

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS**

Juan Vitor Fagiani

**Busca por sinais de matéria escura no fluxo de raios
gama produzido no Sol**

São Carlos

2022

Juan Vitor Fagiani

**Busca por sinais de matéria escura no fluxo de raios
gama produzido no Sol**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de concentração: Física Básica

Orientador: Prof. Dr. Luiz Vitor de Souza Filho

Coorientadora: Profa. Dra. Clarissa Martins Siqueira

Versão original

São Carlos

2022

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTES TRABALHOS, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Fagiani, Juan Vitor

Busca por sinais de matéria escura no fluxo de raios gama produzidos no Sol / Juan Vitor Fagiani; orientador Luiz Vitor de Souza Filho; co-orientadora Clarissa Martins Siqueira -- São Carlos, 2022.

141 p.

Dissertação (Mestrado - Programa de Pós-Graduação em Física Teórica e Experimental) -- Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2022.

1. Matéria escura. 2. Detecção indireta. 3. Raios gama. 4. Sol. 5. Mediador de vida longa. I. de Souza Filho, Luiz Vitor, orient. II. Martins Siqueira, Clarissa, co-orient. III. Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Juan Vítor Fagiani

Dissertação apresentada ao Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Ciências. Área de Concentração: Física Teórica e Experimental.

Aprovado(a) em: 10/01/2023

Comissão Julgadora

Dr(a). Luiz Vitor de Souza Filho

Instituição: (IFSC/USP)

Dr(a): Edivaldo Moura Santos

Instituição: (IF/USP)

Dr(a). Carola Dobrigkeit Chinellato

Instituição: (UNICAMP/Campinas)

AGRADECIMENTOS

Primeiro, eu gostaria de agradecer aos meus pais que desde sempre aguentaram e incentivaram os meus intermináveis “Por quês?” que se iniciaram logo que comecei a falar e perduram até hoje. Sem todo esse apoio, até mesmo quando o filho decidiu fazer algo tão “exótico” como física, com certeza eu não estaria aqui concluindo um mestrado.

Também agradeço ao grande suporte de minha companheira Bianca Costa Borges, tanto nos momentos de alegria quanto nos desnecessariamente excessivos momentos difíceis. Sua paciência, carinho e conselhos tornaram essa jornada mais leve e certamente contribuíram para a realização deste trabalho.

Ao meu orientador Prof. Vitor de Souza agradeço por dar uma chance a um aluno inseguro que o procurou ainda na graduação. Agradeço por todo o suporte e ensinamentos durante esse período que trabalhamos juntos, os quais auxiliaram em meu desenvolvimento como estudante e pesquisador. Além da compreensão e humanidade com as quais trata seus alunos, o que levarei como exemplo para minha carreira e vida. Agradeço, também, por ter me apresentado a minha co-orientadora Dra. Clarissa Siqueira, a qual contribuiu enormemente para esta dissertação, com seus ensinamentos, sugestões, correções e paciência para auxiliar com as minhas dúvidas, além de sua compreensão em momentos difíceis.

Aos meus colegas do Grupo de Astropartículas, apesar de infelizmente conhecê-los apenas ao final do mestrado, devido à pandemia da COVID-19, agradeço pelas conversas (acadêmicas e não acadêmicas) e pela companhia nesses últimos meses de mestrado. Vocês tornaram esse período final mais leve e divertido, além de aumentarem meu conhecimento e cultura. Espero que nos encontremos futuramente na caminhada da vida.

Por fim, agradeço ao IFSC, por sua formação de excelência, especialmente, aos professores Leonardo Paulo Maia, Luiz Nunes de Oliveira e ao falecido Djalma Redondo que contribuíram fortemente para minha formação, mas principalmente como exemplo de professores apaixonados e dedicados ao ensino de jovens cientistas, exemplos que guardarei com carinho em minha memória e tentarei replicar ao menos uma fração com meus futuros alunos. Além disso, agradeço ao suporte financeiro realizado pelo IFSC durante o mestrado, sem o qual não seria possível realizar este trabalho.

*“The cure for boredom is curiosity.
There is no cure for curiosity.”
Dorothy Parker*

RESUMO

FAGIANI, J. V. **Busca por sinais de matéria escura no fluxo de raios gama produzido no Sol.** 2022. 141p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2022.

Atualmente, é amplamente aceito que a densidade de matéria do Universo consiste principalmente de uma componente desconhecida, denominada matéria escura (ME). A qual teve sua existência estabelecida por diversas evidências, acumuladas em pouco mais de um século. No modelo padrão da física de partículas (MP), não há candidato capaz de explicar consistentemente cada uma dessas evidências e prover suas principais características. Exigindo, assim, um novo tipo de partícula. Dentre os diversos candidatos, um dos mais bem fundamentados e populares são as WIMPs. Estas partículas podem ser buscadas em experimentos de detecção direta, indireta e em colisores. Apesar da popularidade desse candidato e de intensas buscas por estes nas últimas quatro décadas, não houve uma detecção confirmada. Impondo vínculos altamente restritivos às WIMPs, estimulando a procura por modelos alternativos. Nosso estudo, aborda a busca por ME através do Sol, onde utilizamos, um setor escuro mínimo, no qual, a ME se aniquila em um mediador desse setor, que posteriormente decai em partículas do MP. Definimos este mediador com uma vida longa o suficiente para decair fora do Sol, possibilitando a detecção de partículas do MP além dos neutrinos, como os raios- γ , os quais teriam seu fluxo extinto em um cenário padrão de aniquilação direta de ME. Por fim, obtivemos o fluxo de raios- γ esperado na Terra, necessário para estimar a sensibilidade ótima de observatórios a este cenário, e indicarmos o potencial destes imporem limites superiores à seção de choque de espalhamento WIMP-próton spin-dependente ($\sigma_{\chi p}^{SD}$), de forma complementar e independente aos experimentos de detecção direta. Nesse sentido, discutimos o potencial do SWGO de vincular esse cenário, esperado superar em pelo menos uma ordem de grandeza o observatório HAWC. Portanto, o SWGO proveria uma forma totalmente complementar, para massas altas de ME (~ 1 TeV-100 TeV), ao observatório Fermi-LAT, na busca por ME no Sol.

Palavras-chave: Matéria escura. Detecção indireta. Raios gama. Sol. Mediador de vida longa.

ABSTRACT

FAGIANI, J. V. **Search for dark matter signals in the gamma-ray flux produced in the Sun.** 2022. 141p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2022.

Nowadays, it is widely accepted that the matter density of the universe consists mainly of an unknown component, called dark matter (DM). Which had its existence established by several pieces of evidence, accumulated over just a century. In the standard model of particle physics (SM), no candidate can consistently explain each of these evidences and provide its main characteristics. Thus, requiring a new type of particle. Among the various candidates, one of the most popular and well-motivated are the WIMPs. We may look for WIMPs via direct, indirect and collider searches. Despite the popularity of this candidate and intense searches for these over the past four decades, there has been no confirmed detection. Imposing highly restrictive constraints to WIMPs scenario, motivating the search for alternative models. Our study addresses the search for DM through the Sun, we consider a minimal dark sector, in which, the DM annihilates into a dark sector mediator that subsequently decays into SM particles. Furthermore, we consider that this mediator has a lifetime long enough to decay outside the Sun, making it possible to detect SM particles other than neutrinos, such as gamma rays, which would have their flux extinguished in a standard scenario of direct DM annihilation. Finally, we obtain the expected gamma-ray flux on Earth, which is necessary to estimate the optimal sensitivity of observatories to this scenario, and indicate their potential to impose upper limits to the DM-proton spin-dependent scattering cross-section ($\sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$), in a complementary and independent way to direct detection experiments. In this regard, we discuss the potential of the SWGO to constrain this scenario, expected to outperform by at least an order of magnitude the HAWC observatory. Therefore, SWGO would provide a fully complementary way, for high DM masses ($\sim 1 \text{ TeV}-100 \text{ TeV}$), to the Fermi-LAT observatory, in the search for DM through the Sun.

Keywords: Dark matter. Indirect detection. Gamma rays. Sun. Long-lived mediator.

LISTA DE FIGURAS

- Figura 1 – Captura da tabela contida no artigo de Martin Schwarzschild, exibindo o problema da matéria escura em 1954, onde ele resume as estimativas da razão massa-luminosidade para algumas galáxias e aglomerados de galáxias. 31
- Figura 2 – Curva de rotação da galáxia M31, com os dados de Babcock, Vera Rubin e Ford, Roberts e Whitehurst e Carigan et al. A linha azul corresponde ao modelo de Freeman de um disco exponencial. 33
- Figura 3 – Curvas de rotação da galáxia NGC 6503, mostrando a contribuição das 3 componentes de matéria: os gases, as estrelas (luminosa) e a matéria escura, provendo um ajuste para os dados observacionais. 34
- Figura 4 – Ilustração esquemática de lentes gravitacionais. 36
- Figura 5 – **Esquerda:** Imagem do aglomerado de galáxias SDSS J1004+4112 mostrando várias imagens do mesmo quasar. **Direita:** Imagem do aglomerado de galáxias SDSS J0146-0929 pelo Telescópio Espacial Hubble mostrando arcos devido à forte lente gravitacional. 37
- Figura 6 – Aglomerado da Bala (1E 0657–56), composição do óptico (galáxias e plano de fundo), raios-X (gás, em vermelho) e por lentes gravitacionais fracas (matéria escura, em azul). 40
- Figura 7 – História térmica do Universo, com sua idade e redshift indicados, respectivamente, na parte superior e inferior da imagem. 42
- Figura 8 – Mapa da anisotropia de temperaturas da CMB conforme medido pelo observatório espacial Planck. 43
- Figura 9 – Espectro de potências do mapa de temperaturas da CMB. A parte superior da figura exhibe, em azul, os dados experimentais da colaboração Planck, em vermelho temos o melhor ajuste para os dados. A parte inferior mostra o resíduo desse ajuste. 44
- Figura 10 – Mapeamento de galáxias pela colaboração SDSS. Cada ponto é uma galáxia, os pontos vermelhos são galáxias com mais luz estelar vermelha, indicando galáxias mais velhas e geralmente maiores. 49
- Figura 11 – Função de correlação de larga escala para a amostra SDSS LGR. Os modelos são $\Omega_m h^2 = 0.12$ (verde), 0.13 (vermelho) e 0.14 (azul), e um modelo apenas com CDM ($\Omega_m h^2 = 0.105$) em magenta e que não apresenta pico. Por volta de $100 h^{-1} \text{Mpc}$ temos um pico estatisticamente significativo e consoante a previsão por BAO. 50

Figura 12 – Espectro de potências das flutuações de densidade de matéria, em função do número de onda k . Os dados do SDSS estão indicados em vermelho; a curva em preto corresponde ao modelo Λ CDM, com 6 vezes mais ME do que matéria bariônica. A linha tracejada, em azul, considera toda a matéria como composta apenas por bárions; e a linha sólida (em azul) se refere a modelos de MOND do tipo TeVeS.	51
Figura 13 – Ilustração da variedade de partículas além do modelo padrão candidatas à matéria escura na literatura.	55
Figura 14 – Visualização esquemática de algumas das principais categorias de candidatos à matéria escura.	56
Figura 15 – Vínculos impostos sobre a fração de ME possível de ser composta por buracos negros primordiais (PBHs) em função de sua massa, utilizando diversos métodos, experimentos e observações.	58
Figura 16 – Limites superiores (90% C.L.), impostos pelo experimento ADMX, ao parâmetro de acoplamento entre um áxion e 2 fótons em função da massa do áxion.	63
Figura 17 – Solução numérica para a densidade ou <i>yield</i> $Y = n/s$, normalizada para seu valor em $T = m_\chi$, em função de $x = m_\chi/T$, com diferentes escolhas de seção de choque de aniquilação $\langle\sigma v\rangle$, obtida com o pacote SuperIso Relic. A linha preta corresponde a evolução para o caso de equilíbrio térmico e as linhas coloridas aos valores de Y após ocorrido o desacoplamento.	67
Figura 18 – Diagrama ilustrando as possíveis interações entre partículas de matéria escura (ME) e partículas do modelo padrão (MP) e seus respectivos métodos de busca.	68
Figura 19 – Resultados recentes de diversos experimentos de detecção direta, para os limites superiores, das seções de choque WIMP-próton spin-dependentes (a) e spin-independentes (b) em função da massa das WIMPs, com um intervalo de confiança de 90%.	72
Figura 20 – Ilustração do processo de aniquilação de ME em partículas do MP e sua posterior hadronização ou decaimento em partículas estáveis a serem detectadas.	74
Figura 21 – Resultados recentes dos principais experimentos de detecção indireta e seus respectivos canais, para os vínculos impostos sobre a seção de choque de aniquilação em função da massa da ME. A seção de choque de aniquilação esperada pelo paradigma de relíquias térmicas das WIMPs é indicada pela faixa cinza.	78

Figura 22 – Representação esquemática da equação do fluxo de raios- γ provenientes da aniquilação de ME. Com destaque para os seus aspectos observacionais, astrofísicos e da física de partículas que compõem essa equação.	81
Figura 23 – Distribuição de ME em nossa galáxia para diferentes perfis de densidade do halo galáctico.	83
Figura 24 – Espectro de raios- γ , proveniente da aniquilação de ME em diversos estados finais, obtido utilizando o pacote PPPC. A massa da partícula de ME é mantida fixa em $m_\chi = 1000$ GeV.	86
Figura 25 – Mapa celeste central do Fermi-LAT que exhibe a distribuição de fótons de alta energia, com as regiões de maior emissão indicadas por cores quentes (laranja e vermelho), enquanto as regiões de baixa emissão por cores frias (roxo e azul). Na Figura, estão indicados os principais alvos de interesse para busca de ME.	88
Figura 26 – Limites superiores (nível de confiança de 95%) impostos na seção de choque de aniquilação da ME por detecção indireta para aniquilação de ME em $b\bar{b}$, para diversos alvos. Os vínculos impostos são: pela análise do halo do CG com o observatório HESS (em preto), e diversas análises com os dados do Fermi-LAT: do CG (em azul), da emissão difusa isotrópica (em ciano), das dSphs (em verde).	89
Figura 27 – Diagrama ilustrando o processo de cascata, onde as partículas de ME χ se aniquilam em mediador ϕ_n que decai em outros mediadores em uma cascata de n -passos, até que ϕ_1 decai em partículas do MP.	91
Figura 28 – Comparação entre o espectro de aniquilação em cascata com diferentes passos e o de aniquilação direta de ME em partículas do MP. Especificamente, a aniquilação direta em taus (em cinza) e cascatas com $n=(1,2,3,4,5,6)$ passos e $\epsilon_\tau = 0.1$	93
Figura 29 – Comparação entre os espectros de aniquilação em cascata com diferentes passos e o espectro de aniquilação direta da ME em partículas do MP, especificamente, para os canais b e W com $\epsilon_b = 0.3$ e $\epsilon_W = 0.5$ respectivamente.	94
Figura 30 – Ilustração esquemática do processo de captura de WIMPs do halo galáctico pelo Sol. Na qual, temos uma partícula de ME do halo galáctico, que espalha com um núcleon solar, no ponto 1, e perde energia o suficiente para começar a orbitar o Sol. Essa partícula espalha novamente no ponto 2 fazendo, então, uma órbita mais interna. E por último, espalha novamente no ponto 3 e fica completamente presa no centro do Sol.	96

Figura 31 – Nessa ilustração podemos visualizar a diferença entre o cenário padrão (sem mediadores) ou com mediadores de vida curta e o cenário modificado (com mediadores de vida longa), esse segundo, torna possível a busca por raios- γ advindos da aniquilação de matéria escura no Sol.	97
Figura 32 – Probabilidade de raios- γ provenientes do decaimento de mediadores chegarem até um detector na Terra em função da posição em que ocorre esse decaimento. Essa é uma função simples, que considera simplesmente decaimentos exponenciais, e assume que o sinal é nulo para $L < R_{\odot}$	102
Figura 33 – Taxa de captura de matéria escura pelo Sol em função da massa da ME, para dois valores da seção de choque de espalhamento SD, obtida usando o DarkSUSY. As retas tracejas evidenciam as relações de proporcionalidade entre a taxa de captura e a massa da ME.	109
Figura 34 – Espectro de raios- γ provenientes do decaimento de mediadores de vida longa, ϕ , para diferentes estados finais (fótons, bottoms, taus e elétrons). Cada estado final com dois valores de ϵ_f , em linha sólida $\epsilon_f = 0.01$ e em linha tracejada $\epsilon_f = 0.5$	110
Figura 35 – Comparação entre os espectros de raios- γ provenientes do decaimento de mediadores de vida longa, que computamos utilizando o PPC (linhas sólidas) com os espectros obtido na referência (1) usando o PYTHIA (linhas tracejadas)	111
Figura 36 – Fluxo raios- γ provenientes do decaimento de mediadores de vida longa, propagado do Sol à Terra, para os estados finais: fótons com $m_{\chi} = 50$ GeV (amarelo), bottoms com $m_{\chi} = 5$ TeV (roxo), taus e elétrons com $m_{\chi} = 50$ GeV (verde e azul respectivamente). Em tracejado temos o fluxo calculado usando o PYTHIA para comparação.	113
Figura 37 – Ilustração do procedimento utilizado para impor limites superiores à $\sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$, pela observação de raios- γ do Fermi-LAT. As curvas coloridas indicam os fluxos de raios- γ esperados no experimento, proveniente da aniquilação de ME no Sol. Consideram-se os seguintes canais de decaimentos do mediador $\phi \rightarrow (2\gamma, 2e, 2\tau, 2b)$, para cada um desses, as massas $m_{\chi} = 50, 500, 5000, 50000, 50000$ GeV, reescalado por taxas de captura crescentes até atingirem a sensibilidade do observatório. O mesmo procedimento pode ser realizado para as curvas de sensibilidades dos observatórios HAWC e LHAASO exibidas.	115

Figura 38 – Sensibilidade ideal para $\sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$ com observações de raios- γ solares, provenientes da aniquilação de ME no interior do Sol em mediadores de vida longa que decaem imediatamente fora do Sol nos canais indicados. Os limites obtidos estão rotulados com os respectivos nomes dos observatórios. Exibem-se os vínculos impostos sobre $\sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$ pelo PICO-60 C_3F_3 , um dos experimentos mais sensíveis de detecção direta de ME.	117
Figura 39 – Comparação entre a sensibilidade para fontes pontuais em função da energia do observatório SWGO, em planejamento, com outros instrumentos em atividade ou em construção.	118
Figura 40 – Esquerda: Fluxo de raios- γ para aniquilação direta de ME em bósons W , com correções eletrofracas (linhas sólidas) e sem correções (linhas tracejadas), para diferentes massas de ME. Direita: Sensibilidade dos observatórios SWGO e CTA para fontes pontuais em função da energia reconstruída de raios- γ , para 5 anos e 50 horas de observação do halo Galáctico, respectivamente. Conjuntamente, mostra-se taxas de aniquilação em W convolucionadas para a resolução de energia do SWGO por bin de energia reconstruída, para diferentes massas de ME.	119

