram realizados desde a análise anterior.

De modo a aumentar a estatística dos dados, e melhorar a sensibilidade deste estudo, foi realizada a mesma análise descrita acima, porém, para os dados SET 3. O estudo dos múons que incidem no detector sem interagir com os painéis plásticos resultou nos valores $N_{bottom-LS} = 1596$, $N_{bottom-all} = 78262$, e consequentemente, $r_{UNTAG} = 0.0204 \pm 0.0005$.

Para o fundo de múons, $N_1 = 10035$, $N_2 = 93345$, e $N_{UNTAG} = 243.5 \pm 7.3$.

O número de eventos candidatos foi 307 ± 18 , o qual é incompatível com o fundo de múons obtido. A Figura 6.3 abaixo mostra o espectro dos eventos candidatos e do fundo de múons.

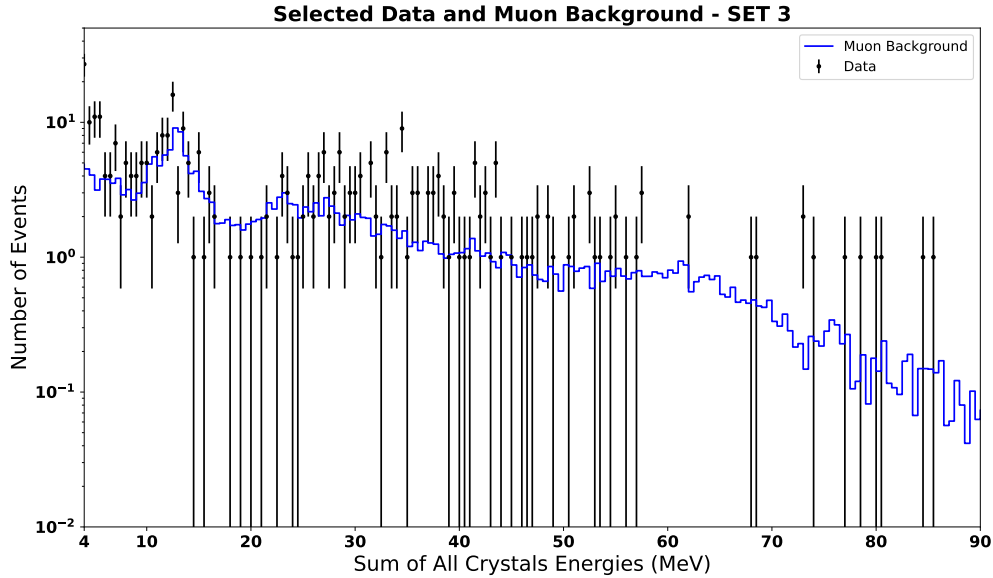


Figura 6.3: Fundo de múons (em azul) e eventos candidatos (em preto) em função da soma das energias dos cristais para a análise com dados SET 3.

Nota-se que para a região de energia entre 4 MeV e 6 MeV, há um excesso de cerca de 20 eventos candidatos sobre o fundo esperado de múons. A explicação para este excesso é um fundo gerado pela captura e espalhamento inelásticos de nêutrons, o qual não foi considerado neste estudo, e nem na análise anterior do COSINE-100. Os nêutrons existentes no experimento são induzidos por múons, por partículas alfa, e gerados pela fissão do ^{238}U presente como impureza nos materiais do laboratório. Tais nêutrons podem interagir com átomos de ^{56}Fe , ^{63}Cu e ^{127}I , existentes nos materiais da blindagem do detector e como impureza nos cristais, e liberar fótons com energias de alguns MeV [129].

De forma a evitar esta contribuição dos nêutrons para o fundo, foi analisado o número de eventos candidatos e o fundo de múons cuja soma das energias nos cristais excede 10 MeV. Neste caso, obtiveram-se os valores $N_{bottom-LS} = 1391$, $N_{bottom-all} = 66317$, e consequentemente, $r_{UNTAG} = 0.0210 \pm 0.0006$. Para o fundo de múons, $N_1 = 8365$, $N_2 = 77614$, e $N_{UNTAG} = 209.6 \pm 6.7$. O número de eventos candidatos foi 235 ± 15 , compatível com o

fundo de múons em cerca de 1.5σ . Logo, não é possível afirmar a observação de um excesso de eventos.

Examinando o espectro da Figura 6.3 acima para energias além de 10 MeV, observa-se que na região de energia entre cerca de 25 MeV e 40 MeV, o número de eventos candidatos parece exceder o fundo de múons esperado. No entanto, na região entre cerca de 58 MeV e 67 MeV, há apenas 2 eventos candidatos, enquanto o fundo de múons prevê cerca de 13 eventos. Isto está relacionado com a saturação dos sinais dos cristais para altas energias, fazendo com que parte dos eventos que depositem altas energias nos cristais sejam medidos com energias menores. Dessa forma, é provável que parte dos eventos com energia medida entre 25 MeV e 40 MeV tenham, de fato, depositado energia entre 58 MeV e 67 MeV.

Apesar desta análise ser importante por ter estendido parte da análise já realizada pelo COSINE-100 para fótons escuros provenientes da iBDM para cerca de 3 anos de dados, alguns avanços ainda são necessários, com o objetivo de concluí-la. Seria necessário estudar e simular o fundo gerado por nêutrons no detector, bem como reconstruir os sinais saturados dos cristais, a fim de obter o espectro real dos eventos. Como não foi observado nenhum excesso de eventos, seria necessário simular o espectro esperado do decaimento dos fótons escuros nos cristais, com o intuito de calcular os limites superiores para o acoplamento cinético e massa dos fótons escuros.

Capítulo 7

Considerações finais

Neste trabalho, foram analisados os dados de cerca de 3 anos do COSINE-100, procurando-se pelas modulações anuais na taxa de eventos esperadas nos cristais de NaI(Tl), de acordo com os modelos dos fótons escuros solares, áxions solares DFSZ e KSVZ, e áxions solares de Kaluza-Klein. Além disso, foi procurado por um excesso de eventos com sinais coincidentes e energia acima de 4 MeV nos cristais de NaI(Tl) e no cintilador líquido, o qual seria proveniente da interação inelástica da *Boosted Dark Matter* com elétrons do cintilador líquido, com subsequente decaimento do fóton escuro em um par elétron-pósitron que seria detectado nos cristais.

Na análise das modulações anuais, não foram encontradas amplitudes incompatíveis com a hipótese da modulação nula que estivessem de acordo com as modulações esperadas para cada um dos três modelos estudados. Logo, foram determinados limites superiores para a massa e a constante de acoplamento cinético para os fótons escuros solares, para a massa e a constante de acoplamento áxion-elétron para os áxions solares de DFSZ e KSVZ, e para a densidade numérica na Terra e a constante de acoplamento áxion-fóton para os áxions solares de Kaluza-Klein. Para os três modelos, os limites obtidos são menos restritivos do que os de outros experimentos ou observações astrofísicas. É importante ressaltar, no entanto, que para os modelos dos fótons escuros e áxions solares DFSZ e KSVZ, a procura por uma modulação anual na taxa de eventos ainda não havia sido publicada por nenhum outro experimento. Este trabalho mostra, então, um novo método de busca pela matéria escura solar em detectores mais modernos e com maior tempo de tomada de dados.

Na procura por fótons escuros gerados pela *iBDM*, não foi encontrado um excesso de eventos nos cristais. Para a determinação de limites superiores para este modelo, será necessá-

rio, futuramente, um estudo mais detalhado do fundo, realizando simulações dos eventos gerados por nêutrons induzidos nos cristais. Também, será necessário corrigir os sinais saturados analisados, de forma a considerar a energia correta destes eventos. Por fim, o espectro esperado dos fótons escuros nos cristais deverá ser determinado, e então comparado com o fundo medido.

A atualização do experimento COSINE-100 para o experimento COSINE-200 está prevista para ocorrer no fim de 2023. O COSINE-200 deve possuir 200 kg de cristais de NaI(Tl) com fundo cerca de 20 vezes menor do que o fundo inicial dos cristais do COSINE-100. Além disso, devido ao aprimoramento dos cristais, espera-se que o *threshold* seja por volta de 0.2 keV. Esta atualização do experimento deve favorecer as análises mostradas neste trabalho, sendo possível, após cerca de 2 anos de dados no COSINE-200, uma nova procura pela modulação anual na taxa de eventos gerada pela matéria escura solar, bem como uma nova procura por um excesso de eventos gerados por fótons escuros da *iBDM*, com uma sensibilidade maior do que a alcançada neste trabalho com o COSINE-100. Será possível também, para a matéria escura solar, realizar uma procura por um excesso de eventos, a fim de obter limites competitivos com outros experimentos que utilizam materiais diferentes, como o XENON1T e o EDELWEISS.

Como continuação deste estudo, meu trabalho de doutorado pretende abordar a busca por um excesso de eventos gerado por áxions e fótons escuros sobre o fundo nos cristais de NaI(Tl) do COSINE-100, utilizando mais tempo de dados além dos cerca de 3 anos dos dados SET 3. Também, com a futura atualização do experimento para o COSINE-200, será possível realizar a procura pela matéria escura solar tanto pelo método da modulação anual como pelo excesso de eventos com maior sensibilidade do que o COSINE-100. Além disso, o trabalho de doutorado pretende abordar outros tipos de matéria escura solar, como por exemplo a *Boosted Dark Matter*, através da procura por um excesso de eventos sobre o fundo, pela modulação anual, ou ainda pela modulação diária que poderia ser gerada na taxa de eventos de acordo com alguns modelos.