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	– Parâmetros cosmológicos obtidos pela colaboração Planck. Note que a constante de Hubble reduzida é adimensional e definida como $h \equiv H_0/(100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$	46
Tabela 2	– Resumo dos canais de aniquilação de ME, seus respectivos experimentos, vantagens e desafios. Os experimentos em negrito ainda estão em fase de construção ou planejamento.	77
Tabela 3	– Parâmetros α , r_s e ρ_s para os perfis de distribuição de ME na galáxia expostos na equação (4.6), com adição do perfil EinastoB.	83
Tabela 4	– Valores aproximados do fator J para certos alvos, integrado sobre uma região angular circular de 0.5° , escrito em termos de $\log_{10}(J)$. Esses valores foram obtidos dos modelos em (2–4), e para as galáxias anãs e aglomerados foram selecionados os melhores fatores.	87

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	23
2	EVIDÊNCIAS DA EXISTÊNCIA DE MATÉRIA ESCURA	27
2.1	Pré-História da Matéria Escura	27
2.2	Aglomerados de Galáxias	29
2.3	Curvas de Rotação	31
2.4	Lentes Gravitacionais	35
2.5	Aglomerado da Bala	39
2.6	Radiação Cósmica de Fundo	41
2.7	Formação de Estruturas de Larga Escala	46
3	PRINCIPAIS CANDIDATOS E MÉTODOS DE DETECÇÃO	53
3.1	Principais Candidatos	53
3.1.1	MACHOs	55
3.1.2	MOND	58
3.1.3	Neutrinos	60
3.1.4	Áxions	62
3.1.5	WIMPs	64
3.2	Métodos de Detecção	67
3.2.1	Detecção Direta	69
3.2.2	Colisores	71
3.2.3	Detecção Indireta	73
4	DETECÇÃO INDIRETA DE MATÉRIA ESCURA COM RAIOS GAMA	79
4.1	Fluxo de Raios Gama proveniente da Aniquilação de ME	79
4.1.1	Distribuição de Matéria Escura	81
4.1.2	Espectro de Raios Gama	84
4.2	Alvos de detecção indireta de ME através de raios gama	86
4.3	Cenários Modificados	90
5	MATÉRIA ESCURA NO SOL E PRODUÇÃO DE RAIOS GAMA	95
5.1	Conceitos Gerais	95
5.2	Dinâmica da ME no Sol	97
5.3	Fluxo de raios gama proveniente da aniquilação de ME no Sol	101
5.3.1	Probabilidade de Sobrevivência do Sinal	102
5.3.2	Taxa de Captura	103
5.3.3	Espectro de raios gama com mediador de vida longa	108

5.3.4	Combinando os fatores	112
5.4	Potencial desse Cenário	113
6	CONCLUSÃO	121
	REFERÊNCIAS	123

1 INTRODUÇÃO

Desde a antiguidade a astronomia vem moldando nossa visão de mundo. Inicialmente, atrelada a religiões, culturas e crenças místicas, como a relação que alguns povos antigos estabeleciam entre um evento astronômico, como a aparição de um cometa ou a ocorrência de um eclipse, com algum acontecimento significativo da época. A observação dos céus também foi utilizada para fins práticos, seja na navegação, identificação de estações, agricultura, ou ainda, na criação de calendários, conhecimentos estes que continuam sendo úteis atualmente. Com o advento da astronomia moderna, tivemos mudanças de paradigmas ainda maiores. Por exemplo, Galileo Galilei, ao apontar pela primeira vez um telescópio para o céu noturno, levou a um reposicionamento do nosso lugar no Universo, agora não mais em uma posição central ¹, mas apenas habitando mais um corpo celeste que orbita nossa estrela mãe. Nos séculos a seguir a astronomia não só mostrou que não estamos no centro do Universo, mas também que fazemos parte de uma galáxia com bilhões de outras estrelas semelhantes ao nosso Sol. Ainda assim, esse era uma visão pequena do Universo, expandida novamente por novas observações astronômicas. No início do século XX alguns pesquisadores, como Heber Curtis e Ernst Öpik, estimaram a distância da até então Grande Nebulosa de Andrômeda, chegando a conclusão que esta era um objeto extragaláctico devido a sua grande distância. (5) Assim, propuseram, que essas e muitas outras nebulosas eram, na verdade, galáxias como a nossa. Hipótese confirmada em 1929 por Edwin Hubble, que estimou a distância de diversas “nebulosas”, mostrando estarem muito distantes da Terra para fazer parte da Via Láctea. (6) Porém, a expansão da nossa noção do que é o Universo não parou por aí: nas décadas a seguir, foi maximizada por descobertas como: os Aglomerados de Galáxias, as Estruturas em Larga Escala do Universo, a Radiação Cósmica de Fundo, entre outros diversos avanços no conhecimento astronômico. (7)² Inclusive, tivemos possivelmente a observação mais interessante da ciência moderna, indicando que aproximadamente 85% da matéria do Universo é constituída por um componente desconhecido, o qual denominamos Matéria Escura.

A matéria escura (ME) é considerada um dos principais constituintes do Universo, correspondendo a aproximadamente 26% de seu conteúdo energético, enquanto a matéria bariônica equivale a apenas cerca de 5%. (8) E mesmo sendo tão abundante, a ME é um

¹ Anterior a esse período já existiam estudiosos, como Nicolau Copérnico, que sugeriram que a Terra não estaria no centro do Sistema Solar, mas orbitando o Sol assim como os demais planetas. Contudo, as observações realizadas por Galileo foram as evidências mais importantes para essa mudança de paradigma.

² Para uma revisão geral de astronomia e astrofísica, incluindo tanto aspectos históricos comentados aqui, quanto principalmente físicos, checar o livro de Kepler de Souza “Astronomia e Astrofísica”. (7)

dos principais mistérios da física moderna, mistério esse que vem atormentando físicos e astrônomos desde o começo do século passado. As primeiras discussões acerca da ME foram realizadas por Lord Kelvin em 1904 (9) e por Henri Poincaré³ dois anos depois (10), onde ambos aplicaram a “teoria termodinâmica dos gases” para as estrelas da Via-Láctea a fim de estimar a quantidade de “matéria escura”⁴ em nossa galáxia. (11) Nas décadas a seguir houve outros pesquisadores que tentaram estimar a densidade de “matéria escura” local. Porém, a primeira forte evidência da existência da ME, ocorreu na década de 30, por meio dos estudos da dinâmica de aglomerados de galáxias realizados por Fritz Zwicky, que indicavam uma quantidade de matéria escura centenas de vezes maior do que a de matéria luminosa. (12,13) Apesar do resultado impressionante, esses estudos foram notados apenas por uma pequena parcela da comunidade científica. Essa “nova” matéria só ganhou notoriedade, após as pesquisas de curvas de rotações de galáxias, mais conhecidas pelo trabalho de Vera Rubin na década de 70 (14), que impulsionaram a realização de vários estudos nos anos a seguir a fim de investigar a natureza desse “excesso de gravidade” observado. (11) Estes estudos, por sua vez, confirmaram a existência da ME por diversos métodos, tais como, colisões de aglomerados de galáxias (15), lentes gravitacionais (16), radiação cósmica de fundo (17), entre outros.

A partir desses diversos estudos, fomos capazes de obter algumas características da ME, por exemplo, ela é abundante: corresponde a aproximadamente 85% da matéria do Universo; escura: de modo que não absorve ou emite radiação eletromagnética; estável: com tempo de vida maior que a idade do Universo; pouco interagente com partículas do Modelo Padrão de Física de Partículas (MP): até então só temos evidências de interações gravitacionais; e não bariônica: ou seja, é constituída de um novo tipo de partícula que vai além do MP. (18,19) Portanto, fica claro que o enigma da matéria escura, exige nova física. Nesse sentido, surgiram inúmeras buscas por essa nova partícula e também uma infinidade de propostas de novos tipos de partículas. (20,21) Dentre os principais candidatos, um dos mais populares, são as “partículas massivas de interação fraca”, denominadas WIMPs (do inglês, *Weakly interacting massive particles*), que se referem a novas partículas, que interagem gravitacionalmente e por meio de outra força qualquer, com ordem de grandeza menor ou igual a da Força Nuclear Fraca. (18,19)

O motivo das WIMPs serem os candidatos mais populares, decorre de uma certa coincidência que ficou conhecida como o *milagre das WIMPs*. Essa coincidência, advém do fato de que ao aplicarmos, a uma partícula hipotética de matéria escura, o bem-sucedido paradigma de desacoplamento térmico, a fim de, obtermos a abundância de relíquia correta,

³ Em 1906, Henri Poincaré utilizou o termo “matéria escura” (*matière obscure* em Francês original), sendo talvez a primeira vez que esse termo foi explicitamente utilizado

⁴ O termo matéria escura teve seu significado alterado ao longo do tempo, na época se referindo a qualquer matéria pouco luminosa como objetos astronômicos e gases, enquanto o conceito atual refere-se a uma matéria não bariônica.

surge naturalmente uma seção de choque de aniquilação em torno da escala fraca. (18,19) E essa é a mesma escala de algumas das principais extensões do modelo padrão, como soluções para o problema de hierarquia e partículas previstas pelas teorias de supersimetria. (18,22) Portanto, as WIMPs representam um excelente candidato a serem as partículas que constituem a ME. E conseqüentemente, vêm sendo extensivamente procuradas nas últimas décadas. Apesar disso, todas as estratégias de busca até agora concebidas, falharam em fornecer evidências incontestáveis acerca da existência das WIMPs. Isso levou a um sentimento de “crise” na comunidade de partículas de matéria escura (21,23), gerando uma necessidade crescente de investigar outros modelos e maneiras distintas de buscar pela ME.

Nesse contexto, além das buscas por modelos totalmente distintos, também surgiram as modificações das WIMPs, visando manter as boas características que as tornaram populares, trazendo novas possibilidades de busca por essas partículas. Em alguns casos, como os *secluded models* (24), até justificando a evasão dessas partículas dos métodos de detecção atuais. Uma modificação bastante genérica e razoável é a consideração de um setor escuro, de forma que este é constituído por mais de uma partícula. (25,26) Um setor escuro mínimo, inclui a partícula de ME e um mediador entre o setor escuro e padrão. (24) Características desse mediador, como considerar que este tenha uma vida média relativamente longa, permite novas formas de buscar pela ME.

Neste trabalho abordaremos justamente uma dessas novas possibilidades, especificamente, a busca por ME no Sol com raios- γ . A matéria escura do halo galáctico, pode ser atraída gravitacionalmente pelo Sol, e acumulada em seu centro, desde que a seção de choque de espalhamento ME-núcleo seja grande o suficiente. Caso seja capturada ME o suficiente, esta se aniquilará, produzindo partículas do MP. Porém, tais partículas não conseguirão escapar do Sol, com exceção dos neutrinos. (18,19) Mas ao considerarmos que a ME se aniquila em um mediador com vida longa o suficiente para decair fora do Sol, a detecção de outras partículas do MP se torna possível, incluindo raios- γ . (1,27) Devido à proximidade do Sol, este é um cenário bastante promissor.

Dessa forma, determinaremos o fluxo de raios- γ esperado na Terra, proveniente da aniquilação de ME, no centro do Sol, em um mediador que escapa da atmosfera solar e decai em partículas do MP. A partir desse sinal, indicaremos a capacidade de certos observatórios vincularem à seção de choque de espalhamento spin-dependente (σ_{xp}^{SD}). Avaliaremos, especialmente, o potencial do observatório SWGO, ainda em planejamento, de restringir esse cenário, o qual espera-se ser fortemente complementar ao observatório Fermi-LAT para massas altas de ME (1 TeV até 100 TeV). Desta análise, mostraremos que esse cenário permite impor vínculos à σ_{xp}^{SD} algumas ordens de grandeza mais restritivos do que os experimentos atuais de detecção direta e indireta com neutrinos. Além de constituírem uma maneira complementar e independente de estudar as possíveis interações

entre a matéria escura e bariônica.

Esta dissertação foi estruturada da seguinte forma: no Capítulo 2 revisaremos as principais evidências que fundamentam a existência da ME e nos permite identificar algumas de suas características; baseado nestas, abordaremos no Capítulo 3, os principais candidatos a ME, suas características e vínculos impostos por observações, dentre estes candidatos trabalharemos com WIMPs, para os quais discutiremos os métodos de detecção e os vínculos impostos por experimentos atuais; no Capítulo 4, particularizaremos a discussão para detecção de ME com raios- γ e abordaremos um setor escuro com n mediadores e aniquilação em cascata; finalmente, no Capítulo 5, estudaremos a captura de ME no Sol, a possibilidade de detectarmos esta ME com raios- γ ao considerarmos um único mediador de vida longa e o potencial dos observatórios atuais e do SWGO (ainda em planejamento) de restringir esse cenário. Por fim, no último capítulo, apresentaremos as conclusões deste trabalho.

2 EVIDÊNCIAS DA EXISTÊNCIA DE MATÉRIA ESCURA

A matéria escura é uma das principais incógnitas da ciência atual e apesar de seus primeiros indícios e discussões terem ocorrido no começo do século XX, sua existência só foi aceita nas últimas décadas. Nesse capítulo, abordaremos brevemente um pouco da história da matéria escura,¹ apresentaremos as principais evidências acerca de sua existência e da necessidade de ser constituída por um novo tipo de matéria além do modelo padrão.

Considera-se que as primeiras evidências da existência do que hoje denominamos como matéria escura, sejam oriundas do trabalho pioneiro de Fritz Zwicky, acerca da razão massa-luminosidade do aglomerado de Coma. Em seus artigos de 1933 e 1937 indicou a necessidade de que a massa total do aglomerado correspondesse a centenas de vezes a massa advinda da matéria luminosa para explicar a velocidade de dispersão observada para as galáxias do aglomerado. Porém, nessa seção começaremos por discutir as primeiras ideias de uma matéria pouco ou nada luminosa, e os conceitos para sua detecção que não por observação visual. Conceitos estes, que inspiraram investigações acerca da proporção entre a matéria escura e luminosa local ainda nas primeiras décadas do século XX, podendo ser argumentada como as reais primeiras evidências da existência de ME.

Apesar dessas evidências, em conjunto com demais estudos acerca da razão massa-luminosidade em aglomerados de galáxia, indicarem uma massa faltante no universo, historicamente, foram as observações de curvas de rotações galácticas, em discordância com as previsões Keplerianas, que chamou atenção da comunidade científica. Em especial, o famoso trabalho de Vera Rubin publicado em 1978. A partir desse estabelecimento do problema da ME, tiveram diversas pesquisas na área, aprofundando tanto os aspectos teóricos quanto encontrando e confirmando diversas evidências da existência de ME em diversas escalas. Por exemplo, na escala galáctica: as curvas de rotação, determinação da densidade local de ME e simulações numéricas, indicando a distribuição do halo de ME em nossa galáxia; na escala de aglomerados de galáxia: as velocidades de dispersão das galáxias do aglomerado, lentes gravitacionais e a colisão de aglomerados (como o aglomerado da bala); e em escalas cosmológicas: na anisotropia da radiação cósmica de fundo e na formação de estruturas de larga escala. Existem ainda diversas outras evidências, nessa seção, discutiremos algumas das principais.

2.1 Pré-História da Matéria Escura

Em 1783, John Michell considera que se a luz é afetada pelas leis da gravidade, é possível que exista um corpo massivo o suficiente para que nem mesmo a luz escape.

¹ Uma revisão mais detalhada acerca dos aspectos históricos da matéria escura pode ser encontrada na referência. (11)

Conceptualizando um buraco negro, um objeto astronômico “invisível”, o qual só pode ser detectado indiretamente por seus efeitos em outros corpos astronômicos. (28) Essa possibilidade de inferir a existência de objetos astronômicos por sua influência em outros, foi considerada por Friederich Bessel, em 1844, ao propor que o movimento próprio das estrelas Sirius e Procyon só poderiam ser explicados pela presença de estrelas companheiras pouco luminosas. (29) Dois anos depois, esses conceitos foram utilizados na previsão independente realizada por Urban Le Verrier e John Couch Adams de um nono planeta – Netuno – previsto pela observação de perturbações no movimento orbital de Urano. (30) O astrônomo John Gale, na mesma noite que recebeu a carta de Le Verrier, observou Netuno com uma precisão de 1° de sua posição prevista na carta. Como veremos a seguir, esse procedimento de detectar um corpo ou matéria não luminosa está na base de toda a detecção de matéria escura até o momento. (11)

Há mais de um século, Henri Poincaré, foi responsável possivelmente pelo registro explícito mais antigo do termo “matéria escura” (em sua publicação original, *matière obscure*). (10, 11) Ele o fez, ao analisar as considerações de Lord Kelvin, que em 1904, utilizou a recente teoria cinética dos gases para o sistema estelar da Via Láctea, assumindo que cada estrela fosse uma partícula, estabeleceu uma relação entre a quantidade de estrelas do sistema e suas velocidades de dispersão. (9) A partir dessa análise, concluiu que “*then there is no Dark Matter, or at least not so much as there is of shining matter*”.² Ainda que Kelvin tenha concluído não haver um problema de massa faltante, o seu trabalho abriu caminho para diversos estudos similares.

Em 1922, Jacobus Kapteyn desenvolve um modelo quantitativo, do formato e tamanho da galáxia, e com esse modelo estabelece uma relação entre o movimento das estrelas e suas velocidades de dispersão. (31) Partindo disso, Kapteyn expressa a densidade local em termos de uma massa estelar efetiva, ao dividir a massa gravitacional total pelo número de estrelas observadas. Assim, estima a densidade de ME na vizinhança do Sol com um valor central de $0.099 M_\odot/\text{pc}^3$. Em sequência, outros pesquisadores também estimam a densidade local de ME, incluindo James Jeans (1922) (32) e Bertil Lindblad (1926) (33), ambos obtiveram valores maiores: $0.143 M_\odot/\text{pc}^3$ e $0.217 M_\odot/\text{pc}^3$, respectivamente. Uma década após o trabalho de Kapteyn, seu pupilo Jan Oort, publicou uma análise com diversos aspectos aprimorados sobre o estudo de Kapteyn. Ele também estimou a densidade local de ME, indicando um valor central muito próximo ao de seu mentor, de $0.092 M_\odot/\text{pc}^3$. (34)

Nessa época, o que esses estudos consideravam como matéria escura, eram estrelas fracas, planetas, rochas (como asteroides, cometas, etc.) e nuvens de gás com poeira interestelar. Ainda assim, esses estudos obtiveram valores semelhantes aos determinados atualmente, de $\rho_\chi^\odot \simeq 0.008\text{-}0.013 M_\odot/\text{pc}^3$ (35), além de servirem de base para as deter-

² Em tradução livre, “portanto não há matéria escura, ou pelo menos não tanto quanto há de matéria luminosa”.

minações atuais. Aspecto esse relevante, em especial, para métodos de detecção que se baseiam na interação de espalhamento entre a ME e núcleos, como o caso de experimentos de detecção direta e de detecção indireta de ME no Sol, com o segundo sendo o objeto desse trabalho.

2.2 Aglomerados de Galáxias

Os estudos de aglomerados de galáxias são amplamente considerados como as primeiras evidências da existência de matéria escura, apesar de não o serem, como constatamos na seção anterior. Fritz Zwicky, como mencionado, é o autor dos primeiros trabalhos do tipo, em suas publicações de 1933 (12) e 1937 (13), onde estima a relação massa-luminosidade do aglomerado de Coma. Nessa seção, abordaremos os aspectos gerais desses trabalhos e revisaremos rapidamente os estudos subsequentes nessa mesma linha, que surgiram nas décadas posteriores, os quais, embora não tenham chamado muita atenção da comunidade científica, intrigaram alguns astrônomos sobre o problema da matéria escura.

Em seu primeiro trabalho, Zwicky, aplicou o teorema do Virial ao aglomerado de Coma, buscando estimar a velocidade de dispersão média das galáxias desse aglomerado, para isso, considerou que o sistema era estacionário. Dessa forma, ao tomar a média temporal podemos escrever o teorema do Virial como:

$$\bar{U} = -2\bar{K}_T. \quad (2.1)$$

Assumindo que a massa total do aglomerado M_{tot} , está distribuída uniformemente sobre uma esfera de raio R_{tot} , obtém-se:

$$U = -\frac{3G_N M_{\text{tot}}}{5R_{\text{tot}}} \implies \sum_i M_i \bar{v}_i^2 = \frac{3G_N M_{\text{tot}}}{5R_{\text{tot}}}, \quad (2.2)$$

onde G_N é a constante gravitacional de Newton, M_i a massa de cada galáxia e v_i sua respectiva velocidade. Tomando a média também sobre a distribuição de velocidade das galáxias, escreve-se

$$\bar{v}^2 = \frac{3G_N M_{\text{tot}}}{5R_{\text{tot}}}, \quad (2.3)$$

com \bar{v} indicando a velocidade média das galáxias, tanto com relação ao tempo quanto em relação à distribuição de velocidade destas.

Especificamente para o aglomerado de Coma, estimou-se que este continha em torno de 800 galáxias, e adotou uma massa média para cada galáxia de $10^9 M_\odot$, como sugerido por Hubble. Inferiu, também, que o aglomerado teria um raio de aproximadamente 10^6 anos-luz. Substituindo esses valores na equação (2.3), temos que as galáxias do aglomerado de Coma deveriam apresentar uma velocidade de dispersão da ordem de 80 km/s. Entretanto, as observações indicavam que a velocidade de dispersão média ao longo da linha de visão era de aproximadamente 1000 km/s. Desse contraste, Zwicky concluiu, que se esses resultados

fossem confirmados, indicaria surpreendentemente que a matéria escura é muito mais abundante do que a matéria luminosa.

Em 1937, Zwicky refinou sua análise do aglomerado de Coma. Ele visou determinar a massa das galáxias desse aglomerado por meio de diversos métodos, em particular, aplicou novamente o teorema do Virial. No entanto, dessa vez assumiu que o aglomerado de Coma continha 1000 galáxias, com um raio de 2×10^6 anos-luz, e utilizou novamente a equação (2.3), mas agora para a massa das galáxias. Também, revisou as observações de velocidade de dispersão, decidindo por excluir uma galáxia com uma velocidade de 5100 km/s como uma possível *outlier*, obtendo $\bar{v} \simeq 700$ km/s. Esses valores aplicados na equação (2.3), fornece $M_{\text{tot}} \simeq 4.5 \times 10^{13} M_{\odot}$ para a massa do aglomerado, e uma massa média por galáxia de $4.5 \times 10^{10} M_{\odot}$.

Então, a partir desse resultado, em conjunto com a estimativa da época, de que uma galáxia típica continha em torno de 8.5×10^7 vezes a luminosidade do Sol, Zwicky obteve uma razão massa-luminosidade da ordem de 500. Esse valor é pelo menos duas ordens de grandeza acima do esperado, pois na maioria das galáxias, a relação massa-luz esperada é da ordem de 1, ou menor em unidades solares. Isso ocorre, devido à luz de uma galáxia ser geralmente dominada por estrelas gigantes velhas, com luminosidades equivalentes a várias centenas de sóis e massas menores que a do Sol, ou por estrelas jovens e quentes da sequência principal com razões massa-luz ainda menores. (36) Um contraponto a esse resultado é que a constante de Hubble utilizada na época era $H_0 = 558$ km/s/Mpc (37), com o valor atual sendo $H_0 = 67.27 \pm 0.66$ kms⁻¹Mpc⁻¹ (8), levando a um fator de correção de ~ 8.3 . Apesar dessa correção significativa, a razão massa-luminosidade do aglomerado de Coma continua alta e indica a existência da Matéria Escura.

Estudos similares começaram a surgir lentamente, e embora obtivessem resultados semelhantes (com uma razão massa-luminosidade muito maior que o esperado) não havia um consenso acerca da causa desses resultados. Por exemplo, Erik Holmberg argumentava que essas galáxias eram provavelmente membros “temporários” dos aglomerados (38), Victor Ambartsumian considerava que esses aglomerados eram sistemas instáveis em rápida expansão, ambas hipóteses invalidam a aplicação do teorema do Virial como feito por Zwicky, pois, o aglomerado não seria estacionário. Porém, esses argumentos entravam em conflito com a idade estimada do Universo, visto que nesses casos esses aglomerados já teriam há muito tempo se evaporado. (39) Na Figura 1, podemos visualizar um resumo de alguns dos resultados da razão massa-luminosidade até 1954, compilado por Martin Schwarzschild. (40) Detalhes adicionais acerca do problema da matéria escura, em aglomerados de galáxias, podem ser encontrados na revisão histórica. (11)

Objects	Distance (in kpc)	Luminosity (in sol. lum.)	Mass (in sol. mass)	Mass/Lum. f
Solar Neighborhood	—	—	—	4
Triangulum Nebula, M33	480	1.4×10^9	5×10^9	4
Large Magellanic Cloud	44	1.2×10^9	2×10^9	2
Andromeda Nebula	460	9×10^9	1.4×10^{11}	16
Globular Cluster, M92	11	1.7×10^5	$< 8 \times 10^5$	< 5
Elliptical Galaxy, NGC 3115	2100	9×10^8	9×10^{10}	100
Elliptical Galaxy, M32	460	1.1×10^8	2.5×10^{10}	200
Average S in Double Gal.	—	1.3×10^9	7×10^{10}	50
Average E in Double Gal.	—	8×10^8	2.6×10^{11}	300
Average in Coma Cluster	25000	5×10^8	4×10^{11}	800

Figura 1 – Captura da tabela contida no artigo de Martin Schwarzschild, exibindo o problema da matéria escura em 1954, onde ele resume as estimativas da razão massa-luminosidade para algumas galáxias e aglomerados de galáxias.

Fonte: SCHWARZSCHILD. (40)

2.3 Curvas de Rotação

Os estudos de curvas de rotação de galáxias podem ser creditados como os responsáveis por trazer uma maior aceitação para o problema da matéria escura na comunidade científica. Especialmente o trabalho de Vera Rubin e colaboradores, publicado em 1978, com as curvas rotacionais de 10 galáxias espirais de alta luminosidade, no óptico. (14) A questão é que essas curvas se mantêm aproximadamente constantes, mesmo para raios mais externos, em confronto com as curvas Keplerianas esperadas. Apesar de ter sido esse trabalho que trouxe uma maior notoriedade para o assunto, ainda em 1939, Babcock já realizava o primeiro estudo de curvas de rotação para as regiões mais externas da galáxia M31. (41) Além disso, na década de 70, surgiram diversos trabalhos exibindo resultados equivalentes (inclusive da própria Vera Rubin). (42) Antes de discutirmos em mais detalhes como se deu o estabelecimento do problema de ME pelos estudos de curva de rotação, vamos compreender o porquê as curvas de rotação serem aproximadamente constantes, para raios grandes, indica a presença de matéria escura nessas galáxias.

A curva de rotação de uma galáxia é dada pela velocidade orbital de suas estrelas e gases em função da distância destes para o centro da galáxia. Então, comecemos por entender como essa velocidade orbital se comporta no caso Newtoniano, sem a presença de matéria escura. Assumindo que a distribuição de massa da galáxia admite uma simetria esférica, podemos relacionar o potencial gravitacional $\Phi(r)$, com a densidade de matéria $\rho(r)$, pela equação de Poisson da seguinte forma:

$$\nabla^2 \Phi(r) = 4\pi G \rho(r) \quad \implies \quad \Phi(r) = -\frac{GM(r)}{r}, \quad (2.4)$$

onde $M(r)$ é a massa contida em um raio r , dada por

$$M(r) = \int \rho(r) dV, \quad (2.5)$$

considerando que a órbita das estrelas e gases é aproximadamente circular, podemos escrever a velocidade orbital como

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}. \quad (2.6)$$

Um modelo simplificado para a galáxia é o de uma esfera de raio R , e densidade constante ρ , no qual consideramos que a massa total M , da galáxia, está praticamente toda contida nesse raio R ($M(R) \simeq M$). Nesse caso, pela equação (2.5), temos $M(r) = 4\pi\rho r^3/3$, de modo que a velocidade orbital dentro da galáxia escala linearmente com a distância do centro galáctico

$$v(r) = \sqrt{\frac{4\pi G\rho}{3}} r, \quad (r \leq R). \quad (2.7)$$

Já para raios externos a R , a velocidade decresce com a raiz quadrada da distância, denominado de comportamento Kepleriano,

$$v(r) \simeq \sqrt{\frac{GM}{r}} \implies v(r) \propto \frac{1}{\sqrt{r}}, \quad (r > R). \quad (2.8)$$

Dessa forma deveríamos esperar que as curvas de rotação cresçam linearmente com a distância do centro galáctico para raios mais internos, até que parem de aumentar e apresentem um decrescimento Kepleriano para os raios mais externos. No entanto, claramente a distribuição de massa de galáxias, na maioria dos casos, está longe de ser esférica. Um modelo mais realista seria considerar que a massa está distribuída em um disco, porém o cálculo do potencial para um sistema com simetria cilíndrica é significativamente mais complexo, tipicamente, sendo necessário realizar procedimentos como: integrais elípticas, ou integrais de Bessel, ou superposição de esferoides achatados. (43,44) Em todo caso, os resultados são qualitativamente os mesmos da análise para o caso esférico, ou seja, (i) espera-se um crescimento aproximadamente linear da velocidade orbital para raios pequenos e (ii) uma queda Kepleriana para raios grandes.

Entretanto, como mencionado, as observações das curvas de rotação indicam o oposto para raios grandes. Horace Babcock em sua tese de doutorado em 1939 determinou a curva de rotação da galáxia M31 (a conhecida galáxia de Andrômeda), até um raio de aproximadamente 20 kpc do seu centro. Surpreendentemente, ele encontrou valores bastante altos³ e não decrescentes para a velocidade orbital mesmo nos raios mais externos, em contradição com o esperado. (41) Implicando a existência de uma grande quantidade de matéria nas regiões mais externas da galáxia, a qual não era observada. Após a Segunda Guerra Mundial houve um grande avanço na rádio astronomia e com isso em 1957 foi obtida a primeira curva de rotação de M31 no rádio (39), se estendendo para um raio em torno de 25 kpc, também sendo aproximadamente constante mesmo para os raios

³ Na verdade, os valores foram tão altos que são incompatíveis com as observações atuais, como pode ser visto na Figura 2.

mais externos. (45) Ainda assim, apesar das evidências tanto dos aglomerados de galáxia quanto de curvas de rotação, no final da década de 50, não existia um senso de crise na comunidade de astrofísicos. Isso mudou após a década de 70, quando ocorreu uma produção significativa de estudos acerca das curvas de rotação de galáxias, tornando o problema da matéria escura difícil de ignorar. (11)

Nos anos 70, surgiram diversos estudos capazes de analisar as curvas de rotações para múltiplas galáxias além da galáxia de Andrômeda. Por exemplo, Ken Freeman, em seu artigo de 1970, argumentou que os picos das curvas de rotação das galáxias M33 e NGC 300 ocorriam para raios maiores que o esperado, indicando uma quantidade de matéria não detectada (opticamente ou no rádio) da ordem de pelo menos a massa observada dessas galáxias. (46) Em 1972, D. Rogstad e G. Shostak analisaram as curvas de rotações de 5 galáxias, utilizando a linha de hidrogênio de 21 cm (no rádio), para todas observaram que as curvas se mantinham aproximadamente constantes mesmo para os raios mais externos. (47) E nesse sentido surgiram diversos artigos apresentando basicamente os mesmos resultados, entre eles: a análise de 3 galáxias por Arnold Rots e Morton Roberts em 1973 (48); o estudo das curvas de rotação de 25 galáxias por Albert Bosma, em 1978 (49); e finalmente o trabalho de Vera Rubin, Kent Ford e Nobert Thonnar que em 1978 analisaram 10 galáxias espirais no óptico, estabelecendo o problema da ME na comunidade científica. (14) Na Figura 2, temos a curva de rotação para a galáxia amplamente estudada M31 com dados de alguns dos trabalhos mencionados acima, entre outros.

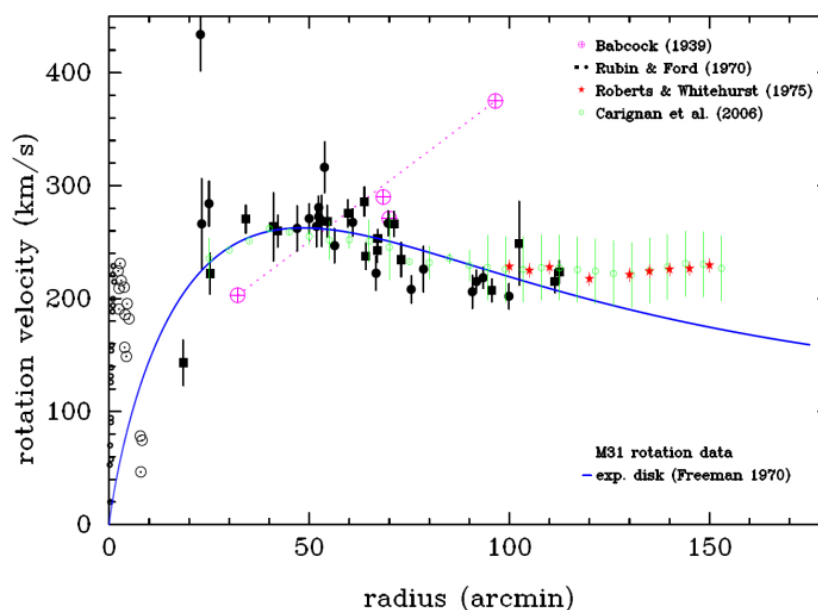


Figura 2 – Curva de rotação da galáxia M31, com os dados de Babcock, Vera Rubin e Ford, Roberts e Whitehurst e Carigan et al. A linha azul corresponde ao modelo de Freeman de um disco exponencial.

Fonte: BERTONE. (11)

Baseado no exposto acima, é notável que as evidências estão em desacordo com as curvas de rotações previstas com base na distribuição de matéria visível, e indicam a necessidade de uma quantidade significativa de matéria não detectada para explicar os altos valores de velocidade orbital observadas para os raios mais externos. Em vista disso, precisamos discutir como a matéria escura pode resolver essa questão. Tomando como base a equação (2.6), é evidente que para explicarmos as curvas de rotações observadas, precisamos de aproximadamente $M(r) \propto r$, a fim de obtermos uma velocidade orbital constante para raios grandes. Portanto, segundo a equação (2.5), a densidade de matéria escura $\rho_\chi(r)$ se comportará como

$$\rho_\chi(r) \propto \frac{1}{r^2} \implies v(r) \propto \text{constante}, \quad (r > R). \quad (2.9)$$

Na Figura 3 temos a curva de rotação da galáxia espiral NGC 6503, exibindo explicitamente as componentes de massa da galáxia, e o impacto de uma componente de ME que se comporta com $\rho \propto r^{-2}$ para raios grandes.

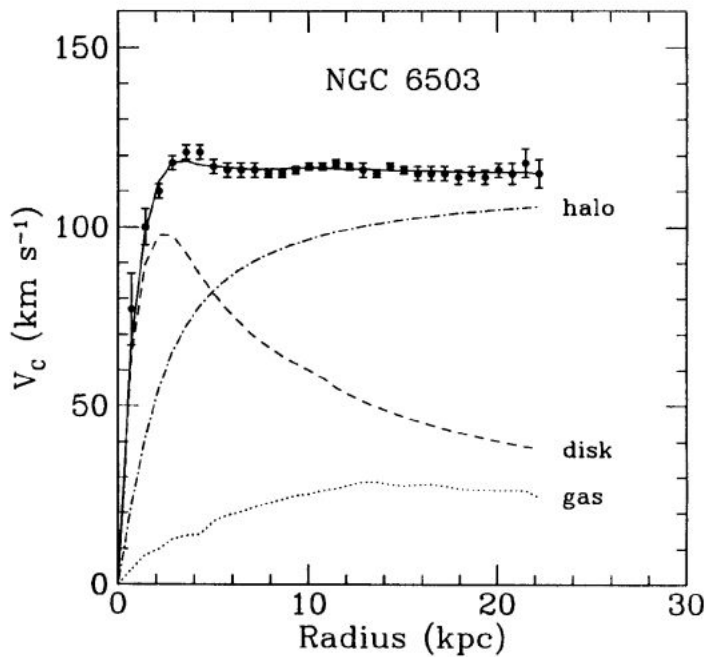


Figura 3 – Curvas de rotação da galáxia NGC 6503, mostrando a contribuição das 3 componentes de matéria: os gases, as estrelas (luminosa) e a matéria escura, provendo um ajuste para os dados observacionais.

Fonte: BEGEMAN. (50)

Dessa forma, a partir das discrepâncias na razão massa-luminosidade de aglomerados de galáxias e nas curvas de rotação de galáxias, fica estabelecido o problema da matéria escura. Assim, a partir da década de 80, surgem diversos modelos para essa matéria escura; soluções alternativas, como uma modificação da teoria da gravidade (ou *modified Newtonian dynamics*: MOND) (51); e principalmente a busca por mais evidências em todo

tipo de fenômenos e escalas do Universo. Nas seções a seguir abordaremos algumas dessas evidências.