Referências Bibliográficas

- [1] V. C. Rubin, J. Ford, W. K., and N. Thonnard, “Extended rotation curves of high- luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa -> Sc.,” , vol. 225, pp. L107–L111, Nov. 1978.
- [2] P. Zyla et al., “Review of Particle Physics,” PTEP, vol. 2020, no. 8, p. 083C01, 2020. and 2021 update.
- [3] F. Zwicky, “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln,” *Helv. Phys. Acta*, vol. 6, pp. 110–127, 1933.
- [4] A. Green, “Dark matter in astrophysics/cosmology,” *SciPost Physics Lecture Notes*, 2022.
- [5] E. Pécontal, T. Buchert, P. Di Stefano, Y. Copin, and K. Freese, “Review of observati- onal evidence for dark matter in the universe and in upcoming searches for dark stars,” *European Astronomical Society Publications Series*, vol. 36, p. 113–126, 2009.
- [6] T. M. C. Abbott, S. Allam, P. Andersen, C. Angus, J. Asorey, A. Avelino, S. Avila, B. A. Bassett, K. Bechtol, G. M. Bernstein, E. Bertin, D. Brooks, D. Brout, P. Brown, D. L. Burke, J. Calcino, A. C. Rosell, D. Carollo, M. C. Kind, J. Carretero, R. Casas, F. J. Castander, R. Cawthon, P. Challis, M. Childress, A. Clocchiatti, C. E. Cunha, C. B. D’Andrea, L. N. da Costa, C. Davis, T. M. Davis, J. D. Vicente, D. L. DePoy, S. De- sai, H. T. Diehl, P. Doel, A. Drlica- Wagner, T. F. Eifler, A. E. Evrard, E. Fernandez, A. V. Filippenko, D. A. Finley, B. Flaugher, R. J. Foley, P. Fosalba, J. Frieman, L. Gal- bany, J. García-Bellido, E. Gaztanaga, T. Giannantonio, K. Glazebrook, D. A. Goldstein, S. González-Gaitán, D. Gruen, R. A. Gruendl, J. Gschwend, R. R. Gupta, G. Gutierrez, W. G. Hartley, S. R. Hinton, D. L. Hollowood, K. Honscheid, J. K. Hoormann, B. Hoyle, D. J. James, T. Jeltema, M. W. G. Johnson, M. D. Johnson, E. Kasai, S. Kent, R. Kess- ler, A. G. Kim, R. P. Kirshner, E. Kovacs, E. Krause, R. Kron, K. Kuehn, S. Kuhlmann, N. Kuropatkin, O. Lahav, J. Lasker, G. F. Lewis, T. S. Li, C. Lidman, M. Lima, H. Lin, E. Macaulay, M. A. G. Maia, K. S. Mandel, M. March, J. Marriner, J. L. Marshall, P. Martini, F. Menanteau, C. J. Miller, R. Miquel, V. Miranda, J. J. Mohr, E. Morgan- son, D. Muthukrishna, A. Möller, E. Neilsen, R. C. Nichol, B. Nord, P. Nugent, R. L. C. Ogando, A. Palmese, Y.-C. Pan, A. A. Plazas, M. Pursiainen, A. K. Romer, A. Roodman, E. Rozo, E. S. Rykoff, M. Sako, E. Sanchez, V. Scarpine, R. Schindler, M. Schubnell, D. Scolnic, S. Serrano, I. Sevilla-Noarbe, R. Sharp, M. Smith, M. Soares-Santos, F. So- breira, N. E. Sommer, H. Spinka, E. Suchyta, M. Sullivan, E. Swann, G. Tarle, D. Tho- mas, R. C. Thomas, M. A. Troxel, B. E. Tucker, S. A. Uddin, A. R. Walker, W. Wester, P. Wiseman, R. C. Wolf, B. Yanny, B. Zhang, and Y. Z. and, “First cosmology results using type ia supernovae from the dark energy survey: Constraints on cosmological pa- rameters,” *The Astrophysical Journal*, vol. 872, p. L30, feb 2019.
- [7] G. Lemson and T. V. Consortium, “Halo and galaxy formation histories from the millen- nium simulation: Public release of a vo-oriented and sql-queryable database for studying the evolution of galaxies in the lambdacdm cosmogony,” *arXiv: Astrophysics*, 2006.
- [8] M. J. Geller and J. P. Huchra, “Mapping the universe,” *Science*, vol. 246, no. 4932, pp. 897–903, 1989.
- [9] M. Colless, “First results from the 2dF Galaxy Redshift Survey,” vol. 357, p. 105, Jan. 1999.

- [10] J. R. G. III, M. Juri c, D. Schlegel, F. Hoyle, M. Voageley, M. Tegmark, N. Bahcall, and J. Brinkmann, “A map of the universe,” *The Astrophysical Journal*, vol. 624, pp. 463–484, may 2005.
- [11] V. Springel, C. S. Frenk, and S. D. M. White, “The large-scale structure of the universe,” *Nature*, vol. 440, pp. 1137–1144, Apr 2006.
- [12] M. Markevitch, A. H. Gonzalez, D. Clowe, A. Vikhlinin, W. Forman, C. Jones, S. Murray, and W. Tucker, “Direct Constraints on the Dark Matter Self-Interaction Cross Section from the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56,” , vol. 606, pp. 819–824, May 2004.
- [13] “The Bullet Cluster.” https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2007/07/The_Bullet_Cluster2. Accessed: 2022-02-25.
- [14] M. Milgrom, “A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis.,” , vol. 270, pp. 365–370, July 1983.
- [15] J. D. Bekenstein, “Relativistic gravitation theory for the modified Newtonian dynamics paradigm,” , vol. 70, p. 083509, Oct. 2004.
- [16] J. D. Lykken, “Beyond the Standard Model,” 5 2010.
- [17] F. A. Dilkes, D. G. C. McKeon, and K. Nguyen, “Yukawa coupling in three dimensions,” *Phys. Rev. D*, vol. 57, pp. 1159–1166, Jan 1998.
- [18] J. R. Bond, J. Centrella, A. S. Szalay, and J. R. Wilson, “Dark matter and shocked pan- cakes,” in *Formation and Evolution of Galaxies and Large Structures in the Universe* (J. Audouze and J. Tran Thanh Van, eds.), vol. 117 of NATO Advanced Study Institute (ASI) Series C, p. 87, Jan. 1984.
- [19] G. R. Blumenthal, S. M. Faber, J. R. Primack, and M. J. Rees, “Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter.,” , vol. 311, pp. 517–525, Oct. 1984.
- [20] S. Colombi, S. Dodelson, and L. M. Widrow, “Large-Scale Structure Tests of Warm Dark Matter,” , vol. 458, p. 1, Feb. 1996.
- [21] G. Bertone and T. M. P. Tait, “A new era in the search for dark matter,” *Nature*, vol. 562, pp. 51–56, Oct 2018.
- [22] M. R. Pratt, C. Alcock, R. A. Allsman, T. S. Axelrod, D. P. Bennett, S. Chan, K. H. Cook, K. C. Freeman, K. Griest, S. L. Marshall, B. A. Peterson, P. J. Quinn, A. W. Rodgers, C. W. Stubbs, and W. Sutherland, “Looking for dark matter via gravitational microlensing: A report from the macho collaboration,” *AIP Conference Proceedings*, vol. 342, no. 1, pp. 106–112, 1995.
- [23] P. Gilster, “Ubiquitous Brown Dwarfs: A Dark Matter Solution?.” <https://www.centauri-dreams.org/2009/04/22/ubiquitous-brown-dwarfs-a-dark-matter-solution/>. Accessed: 2022-02-28.
- [24] R. D. Peccei, *The Strong CP Problem and Axions*, pp. 3–17. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [25] S. P. Martin, “A Supersymmetry Primer,” in *Perspectives on Supersymmetry*. Edited by KANE GORDON L. Published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, pp. 1–98, 1998.

- [26] M. C. Rodriguez, “The Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) and General Singlet Extensions of the MSSM (GSEMSSM), a short review,” 11 2019.
- [27] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, “Supersymmetric dark matter,” vol. 267, pp. 195–373, Mar. 1996.
- [28] S. Weinberg, “Approximate symmetries and pseudo-goldstone bosons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 29, pp. 1698–1701, Dec 1972.
- [29] T. G. Rizzo, “Pedagogical Introduction to Extra Dimensions,” arXiv e-prints, pp. hep-ph/0409309, Sept. 2004.
- [30] L. Necib, J. Moon, T. Wongjirad, and J. M. Conrad, “Boosted dark matter at neutrino experiments,” *Phys. Rev. D*, vol. 95, p. 075018, Apr 2017.
- [31] R. Foot, “Mirror dark matter: Cosmology, galaxy structure and direct detection,” *International Journal of Modern Physics A*, vol. 29, p. 1430013, 2014.
- [32] O. Buchmueller, C. Doglioni, and L.-T. Wang, “Search for dark matter at colliders,” *Nature Physics*, vol. 13, pp. 217–223, Mar 2017.
- [33] J. Conrad and O. Reimer, “Indirect dark matter searches in gamma and cosmic rays,” *Nature Physics*, vol. 13, pp. 224–231, Mar 2017.
- [34] O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaya, R. Bellotti, M. Boezio, E. A. Bogomolov, M. Bonghi, V. Bonvicini, S. Bottai, A. Bruno, F. Cafagna, D. Campana, P. Carlson, M. Casolino, G. Castellini, C. De Santis, V. Di Felice, A. M. Galper, A. V. Karelin, S. V. Koldashov, S. Koldobskiy, S. Y. Krutkov, A. N. Kvashnin, A. Leonov, V. Malakhov, L. Marcelli, M. Martucci, A. G. Mayorov, W. Menn, M. Mergè, V. V. Mikhailov, E. Mocchiutti, A. Monaco, R. Munini, N. Mori, G. Osteria, B. Panico, P. Papini, M. Pearce, P. Picozza, M. Ricci, S. B. Ricciarini, M. Simon, R. Sparvoli, P. Spillantini, Y. I. Stozhkov, A. Vacchi, E. Vannuccini, G. Vasilyev, S. A. Voronov, Y. T. Yurkin, G. Zampa, and N. Zampa, “Ten Years of PAMELA in Space,” arXiv e-prints, p. arXiv:1801.10310, Jan. 2018.
- [35] “Dark matter in the ATIC,” *Physics World*, vol. 22, pp. 4–4, Jan 2009.
- [36] M. Aguilar, G. Alberti, B. Alpat, A. Alvino, G. Ambrosi, K. Andeen, H. Anderhub, L. Arruda, P. Azzarello, A. Bachlechner, F. Barao, B. Baret, A. Barrau, L. Barrin, A. Bartoloni, L. Basara, A. Basili, L. Batalha, J. Bates, R. Battiston, J. Bazo, R. Becker, U. Becker, M. Behlmann, B. Beischer, J. Berdugo, P. Berges, B. Bertucci, G. Bigongiari, A. Biland, V. Bindi, S. Bizzaglia, G. Boella, W. de Boer, K. Bollweg, J. Bolmont, B. Borgia, S. Borsini, M. J. Boschini, G. Boudoul, M. Bourquin, P. Brun, M. Buénerd, J. Burger, W. Burger, F. Cadoux, X. D. Cai, M. Capell, D. Casadei, J. Casaus, V. Cascioli, G. Castellini, I. Cernuda, F. Cervelli, M. J. Chae, Y. H. Chang, A. I. Chen, C. R. Chen, H. Chen, G. M. Cheng, H. S. Chen, L. Cheng, N. Chernoplyokov, A. Chikanian, E. Choumilov, V. Choutko, C. H. Chung, C. Clark, R. Clavero, G. Coignet, V. Commichau, C. Consolandi, A. Contin, C. Corti, M. T. Costado Dios, B. Coste, D. Crespo, Z. Cui, M. Dai, C. Delgado, S. Della Torre, B. Demirköz, P. Dennett, L. Derome, S. Di Falco, X. H. Diao, A. Diago, L. Djambazov, C. Díaz, P. von Doetinchem, W. J. Du, J. M. Dubois, R. Dupéray, M. Duranti, D. D’Urso, A. Egorov, A. Eline, F. J. Eppling, T. Eronen, J. van Es, H. Esser, A. Falvard, E. Fiandrini, A. Fiasson, E. Finch, P. Fisher, K. Flood, R. Foglio, M. Fohey, S. Fopp, N. Fouque, Y. Galaktionov, M. Gallilee, L. Gallin-Martel, G. Gallucci, B. García, J. García, R. García-López, L. García-Tabares, C. Gargiulo, H. Gast, I.

Gebauer, S. Gentile, M. Gervasi, W. Gillard, F. Giovacchini, L. Girard, P. Goglov, J. Gong, C. Goy-Henningsen, D. Grandi, M. Graziani, A. Grechko, A. Gross, I. Guerri, C. de la Guía, K. H. Guo, M. Habiby, S. Haino, F. Hauler, Z. H. He, M. Heil, J. Heilig, R. Hermel, H. Hofer, Z. C. Huang, W. Hungerford, M. Incagli, M. Ionica, A. Jacholkowska, W. Y. Jang, H. Jinchi, M. Jongmanns, L. Journet, L. Jungermann, W. Karpinski, G. N. Kim, K. S. Kim, T. Kirn, R. Kossakowski, A. Koulemzine, O. Kounina, A. Kounine, V. Koutsenko, M. S. Krafczyk, E. Laudi, G. Laurenti, C. Lauritzen, A. Lebedev, M. W. Lee, S. C. Lee, C. Leluc, H. León Vargas, V. Lepareur, J. Q. Li, Q. Li, T. X. Li, W. Li, Z. H. Li, P. Lipari, C. H. Lin, D. Liu, H. Liu, T. Lomtadze, Y. S. Lu, S. Lucidi, K. Lübelmeyer, J. Z. Luo, W. Lustermaan, S. Lv, J. Madsen, R. Majka, A. Malinin, C. Mañá, J. Marín, T. Martin, G. Martínez, F. Masciocchi, N. Masi, D. Maurin, A. McInturf, P. McIntyre, A. Menchaca-Rocha, Q. Meng, M. Menichelli, I. Mereu, M. Millinger, D. C. Mo, M. Molina, P. Mott, A. Mujunen, S. Natale, P. Nemeth, J. Q. Ni, N. Nikonov, F. Nozzoli, P. Nunes, A. Obermeier, S. Oh, A. Oliva, F. Palmonari, C. Palomares, M. Panniccia, A. Papi, W. H. Park, M. Pauluzzi, F. Pauss, A. Pauw, E. Pedreschi, S. Pensotti, R. Pereira, E. Perrin, G. Pessina, G. Pierschel, F. Pilo, A. Piluso, C. Pizzolotto, V. Plyasun, J. Pochon, M. Pohl, V. Poireau, S. Porter, J. Poux, A. Putze, L. Quadrani, X. N. Qi, P. G. Rancoita, D. Rapin, Z. L. Ren, J. S. Ricol, E. Riihonen, I. Rodríguez, U. Roeser, S. Rosier-Lees, L. Rossi, A. Rozhkov, D. Rozza, A. Sabellek, R. Sagdeev, J. Sandweiss, B. Santos, P. Saouter, M. Sarchioni, S. Schael, D. Schinzel, M. Schmanau, G. Schwering, A. Schulz von Dratzig, G. Scolieri, E. S. Seo, B. S. Shan, J. Y. Shi, Y. M. Shi, T. Siedenburger, R. Siedling, D. Son, F. Spada, F. Spinella, M. Steuer, K. Stiff, W. Sun, W. H. Sun, X. H. Sun, M. Tacconi, C. P. Tang, X. W. Tang, Z. C. Tang, L. Tao, J. Tassan-Viol, S. C. C. Ting, S. M. Ting, C. Titus, N. Tomassetti, F. Toral, J. Torsti, J. R. Tsai, J. C. Tutt, J. Ulbricht, T. Urban, V. Vagelli, E. Valente, C. Vannini, E. Valtonen, M. Vargas Trevino, S. Vaurynovich, M. Vecchi, M. Vergain, B. Verlaet, C. Vescovi, J. P. Vialle, G. Viertel, G. Volpini, D. Wang, N. H. Wang, Q. L. Wang, R. S. Wang, X. Wang, Z. X. Wang, W. Wallraff, Z. L. Weng, M. Willenbrock, M. Wlochal, H. Wu, K. Y. Wu, Z. S. Wu, W. J. Xiao, S. Xie, R. Q. Xiong, G. M. Xin, N. S. Xu, W. Xu, Q. Yan, J. Yang, M. Yang, Q. H. Ye, H. Yi, Y. J. Yu, Z. Q. Yu, S. Zeissler, J. G. Zhang, Z. Zhang, M. M. Zhang, Z. M. Zheng, H. L. Zhuang, V. Zhukov, A. Zichichi, P. Zuccon, and C. Zurbach, “First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV,” , vol. 110, p. 141102, Apr. 2013.

[37] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfonsi, L. Althueser, F. D. Amaro, M. Anthony, F. Arneodo, L. Baudis, B. Bauermeister, M. L. Benabderrahmane, T. Berger, P. A. Breur, A. Brown, A. Brown, E. Brown, S. Bruenner, G. Bruno, R. Budnik, C. Capelli, J. M. R. Cardoso, D. Cichon, D. Coderre, A. P. Colijn, J. Conrad, J. P. Cussonneau, M. P. Decowski, P. de Perio, P. Di Gangi, A. Di Giovanni, S. Diglio, A. Elykov, G. Eurin, J. Fei, A. D. Ferella, A. Fieguth, W. Fulgione, A. Gallo Rosso, M. Galloway, F. Gao, M. Garbini, C. Geis, L. Grandi, Z. Greene, H. Qiu, C. Hasterok, E. Hogenbirk, J. Howlett, R. Itay, F. Joerg, B. Kaminsky, S. Kazama, A. Kish, G. Koltman, H. Landsman, R. F. Lang, L. Levinson, Q. Lin, S. Lindemann, M. Lindner, F. Lombardi, J. A. M. Lopes, J. Mahlstedt, A. Manfredini, T. Marrodán Undagoitia, J. Masbou, D. Masson, M. Messina, K. Micheneau, K. Miller, A. Molinaro, K. Morå, M. Murra, J. Naganoma, K. Ni, U. Oberlack, B. Pelssers, F. Piastra, J. Pienaar, V. Pizzella, G. Plante, R. Podvianiuk, N. Priel, D. Ramírez García, L. Rauch, S. Reichard, C. Reuter, B. Riedel, A. Rizzo, A. Rocchetti, N. Rupp, J. M. F. dos Santos, G. Sartorelli, M. Scheibelhut, S. Schindler, J. Schreiner, D. Schulte, M. Schumann, L. Scotto Lavina, M. Selvi, P. Shagin, E. Shockey, M. Silva, H. Simgen, D. Thers, F. Toschi, G. Trincherro, C. Tunnell, N. Upole, M. Vargas, O. Wack, H. Wang, Z. Wang, Y. Wei, C. Weinheimer, C. Wittweg, J. Wulf, J. Ye, Y. Zhang, and T. Zhu,

“Dark matter search results from a one ton-year exposure of XENON1T,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 121, p. 111302, Sep 2018.