2.4 Lentes Gravitacionais

A possibilidade de a luz ser desviada gravitacionalmente, tem base na possível natureza corpuscular da luz conjecturada por Newton. Em particular, Michell e Laplace, utilizando essa concepção, consideraram que um corpo poderia ser tão massivo que nem a luz escaparia de sua atração gravitacional; sobre as mesmas hipóteses, Cavendish e Soldner, calcularam o suposto desvio de um raio de luz ao passar próximo de um corpo massivo. (52) Porém, por volta de 1800, Thomas Young, com seus experimentos de interferência e difração, confirmou a natureza ondulatória da luz, desfavorecendo a hipótese corpuscular⁴ e conseqüentemente a possibilidade de atração gravitacional da luz com base na gravitação Newtoniana. Em 1915, com o desenvolvimento da teoria da relatividade geral por Einstein, essa possibilidade retorna. Na verdade, é a observação desse fenômeno em concordância com a teoria da relatividade geral (a qual prevê o dobro do desvio da trajetória do raio de luz em comparação com a teoria Newtoniana), durante o eclipse solar de 1919 no município brasileiro de Sobral, que corrobora e solidifica a teoria de Einstein. (54)

Na teoria da relatividade geral, a gravidade e seus efeitos são meras conseqüências da geometria do espaço-tempo, a qual é alterada por corpos massivos. Dessa forma, para se obter o desvio de luz devido aos efeitos gravitacionais desses corpos, assume-se uma métrica para o espaço-tempo. Utilizando a métrica de Schwarzschild e as equações de Einstein pode-se estimar em primeira ordem⁵ o ângulo de deflexão $\delta\phi$ para um raio de luz passando próximo a um objeto de massa M como (55)

$$\delta\phi \simeq \frac{4GM}{b}, \quad (2.10)$$

onde b , é um fator de parâmetro de impacto do fóton incidente com relação ao corpo massivo. Essa equação nos provê uma forma de determinar a massa de um objeto massivo que está entre uma fonte de fótons e um observador ao medirmos o ângulo de deflexão $\delta\phi$ (como esperado no limite em que a massa desaparece os fótons seguem uma linha reta). As lentes gravitacionais são baseadas nesses conceitos, portanto permitem inferir a massa total de objetos astronômicos massivos entre uma fonte luminosa e a Terra. A Figura 4 ilustra como esse processo de formação de lentes ocorre. As lentes gravitacionais

⁴ Curiosamente com o advento da teoria quântica, particularmente com o efeito fotoelétrico, se estabeleceu o conceito moderno da dualidade onda partícula da luz. Posteriormente, De Broglie estendeu esse conceito para qualquer partícula, o que foi confirmado em 1927 pelo experimento de fenda dupla com elétrons. (53)

⁵ Aqui é considerado que $\frac{GM}{b} \ll 1$, de modo que, são desprezados termos de segunda ordem ou maior, desse fator.

são comumente divididas em três categorias: lentes fortes, fracas e microlentes, as quais discutiremos brevemente abaixo. (16)⁶

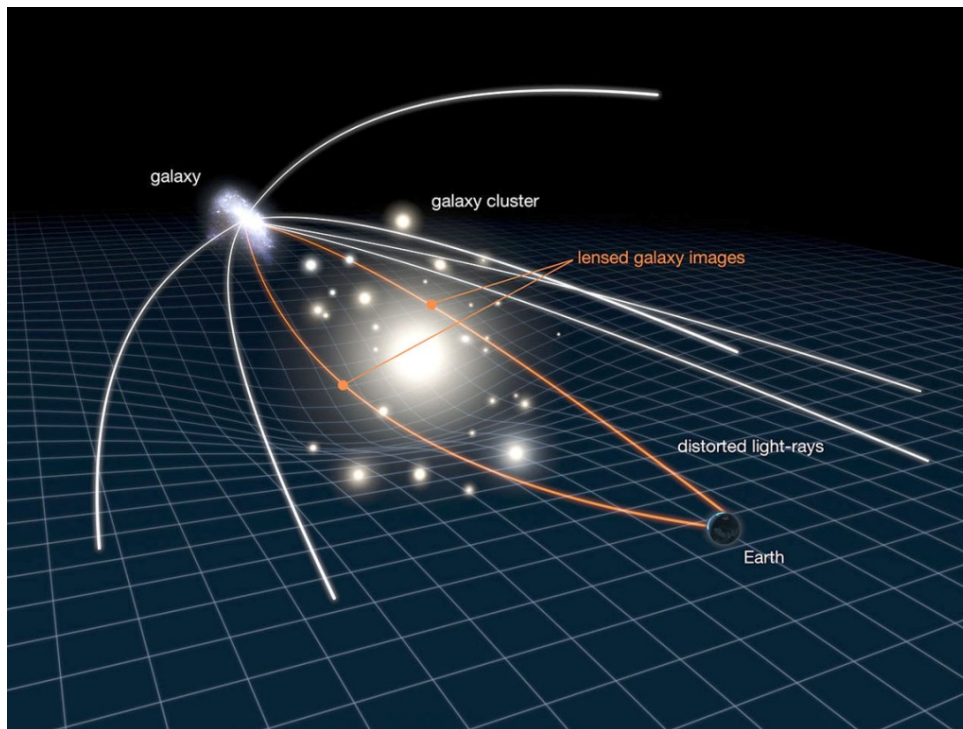


Figura 4 – Ilustração esquemática de lentes gravitacionais.

Fonte: GRAVITATIONAL. (56)

Lentes fortes: no caso de uma região muito densa, presente entre uma fonte e um observador, a luz emitida pela fonte pode percorrer diversas geodésicas para chegar no observador, resultando em múltiplas imagens da mesma fonte física. Essa é a situação ilustrada na Figura 4 e observada pelo telescópio Hubble (lado esquerdo da Figura 5). Quando essa região de alta densidade é esféricamente simétrica e está perfeitamente alinhada com a fonte e o observador, temos a formação do anel de Einstein devido à simetria cilíndrica do sistema. (57) Caso esse objeto massivo esteja ligeiramente desalinhado do eixo observador-fonte, ao invés do anel, é observado uma série de arcos, como exibido no lado direito da Figura 5. As lentes fortes são utilizadas desde a década de 80 para determinar a massa de aglomerados de galáxias (ou até de galáxias no caso de fontes próximas), essas medidas são então confrontadas com inferências da matéria bariônica desses aglomerados indicando um excesso de ME. (16)

Lentes fracas: O regime de lentes fracas corresponde a distorções no sinal da fonte pelo potencial gravitacional de uma estrutura massiva (porém menos massiva do que no caso das lentes fortes) localizada na linha de visão entre o observador e essa fonte,

⁶ Para os mais interessados, na referência (16) temos uma revisão da relação entre lentes gravitacionais e a matéria escura.



Figura 5 – **Esquerda:** Imagem do aglomerado de galáxias SDSS J1004+4112 mostrando várias imagens do mesmo quasar. **Direita:** Imagem do aglomerado de galáxias SDSS J0146-0929 pelo Telescópio Espacial Hubble mostrando arcos devido à forte lente gravitacional.

Fonte: (esquerda) ESA/HUBBLE (58) e (direita) ESA/HUBBLE & NASA. (59)

geralmente levando a uma ampliação do formato aparente da fonte ou a um cisalhamento de sua imagem. Por exemplo, apesar de as galáxias em média terem um formato circular, espera-se que aquelas que sofrem o efeito de lentes fracas apresentem o formato de um elipsoide, por esse ser um efeito sutil, é necessária uma análise cuidadosa do ruído. Esse fenômeno é geralmente utilizado para inferir principalmente a massa de galáxias e de alguns aglomerados de galáxias. (60) Um estudo bastante conhecido que fez uso desse efeito, foi a análise do Aglomerado da Bala, onde foi possível “separar” a matéria escura, medida pelo efeito de lentes fracas; e a matéria bariônica, determinada por medições de raios-X. (15) Discutiremos esse caso com um pouco mais de detalhes na próxima seção. Outro aspecto interessante que vale mencionar, é que as lentes gravitacionais fracas produzem um efeito observável em galáxias de fundo conhecido como *cosmic shear* (ou cisalhamento cósmico), que permite estimar a distribuição de massa total induzida pela estrutura de larga escala em primeiro plano no Universo. Resultados da colaboração *Dark Energy Survey* (DES) sobre a estimativa da densidade total de matéria, em combinação com estudos de aglomeração de galáxias e lentes fracas, mostraram-se consistentes com os dados da CMB. (61)

Microlentes: O caso de microlentes foi primeiramente estudado no contexto de estrelas, quando em 1979, Kyongae Chang e Sjur Refsdal demonstraram que uma estrela individual também poderia agir como lente gravitacional. (62) Dessa vez, levando a um aumento no brilho da fonte e não uma distorção do sinal como nos demais casos. Atualmente esse fenômeno é utilizado na busca por “objetos massivos compactos de halo” (MACHOs, do inglês *Massive Compact Halo Objects*) e na determinação das suas massas. Os MACHOs são uma categoria de objetos astrofísicos pouco ou nada luminosos, como: estrelas marrons,

remanescentes das primeiras estrelas, estrelas de nêutrons, buracos negros, entre outros objetos do tipo, os quais são candidatos a matéria escura.⁷ Assim como no caso das estrelas, é esperado que esses objetos aumentem o fluxo de alguma fonte luminosa ao cruzarem a linha de visão entre a fonte o observador pelo efeito de microlente. Portanto, estudos de microlentes são capazes de restringir esses objetos como candidatos a matéria escura. (66)

Em todos esses casos, as lentes gravitacionais fornecem uma forma de estimar a massa total do sistema, ou seja, a soma da matéria bariônica e escura. Dessa forma, se faz importante medirmos apenas a quantidade de matéria bariônica nessas estruturas massivas que formam as lentes gravitacionais, a fim de, verificarmos se há uma quantidade significativa de matéria escura. Para sistemas astrofísicos grandes, como aglomerados de galáxias, pode-se estimar suas massas pelo gás interestelar e intergaláctico contido no sistema, pois são a componente dominante de matéria bariônica nesses sistemas, sendo cerca de uma ordem de grandeza maior do que a matéria luminosa. (67) Por estarem em um poço de potencial gravitacional profundo, esse gás é geralmente quente, de modo que, emite fótons com frequência em raios-X pelo processo de bremsstrahlung térmico. Resolvendo a equação de hidrodinâmica para esse gás, é possível estimar a densidade de massa bariônica do sistema, desde que a densidade e temperatura do gás sejam conhecidas. (18)

A dinâmica do fluido pode ser descrita pela seguinte equação de Euler

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p - \rho \nabla \Phi. \quad (2.11)$$

Assumindo um sistema esférico e em equilíbrio ($\mathbf{v} = 0$)

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM(r)\rho}{r^2}, \quad (2.12)$$

com p e ρ sendo respectivamente a pressão e densidade do gás, e $M(r)$ a massa desse gás contida em um raio r . Usando a lei dos gases ideais $p = \rho k_B T / m$, e considerando, por simplicidade, que o gás é composto somente por prótons com massa dada por m_p , obtém-se

$$M(r) = \frac{k_B T r}{G m_p} \left(-\frac{d \ln \rho}{d \ln r} - \frac{d \ln T}{d \ln r} \right). \quad (2.13)$$

Dessa forma, como mencionamos, temos um método para inferir a massa da matéria bariônica do aglomerado, a partir da temperatura T , e da densidade ρ do gás.

A massa dos aglomerados de Coma, Perseus e Virgo foi estudada utilizando esse método a partir dos dados do satélite *Einstein X-ray*. Em todos os casos, a massa do gás foi medida como apenas 0.1 da massa total determinada pelo método de lentes gravitacionais. (68) Estudos mais recentes de diversos aglomerados foram realizados

⁷ Argumentos teóricos e observações da radiação cósmica de fundo e das oscilações acústicas de bárions, indicam que os MACHOs não podem compor a maior parte da ME. (63,64) A possibilidade da existência de buracos negros primordiais formados por matéria não bariônica diminui essas restrições. (65)

utilizando o observatório de raios-X Chandra, com a fração de gás correspondendo no máximo ~ 0.2 da massa total dos aglomerados determinadas pelo método de lentes gravitacionais. (69) As lentes gravitacionais também são utilizadas para obter a fração média de matéria bariônica e escura galáctica para grandes amostras de galáxias (70) e para estimar a constante cosmológica. (71) Na seção seguinte, abordaremos, o caso mais conhecido de colisões de aglomerados – o Aglomerado da Bala – o qual fornece umas das principais evidências da existência da ME e da hipótese desta ser constituída por uma nova categoria de partículas.

2.5 Aglomerado da Bala

O Aglomerado da Bala (1E 0657–56) é, na verdade, uma colisão entre dois aglomerados com seu nome definido pelo segundo, pois, devido à colisão, seus gases formaram uma onda de choque com uma velocidade estimada de ~ 4700 km/s e formato semelhante ao de uma bala (como pode ser visto em vermelho no lado direito da Figura 6). Essa colisão de aglomerados é argumentada como a primeira evidência direta de matéria escura, pois em 2006, um grupo de astrônomos estudou a distribuição espacial de ME por lentes fracas e a dos gases por raios-X e mostraram que existe uma desconexão significativa entre ambos. (15) O resultado desse estudo pode ser visto na Figura 6, a qual é uma composição de 3 regiões do espectro: temos o plano de fundo e as galáxias dos aglomerados no óptico; em azul temos a distribuição de ME, determinada por lentes gravitacionais fracas, ambos com dados do Hubble; e em vermelho está representada a distribuição de gases dos aglomerados, detectadas pela emissão de raios-X com o observatório Chandra.

A questão que justifica essa colisão de aglomerados pode ser considerada a primeira evidência direta de matéria escura, é que até esse estudo de 2006, todas as evidências apontavam simplesmente para uma discrepância entre a quantidade de matéria luminosa (ou de gases quentes em aglomerados medidos com raios-X) em comparação com os efeitos gravitacionais medidos, seja por curvas de rotação, velocidade de dispersão de galáxias ou por lentes gravitacionais. E essa discrepância podia apontar tanto para a presença de um novo tipo de matéria, detectada até o momento apenas por seus efeitos gravitacionais, quanto para uma modificação em modelos gravitacionais, como a popular Modificação da Dinâmica Newtoniana (MOND). Porém, com esse e outros estudos de colisões de aglomerados de galáxias (72) mostrou-se que há uma separação espacial significativa entre a matéria escura e bariônica (a qual em aglomerados é principalmente composta por gás, sendo cerca de uma ordem de grandeza maior do que a matéria luminosa. (67)) Fato que não é facilmente explicado por MOND ou por outras modificações nos modelos gravitacionais. Apesar de existir modelos modificados de MOND que tentam explicar esses estudos, ainda não está claro se esses são compatíveis com as observações de colisões de aglomerados de galáxias. (73) Além de terem dificuldades para explicar, simultaneamente,

as demais evidências de ME nas escalas cosmológicas, como na Radiação Cósmica de Fundo e nas Estruturas de Larga Escala do Universo, as quais discutiremos nas próximas seções.

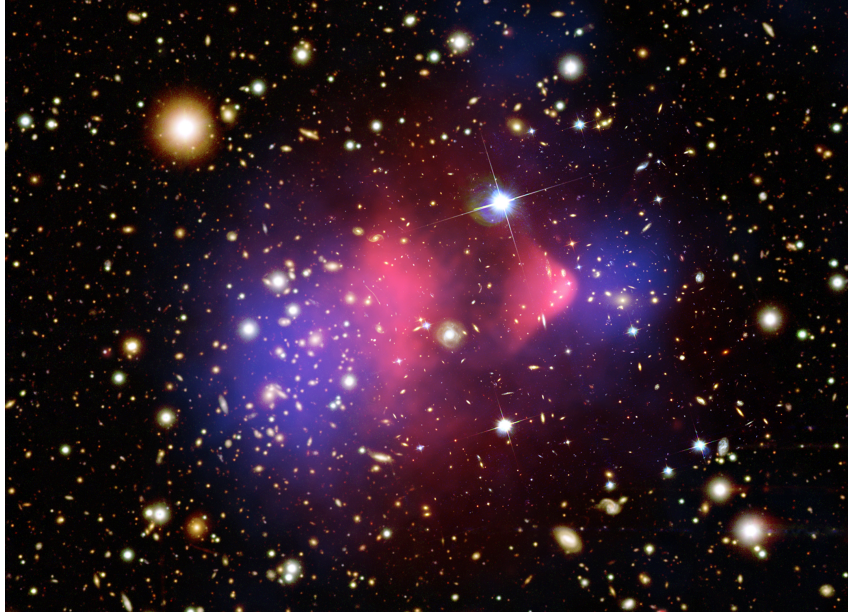


Figura 6 – Aglomerado da Bala (1E 0657–56), composição do óptico (galáxias e plano de fundo), raios-X (gás, em vermelho) e por lentes gravitacionais fracas (matéria escura, em azul).

Fonte: THE EUROPEAN SPACE AGENCY. (74)

Um aspecto interessante do estudo do Aglomerado da Bala é que a matéria escura está correlacionada com a distribuição da matéria luminosa, a qual em uma colisão de aglomerados de galáxias, praticamente não interage, devido ao enorme espaço entre as estrelas. O fato da posição da matéria escura estar correlacionada com a matéria luminosa, indica que a ME também pouco auto-interage. Nesse sentido, a partir de modelos teóricos e simulações numéricas de hidrodinâmica para o Aglomerado da Bala, foi possível obter um limite superior para a seção de choque de auto-interação da ME (75), dado por

$$\frac{\sigma}{m} < 1.25 \text{ cm}^2/\text{g}, \quad (2.14)$$

onde σ/m é a seção de choque de auto-interação da ME sobre sua massa, e esse limite foi imposto com 68% CL. Resultados mais recentes, que incluem a análise de 72 colisões, impõe o seguinte limite (72):

$$\frac{\sigma}{m} < 0.47 \text{ cm}^2/\text{g} \quad (95\% \text{ CL}). \quad (2.15)$$

Esses limites são, inclusive, importantes para o nosso estudo, justificando, em partes, negligenciarmos a taxa de auto-captura da matéria escura no Sol. Essa discussão

pode ser vista em mais detalhes na seção 5.2. Vale notar que esses limites carecem de precisão e devem ser utilizados com cautela. Em seguida, entenderemos como a radiação cósmica de fundo, indica a existência e uma abundância da ME em torno de 5 vezes maior do que da matéria bariônica.

2.6 Radiação Cósmica de Fundo

A radiação cósmica de fundo (mais conhecida como CMB, sigla de seu termo em inglês *Cosmic Microwave Background*), foi prevista em 1948 por Ralph A. Alpher e Robert C. Herman (76) com base no trabalho de George Gamow (77), a partir da teoria cosmológica do Big Bang. Essa radiação é remanescente de uma etapa inicial do Universo, que o permeia até hoje. Por essa razão, é uma fonte fundamental de informações sobre o Universo em seus estágios iniciais, funcionando como um importante laboratório que nos permite avançar nosso conhecimento acerca da cosmologia e da física de partículas.⁸

De acordo com nosso entendimento atual de cosmologia, o Universo logo após o Big Bang era extremamente quente e denso, mas estava esfriando à medida que expandia. Nesse período, os fótons não podiam se propagar livremente e o Universo era opaco, devido ao espalhamento Compton entre os fótons e a matéria bariônica, os quais estavam acoplados e formavam um plasma quente que não permitia a formação de átomos neutros. Isso se alterou apenas quando a temperatura do Universo atingiu um valor próximo da energia de ligação de um elétron com um núcleo de hidrogênio de $T \lesssim 1 \text{ eV}$ (equivalente a um redshift de $z \simeq 1100$, e a uma idade do Universo de ~ 380000 anos). Assim, átomos começaram a se formar, os fótons desacoparam dos bárions e o Universo se tornou transparente, conhecido como período da “recombinação”.⁹ A Figura 7 resume a história térmica do Universo na cosmologia do Big Bang, inclusive indicando o período de recombinação. Então, fótons desse período puderam se propagar livremente e formam o que hoje denominamos de radiação cósmica de fundo, detectada pela primeira vez acidentalmente por Penzias e Wilson em 1964, ao notarem existir um ruído irreduzível em todas as direções que apontavam suas antenas. (79) Embora afetado pelo redshift de expansão, o espectro deste sinal quase isotrópico ainda hoje é descrito com um alto grau de precisão por um espectro de corpo negro, com um valor da temperatura medida atualmente de $T_{\text{CMB}} = 2.72547 \pm 0.00057$. (80)

A cosmologia já foi uma das áreas da física de menor precisão, as distâncias extraordinariamente vastas, tornavam medições precisas algo aparentemente impossível.

⁸ Uma discussão mais detalhada dos diversos aspectos da radiação cósmica de fundo e seu uso para cosmologia e física de partículas pode ser encontrado na referência (78), a qual utilizamos como base para essa seção.

⁹ Note que apesar da recombinação e o desacoplamento acontecerem quase que simultaneamente são fenômenos distintos, o primeiro, se refere a formação dos primeiros átomos, enquanto o segundo, aos fótons não mais interagirem diretamente com os elétrons e poderem se propagar livremente.

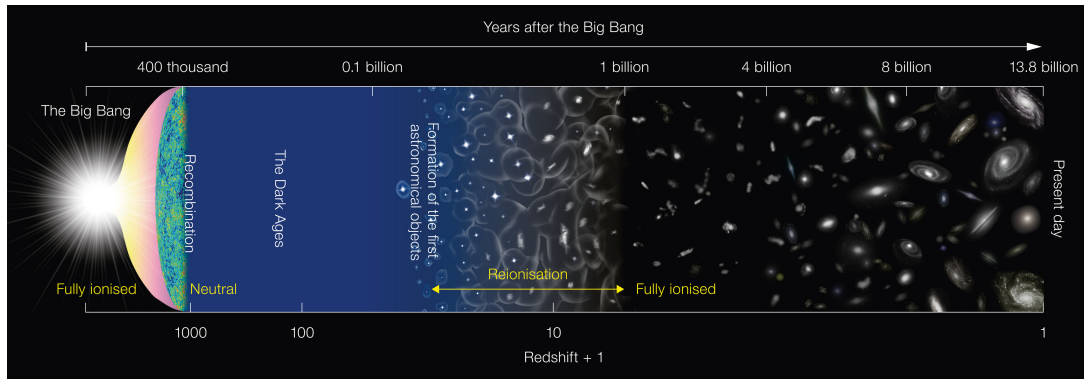


Figura 7 – História térmica do Universo, com sua idade e redshift indicados, respectivamente, na parte superior e inferior da imagem.

Fonte: EUROPEAN SOUTHERN OBSERVATORY. (81)

Contudo, a situação se alterou com o avanço de nossos telescópios e técnicas de observação realizado nas últimas décadas, em especial, com os observatórios espaciais. Podemos dizer, que vivemos na “era da Cosmologia de alta precisão”, onde conseguimos estudar em detalhes as propriedades que governam a evolução de nosso Universo. Como podemos ver resumidamente na Figura 7. Uma das observações mais relevantes dessa “nova era” é a da anisotropia na CMB, a qual nos permite descobrir informações importantes acerca da composição do Universo, incluindo a Matéria e Energia Escura, e os processos de formação de estruturas, entre outras informações.

A primeira observação dessas anisotropias foi realizada pelo experimento espacial *Cosmic Background Explorer* (COBE), lançado em 1990, confirma que a CMB é dada por um espectro de corpo negro, com desvios menores que 50 partes por milhão, e anisotropias da ordem de $\pm 30 \mu\text{K}$. (82) O experimento COBE foi sucedido pelo satélite *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP), o qual aprimorou as medidas realizadas por seu predecessor. (83) Atualmente, o observatório espacial Planck, fornece as observações mais precisas da CMB, medindo flutuações na temperatura da ordem de 10^{-6} com uma resolução angular menor do que 5 arc-min. (17) O mapa da radiação cósmica de fundo determinado pelos dados do satélite Planck está exibido na Figura. 8

Partes dessa anisotropia já havia sido observada e prevista anteriormente a esses experimentos espaciais, por exemplo, aquela gerada devido ao movimento próprio da Terra. Nesse caso, os fótons da CMB vindos da direção desse movimento são desviados para o vermelho pelo efeito Doppler, da mesma forma, os fótons provenientes da direção oposta sofrem um desvio para o azul. Esse processo, causa um efeito de dipolo, responsável por anisotropias no mapa de temperatura da CMB da ordem de $\delta T/T \sim 10^{-3}$. Também existem processos astrofísicos como o efeito de Sunyaev-Zeldovich, que corresponde ao espalhamento de Compton Inverso dos fótons da CMB com gases quentes presentes em

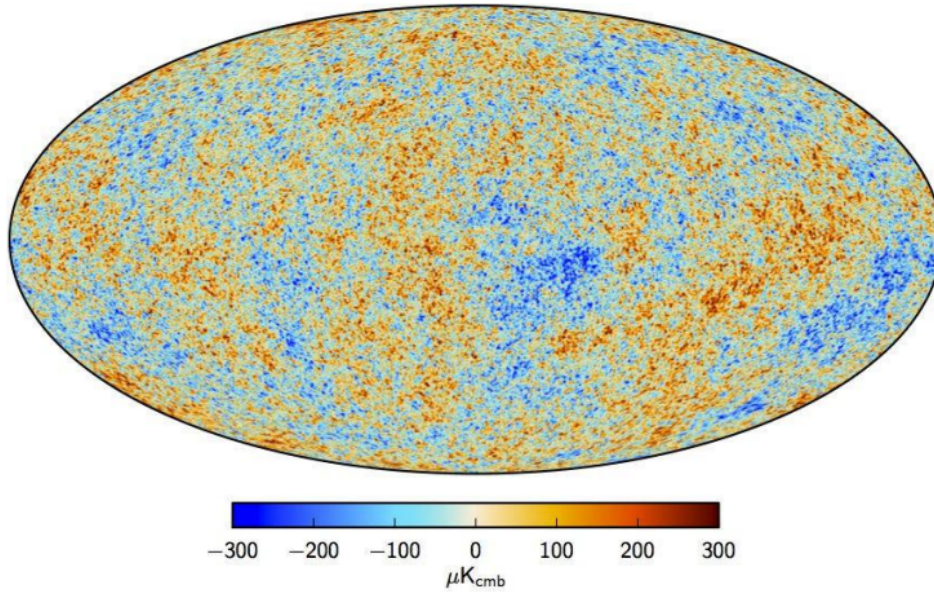


Figura 8 – Mapa da anisotropia de temperaturas da CMB conforme medido pelo observat3rio espacial Planck.

Fonte: ADAM *et al.* (17)

aglomerados de galáxias, os quais são responsáveis por uma contribuiç3o adicional na anisotropia na temperatura da CMB. (84) Ap3s remover o efeito de dipolo e as diversas contribuiç3es astrofísicas, como a mencionada acima, o mapa de temperaturas da CMB ainda revela anisotropias da ordem de $\delta T/T \sim 10^{-5}$, que correspondem a uma distribuiç3o n3o uniforme de mat3ria no momento da recombinaç3o, e, s3o essas que evidenciam a exist3ncia da ME.

As anisotropias na temperatura da CMB podem ser decompostas em harm3nicos esf3ricos Y_{lm} para uma dada direç3o \hat{n} do c3u

$$\Theta(\hat{n}) \equiv \frac{\delta T}{T} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\hat{n}). \quad (2.16)$$

Os coeficientes a_{lm} descrevem flutuaç3es na temperatura para um dado multipolo l . Os quais est3o relacionados com o espectro de pot3ncias C_l , da seguinte forma

$$C_l = \langle |a_{lm}|^2 \rangle = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{lm}|^2. \quad (2.17)$$

Caso o mapa de temperaturas da CMB seja decomposto em modos de Fourier seu espectro de pot3ncias poder3 ser dado por D_l , que est3 relacionado com C_l por (78)

$$D_l = \frac{l(l+1)}{2\pi} C_l. \quad (2.18)$$

Na figura 9 exibimos o espectro de pot3ncias com base no mapa de temperaturas da CMB obtido pela colaboraç3o Planck. (17)

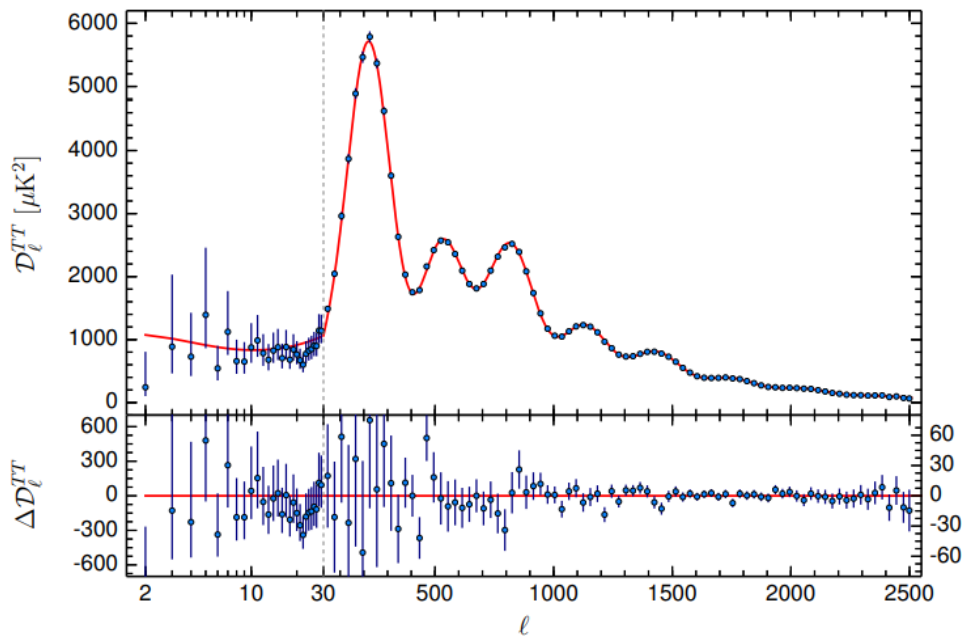


Figura 9 – Espectro de potências do mapa de temperaturas da CMB. A parte superior da figura exhibe, em azul, os dados experimentais da colaboração Planck, em vermelho temos o melhor ajuste para os dados. A parte inferior mostra o resíduo desse ajuste.

Fonte: ADAM *et al.* (17)

Esse espectro de potências está diretamente relacionado com a dinâmica do Universo antes do período de recombinação. No estado inicial do Universo, quando bárions e fótons estavam fortemente acoplados formando um plasma, flutuações quânticas geraram regiões com maior densidade de bárions que foram amplificadas pela atração gravitacional, em contrapartida, são repelidas pela pressão de radiação amplificada por essa compressão. O equilíbrio desses dois processos geram as oscilações acústicas de bárions (BAO, de seu termo em inglês *Baryon Acoustic Oscillations*), que se propagam com a velocidade do som no meio c_s , dada em função da densidade média de fótons e bárions $\bar{\rho}_{b,\gamma}$

$$c_s^2 = \frac{1}{3(1+R)}, \quad R \equiv \frac{4\bar{\rho}_b}{3\bar{\rho}_\gamma}. \quad (2.19)$$

Essas ondas acústicas se propagaram até a recombinação, pois livre da pressão dos fótons os bárions começaram a cair livremente nos poços de potencial gravitacional, tanto aqueles produzidos pelas perturbações da matéria escura, a qual não era afetada pela pressão de radiação, quanto as correspondentes cascas esféricas formadas pela propagação da onda acústica no plasma, levando a formações de estruturas de larga escala como discutiremos na próxima seção. Os fótons que agora se propagavam sem sofrer espalhamento Compton, carregavam consigo uma “foto” com o tamanho dessas oscilações, denominada “a última superfície de espalhamento”, a qual está registrada na radiação cósmica de fundo.

O tamanho dessas oscilações acústicas, registradas na CMB, dependem do estágio na oscilação no momento da recombinação. Por exemplo, em algumas regiões menores e de maior densidade só houve tempo da matéria se concentrar no centro, em outras de menor densidade a oscilação se encontrava em sua maior expansão, além de todos os outros casos intermediários e os múltiplos desses extremos. Dessa forma, apesar de a maioria das oscilações se encontrarem em estágios intermediários na recombinação, esperamos que os valores extremos, sejam destacados em uma decomposição harmônica dessas oscilações. Isso é mostrado pelo espectro de potências na Figura 9, onde a separação angular θ entre dois pontos no mapa da CMB se relaciona com o multipolo l por $\theta = \pi/l$ e os picos pares correspondem a uma máxima compressão e o ímpares a uma máxima expansão.¹⁰ Os picos desse espectro de potências estão diretamente relacionados com os parâmetros cosmológicos.

O primeiro pico pode ser considerado uma “régua padrão” e revela a geometria do nosso Universo, pois flutuações desse tamanho tiveram tempo de colapsar apenas uma vez. Em um Universo plano, o tamanho angular dessa flutuação medido no mapa da CMB pode ser escrito diretamente como $\theta_* = s_*/D_*$, i.e., pela razão entre o horizonte de som na recombinação

$$s_* = \int_0^\infty c_s d\eta, \quad (2.20)$$

e a distância do horizonte atual para a recombinação

$$D_* = \eta_0 - \eta_* = \int_0^{z_*} \frac{dz}{H(z)} \quad (2.21)$$

onde c_s é a velocidade do som dada pela equação (2.19), η é o tempo conforme, $H(z)$ o parâmetro de Hubble e z_* o *redshift* da recombinação. Ao realizar esses cálculos espera-se um ângulo $\theta_* \sim 1^\circ$ ($l \sim 200$), assim como observado no espectro de potências, indicando então que o Universo é plano. Dessa forma, esse pico também nos fornece a quantidade total de energia do Universo, afinal conforme as equações de Friedmann a geometria do Universo depende diretamente de seu conteúdo energético, sendo necessária uma quantidade precisa de energia para que o mesmo seja plano. (78)

A razão entre o primeiro e segundo pico, basicamente, nos fornece a quantidade de bárions, pois para maiores densidades de bárions temos um aumento no primeiro pico e uma diminuição no segundo. Isso ocorre, devido ao primeiro pico ser referente a uma máxima compressão, o que é favorecido por um aumento na quantidade de bárions, enquanto o segundo pico se refere a máxima expansão, desfavorecido por esse aumento. Por fim, ao aumentar a quantidade de matéria escura, mantendo a densidade de bárions fixa,

¹⁰ É interessante notar que o Universo causalmente conectado na recombinação, corresponde a uma região de $\sim 1^\circ$ no céu atual, de modo que, nenhum processo causal consegue explicar a alta isotropia observada da CMB. Conhecido como o problema do horizonte, foi resolvido pela teoria da inflação. (78)

temos que a equivalência entre matéria e radiação no Universo é antecipada por quanto maior é a densidade de ME. Implicando em uma dominância de radiação mais fraca e uma menor amplitude das oscilações no espectro de potências. Em vista disso, um ajuste aos dados do espectro de potência, como mostrado em vermelho na Figura 9, permite estimar a densidade de ME. Os detalhes para obtenção desses e outros parâmetros cosmológicos podem ser encontrados nas referências. (17,78)

A partir do espectro de potências obtido do mapa de anisotropias na temperatura da CMB, são estimados os parâmetros cosmológicos do modelo cosmológico Λ CDM, que inclui energia escura na forma de uma constante cosmológica Λ e matéria escura fria (CDM, de seu termo em inglês *Cold Dark Matter*) cuja densidade é dada por Ω_c . Na Tabela 1 expomos alguns dos parâmetros cosmológicos obtidos pela colaboração Planck. (8)

Tabela 1 – Parâmetros cosmológicos obtidos pela colaboração Planck. Note que a constante de Hubble reduzida é adimensional e definida como $h \equiv H_0/(100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$.

Descrição	Símbolo	Valores
Constante de Hubble	H_0	67.27 ± 0.66
Parâmetro de Densidade de Matéria	Ω_m	0.3156 ± 0.0091
Parâmetro Físico de Densidade Bariônica	$\Omega_b h^2$	0.02225 ± 0.00016
Parâmetro Físico de Densidade de Matéria Escura	$\Omega_c h^2$	0.1198 ± 0.0015
Parâmetro de Densidade de Energia Escura	Ω_Λ	0.6844 ± 0.0091
Parâmetro de Curvatura Espacial	$ \Omega_k $	< 0.005

Fonte: Adaptada de ADE *et al.* (8)

Essas medidas levam a famosa conclusão de que os bárions correspondem em torno de apenas 4.9% do conteúdo energético do Universo, com a Energia Escura sendo equivalente a 68.3% e a Matéria Escura aos 26.8% restantes. Dessa forma, mostrando que a ME é um componente importante do Universo, responsável por 85% de sua densidade de matéria. É importante notar, que esses resultados concordam com os estudos que estimam a quantidade de matéria escura em estruturas como aglomerados de galáxias, colisões de galáxias e superaglomerados, (8) Na próxima seção abordaremos as Estruturas de Larga Escala do Universo, as quais tem sua formação governada pelo mesmo processo que gerou as anisotropias na CMB – as oscilações acústicas de bárion – e da mesma forma indicam a existência da matéria escura.

2.7 Formação de Estruturas de Larga Escala

As primeiras análises detalhadas da distribuição de galáxias, foram os mapeamentos fotográficos sistemáticos de galáxias em certas regiões, realizados por Harlow Shapley, em 1935, no Observatório de Harvard. (85) Shapley, descobriu diversos outros superaglomera-

dos, além do Superaglomerado Local (ou de Virgo) que já era conhecido desde o Catálogo Geral de Nebulosas e Aglomerados de Estrelas publicado em 1864 com as observações de William, Caroline e John Herschel (predecessor do atual NGC). (86) A partir desse e de estudos subsequentes, realizados por Shapley, constatou-se que a distribuição espacial média das galáxias era aproximadamente uniforme. Indicando uma certa homogeneidade e isotropia do Universo em largas escalas, em concordância com o princípio cosmológico.

Posteriormente, em 1954, um mapeamento fotográfico mais amplo foi observado por Shane Wirtanen com o Observatório Lick, levando a conclusão de que as galáxias tendem a se localizar em aglomerados. (87) Estudos ainda mais profundos, utilizando o telescópio Palomar Schmidt, foram conduzidos por Fritz Zwicky (1968) (88) e George Abell (1989) (89), os quais revelaram que os aglomerados também tendiam a se agrupar. Esses agrupamentos de aglomerados foram denominados de superaglomerados. Jim Peebles e colaboradores analisaram essas observações em uma série de estudos (90–93), concluindo que as galáxias e aglomerados de galáxias se aglomeravam de forma hierárquica, em concordância com seu modelo proposto anteriormente. (94) Entretanto, para escalas maiores, a distribuição de galáxias e aglomerados é aproximadamente homogênea, mantendo a concordância com o princípio cosmológico.

Na década de 70, havia duas hipóteses principais concorrentes, que visavam explicar a formação das estruturas de larga escala do Universo: a teoria de panqueca por Zeldovich (95) e a já comentada teoria de aglomeração hierárquica de Peebles. Zeldovich considerava que nas fases iniciais da evolução do Universo, quando as flutuações de densidade eram muito pequenas, as velocidades globais eram dominantes. Assim, com o desenvolvimento desse campo de velocidades, tem-se a formação de sistemas achatados do tipo panquecas. Nesse cenário, as estruturas se agrupam primeiro em larga escala, em sistemas do tipo panqueca, e então os fragmentos formam as subestruturas menores, esse caso é denominado “de cima para baixo”. Enquanto Peebles propunha que primeiro sistemas de pequena escala (da ordem de aglomerados de estrelas) se formavam, seguidos pela formação de sistemas de larga escala (como galáxias, aglomerados de galáxias e superaglomerados), um cenário “de baixo para cima”.