[38] K. Eitel, “The EDELWEISS dark matter search: Status and perspectives,” *Physics Procedia*, vol. 61, pp. 61–66, 2015. 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP 2013.

[39] J. Ellis, “What is AMS telling us?” <https://cerncourier.com/a/what-is-ams-telling-us/>. Accessed: 2022-03-02.

[40] L. Baudis, “Direct dark matter detection: The next decade,” *Physics of the Dark Universe*, vol. 1, 11 2012.

[41] Z. Ahmed, D. S. Akerib, M. J. Attisha, C. N. Bailey, L. Baudis, D. A. Bauer, P. L. Brink, P. P. Brusov, R. Bunker, B. Cabrera, D. O. Caldwell, C. L. Chang, J. Cooley, M. B. Crisler, P. Cushman, M. Daal, F. DeJongh, R. Dixon, M. R. Dragowsky, L. Duong, R. Ferril, E. Figueroa-Feliciano, J. Filippini, R. J. Gaitskell, S. R. Golwala, D. R. Grant, R. Hennings-Yeomans, D. Holmgren, M. E. Huber, S. Kamat, S. Leclercq, R. Mahapatra, V. Mandic, P. Meunier, N. Mirabolfathi, H. Nelson, R. W. Ogburn, M. Pyle, X. Qiu, E. Ramberg, W. Rau, A. Reisetter, R. R. Ross, T. Saab, B. Sadoulet, J. Sander, R. W. Schnee, D. N. Seitz, B. Serfass, K. M. Sundqvist, J.-P. F. Thompson, G. Wang, S. Yellin, J. Yoo, and B. A. Young, “Status of the cryogenic dark matter search experiment,” *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 151, pp. 800–805, May 2008.

[42] M. Sisti, M. Bravin, M. Bruckmayer, C. Bucci, S. Cooper, P. Stefano, S. Giordano, F. Feilitzsch, T. Frank, J. Jochum, R. Keeling, H. Kraus, M. Loidl, J. Marchese, O. Meier, P. Meunier, U. Nagel, D. Pergolesi, F. Pröbst, Y. Ramachers, J. Schnagl, W. Seidel, I. Sergeev, L. Stodolsky, S. Uchaikin, and L. Zerle, “The cress dark matter experiment: status and perspectives,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 444, no. 1, pp. 312–314, 2000.

[43] K. Abe, K. Hiraide, K. Ichimura, Y. Kishimoto, K. Kobayashi, M. Kobayashi, S. Moriyama, M. Nakahata, T. Norita, H. Ogawa, K. Sato, H. Sekiya, O. Takachio, A. Takeda, S. Tasaka, M. Yamashita, B. Yang, N. Kim, Y. Kim, Y. Itow, K. Kanzawa, R. Kegasa, K. Masuda, H. Takiya, K. Fushimi, G. Kanzaki, K. Martens, Y. Suzuki, B. Xu, R. Fujita, K. Hosokawa, K. Miuchi, N. Oka, Y. Takeuchi, Y. Kim, K. Lee, M. Lee, Y. Fukuda, M. Miyasaka, K. Nishijima, and S. Nakamura, “A direct dark matter search in XMASS-I,” *Physics Letters B*, vol. 789, pp. 45–53, 2019.

[44] X. Cao et al., “PandaX: A Liquid Xenon Dark Matter Experiment at CJPL,” *Sci. China Phys. Mech. Astron.*, vol. 57, pp. 1476–1494, 2014.

[45] J. Amaré, S. Cebrián, I. Coarasa, C. Cuesta, E. García, M. Martínez, M. A. Oliván, Y. Ortigoza, A. O. de Solórzano, J. Puimedón, A. Salinas, M. L. Sarsa, P. Villar, and J. A. Villar, “Performance of ANAIS-112 experiment after the first year of data taking,” *European Physical Journal C*, vol. 79, p. 228, Mar. 2019.

[46] G. Angloher, M. Bauer, I. Bavykina, A. Bento, C. Bucci, C. Ciemniak, G. Deuter, F. von Feilitzsch, D. Hauff, P. Huff, C. Isaila, J. Jochum, M. Kiefer, M. Kimmerle, J. C. Lanfranchi, F. Petricca, S. Pfister, W. Potzel, F. Pröbst, F. Reindl, S. Roth, K. Rottler, C. Sailer, K. Schäffner, J. Schmalzer, S. Scholl, W. Seidel, M. v. Sivers, L. Stodolsky, C. Strandhagen, R. Strauß, A. Tanzke, I. Usherov, S. Wawoczny, M. Willers, and A. Zöller, “Results from 730 kg days of the

CRESST-II Dark Matter search,” *European Physical Journal C*, vol. 72, p. 1971, Apr. 2012.

[47] J. H. Davis, “The Past and Future of Light Dark Matter Direct Detection,” *Int. J. Mod. Phys. A*, vol. 30, no. 15, p. 1530038, 2015.

[48] C. E. Aalseth, P. S. Barbeau, J. Colaresi, J. I. Collar, J. Diaz Leon, J. E. Fast, N. E. Fields, T. W. Hossbach, A. Knecht, M. S. Kos, M. G. Marino, H. S. Miley, M. L. Miller, J. L. Orrell, and K. M. Yocum, “CoGeNT: A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors,” , vol. 88, p. 012002, July 2013.

[49] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfonsi, L. Althueser, F. D. Amaro, V. C. Antochi, E. Angelino, J. R. Angevaere, F. Arneodo, D. Barge, L. Baudis, B. Bauermeister, L. Bellagamba, M. L. Benabderrahmane, T. Berger, A. Brown, E. Brown, S. Bruenner, G. Bruno, R. Budnik, C. Capelli, J. M. R. Cardoso, D. Cichon, B. Cimmino, M. Clark, D. Coderre, A. P. Colijn, J. Conrad, J. P. Cussonneau, M. P. Decowski, A. Depoian, P. Di Gangi, A. Di Giovanni, R. Di Stefano, S. Diglio, A. Elykov, G. Eurin, A. D. Ferrera, W. Fulgione, P. Gaemers, R. Gaior, M. Galloway, F. Gao, L. Grandi, C. Hasterok, C. Hils, K. Hiraide, L. Hoetsch, J. Howlett, M. Iacovacci, Y. Itow, F. Joerg, N. Kato, S. Kazama, M. Kobayashi, G. Koltman, A. Kopec, H. Landsman, R. F. Lang, L. Levinson, Q. Lin, S. Lindemann, M. Lindner, F. Lombardi, J. Long, J. A. M. Lopes, E. López Fune, C. Macolino, J. Mahlstedt, A. Mancuso, L. Manenti, A. Manfredini, F. Marignetti, T. Marrodán Undagoitia, K. Martens, J. Masbou, D. Masson, S. Mastroianni, M. Messina, K. Miuchi, K. Mizukoshi, A. Molinario, K. Morå, S. Moriyama, Y. Mosebacher, M. Murra, J. Naganoma, K. Ni, U. Oberlack, K. Odgers, J. Palacio, B. Pelssers, R. Peres, J. Pienaar, V. Pizzella, G. Plante, J. Qin, H. Qiu, D. Ramírez García, S. Reichard, A. Rocchetti, N. Rupp, J. M. F. dos Santos, G. Sartorelli, N. Šarčević, M. Scheibelhut, J. Schreiner, D. Schulte, M. Schumann, L. Scotto Lavina, M. Selvi, F. Semeria, P. Shagin, E. Shockley, M. Silva, H. Simgen, A. Takeda, C. Therreau, D. Thers, F. Toschi, G. Trincherro, C. Tunnell, M. Vargas, G. Volta, H. Wang, Y. Wei, C. Weinheimer, M. Weiss, D. Wenz, C. Wittweg, Z. Xu, M. Yamashita, J. Ye, G. Zavattini, Y. Zhang, T. Zhu, J. P. Zopounidis, and X. Mougeot, “Excess electronic recoil events in XENON1T.” *Phys. Rev. D*, vol. 102, p. 072004, Oct 2020.

[50] H. An, M. Pospelov, J. Pradler, and A. Ritz, “New limits on dark photons from solar emission and keV scale dark matter,” *Phys. Rev. D*, vol. 102, p. 115022, Dec 2020.

[51] F. Froberg and A. R. Duffy, “Annual modulation in direct dark matter searches,” *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 47, p. 094002, Jul 2020.

[52] R. Bernabei, P. Belli, V. Caracciolo, R. Cerulli, V. Merlo, F. Cappella, A. d’Angelo, A. Incicchitti, C. J. Dai, X. H. Ma, X. D. Sheng, F. Montecchia, and Z. P. Ye, “The dark matter: DAMA/LIBRA and its perspectives,” 2021.

[53] R. Bernabei et al., “First model independent results from DAMA/LIBRA-phase2,” *Universe*, vol. 4, no. 11, p. 116, 2018.

[54] A. H. Abdelhameed, G. Angloher, P. Bauer, A. Bento, E. Bertoldo, C. Bucci, L. Canonica, A. D’Addabbo, X. Defay, S. Di Lorenzo, A. Erb, F. v. Feilitzsch, S. Fichtinger, N. Ferreira Iachellini, A. Fuss, P. Gorla, D. Hauff, J. Jochum, A. Kinast, H. Kluck, H. Kraus, A. Langenkämper, M. Mancuso, V. Mokina, E. Mondragon, A. Münster, M. Olmi, T. Ortman, C. Pagliarone, L. Pattavina, F. Petricca, W. Potzel, F. Pröbst, F. Reindl, J. Rothe, K. Schöffner, J. Schieck, V. Schipperges, D. Schmiedmayer, S. Schöner, C. Schwertner, M. Stahlberg, L.

Stodolsky, C. Strandhagen, R. Strauss, C. Türköglu, I. Usherov, M. Willers, and V. Zema, “First results from the CRESST-III low-mass dark matter program,” *Phys. Rev. D*, vol. 100, p. 102002, Nov 2019.

[55] G. Adhikari, E. B. de Souza, N. Carlin, J. J. Choi, S. Choi, M. Djamel, A. C. Ezeribe, L. E. França, C. H. Ha, I. S. Hahn, E. Jeon, J. H. Jo, H. W. Joo, W. G. Kang, M. Kauer, H. Kim, H. Kim, K. Kim, S. Kim, S. K. Kim, W. K. Kim, Y. Kim, Y.-H. Kim, Y. J. Ko, E. K. Lee, H. Lee, H. S. Lee, H. Y. Lee, I. S. Lee, J. Lee, J. Lee, M. H. Lee, S. H. Lee, S. M. Lee, D. Leonard, B. B. Manzano, R. H. Maruyama, R. J. Neal, S. L. Olsen, B. J. Park, H. K. Park, H. Park, K. Park, R. L. C. Pitta, H. Prihtiadi, S. Ra, C. Rott, K. A. Shin, A. Scarff, N. J. C. Spooner, W. G. Thompson, L. Yang, and G. H. Yu, “Strong constraints from COSINE-100 on the DAMA dark matter results using the same sodium iodide target,” *Science Advances*, vol. 7, no. 46, p. eabk2699, 2021.

[56] D. Akimov, H. Araújo, E. Barnes, V. Belov, A. Bewick, A. Burenkov, R. Cashmore, V. Chelpe, A. Currie, D. Davidge, J. Dawson, T. Durkin, B. Edwards, C. Ghag, A. Hollingsworth, M. Horn, A. Howard, A. Hughes, W. Jones, G. Kalmus, A. Kobayakin, A. Kovalenko, V. Lebedenko, A. Lindote, I. Liubarsky, M. Lopes, R. Lüscher, K. Lyons, P. Majewski, A. Murphy, F. Neves, S. Paling, J. Pinto da Cunha, R. Preece, J. Quenby, L. Reichhart, P. Scovell, C. Silva, V. Solovov, N. Smith, P. Smith, V. Stekhanov, T. Sumner, C. Thorne, L. de Viveiros, and R. Walker, “Limits on inelastic dark matter from ZEPLIN-III,” *Physics Letters B*, vol. 692, no. 3, pp. 180–183, 2010.

[57] E. Armengaud, Q. Arnaud, C. Augier, A. Benoît, A. Benoît, L. Bergé, T. Bergmann, J. Billard, J. Blümer, T. de Boissière, G. Bres, A. Broniatowski, V. Brudanin, P. Camus, A. Cazes, M. Chapellier, F. Charlieux, L. Dumoulin, K. Eitel, D. Filosofov, N. Foerster, N. Fourches, G. Garde, J. Gascon, G. Gerbier, A. Giuliani, M. Grollier, M. Gros, L. Hehn, S. Hervé, G. Heuermann, V. Humbert, M. De Jésus, Y. Jin, S. Jokisch, A. Juillard, C. Kéfélian, M. Kleifges, V. Kozlov, H. Kraus, V. A. Kudryavtsev, H. Le-Sueur, J. Lin, M. Mancuso, S. Marnieros, A. Menshikov, X. F. Navick, C. Nones, E. Olivieri, P. Pari, B. Paul, M. C. Piro, D. V. Poda, E. Queguiner, M. Robinson, H. Rodenas, S. Rozov, V. Sanglard, B. Schmidt, S. Scorza, B. Siebenborn, D. Tcherniakhovski, L. Vagneron, M. Weber, E. Yakushev, and X. Zhang, “Constraints on low-mass WIMPs from the EDELWEISS-III dark matter search,” , vol. 2016, p. 019, May 2016.

[58] Q. Wang, A. Abdurkerim, W. Chen, X. Chen, Y. Chen, C. Cheng, X. Cui, Y. Fan, D. Fang, C. Fu, M. Fu, L. Geng, K. Giboni, L. Gu, X. Guo, K. Han, C. He, D. Huang, Y. Huang, Y. Huang, Z. Huang, X. Ji, Y. Ju, S. Li, H. Liu, J. Liu, W. Ma, Y. Ma, Y. Mao, Y. Meng, K. Ni, J. Ning, X. Ning, X. Ren, C. Shang, L. Si, G. Shen, A. Tan, A. Wang, H. Wang, M. Wang, S. Wang, W. Wang, X. Wang, Z. Wang, M. Wu, S. Wu, W. Wu, J. Xia, M. Xiao, P. Xie, B. Yan, J. Yang, Y. Yang, C. Yu, J. Yuan, Y. Yuan, X. Zeng, D. Zhang, T. Zhang, L. Zhao, Q. Zheng, J. Zhou, N. Zhou, X. Zhou, and P.-I. Collaboration), “Results of dark matter search using the full PandaX-II exposure , *Chinese Physics C*, vol. 44, p. 125001, dec2020.

[59] C. Savage, A. Scaffidi, M. White, and A. G. Williams, “LUX likelihood and limits on spin-independent and spin-dependent wimp couplings with luxcalc,” *Phys. Rev. D*, vol. 92, p. 103519, Nov 2015.

[60] D. A. Sierra, B. Dutta, S. Liao, and L. E. Strigari, “Coherent elastic neutrino-nucleus scattering in multi-ton scale dark matter experiments: classification of vector and scalar interactions new physics signals,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2019, p. 124, Dec 2019.

- [61] J. Menéndez, D. Gazit, and A. Schwenk, “Spin-dependent wimp scattering off nuclei,” *Phys. Rev. D*, vol. 86, p. 103511, Nov 2012.
- [62] D. Buttazzo, P. Panci, N. Rossi, and A. Strumia, “Annual modulations from secular variations: relaxing DAMA?” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2020, p. 137, Apr 2020.
- [63] J. H. Davis, “Fitting the annual modulation in DAMA with neutrons from muons and neutrinos,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, p. 081302, Aug 2014.
- [64] J. Amaré, S. Cebrián, D. Cintas, I. Coarasa, E. García, M. Martínez, M. A. Oliván, Y. Ortigoza, A. O. de Solárzano, J. Puimedón, A. Salinas, M. L. Sarsa, and P. Villar, “Annual modulation results from three-year exposure of ANAIS-112,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 2156, p. 012024, dec 2021.
- [65] 100 Collaboration, G. Adhikari, E. B. de Souza, N. Carlin, J. J. Choi, S. Choi, A. C. Ezeribe, L. E. França, C. Ha, I. S. Hahn, S. J. Hollick, E. J. Jeon, J. H. Jo, H. W. Joo, W. G. Kang, M. Kauer, H. Kim, H. J. Kim, J. Kim, K. W. Kim, S. H. Kim, S. K. Kim, W. K. Kim, Y. D. Kim, Y. H. Kim, Y. J. Ko, H. J. Kwon, D. H. Lee, E. K. Lee, H. Lee, H. S. Lee, H. Y. Lee, I. S. Lee, J. Lee, J. Y. Lee, M. H. Lee, S. H. Lee, S. M. Lee, D. S. Leonard, B. B. Manzano, R. H. Maruyama, R. J. Neal, S. L. Olsen, B. J. Park, H. K. Park, H. S. Park, K. S. Park, S. D. Park, R. L. C. Pitta, H. Prihtiadi, S. J. Ra, C. Rott, K. A. Shin, A. Scarff, N. J. C. Spooner, W. G. Thompson, L. Yang, and G. H. Yu, “Three-year annual modulation search with COSINE-100.” 2021.
- [66] O. C. Stoica, “The Standard Model Algebra - a summary,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 880, no. 1, p. 012053, 2017.
- [67] J. Redondo, “Atlas of solar hidden photon emission,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2015, pp. 024–024, jul 2015.
- [68] M. Fabbrichesi, E. Gabrielli, and G. Lanfranchi, “The Physics of the Dark Photon.” Springer International Publishing, 2021.
- [69] H. An, M. Pospelov, and J. Pradler, “Dark matter detectors as dark photon helioscopes,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, p. 041302, Jul 2013.
- [70] H. Ruegg and M. Ruiz-Altaba, “The stueckelberg field,” *International Journal of Modern Physics A*, vol. 19, pp. 3265–3347, 2004.
- [71] J. Redondo, “Helioscope bounds on hidden sector photons,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2008, p. 008, 2008.
- [72] H. An, M. Pospelov, and J. Pradler, “New stellar constraints on dark photons,” *Physics Letters B*, vol. 725, no. 4, pp. 190–195, 2013.
- [73] J. Jiang, C.-Y. Li, S.-Y. Li, S. D. Pathak, Z.-G. Si, and X.-H. Yang, “Production and constraints for a massive dark photon at electron-positron colliders,” *Chinese Physics C*, vol. 44, p. 023105, Feb. 2020.
- [74] Y. J. Ko and H. Park, “Remarks on bosonic super-WIMP search experiments,” *Phys. Rev. D*, vol. 104, no. 8, p. 083030, 2021.
- [75] J. Jiang, C.-Y. Li, S.-Y. Li, S. D. Pathak, Z.-G. Si, and X.-H. Yang, “Production and constraints for a massive dark photon at electron-positron colliders , *Chinese Physics C*, vol.