Nesse sentido, era importante encontrar evidências observacionais que discriminassem as diferentes teorias para formação das estruturas. A partir da segunda metade da década de 70, novos detectores mais sensíveis foram desenvolvidos, permitindo medir o redshift de galáxias mais fracas, gerando mapas celestes mais profundos e completos. (96) Os diversos estudos realizados nesse período, demonstraram, que os aglomerados de galáxias (que formam os superaglomerados) se agrupam em uma estrutura alongada, pela qual as principais galáxias desses aglomerados também se alongam. Correspondendo as maiores estruturas conhecidas do Universo, chamadas de filamentos. Além disso, esses estudos demonstraram a existência de grandes vazios ($\sim 10\text{-}100\text{ Mpc}$) que contém poucas

ou nenhuma galáxia e são envoltos pelos filamentos. Essas estruturas, em conjunto, são referidos como “teia cósmica”.

Esses estudos mostraram haver discrepâncias entre o modelo de Zeldovich e as observações. Primeiramente, simulações numéricas do modelo de Zeldovich não comportam a existência de vazios como observado. (97) Uma segunda diferença, surge na estrutura dos sistemas de galáxias em regiões de alta densidade, pois, no modelo de panqueca original, os superaglomerados deveriam apresentar uma forma difusa, enquanto os superaglomerados reais consistem de múltiplos filamentos entrelaçados. (98) Outro aspecto ainda mais importante, é que no cenário de panqueca, as pequenas flutuações, que ocorrem nos estágios iniciais do Universo, tendem a ser varridas por partículas de ME relativísticas, tipo, neutrinos (referenciadas como *Hot Dark Matter*). Dessa forma, não permitindo a formação de estruturas no tempo ou morfologia correto.

Apesar de, como mencionado, ser possível identificar as estruturas de larga escala nos mapeamentos dos anos 70, ainda existiam dúvidas por parte dos pesquisadores, especialmente, acerca dos vazios. Contudo, mapeamentos subsequentes confirmaram essas observações. (96) Atualmente é possível observar essas estruturas em detalhes com os mapeamentos: *2dF Galaxy Redshift Survey*, com 543 aglomerados de galáxias mapeados (99); e o *Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* pela colaboração SDSS, com mais de 1 milhão de galáxias observadas. (100) Esse segundo mapa está exposto na Figura 10.

Além dos avanços observacionais, houve um grande progresso nas simulações numéricas. Uma das principais simulações atuais, é a *Millenium*: efetuada pelo Instituto Max Planck, na qual utilizaram mais de 10 bilhões de partículas para mapear a evolução da distribuição de matéria em uma região cúbica do Universo com mais de 2 bilhões de anos-luz de lado, um volume comparável ao observado nos mapeamentos atuais. (101) Recentemente, foi produzida uma simulação ainda maior, a *AbacusSummit*: com cerca de 60 trilhões de partículas e 97 cosmologias, contendo possivelmente mais partículas que todas as simulações precedentes combinadas. (102) Essas e simulações anteriores indicam uma grande concordância entre as observações e o modelo Λ CDM, que inclui energia escura (Λ) e matéria escura fria (CDM), que se refere a uma matéria escura não relativística.

De acordo com o modelo Λ CDM, o Universo teve seu início em um estado de alta temperatura e densidade, e se expandiu e resfriou. Nas primeiras frações de segundo é considerado que ocorreu um período de inflação. No qual o Universo se expandiu aceleradamente, permitindo explicar a alta isotropia térmica (e estrutural) do Universo, medida na CMB (e nos mapeamentos de larga escala), mesmo para regiões causalmente desconectadas (para mais detalhes consultar a referência. (103)) Nesse período surgem as perturbações na densidade, devido a pequenas flutuações quânticas, as quais servirão de sementes para a origem das estruturas de larga escala. Como discutimos na seção 2.6, essas perturbações criam regiões com maior densidade no plasma de bárions e fótons,

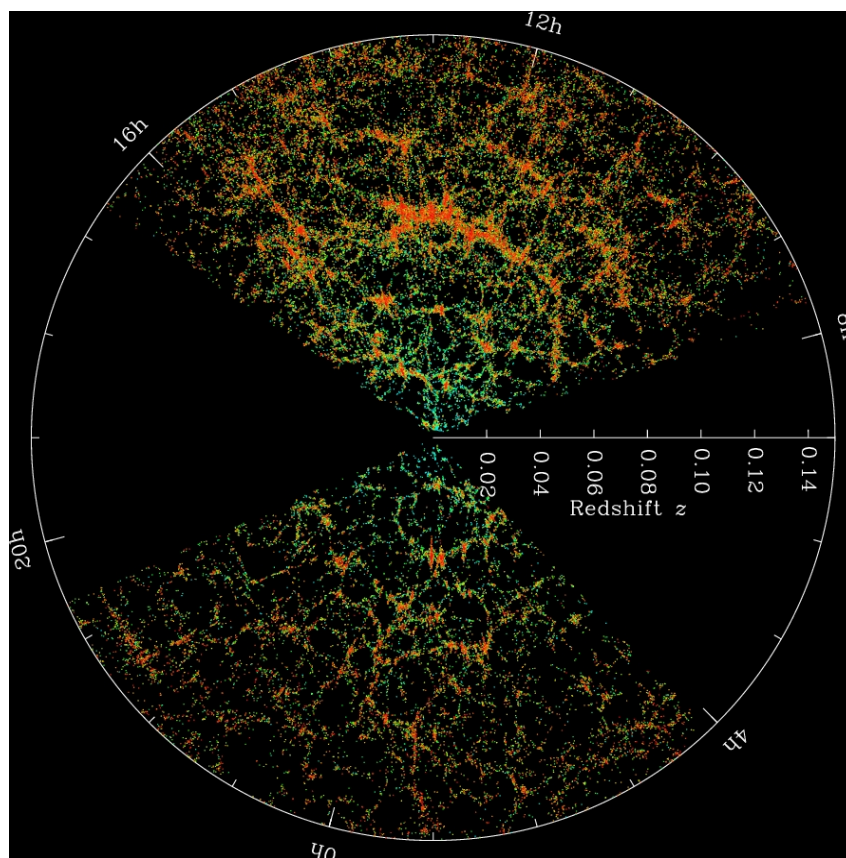


Figura 10 – Mapeamento de galáxias pela colaboração SDSS. Cada ponto é uma galáxia, os pontos vermelhos são galáxias com mais luz estelar vermelha, indicando galáxias mais velhas e geralmente maiores.

Fonte: BLANTON *et al.* (100)

gerando um poço de potencial gravitacional, que leva ao acúmulo de matéria nessas regiões. Esse acúmulo gera, então, uma pressão de radiação crescente, até um estado de máxima compressão, quando a pressão de radiação sobrepõe a força gravitacional, culminando em uma expansão dessa região de densidade com a velocidade do som c_s (dada pela equação (2.19)). Essa expansão ocorre até um estágio de máxima rarefação, momento no qual a gravidade volta a dominar a dinâmica, e a comprimir essas ondas esféricas de densidade. Nessa dinâmica ainda existe mais um componente, porém alheio a pressão de radiação, a matéria escura. A qual é, na verdade, dominante no estabelecimento desses poços gravitacionais e preponderante para a formação de estruturas. Lembrando que a ME deve ser fria para não se propagar livremente por essas flutuações e as atenuar no processo.

Esse processo ocorre ciclicamente, formando as já discutidas oscilações acústicas de bárions. Até que ocorre a época da recombinação (como explicado na seção 2.6), que leva ao desacoplamento dos fótons com a matéria bariônica, que então se propagam livremente constituindo a CMB. A partir disso as BAO são efetivamente congeladas, pois como exposto

na equação (2.19), a velocidade dessas oscilações é diretamente proporcional a densidade média de fótons $\bar{\rho}_\gamma$, a qual decresce drasticamente após o desacoplamento. Desse modo, a matéria bariônica começa a cair livremente nos poços de potenciais gravitacionais, tanto os produzidos pela CDM, quanto os potenciais gerados pelas cascas esféricas. Assim, como discutido na seção anterior, é esperado que possamos observar as oscilações que estavam em seu estágio extremo na época de recombinação. Em particular, esperamos observar a maior parte das galáxias próximas agrupadas em estruturas como aglomerados, devido a natureza da força gravitacional. Porém, também esperamos observar um pequeno excesso de galáxias a distâncias equivalentes ao tamanho das oscilações em máxima rarefação (horizonte de som), as quais tem seu tamanho determinado pela equação (2.20), resultando em $\sim 100 h^{-1}\text{Mpc}$. (104)

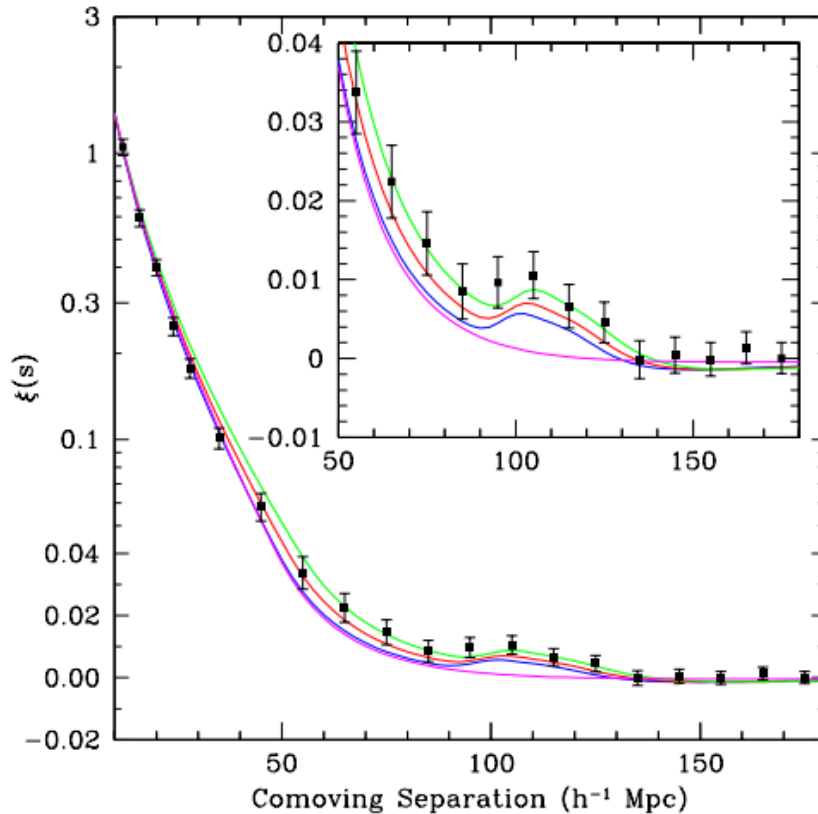


Figura 11 – Função de correlação de larga escala para a amostra SDSS LGR. Os modelos são $\Omega_m h^2 = 0.12$ (verde), 0.13 (vermelho) e 0.14 (azul), e um modelo apenas com CDM ($\Omega_m h^2 = 0.105$) em magenta e que não apresenta pico. Por volta de $100 h^{-1}\text{Mpc}$ temos um pico estatisticamente significativo e consoante a previsão por BAO.

Fonte: EISENSTEIN *et al.* (104)

A fim de descrever a distribuição dos aglomerados de galáxias, Peebles, introduziu uma função de correlação de pares de pontos. Simplificadamente, essa função descreve a probabilidade de se encontrar um vizinho para uma dada separação angular de um

ponto (um aglomerado) no céu. (105) Em 2005, Eisenstein e colaboradores, realizaram uma análise do tipo a partir de uma amostra (SDSS LGR) do mapeamento da colaboração SDSS. (104) Na Figura 11 está demonstrado o resultado desse estudo, onde podemos identificar o pico em torno da escala prevista, fornecendo uma forte evidência para o modelo Λ CDM e para as BAO.

Outra questão, que estabelece a ME como um ingrediente importante para a formação de estruturas, é sua influência no período que ocorre a transição, entre um Universo dominado por radiação, para um dominado por matéria. Pois, em um Universo apenas com matéria bariônica, essa transição é tardia. Isso prejudica a formação de estruturas, visto que as perturbações crescem mais lentamente no período dominado por radiação, não permitindo a formação de estruturas no tempo correto (a demonstração desses aspectos está além do escopo desse trabalho e pode ser encontrada na referência (106)).

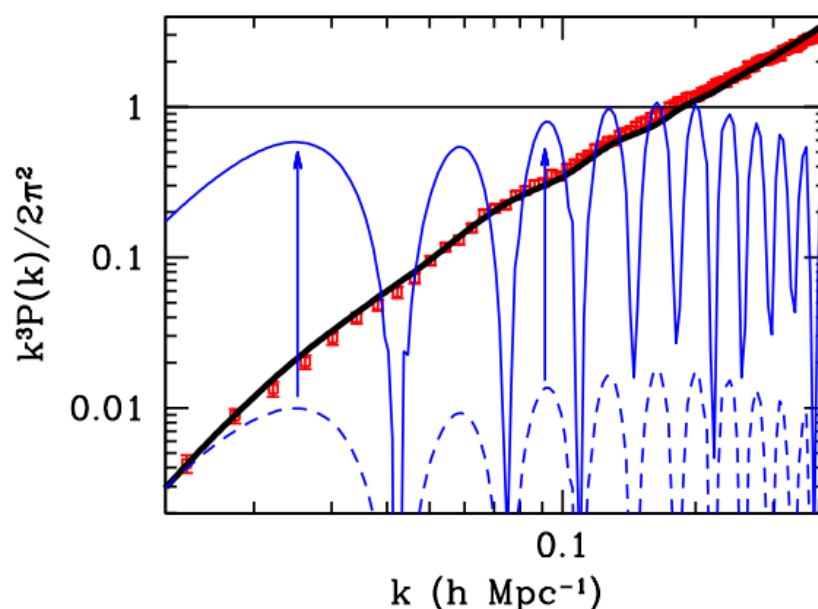


Figura 12 – Espectro de potências das flutuações de densidade de matéria, em função do número de onda k . Os dados do SDSS estão indicados em vermelho; a curva em preto corresponde ao modelo Λ CDM, com 6 vezes mais ME do que matéria bariônica. A linha tracejada, em azul, considera toda a matéria como composta apenas por bárions; e a linha sólida (em azul) se refere a modelos de MOND do tipo TeVeS.

Fonte: DODELSON. (107)

O gráfico exibido na Figura 12, mostra que um Universo formado apenas por bárions não consegue formar estruturas como observado (pois para formá-las as perturbações devem ser $\delta\rho/\rho \gg 1$). (107) Também demonstra, que o modelo Λ CDM, apresenta uma excelente concordância com os dados do SDSS. Além de evidenciar que teorias de MOND modificadas do tipo TeVeS (*Tensor-Vector-Scalar model*) apesar de conseguirem produzir

perturbações não lineares ($\delta\rho/\rho > 1$), geram oscilações bariônicas bastante intensas, em completo desacordo com as observações. (18, 107) Na referência (106), ainda é possível encontrar gráficos semelhantes, que incluem *Hot Dark Matter*, exibindo que essas também não são capazes de explicar as observações.

Em resumo, a existência das Estruturas de Larga Escala do Universo, foram estabelecidas por mapeamentos do céu, cada vez mais profundos e detalhados (como podemos visualizar na Figura 10). Levando a necessidade de explicar a formação dessas estruturas. A partir de simulações numéricas e confronto com as observações, a teoria de aglomeração hierárquica de Peebles, mostrou-se mais adequada. Em especial, o modelo cosmológico Λ CDM, que tem como componente fundamental para explicar essas estruturas, a Matéria Escura Fria e as BAO.

Neste Capítulo 2, abordamos as diversas evidências para a existência de ME. Estando estabelecida sua existência, no próximo capítulo, exploraremos os principais candidatos a serem essa ME, suas características e os métodos de detectá-los.

3 PRINCIPAIS CANDIDATOS E MÉTODOS DE DETECÇÃO

Após estabelecermos o problema da ME, na seção 2, ao explanarmos algumas das principais evidências de sua existência, discutiremos alguns dos candidatos de maior destaque para solucionar esse problema. No final da discussão, estabeleceremos as WIMPs como candidato para este trabalho. Em seguida, exploraremos os principais métodos de detecção destas partículas fracamente interagentes, e os limites impostos a estas pelos experimentos atuais.

3.1 Principais Candidatos

Os principais candidatos à ME são definidos com base em sua capacidade de prover as características esperadas para esse novo tipo de matéria. Apesar da natureza elusiva da ME, a partir de estudos, como os apresentados na seção anterior, determinou-se algumas de suas principais características, as quais são utilizadas para discriminar entre os candidatos. Dentre essas características, temos que a ME deve ser:

- **Escura:** Como mencionado extensivamente na seção anterior, a matéria escura surge da discrepância entre a matéria luminosa¹ observada, e os efeitos gravitacionais medidos. Assumindo que esses efeitos gravitacionais em excesso, são causados por um novo tipo de matéria, então, essa deve ser escura, ou mais precisamente, efetivamente neutra. Vínculos concretos sobre a carga elétrica da ME ($\epsilon_\chi \lesssim 10^{-14}(m_\chi/\text{GeV})e$, onde e é a carga elementar) e de seu momento de dipolo elétrico e magnético ($\mathcal{D} \lesssim 3 \times 10^{-16}$ e cm, para $m_\chi \sim \text{MeV-GeV}$) podem ser encontrados em estudos como (108,109), os quais se valem das diversas evidências da ME, além de argumentos teóricos para impor tais vínculos. Além disso, temos restrições à seção de choque de espalhamento fóton-ME por análises da CMB: $\sigma_{\gamma\chi} \lesssim 2 \times 10^6 \sigma_{\text{Th}}(m_\chi/\text{GeV})$, onde $\sigma_{\text{Th}} \sim 10^3 \text{ GeV}^{-2}$ é a seção de choque de Thomson. (110)
- **Fria:** Na seção 2.7, mostramos que a ME deve ser em sua maior parte fria ou pelo menos morna (ou seja, não relativística), do contrário esta varreria as flutuações de densidade, impedindo que as flutuações atinjam o regime não linear ($d\rho/\rho \gg 1$) responsável pela formação das estruturas de larga escala observadas. Esse requisito, permite impor limites inferiores à massa da ME, caso produzida termicamente, de $m_{DM} \gtrsim 2 \text{ keV}$. (111)

¹ Nesse caso, por matéria luminosa, estou me referindo à aquela que interage eletromagneticamente. Por exemplo, no caso de aglomerados de galáxias, a massa de matéria bariônica é dominada pelo gás contido nestes, os quais são detectados também por sua interação eletromagnética (ver seções 2.4 e 2.5).

- **Auto-interação fraca:** A partir das observações de colisões de aglomerados de galáxias, notamos que a ME tem uma baixa auto-interação quando comparada com os gases contidos nesses aglomerados. Como explicado na seção 2.5, esses estudos impõem limites superiores na razão entre a seção de choque de interação e a massa da ME da ordem de $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi \lesssim 0.47 \text{ cm}^2/\text{g}$. (72)
- **Estável:** As evidências indicam que a ME existe desde os estágios iniciais do Universo, sendo ainda hoje um componente dominante deste. Portanto, é evidente que ela deve ser estável, ou pelo menos com tempo de vida maior que a idade do Universo, desse modo é imposto um limite inferior sobre o tempo de vida da ME $\tau_\chi \gtrsim 10^{17} \text{ s}$. (80)
- **Abundância correta:** As primeiras evidências da existência da ME já a indicavam como um componente gravitacional dominante, como exposto nas seções 2.2 e 2.3. A partir das medidas das flutuações na CMB tem-se precisamente a abundância de ME, correspondendo a 26% do conteúdo energético do Universo e 85% da matéria (ver seção 2.6). (8) Como veremos, esse é um vínculo especialmente importante para indicar WIMPs como um dos principais candidatos à ME, pois estes provém uma abundância compatível com a observada ($\Omega_c h^2 \simeq 0.12$, ver Tabela 1), pelo bem-sucedido mecanismo de produção térmica padrão, com uma seção de choque de aniquilação na escala eletrofraca, na qual já se esperava nova física.