44, p. 023105, Feb 2020.

[76] C. O’Hare, “cajohare/axionlimits: Axionlimits.” <https://cajohare.github.io/AxionLimits/>, July 2020.

[77] A. Caputo, C. A. J. O’Hare, A. J. Millar, and E. Vitagliano, “Dark photon limits: a cookbook,” 5 2021.

[78] T. Mombächer, “Dark matter searches at LHCb,” PoS, vol. EPS-HEP2021, p. 185. 6 p, Oct 2021.

[79] S. Tulin and H.-B. Yu, “Dark matter self-interactions and small scale structure,” *Physics Reports*, vol. 730, pp. 1–57, 2018. Dark matter self-interactions and small scale structure.

[80] B. Fornal, P. Sandick, J. Shu, M. Su, and Y. Zhao, “Boosted dark matter interpretation of the xenon1t excess,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 125, p. 161804, Oct 2020.

[81] G. F. Giudice, D. Kim, J.-C. Park, and S. Shin, “Inelastic boosted dark matter at direct detection experiments,” *Physics Letters B*, vol. 780, pp. 543–552, 2018.

[82] C. Ha, G. Adhikari, P. Adhikari, E. Barbosa de Souza, N. Carlin, S. Choi, M. Djamel, A. C. Ezeribe, I. S. Hahn, E. J. Jeon, J. H. Jo, H. W. Joo, W. G. Kang, W. Kang, M. Kauer, G. S. Kim, H. Kim, H. J. Kim, K. W. Kim, N. Y. Kim, S. K. Kim, Y. D. Kim, Y. H. Kim, Y. J. Ko, V. A. Kudryavtsev, H. S. Lee, J. Lee, J. Y. Lee, M. H. Lee, D. S. Leonard, W. A. Lynch, R. H. Maruyama, F. Mouton, S. L. Olsen, B. J. Park, H. K. Park, H. S. Park, K. S. Park, R. L. C. Pitta, H. Prihtiadi, S. J. Ra, C. Rott, K. A. Shin, A. Scarff, N. J. C. Spooner, W. G. Thompson, L. Yang, and G. H. Yu, “First direct search for inelastic boosted dark matter with COSINE-100.” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 122, p. 131802, Apr 2019.

[83] A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, Z. Gácsi, J. Gulyás, M. Hunyadi, I. Kuti, B. M. Nyakó, L. Stuhl, J. Timár, T. G. Tornyí, Z. Vajta, T. J. Ketel, and A. Krasznahorkay, “Observation of anomalous internal pair creation in ^8Be : A possible indication of a light, neutral boson,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, p. 042501, Jan 2016.

[84] A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós, L. Csige, J. Gulyás, M. Koszta, B. Szihalmi, J. Timar, D. S. Firak, A. Nagy, N. J. Sas, and A. Krasznahorkay, “New evidence supporting the existence of the hypothetical x_{17} particle,” 2019.

[85] P. van Hoof. <http://data.nublado.org/gauntff/>. Accessed: 2021-07-27.

[86] J. Redondo and G. Raffelt, “Solar constraints on hidden photons re-visited,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2013, pp. 034–034, Aug 2013.

[87] A. M. Serenelli, M. Asplund, S. Basu, and J. W. Ferguson, “New solar composition: The problem with solar models revisited,” *Astrophysical Journal (Online)*, vol. 705, 11 2009.

[88] J. Bahcall. https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/aldos/solar_main.html. Accessed: 2021-07-29.

[89] R. D. Peccei and H. R. Quinn, “CP conservation in the presence of pseudoparticles,” , vol. 38, pp. 1440–1443, June 1977.

[90] A. R. Zhitnitsky, “On Possible Suppression of the Axion Hadron Interactions. (In Russian),” *Sov. J. Nucl. Phys.*, vol. 31, p. 260, 1980.

- [91] J. E. Kim, “Weak-interaction singlet and strong CP invariance,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 43, pp. 103–107, Jul 1979.
- [92] “Search for 14.4 keV solar axions from m1 transition of ^{255}Pu with CUORE crystals,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2013, pp. 007–007, may 2013.
- [93] L. Di Luzio, J. Galan, M. Giannotti, I. G. Irastorza, J. Jaeckel, A. Lindner, J. Ruz, U. Schneekloth, L. Sohl, L. J. Thormaehlen, and J. K. Vogel, “Probing the axion–nucleon coupling with the next generation of axion helioscopes,” *The European Physical Journal C*, vol. 82, p. 120, Feb 2022.
- [94] P. Sikivie, “Experimental tests of the “invisible” axion,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 51, pp. 1415–1417, Oct 1983.
- [95] K. Zioutas, M. Tsagri, Y. Semertzidis, T. Papaevangelou, T. Dafni, and V. Anastassopoulos, “Axion searches with helioscopes and astrophysical signatures for axion(-like) particles,” *New Journal of Physics*, vol. 11, p. 105020, oct 2009.
- [96] M. Giannotti, I. G. Irastorza, J. Redondo, A. Ringwald, and K. Saikawa, “Stellar recipes for axion hunters,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2017, pp. 010–010, oct 2017.
- [97] J. Redondo, “Solar axion flux from the axion-electron coupling,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2013, pp. 008–008, dec 2013.
- [98] G. G. Raffelt, “Astrophysical Axion Bounds.”, pp. 51–71. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [99] T. Dafni, C. A. J. O’Hare, B. Laki c, J. Galán, F. J. Iguaz, I. G. Irastorza, K. Jakov ˇci c, G. Luzón, J. Redondo, and E. Ruiz Chóliz, “Weighing the solar axion,” , vol. 99, p. 035037, Feb. 2019.
- [100] P. Adhikari, G. Adhikari, E. Barbosa de Souza, N. Carlin, S. Choi, M. Djamal, A. Eze-ribe, C. Ha, I. Hahn, E. Jeon, J. Jo, H. Joo, W. Kang, W. Kang, M. Kauer, G. Kim, H. Kim, H. Kim, K. Kim, N. Kim, S. Kim, Y. Kim, Y. Kim, Y. Ko, V. Kudryavtsev, H. Lee, J. Lee, J. Lee, M. Lee, D. Leonard, W. Lynch, R. Maruyama, F. Mouton, S. Ol- sen, B. Park, H. Park, H. Park, K. Park, R. Pitta, H. Prihtiadi, S. Ra, C. Rott, K. Shin, A. Scarff, N. Spooner, W. Thompson, L. Yang, and G. Yu, “A search for solar axion induced signals with COSINE-100.” *Astroparticle Physics*, vol. 114, pp. 101–106, 2020.
- [101] O. Klein, “Quantentheorie und fünfdimensionale Relativitätstheorie,” *Zeitschrift fur Physik*, vol. 37, pp. 895–906, Dec. 1926.
- [102] O. Naoya, “Search for solar Kaluza-Klein axion by annual modulation with the XMASS-I detector.” PhD thesis, Kobe University, 2017.
- [103] J. Klimchuck, “How do we Solve the Coronal Heating Problem?” in *SOHO 15 Coronal Heating* (R. W. Walsh, J. Ireland, D. Danesy, and B. Fleck, eds.), vol. 575 of *ESA Special Publication*, p. 2, Dec. 2004.
- [104] L. DiLella and K. Zioutas, “Observational evidence for gravitationally trapped massive axion(-like) particles,” *Astroparticle Physics*, vol. 19, no. 1, pp. 145–170, 2003.
- [105] B. Morgan, N. Spooner, M. Armel-Funkhouser, D. Hoffmann, J. Jacoby, D. Snowden-Ifft,

and K. Zioutas, “Searches for solar kaluza–klein axions with gas tpcs,” *Astroparticle Physics*, vol. 23, no. 3, pp. 287–302, 2005.

[106] A. Kher, “Perihelion and Aphelion.” <https://www.timeanddate.com/astronomy/perihelion-aphelion-solstice.html>. (Adapted). Accessed: 2022-04-01.

[107] H. Prihtiadi, G. Adhikari, P. Adhikari, E. B. de Souza, N. Carlin, S. Choi, W. Choi, M. Djamel, A. Ezeribe, C. Ha, I. Hahn, A. Hubbard, E. Jeon, J. Jo, H. Joo, W. Kang, W. Kang, M. Kauer, B. Kim, H. Kim, H. Kim, K. Kim, N. Kim, S. Kim, Y. Kim, Y. Kim, V. Kudryavtsev, H. Lee, J. Lee, J. Lee, M. Lee, D. Leonard, K. Lim, W. Lynch, R. Maruyama, F. Mouton, S. Olsen, H. Park, H. Park, J. Park, K. Park, W. Pettus, Z. Pierpoint, S. Ra, F. Rogers, C. Rott, A. Scarff, N. Spooner, W. Thompson, L. Yang, and S. Yong, “Muon detector for the COSINE-100 experiment,” *Journal of Instrumentation*, vol. 13, p. T02007–T02007, feb 2018.

[108] H. Kim, G. Adhikari, E. B. de Souza, N. Carlin, J. Choi, S. Choi, M. Djamel, A. Ezeribe, L. França, C. Ha, I. Hahn, E. Jeon, J. Jo, H. Joo, W. Kang, M. Kauer, H. Kim, K. Kim, S. Kim, S. Kim, W. Kim, Y. Kim, Y. Kim, Y. Ko, E. Lee, H. Lee, H. Lee, H. Lee, I. Lee, J. Lee, J. Lee, M. Lee, S. Lee, S. Lee, D. Leonard, B. Manzato, R. Maruyama, R. Neal, S. Olsen, B. Park, H. Park, H. Park, K. Park, R. Pitta, H. Prihtiadi, S. Ra, C. Rott, K. Shin, A. Scarff, N. Spooner, W. Thompson, L. Yang, and G. Yu, “The environmental monitoring system at the COSINE-100 experiment,” *Journal of Instrumentation*, vol. 17, p. T01001, jan 2022.

[109] G. Adhikari, P. Adhikari, E. B. de Souza, N. Carlin, S. Choi, W. Q. Choi, M. Djamel, A. C. Ezeribe, C. Ha, I. S. Hahn, A. J. F. Hubbard, E. J. Jeon, J. H. Jo, H. W. Joo, W. G. Kang, W. Kang, M. Kauer, B. H. Kim, H. Kim, H. J. Kim, K. W. Kim, M. C. Kim, N. Y. Kim, S. K. Kim, Y. D. Kim, Y. H. Kim, V. A. Kudryavtsev, H. S. Lee, J. Lee, J. Y. Lee, M. H. Lee, D. S. Leonard, K. E. Lim, W. A. Lynch, R. H. Maruyama, F. Mouton, S. L. Olsen, H. K. Park, H. S. Park, J. S. Park, K. S. Park, W. Pettus, Z. P. Pierpoint, H. Prihtiadi, S. Ra, F. R. Rogers, C. Rott, A. Scarff, N. J. C. Spooner, W. G. Thompson, L. Yang, and S. H. Yong, “Initial performance of the COSINE-100 experiment.” *The European Physical Journal C*, vol. 78, p. 107, Feb 2018.

[110] G. Adhikari, E. Barbosa de Souza, N. Carlin, J. Choi, S. Choi, M. Djamel, A. Ezeribe, L. França, C. Ha, I. Hahn, E. Jeon, J. Jo, W. Kang, M. Kauer, H. Kim, H. Kim, K. Kim, S. Kim, Y. Kim, Y. Kim, Y. Ko, E. Lee, H. Lee, J. Lee, J. Lee, M. Lee, S. Lee, D. Leonard, B. Manzato, R. Maruyama, R. Neal, S. Olsen, B. Park, H. Park, H. Park, K. Park, R. Pitta, H. Prihtiadi, S. Ra, C. Rott, K. Shin, A. Scarff, N. Spooner, W. Thompson, L. Yang, and G. Yu, “The cosine-100 liquid scintillator veto system,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 1006, p. 165431, 2021.

[111] H. Prihtiadi, G. Adhikari, E. B. de Souza, N. Carlin, J. Choi, S. Choi, M. Djamel, A. Ezeribe, L. França, C. Ha, I. Hahn, E. Jeon, J. Jo, W. Kang, M. Kauer, H. Kim, H. Kim, K. Kim, S. Kim, Y. Kim, Y. Kim, Y. Ko, E. Lee, H. Lee, J. Lee, J. Lee, M. Lee, S. Lee, D. Leonard, B. Manzato, R. Maruyama, R. Neal, S. Olsen, B. Park, H. Park, H. Park, K. Park, R. Pitta, S. Ra, C. Rott, K. Shin, A. Scarff, N. Spooner, W. Thompson, L. Yang, and G. Yu, “Measurement of the cosmic muon annual and diurnal flux variation with the COSINE-100 detector,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2021, pp. 013–013, feb 2021.

[112] G. Adhikari, P. Adhikari, E. B. de Souza, N. Carlin, S. Choi, W. Choi, M. Djamel, A. Ezeribe, C. Ha, I. Hahn, A. Hubbard, E. Jeon, J. Jo, H. Joo, W. Kang, W. Kang, M. Kauer, H. Kim, H. Kim, K. Kim, M. Kim, N. Kim, S. Kim, Y. Kim, Y. Kim, V. Kudryavtsev, H. Lee, J.

- Lee, M. Lee, K. Lim, D. Leonard, R. Maruyama, F. Mouton, S. Na, S. Olsen, H. Park, H. Park, J. Park, K. Park, W. Pettus, H. Prihtiadi, C. Rott, A. Scarff, N. Spooner, W. Thompson, and L. Yang, “The COSINE-100 data acquisition system,” *Journal of Instrumentation*, vol. 13, pp. P09006–P09006, sep 2018.
- [113] G. Adhikari, E. B. de Souza, N. Carlin, J. J. Choi, S. Choi, M. Djamel, A. C. Ezeribe, L. E. França, C. Ha, I. S. Hahn, E. J. Jeon, J. H. Jo, H. W. Joo, W. G. Kang, M. Kauer, H. Kim, H. J. Kim, K. W. Kim, S. H. Kim, S. K. Kim, W. K. Kim, Y. D. Kim, Y. H. Kim, Y. J. Ko, E. K. Lee, H. Lee, H. S. Lee, H. Y. Lee, I. S. Lee, J. Lee, J. Y. Lee, M. H. Lee, S. H. Lee, S. M. Lee, D. S. Leonard, W. A. Lynch, B. B. Manzato, R. H. Maruyama, R. J. Neal, S. L. Olsen, B. J. Park, H. K. Park, H. S. Park, K. S. Park, R. L. C. Pitta, H. Prihtiadi, S. J. Ra, C. Rott, K. A. Shin, A. Scarff, N. J. C. Spooner, W. G. Thompson, L. Yang, G. H. Yu, and C. O. S. I. N. E.-. . . Collaboration, “Background modeling for dark matter search with 1.7 years of COSINE-100 data,” *The European Physical Journal C*, vol. 81, p. 837, Sep 2021.
- [114] G. Adhikari, E. B. de Souza, N. Carlin, J. Choi, S. Choi, M. Djamel, A. Ezeribe, L. França, C. Ha, I. Hahn, E. Jeon, J. Jo, W. Kang, M. Kauer, H. Kim, H. Kim, K. Kim, S. Kim, Y. Kim, Y. Kim, Y. Ko, E. Lee, H. Lee, J. Lee, J. Lee, M. Lee, S. Lee, D. Leonard, B. Manzato, R. Maruyama, R. Neal, S. Olsen, B. Park, H. Park, H. Park, K. Park, R. Pitta, H. Prihtiadi, S. Ra, C. Rott, K. Shin, A. Scarff, N. Spooner, W. Thompson, L. Yang, and G. Yu, “Lowering the energy *threshold* in COSINE-100 dark matter searches,” *Astroparticle Physics*, vol. 130, p. 102581, 2021.
- [115] R. van de Schoot, S. Depaoli, R. King, B. Kramer, K. Märtens, M. G. Tadesse, M. Vannucci, A. Gelman, D. Veen, J. Willemsen, and C. Yau, “Bayesian statistics and modelling,” *Nature Reviews Methods Primers*, vol. 1, p. 1, Jan 2021.
- [116] “Index of Refraction - Database.” https://henke.lbl.gov/optical_constants/getdb2.html. Accessed: 2021-08-02.
- [117] “Sodium Properties - Database.” https://xdb.lbl.gov/Section1/Periodic_Table/Na_Web_data.htm. Accessed: 2021-08-03.
- [118] “Iodine Properties - Database.” https://xdb.lbl.gov/Section1/Periodic_Table/I_Web_data.htm. Accessed: 2021-08-03.
- [119] G. J. Feldman and R. D. Cousins, “A unified approach to the classical statistical analysis of small signals,” *Physical Review D*, vol. 57, pp. 3873–3889, 1998.
- [120] N. Vinyoles, A. Serenelli, F. Villante, S. Basu, J. Redondo, and J. Isern, “New axion and hidden photon constraints from a solar data global fit,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2015, pp. 015–015, oct 2015.
- [121] M. Giannotti, I. Irastorza, J. Redondo, and A. Ringwald, “Cool WISPs for stellar cooling excesses,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2016, pp. 057–057, may 2016.
- [122] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfonsi, L. Althueser, F. D. Amaro, V. C. Antochi, E. Angelino, F. Arneodo, D. Barge, L. Baudis, B. Bauermeister, L. Bellagamba, M. L. Benabderrahmane, T. Berger, P. A. Breur, A. Brown, E. Brown, S. Bruenner, G. Bruno, R. Budnik, C. Capelli, J. M. R. Cardoso, D. Cichon, D. Coderre, A. P. Colijn, J. Conrad, J. P. Cussonneau, M. P. Decowski, P. de Perio, A. Depoian, P. Di Gangi, A. Di Giovanni, S. Diglio, A. Elykov, G.