Essas são algumas das principais características já identificadas da ME, mas frequentemente ocorrem estudos que desvendam novas características e lhe impõe novos vínculos. O leitor interessado pode checar, por exemplo, as referências (18, 19, 21), além da seção 3.2, com alguns dos vínculos impostos recentemente por experimentos de detecção direta e indireta. Tais características são úteis para inspirar, restringir e excluir candidatos à matéria escura. Ainda assim, devido a ilimitada imaginação humana, existe uma ampla diversidade de candidatos capazes de preencher esses requisitos.

Podemos ter uma noção dessa diversidade na Figura 13, na qual mesmo exibindo apenas candidatos do tipo partículas e ainda considerando categorias amplas que englobam vários modelos particulares, observamos um mar de candidatos.

Uma forma mais organizada e geral de categorizar os candidatos à ME, que inclui os candidatos que não são partículas (como objetos macroscópicos e teorias gravitacionais modificadas) está contemplada na Figura 14. Nessa seção, abordaremos ao menos um candidato de cada uma dessas categorias, com exceção da categoria *Other Particles*, a qual é bastante ampla, como ilustrado na Figura 13, e não existem critérios claros para a seleção de um ou mais representantes. Nessa abordagem, explicaremos brevemente cada um desses candidatos, suas características e os vínculos impostos sobre estes pelas observações.

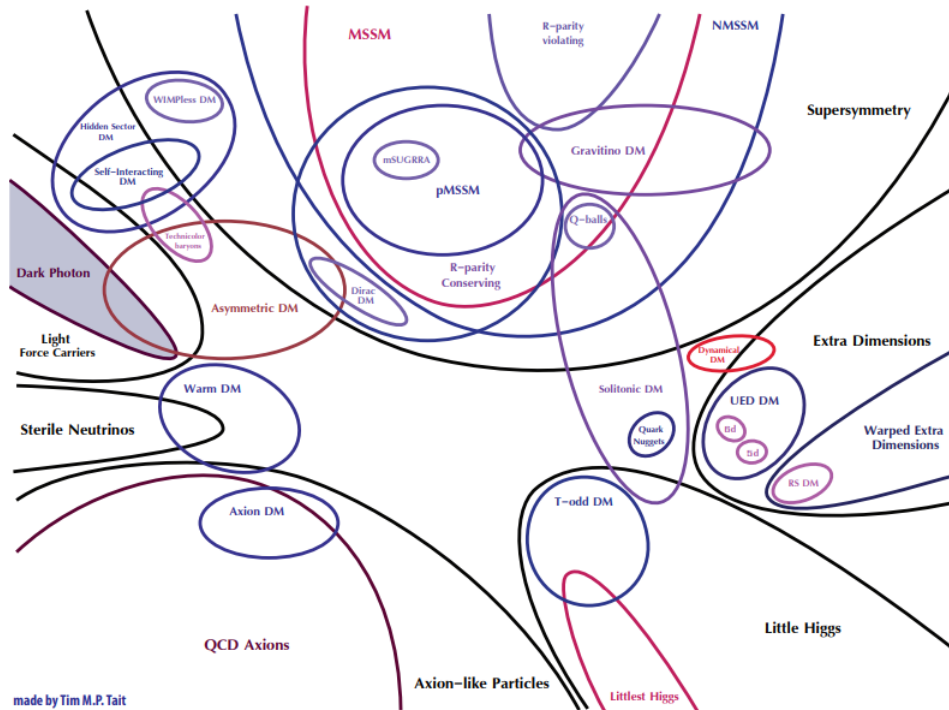


Figura 13 – Ilustração da variedade de partículas além do modelo padrão candidatas à matéria escura na literatura.

Fonte: FENG *et al.* (20)

3.1.1 MACHOs

Podemos afirmar que um dos candidatos mais simples para explicar a discrepância entre a matéria luminosa medida e os efeitos gravitacionais observados, seria a presença não detectada de objetos macroscópicos pouco ou nada luminosos, como: planetas, estrelas marrons, buracos negros, entre outros. Tais candidatos, foram denominados de MACHOs, sigla do inglês, que pode ter seu significado traduzido como: “objetos massivos compactos de halo”. Assim como comentamos brevemente na seção 2.4, esses candidatos são primariamente procurados por seu efeito esperado de microlentes, caso componham uma parte significativa da ME do halo de nossa galáxia. Especificamente, são observadas o máximo de estrelas possíveis à procura de uma magnificação de seus fluxos, pelo efeito de microlente gerado pela passagem de um MACHO na linha de visada entre os observatórios e essas estrelas de fundo. (112)

Essa estratégia foi aplicada pelas colaborações EROS, MACHO, OGLE, MOA e SuperMACHO. As observações da colaboração OGLE, incluem aproximadamente 6 milhões de estrelas da Pequena Nuvem de Magalhães por 2870 dias, observando 3 eventos candidatos a microlentes. Nesse caso os resultados indicam que MACHOs com massa da ordem de M_{\odot} podem no máximo compor aproximadamente 10% da ME do halo galáctico. (113) Os resultados mais competitivos, são apresentados pela colaboração EROS-



Figura 14 – Visualização esquemática de algumas das principais categorias de candidatos à matéria escura.

Fonte: BERTONE. (21)

2, a qual exclui MACHOs como candidatos a contribuir com 100% da ME da galáxia para massas no intervalo (114)

$$0.6 \times 10^{-7} M_{\odot} < M < 15 M_{\odot}. \quad (3.1)$$

Ademais, como vimos nas seções 2.6 e 2.7 a ME não pode ser composta apenas por bárions, por não ser compatível com as flutuações da CMB e nem com as estruturas de larga escala observadas (ver Figura 12). Dessa forma, é improvável que objetos macroscópicos como planetas e estrelas fracas componham uma parte significativa da ME, demandando a busca por candidatos mais exóticos.

Buracos Negros Primordiais

Buracos negros primordiais (PBHs, sigla do termo em inglês *Primordial Black Holes*) são uma subcategoria particularmente interessante de MACHOs. Especialmente por conseguir evadirem os vínculos impostos pela CMB e BBN sobre os candidatos típicos a MACHOs (65), além de serem bem motivados teoricamente e surgirem facilmente em uma

cosmologia padrão. (18) Ainda, esses candidatos ganharam destaque após a observação das ondas gravitacionais do sistema binário de buracos negros detectadas pelo observatório LIGO (115, 116) e a sugestão de que essas poderiam ser explicadas por PBHs. (117, 118)

A formação de buracos negros nos estágios iniciais do Universo, a partir do colapso gravitacional, iniciado por flutuações de densidade, foi proposta por Carr e Hawking em 1974 (119), sendo um processo contemplado facilmente em diversos cenários cosmológicos padrões, como: cenários inflacionários, colisões de bolhas, transições de fase, entre outros. (18) Os PBHs são vinculados por diversos estudos. Limites inferiores em sua massa já foram impostos no ano seguinte de sua proposição pelo famoso artigo de Hawking (120), no qual, é demonstrado que há produção de partículas por buracos negros (denominada posteriormente de “radiação Hawking”), implicando que buracos negros seriam totalmente evaporados em uma escala temporal de

$$t \sim 10^{64} \text{anos} \left(\frac{M_{\text{PBH}}}{M_{\odot}} \right)^3. \quad (3.2)$$

Portanto, buracos negros com massas abaixo de $M_{\text{PBH}} \lesssim 10^{-18} M_{\odot}$ (ou $\sim 10^{15}$ g) formados nos estágios iniciais do Universo já teriam sido completamente evaporados.

No caso de PBHs mais massivos, o processo de acreção destes, deveria ser observável por telescópios de raios-X e rádio (121, 122), além de distorções na CMB. (123) A não observação desses sinais impõe limites superiores às massas desses PBHs de $M_{\text{PBH}} \lesssim 10 M_{\odot}$ ($\sim 10^{34}$ g). (66) Os PBHs ainda são restringidos por diversas outras considerações, como: em mapeamentos de microlentes, por exemplo, o mapeamento por EROS impõe um limite superior de 8% na fração de massa do halo galáctico de ME que pode ser composta por PBHs de massa $10^{26} \text{g} \lesssim M_{\text{PBH}} \lesssim 10^{34} \text{g}$ (114); também pela não detecção de padrões de interferência no espectro de *gamma ray bursts*, esperados, devido ao processo de *femtolensing* gerado por PBH com $10^{17} \text{g} \lesssim M_{\text{PBH}} \lesssim 10^{20} \text{g}$ vinculando assim esse intervalo de massas (124); além disso, a existência de estrelas de nêutrons e anãs brancas velhas em regiões de aparente alta densidade de ME, também inviabilizam PBH de massa no intervalo $10^{16} \text{g} \lesssim M_{\text{PBH}} \lesssim 10^{22} \text{g}$ pois estes destruiriam rapidamente a estrela pelo processo de acreção. (125) Na Figura 15, exibimos alguns desses limites, além de vínculos por outros métodos, experimentos e observações.

Dessa forma, resta basicamente o intervalo de massas de 10^{22} até 10^{26} g. Entretanto, diversos estudos abordam sutilezas que manteriam viáveis os intervalos de massas estelares ($1-10 M_{\odot}$), lunares ($10^{20}-10^{24}$ g), da ordem da massa de asteroides ($10^{16}-10^{17}$ g) e até na escala de Planck (10^{-5} g) para as relíquias da evaporação, como indicado na revisão. (127)

Em resumo, os PBHs apesar de a princípio bastante restringidos, permanecem como um candidato viável à ME. O qual ganhou destaque, recentemente, com a observação realizada pelo observatório LIGO, de ondas gravitacionais provenientes de um sistema

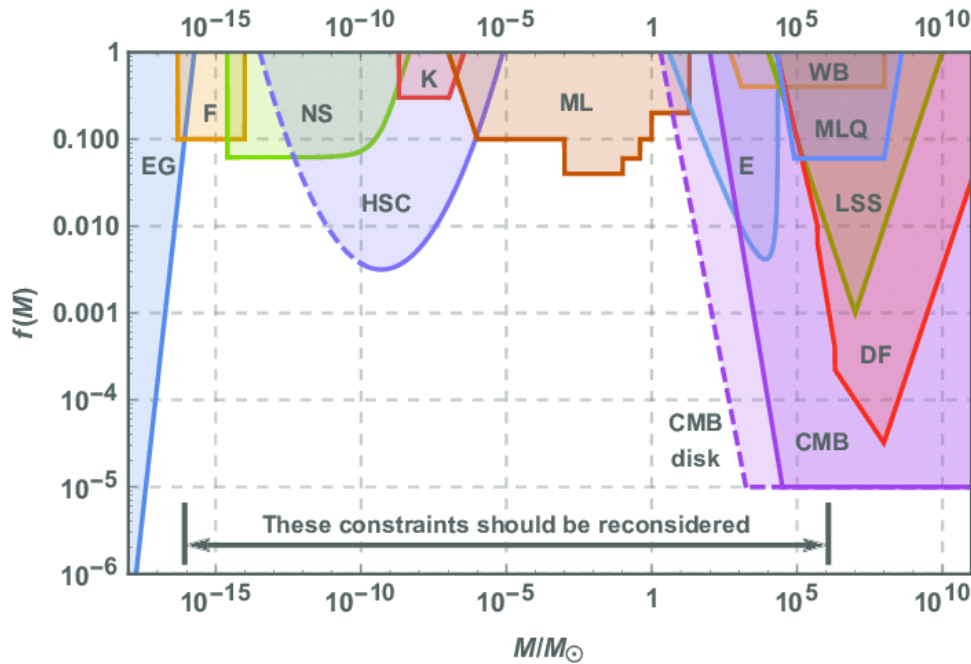


Figura 15 – Vínculos impostos sobre a fração de ME possível de ser composta por buracos negros primordiais (PBHs) em função de sua massa, utilizando diversos métodos, experimentos e observações.

Fonte: KETOV. (126)

binário de buracos negros, as quais foram indicadas como potencialmente geradas por PBHs. (117, 118)

3.1.2 MOND

Uma ideia de solução natural para o problema da ME seria uma modificação da teoria gravitacional para grandes escalas. Esse conceito foi proposto pela primeira vez por Milgrom em 1983 (51), ao considerar uma versão modificada da teoria Newtoniana para o regime de baixas acelerações, com:

$$m \mu \left(\frac{a}{a_0} \right) \mathbf{a} = \mathbf{F}, \quad (3.3)$$

onde a função $\mu(a/a_0) \rightarrow 1$ quando $a \gg a_0$ e $\mu \rightarrow x$ quando $a \ll a_0$ e o parâmetro a_0 é uma constante determinada a partir das observações de curvas de rotações de galáxias, com $a_0 \simeq 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{s}$. (128)

Essa teoria é especialmente bem sucedida para explicar as curvas de rotações de galáxias (discutida na seção 2.3). Pois, no regime de “altas acelerações”² a equação (3.3) recai na teoria Newtoniana padrão, consequentemente prevendo uma curva de rotação de

² Note o valor de a_0 exibido anteriormente para dimensionar o que está sendo chamado de altas acelerações.

galáxias equivalente à expectativa Kepleriana. Contudo, para os raios mais externos das galáxias, entramos no regime de baixas acelerações, em que a equação (3.3) toma a forma

$$F = m \frac{a^2}{a_0}, \quad (3.4)$$

considerando que uma massa m nesses raios mais externos realizam uma órbita circular, podemos escrever

$$\frac{mMG}{r^2} = m \frac{a^2}{a_0}, \quad a = \frac{V^2}{r} \implies V^4(r) = MGa_0, \quad (3.5)$$

onde M é a massa da galáxia interna ao raio de órbita da massa m . Dessa forma, MOND leva a uma velocidade orbital assintoticamente constante, em concordância com o comportamento observado para as curvas de rotações de galáxias (ver Figuras 2 e 3). Além disso, essa relação indicada na equação (3.5) expressa exatamente a relação bariônica de Tully-Fisher, a qual foi obtida empiricamente pela observação da curva de rotações de galáxias, e relaciona a massa bariônica da galáxia (gás + estrelas) com sua curva de rotação por $M \propto V^\lambda$, com observações recentes indicando precisamente $\lambda = 4$. Vale notar que ainda não existe uma boa explicação para essa relação pelo modelo Λ CDM. (129)

Apesar do sucesso de MOND nas escalas galácticas, há uma dificuldade de explicar as diversas outras discrepâncias entre os efeitos gravitacionais observados e a quantidade de matéria bariônica detectada sem invocar um componente escuro da matéria. Essa dificuldade inclui os aglomerados de galáxias (130), colisões de aglomerados de galáxias (15), as anisotropias da CMB e as Estruturas de Larga Escala. (107) Além disso, para MOND ser uma teoria gravitacional viável, é preciso haver uma generalização relativística (covariante), análoga à teoria da Relatividade Geral de Einstein. (131) Inclusive a fim de estudar aspectos cosmológicos, como as anisotropias na CMB e as Estruturas de Larga Escala.

TeVés

A primeira generalização relativística completa de MOND foi formulada por Jacob Bekenstein, em 2004. (132) Essa teoria é composta pela Lagrangiana de Einstein-Hilbert com a métrica $g_{\mu\nu}$ da Relatividade Geral de Einstein, em conjunto com um campo escalar ϕ e um campo vetorial U_μ . Os quais são combinados em uma métrica física, $\tilde{g}_{\mu\nu}$, para construir a lagrangiana de matéria, da seguinte forma (131, 132):

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = e^{-2\phi} g_{\mu\nu} = 2 \sinh(2\phi) U_\mu U_\nu. \quad (3.6)$$

No regime clássico (com potenciais gravitacionais fracos) essa teoria recai na AQUAL (acrônimo para *A QUAdratic Lagrangian*), formulação Lagrangiana de MOND. (132)

Esse formalismo de TeVeS permite uma intensificação das lentes gravitacionais, explicando algumas observações consideradas como evidências de ME. (131) No entanto, essa teoria mantém as dificuldades de MOND para explicar as anisotropias da CMB,

exigindo a adição de novos graus de liberdade para produzir o terceiro pico do espectro de potências, enfraquecendo o apelo dessa teoria. (107, 131) Assim como, também, não consegue produzir o espectro de potências da matéria medido pelo SDSS (107), como evidenciado na Figura 12. Além disso, uma consequência dessa teoria, é de que a velocidade das ondas gravitacionais deve ser maior que a velocidade da luz. (133) Porém, observações recentes de ondas gravitacionais e raios- γ de um sistema binário de estrelas de nêutrons pela colaboração LIGO (134), não apresentou uma diferença de tempo entre o sinal de ondas gravitacionais e o de raios- γ (135), desfavorecendo TeVeS como candidato à Matéria Escura.

3.1.3 Neutrinos

Até então, discutimos candidatos que podem ser classificados como hipóteses alternativas a ME, por não assumirem um novo tipo de matéria. Possivelmente, uma última esperança para esse tipo de candidatos, seria uma partícula do Modelo Padrão com as características observadas para a Matéria Escura. Dentre as partículas do MP, o único candidato neutro, estável, fracamente interagente, massivo³ e pouco auto-interagente⁴ é o neutrino. Assim, restam dois outros aspectos importantes a serem checados: (i) se os neutrinos conseguem prover a abundância observada e (ii) se consistem em uma matéria escura fria ou quente.

A fim de discutirmos acerca do ponto (i), precisamos abordar a história cosmológica dos neutrinos. Estes, se desacoplam do estado inicial de plasma do Universo, assim como os fótons que geram a CMB, porém centenas de milhares de anos antes. Mais precisamente, este desacoplamento a uma temperatura de $T \sim 1 \text{ MeV}$ ($t \sim 1 \text{ s}$), gerando os neutrinos cósmicos de fundo (136), os quais devem compor a grande maioria de tal partícula no Universo. Vale ressaltar que esses neutrinos cósmicos nunca foram detectados diretamente, embora existam fortes evidências de sua existência (136, 138), além de sólidas motivações teóricas. (136) A abundância de relíquia de neutrinos depende da soma de suas massas e pode ser estimada por

$$\Omega_\nu h^2 \simeq \frac{\sum_i m_{\nu_i}}{90 \text{ eV}}, \quad (3.7)$$

onde m_{ν_i} refere-se a massa de cada sabor de neutrino: m_{ν_e} para o neutrino do elétron, m_{ν_μ} para o neutrino do múon e m_{ν_τ} para o neutrino do tau. Um problema para a hipótese de neutrinos como ME, é que suas massas vêm sendo fortemente vinculadas, atualmente, a soma dessas três massas é limitada superiormente por $\sum m_\nu < 0.15 \text{ eV}$. (80) Substituindo

³ Na verdade, os neutrinos do MP foram, inicialmente, propostos como sendo sem massa, mas descobertas do fenômeno de oscilações de neutrinos mostraram que ao menos dois deles devem possuir massa. (136)

⁴ As previsões teóricas de auto-interação de neutrinos está além do alcance de qualquer experimento atual. De modo que, até o momento, não houve medição direta de uma auto-interação. (137)

esse valor na equação (3.7) e considerando que para a ME temos $\Omega_c h^2 \simeq 0.12$ (ver Tabela 1), neutrinos compõe menos de 2% da abundância total de ME no Universo.