Eurin, J. Fei, A. D. Ferella, A. Fieguth, W. Fulgione, P. Gaemers, A. Gallo Rosso, M. Galloway, F. Gao, M. Garbini, L. Grandi, Z. Greene, C. Hasterok, C. Hils, E. Hogenbirk, J. Howlett, M. Iacovacci, R. Itay, F. Joerg, S. Kazama, A. Kish, M. Kobayashi, G. Koltman, A. Kopec, H. Landsman, R. F. Lang, L. Levinson, Q. Lin, S. Lindemann, M. Lindner, F. Lombardi, J. A. M. Lopes, E. López Fune, C. Macolino, J. Mahlstedt, A. Manfredini, F. Marignetti, T. Marrodán Undagoitia, J. Masbou, S. Mastroianni, M. Messina, K. Micheneau, K. Miller, A. Molinaro, K. Morá, Y. Mosbacher, M. Murra, J. Naganoma, K. Ni, U. Oberlack, K. Odgers, J. Palacio, B. Pelssers, R. Peres, J. Pienaar, V. Pizzella, G. Plante, R. Podvianiuk, J. Qin, H. Qiu, D. Ramírez García, S. Reichard, B. Riedel, A. Rocchetti, N. Rupp, J. M. F. dos Santos, G. Sartorelli, N. Šarčević, M. Scheibelhut, S. Schindler, J. Schreiner, D. Schulte, M. Schumann, L. Scotto Lavina, M. Selvi, P. Shagin, E. Shockley, M. Silva, H. Simgen, C. Therreau, D. Thers, F. Toschi, G. Trincherro, C. Tunnell, N. Upole, M. Vargas, G. Volta, O. Wack, H. Wang, Y. Wei, C. Weinheimer, D. Wenz, C. Wittweg, J. Wulf, J. Ye, Y. Zhang, T. Zhu, and J. P. Zopounidis, “Light dark matter search with ionization signals in XENON1T.” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 123, p. 251801, Dec 2019.

[123] H. J. S. S. C. J. C. J. S. R. Z. D. Berger, M.J. and K. Olsen, “XCOM: Photon Cross Section Database.” <http://physics.nist.gov/xcom>. Accessed: 2022-08-05.

[124] E. Aprile, F. Agostini, M. Alfonsi, K. Arisaka, F. Arneodo, M. Auger, C. Balan, P. Barrow, L. Baudis, B. Bauermeister, A. Behrens, P. Beltrame, K. Bokeloh, A. Brown, E. Brown, S. Bruenner, G. Bruno, R. Budnik, J. M. R. Cardoso, A. P. Colijn, H. Contre-ras, J. P. Cussonneau, M. P. Decowski, E. Duchovni, S. Fattori, A. D. Ferella, W. Fulgione, F. Gao, M. Garbini, C. Geis, L. W. Goetzke, C. Grignon, E. Gross, W. Hampel, R. Itay, F. Kaether, G. Kessler, A. Kish, H. Landsman, R. F. Lang, M. Le Calloch, D. Lelouch, C. Levy, S. Lindemann, M. Lindner, J. A. M. Lopes, K. Lung, A. Lyashenko, S. MacMullin, T. Marrodán Undagoitia, J. Masbou, F. V. Massoli, D. Mayani Paras, A. J. Melgarejo Fernandez, Y. Meng, M. Messina, B. Miguez, A. Molinaro, M. Murra, J. Naganoma, K. Ni, U. Oberlack, S. E. A. Orrigo, E. Pantic, R. Persiani, F. Piastra, J. Pienaar, G. Plante, N. Priel, S. Reichard, C. Reuter, A. Rizzo, S. Rosendahl, J. M. F. dos Santos, G. Sartorelli, S. Schindler, J. Schreiner, M. Schumann, L. Scotto Lavina, M. Selvi, P. Shagin, H. Simgen, A. Teymourian, D. Thers, A. Tiseni, G. Trincherro, O. Vitells, H. Wang, M. Weber, and C. Weinheimer, “First axion results from the XENON100 experiment,” *Phys. Rev. D*, vol. 90, p. 062009, Sep 2014.

[125] K. Abe, K. Hieda, K. Hiraide, S. Hirano, Y. Kishimoto, K. Kobayashi, S. Moriyama, K. Nakagawa, M. Nakahata, H. Ogawa, N. Oka, H. Sekiya, A. Shinozaki, Y. Suzuki, A. Takeda, O. Takachio, K. Ueshima, D. Umemoto, M. Yamashita, B. Yang, S. Tasaka, J. Liu, K. Martens, K. Hosokawa, K. Miuchi, A. Murata, Y. Onishi, K. Otsuka, Y. Takeuchi, Y. Kim, K. Lee, M. Lee, J. Lee, Y. Fukuda, Y. Itow, K. Masuda, Y. Nishitani, H. Takiya, H. Uchida, N. Kim, Y. Kim, F. Kusaba, D. Motoki, K. Nishijima, K. Fujii, I. Murayama, and S. Nakamura, “Search for solar axions in xmass, a large liquid-xenon detector,” *Physics Letters B*, vol. 724, no. 1, pp. 46–50, 2013.

[126] D. S. Akerib, S. Alsum, C. Aquino, H. M. Araújo, X. Bai, A. J. Bailey, J. Balajthy, P. Beltrame, E. P. Bernard, A. Bernstein, T. P. Biesiadzinski, E. M. Boulton, P. Brás, D. Byram, S. B. Cahn, M. C. Carmona-Benitez, C. Chan, A. A. Chiller, C. Chiller, A. Currie, J. E. Cutter, T. J. R. Davison, A. Dobi, J. E. Y. Dobson, E. Druskiewicz, B. N. Edwards, C. H. Faham, S. R. Fallon, S. Fiorucci, R. J. Gaitskell, V. M. Gehman, C. Ghag, K. R. Gibson, M. G. D. Gilchriese, C. R. Hall, M. Hanhardt, S. J. Haselschwardt, S. A. Hertel, D. P. Hogan, M. Horn, D. Q. Huang, C.

M. Ignarra, R. G. Jacobsen, W. Ji, K. Kamdin, K. Kazkaz, D. Khaitan, R. Knoche, N. A. Larsen, C. Lee, B. G. Lenardo, K. T. Lesko, A. Lindote, M. I. Lopes, A. Manalaysay, R. L. Mannino, M. F. Marzioni, D. N. McKinsey, D.-M. Mei, J. Mock, M. Moongweluwan, J. A. Morad, A. S. J. Murphy, C. Nehrkorn, H. N. Nelson, F. Neves, K. O'Sullivan, K. C. Oliver-Mallory, K. J. Palladino, E. K. Pease, L. Reichhart, C. Rhyne, S. Shaw, T. A. Shutt, C. Silva, M. Solmaz, V. N. Solovov, P. Sorensen, S. Stephenson, T. J. Sumner, M. Szydagis, D. J. Taylor, W. C. Taylor, B. P. Tennyson, P. A. Terman, D. R. Tiedt, W. H. To, M. Tripathi, L. Tvrznikova, S. Uvarov, V. Velan, J. R. Verbus, R. C. Webb, J. T. White, T. J. Whitis, M. S. Witherell, F. L. H. Wolfs, J. Xu, K. Yazdani, S. K. Young, and C. Zhang, "First searches for axions and axion-like particles with the lux experiment," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, p. 261301, Jun 2017.

[127] P. Gondolo and G. G. Raffelt, "Solar neutrino limit on axions and keV-mass bosons," *Phys. Rev. D*, vol. 79, p. 107301, May 2009.

[128] XMASS Collaboration, N. Oka, K. Abe, K. Hiraide, K. Ichimura, Y. Kishimoto, K. Kobayashi, M. Kobayashi, S. Moriyama, M. Nakahata, T. Norita, H. Ogawa, K. Sato, H. Sekiya, O. Takachio, A. Takeda, S. Tasaka, M. Yamashita, B. Yang, N. Kim, Y. Kim, Y. Itow, K. Kanzawa, R. Kegasa, K. Masuda, H. Takiya, K. Fushimi, G. Kanzaki, K. Martens, Y. Suzuki, B. Xu, R. Fujita, K. Hosokawa, K. Miuchi, Y. Takeuchi, Y. Kim, K. Lee, M. Lee, Y. Fukuda, M. Miyasaka, K. Nishijima, and S. Nakamura, "Search for solar kaluza-klein axions by annual modulation with the XMASS-I detector." *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, vol. 2017, Oct. 2017.

[129] Y. S. Yoon, J. Kim, and H. Park, "Neutron background measurement for rare event search experiments in the *YangYang* underground laboratory." *Astroparticle Physics*, vol. 126, p. 102533, 2021.