Além disso, os neutrinos seriam um caso de ME quente, e como discutido na seção 2.7, esse caso não é compatível com as Estruturas de Larga Escala observadas. Dessa forma, parece não termos um candidato contido no Modelo Padrão à Matéria Escura. Fazendo-se necessário buscar por candidatos além do MP para compor esse novo tipo de matéria.

Neutrinos Estéreis

Um candidato a ME, além do MP, são os “neutrinos estéreis”. Esses neutrinos interagem apenas gravitacionalmente, em contraste com sua contraparte – os neutrinos “ativos” do MP – que também interagem pela força fraca. (139) Os neutrinos estéreis foram propostos como candidatos a ME por Dodelson e Wildrow (140) e são tipicamente considerados ME morna⁵, com massa da ordem de keV. O que permite a formação das Estruturas de Larga Escala observadas⁶; além de gerar a abundância correta de ME, por diversos mecanismos de produção, destes neutrinos, nos estágios iniciais do Universo. (21)

O principal exemplo desse tipo de neutrino, é o de mão direita, que quando misturado aos neutrinos padrões, permite explicar as massas dos neutrinos ativos, constatadas pela observação das oscilações de neutrinos. (21, 139) A mistura dos neutrinos de mão direita com os neutrinos de mão esquerda (padrões), implica que os primeiros devem eventualmente decair. Caso a mistura seja pequena o suficiente, seu tempo de vida pode ser mais longo que a idade do Universo, se mantendo abundante o suficiente para se manter como candidato a ME. (139)

Os neutrinos estéreis (ou de mão direita), são buscados pelo menos de duas formas. Pelo fenômeno de oscilações de neutrinos, os quais, inclusive, apresentam anomalias nos experimentos LSND, MiniBooNE e MicroBooNE que podem ser compatíveis com neutrinos estéreis. (143) Outra estratégia, é a busca indireta, pelo decaimento do neutrino de mão direita (ν_R) em um neutrino de mão esquerda (ν_E) conjuntamente com um fóton: $\nu_R \rightarrow \nu_E + \gamma$, e como tipicamente $m_R \sim \text{keV}$, espera-se linhas espectrais por volta de $E_\gamma \sim \text{keV}$. (21, 144) Uma observação interessante nesse sentido, foi medição de uma linha de emissão em 3.5 keV no espectro empilhado de 73 aglomerados de galáxias, sugerida como proveniente do decaimento de neutrinos estéreis. (145, 146) Contudo, mesmo com essas observações, ainda existe um extenso debate acerca da existência desses neutrinos, como discutido nas revisões. (139, 143)

⁵ Embora, sejam demonstrados viáveis como ME fria, morna ou quente em diferentes cenários. (141)

⁶ Vale ressaltar, que apesar de estudos teóricos mostrarem que a ME morna consegue explicar as Estruturas de Larga Escala observadas e até de pequena escala, ainda não se têm simulações numéricas capazes de testar esses efeitos. (142)

Em seguida, discutiremos dois dos principais candidatos à ME além do Modelo Padrão, os Axions e as WIMPs.

3.1.4 Áxions

Em 1977, Peccei e Quinn propõe uma solução para o problema de CP forte (147), e dessa solução surge um novo tipo de partícula – os áxions – possuindo características adequadas para um candidato à ME. Portanto, visando compreendermos melhor os áxions, explicaremos brevemente o problema de CP forte e a solução proposta por Peccei e Quinn.

Sabemos que para a força fraca ocorre a violação da simetria CP formada pela combinação da simetria de carga (C) e paridade (P) (148), assim é natural questionar, se o mesmo ocorre para a força forte. A força forte é descrita pela teoria cromodinâmica quântica (QCD, sigla do termo em inglês *Quantum Chromodynamics*), na qual, a violação de CP não é apenas permitida como praticamente necessária, pois para ser evitada exige uma escolha bastante especial de parâmetros. (147) A questão é, que a violação de CP forte, deveria gerar efeitos observáveis, os quais não foram detectados. Por exemplo, uma violação de CP forte genérica, criaria um momento de dipolo elétrico (\mathcal{D}_n) para os nêutrons. Porém, os resultados experimentais impõe limites superiores de $|\mathcal{D}_n| \lesssim 3 \times 10^{-26}$ e cm, resultando na restrição do parâmetro, θ_{QCD} , que governa essa quebra de simetria, a valores extremamente pequenos ($\theta_{QCD} \lesssim 10^{-10}$). Essa divergência entre a violação da CP prevista teoricamente e os resultados experimentais negativos, constitui o “problema de CP forte”.

Para resolver esse impasse, Peccei e Quinn, basicamente, transformaram o parâmetro θ_{QCD} de uma constante para um novo campo dinâmico, este, vai naturalmente à zero nas condições de violação da simetria CP.⁷ Os áxions se originam da quantização desse campo, realizada independentemente por Frank Wilczek (149) e Steven Weinberg. (150) No caso típico, essa partícula seria neutra, extremamente leve (com massa entre 10^{-6} e 10^{-2} eV) e apesar de sua pequena massa, por apresentarem um caminho livre médio muito curto, se comportariam como ME fria. (151) Outro aspecto importante, é que diversos mecanismos de produção (térmicos e não térmicos) fornecem a abundância correta de ME, para um amplo intervalo de massas. (152)

As principais tentativas de detectar essa partícula, se baseiam no efeito de Primakoff, que na presença de campos eletromagnéticos muito intensos permite a conversão de áxions em fótons e vice-versa. (151) Experimentos como ADMX, valem-se desse efeito: utilizando campos magnéticos intensos, com o intuito de detectar uma pequena conversão das partículas de ME do halo galáctico, que atravessam a Terra, em micro-ondas, caso essas partículas sejam áxions. (153) No entanto, esse efeito ainda não foi detectado em

⁷ Aqui claramente simplifiquei bastante a descrição do mecanismo de Peccei-Quinn, pois foge do escopo do trabalho entrar nos detalhes da QCD. Para uma descrição mais completa recomendo o artigo original. (147)

nenhum experimento do tipo, conseqüentemente, alguns modelos tiveram uma janela do seu parâmetro de espaço excluídos, especificamente, para massas no intervalo de 2.6 até 4.2 μeV . (154) Esse efeito também pode ocorrer em fontes astrofísicas, justificando a busca por excesso de fótons como um sinal de áxions, o qual forneceria informações acerca da distribuição e massa dessas partículas. Vínculos impostos pelo experimento ADMX estão ilustrados na Figura 16, enquanto os estabelecidos por estudos astrofísicos e cosmológicos podem ser encontrados na referência. (155)

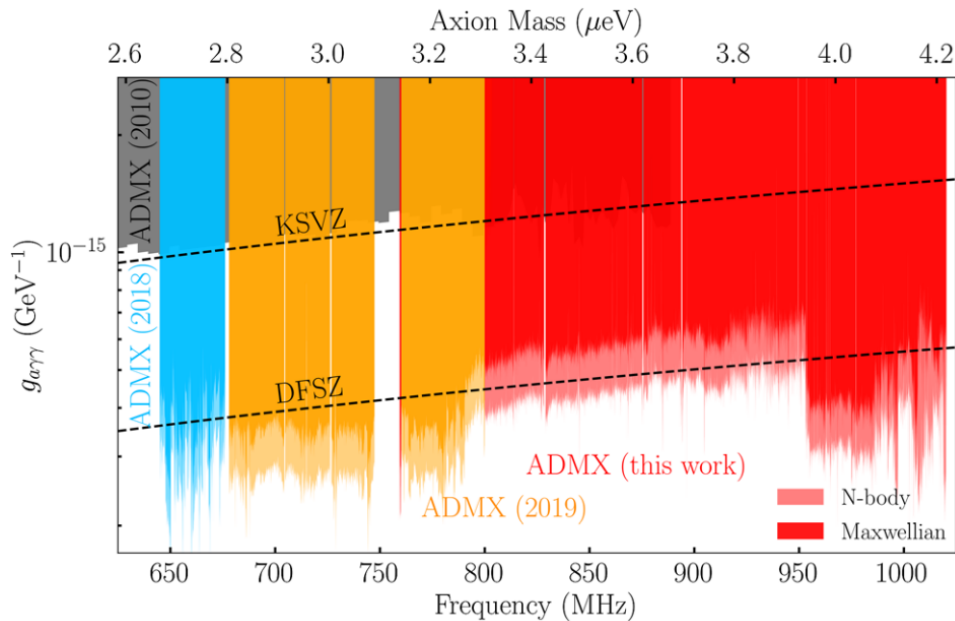


Figura 16 – Limites superiores (90% C.L.), impostos pelo experimento ADMX, ao parâmetro de acoplamento entre um áxion e 2 fótons em função da massa do áxion.

Fonte: BARTRAM *et al.* (154)

Ainda, existem generalizações do mecanismo de Peccei-Quinn que geram partículas chamadas de “tipo-áxions” (ou *axion-like particles*). Tais partículas se estendem por um intervalo de massa da ordem de 10^{-22} até 10^3 eV, vinculadas por estudos cosmológicos, astrofísicos e experimentais. (151) Um cenário interessante desse tipo de partículas é o de *fuzzy dark matter* (com massa $\sim 10^{-22}$ eV), em que esse candidato resolve algumas discrepâncias entre as previsões do modelo Λ CDM e as simulações de N-corpos, englobando até as observações das estruturas de pequena escala. (151, 156)

Em suma, os áxions são candidatos bem motivados teoricamente e com características compatíveis com a ME, além de existir a expectativa de serem detectáveis pela conversão áxion-fóton. Contudo, ainda não houve nenhum sinal positivo de sua existência, impondo certos vínculos a esses candidatos, como discutido nessa seção. A seguir, abordaremos, potencialmente, o principal candidato à ME. Em particular, discutiremos seu

mecanismo de produção térmica que provê a abundância correta de ME observada, para uma escala na qual já se esperava encontrar “nova física”.

3.1.5 WIMPs

Devido à fraca interação entre a ME e o modelo padrão, com exceção por via gravitacional, é natural a proposição de uma partícula massiva fracamente interagente (WIMPs, do inglês *Weakly Interactive Massive Particles*) como candidatos a ME. Candidatos desse tipo, são propostos desde o final da década de 70 (157–159), quando o problema da ME foi reconhecido pela comunidade científica. As WIMPs, são muito bem motivados pelo paradigma de produção térmica padrão, o qual tem grande sucesso em explicar a produção da CMB, a nucleossíntese do Big Bang, o desacoplamento de neutrinos e em prover a abundância correta de Matéria Escura observada para uma seção de choque de aniquilação na escala fraca. (18) Além disso, devido a certos problemas no MP, como o problema de hierarquia, já se esperava nova física na escala fraca. Essa coincidência, da escala fraca ser adequada para prover a abundância correta da ME no paradigma de relíquia térmica e, simultaneamente, resolver certas controvérsias do MP, é chamado de “milagre das WIMPs”. (18, 19)⁸ Também, podemos citar que as WIMPs são previstos em diversas extensões do MP, como nas teorias supersimétricas. (19, 22)

Agora, explicaremos brevemente o mecanismo de produção térmica da ME, seu desacoplamento e abundância de relíquia. Abordagens mais detalhadas podem ser encontradas nas referências. (18, 19, 160)

No cenário padrão, assume-se que as partículas de ME são produzidas em colisões entre as partículas do plasma quente que constitui o Universo em sua época dominada por radiação. Ao mesmo tempo, ocorre a aniquilação de WIMPs em partículas do MP, inicialmente em equilíbrio com o processo de produção dessas WIMPs. Tais processos podem ser representados simbolicamente como

$$\chi + \bar{\chi} \longleftrightarrow f + \bar{f}, \quad (3.8)$$

onde χ representa uma partícula de ME, $\bar{\chi}$ sua antipartícula e $f + \bar{f}$ uma partícula qualquer do MP e respectiva antipartícula. (18, 19) Devido a esses processos estarem em equilíbrio, a distribuição de densidade evolui como uma distribuição térmica, com $n_{\chi, \text{eq}} \propto T^{3/2} e^{-m_{\chi}/T}$. O universo ao se expandir também esfria, desse modo, o número de WIMPs produzidos decresce exponencialmente com o fator de Boltzmann ($e^{-m_{\chi}/T}$), já que apenas partículas com energia cinética na cauda da distribuição tem energia suficiente para produzir WIMPs. Conjuntamente com a expansão do Universo, naturalmente, a densidade numérica de partículas n_{χ} decresce, e com ela a taxa de produção e aniquilação $\Gamma = \sigma n v$ (nessa seção,

⁸ É importante mencionar, que a obtenção da abundância correta, pelo mecanismo de produção térmica, não é um resultado particular para a escala fraca. Na verdade, sendo um resultado modelo-dependente que pode variar significativamente com ajustes de certos parâmetros. (18)

daqui em diante, suprimirei o subíndice χ para me referir a partículas de ME). Quando essa taxa se torna menor que a taxa de expansão do Universo (expressa pelo parâmetro de Hubble H), ocorre o denominado desacoplamento da ME. Pois, nesse caso, o livre caminho médio para a produção/aniquilação de WIMPs é maior que o raio de Hubble, cessando a produção/aniquilação de ME.⁹ Dessa forma, o número de WIMPs basicamente congela, com sua densidade decrescendo apenas com a expansão do Universo, definindo assim sua abundância de relíquia. (18, 19)

A partir dessa discussão, podemos notar que estamos interessados na evolução temporal da densidade numérica de WIMPs ao longo da história do Universo. Para isso, utiliza-se a equação de Boltzmann, a qual para um Universo de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker pode ser escrita como¹⁰ (160, 162)

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - \langle\sigma v\rangle (n^2 - n_{\text{eq}}^2), \quad (3.9)$$

onde $\langle\sigma v\rangle$ é a média térmica do produto entre a seção de choque de aniquilação e a velocidade das WIMPs, a qual me referirei geralmente apenas como seção de choque de aniquilação, e n_{eq} a densidade numérica no equilíbrio térmico. Relacionando com a explicação acima, o primeiro termo do lado direito dessa equação (3.9), considera a diluição de n em consequência da expansão do Universo, que no caso da produção/aniquilação ser desprezível, tem-se $n_\chi \propto a^{-3}$, onde a é o fator de escala do Universo. O segundo termo se refere a variação da densidade numérica devido aos processos de produção e aniquilação de WIMPs. (18, 19)

Considerando a conservação de entropia ($\dot{s} = -3Hs$), definindo a quantidade $Y = n/s$ (*yield*), onde s é a densidade de entropia, e ainda usando a variável $x = m/T$, podemos escrever a equação de Boltzmann em uma forma mais conveniente (162)

$$\frac{dY}{dx} = \frac{1}{3H} \frac{ds}{dx} \langle\sigma v\rangle (Y^2 - Y_{\text{eq}}^2). \quad (3.10)$$

O parâmetro de Hubble, é dado pela equação de Friedmann. Para um Universo plano ($k = 0$) e desprezando a constante cosmológica ($\Lambda = 0$), obtêm-se

$$H^2 = \frac{8\pi}{3M_{\text{pl}}^2} \rho, \quad (3.11)$$

com M_{pl} sendo a massa de Planck. Ainda, as densidades de energia ρ e entropia s estão relacionadas com a temperatura dos fótons T , e por meio dessas relações permite-se

⁹ Nesse caso estamos nos referindo ao encerramento da produção térmica de ME nos primórdios do Universo, claro que em regiões de alta densidade pode ocorrer, posteriormente, a produção e aniquilação local de WIMPs. De qualquer forma a níveis cosmológicos essa produção e aniquilação é uma fração mínima da ocorrida nas etapas iniciais do Universo e em termos da abundância observada de ME. (19, 136)

¹⁰ Aqui também foi assumido que as WIMPs são sua própria antipartícula, assim como é comumente assumido em diversas teorias. (19, 22) Para um caso de assimetria entre WIMPs e antiWIMPs checar a referência (161).

escrever (162)

$$\frac{dY}{dx} = -\langle\sigma v\rangle \frac{\xi}{x^2} (Y^2 - Y_{\text{eq}}^2). \quad \xi \equiv \left(\frac{45}{\pi M_{\text{pl}}^2}\right)^{-1/2} \frac{g_*^{1/2} m}{x^2}, \quad (3.12)$$

sendo $g_*^{1/2}$ o parâmetro de graus de liberdade.

A partir dessa equação, para obtermos a densidade de relíquia atual de ME precisaríamos integrar a equação de Boltzmann na forma (3.12) até o tempo presente. Porém, não existe uma solução analítica para essa equação. Uma forma de resolver tal questão, é por soluções aproximadas, como por uma parametrização de $\langle\sigma v\rangle$, ou aplicando a condição de desacoplamento $\Gamma(x_f) \sim H(x_f)$ e definindo $Y_0 = Y(x_f)$, com x_f sendo o x de desacoplamento e Y_0 o valor presente do *yield*. Soluções mais gerais são obtidas numericamente por pacotes especializados como o MicroOmegas (163), DarkSUSY (164)d, SuperIso Relic (165), entre outros.

Na Figura 17 temos a solução numérica da equação (3.12) obtida pelo código aberto SuperIso Relic. (166) Nesta figura, podemos notar o comportamento explicado inicialmente, com a curva preta indicando o decaimento exponencial do equilíbrio térmico, interrompido pelo desacoplamento, que estabiliza o valor de Y , ou seja, define a densidade de relíquia. Também nota-se que há uma relação inversa entre Y e a seção de choque de aniquilação ($Y \propto \langle\sigma v\rangle$), mostrando ser necessária uma aniquilação mínima para gerar a abundância correta.

A densidade de relíquia atual da ME é dada por (19)

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{\rho_\chi^0 h^2}{\rho_c^0}, \quad (3.13)$$

com ρ_χ^0 correspondendo a densidade atual de ME e ρ_c^0 a densidade crítica atual. Dessa forma, podemos escrever:

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{m_\chi s_0 Y_0 h^2}{\rho_c^0}, \quad (3.14)$$

substituindo os devidos valores para as constantes conhecidas e valores obtidos por soluções aproximadas ou numéricas para Y_0 , obtêm-se aproximadamente (18, 19):

$$\Omega_\chi h^2 \simeq 0.1 \left(\frac{m_\chi}{100 \text{ GeV}}\right) \left(\frac{3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle\sigma v\rangle}\right). \quad (3.15)$$

E como comentado anteriormente, uma partícula de ME com massa e seção de choque de aniquilação na escala fraca geram aproximadamente a densidade correta, obtida pelas observações da CMB realizadas por satélites como o WMAP e Planck. Os valores mais recentes foram obtidos pelo Planck, com $\Omega_c h^2 = 0.1198 \pm 0.0015$. (8) No entanto, é importante destacar ser possível obter a densidade de relíquia com massas e seções de choque de aniquilação em outras escalas, e até por outros mecanismos de produção da ME (18), como no caso dos áxions (152) (comentado na seção 3.1.4).

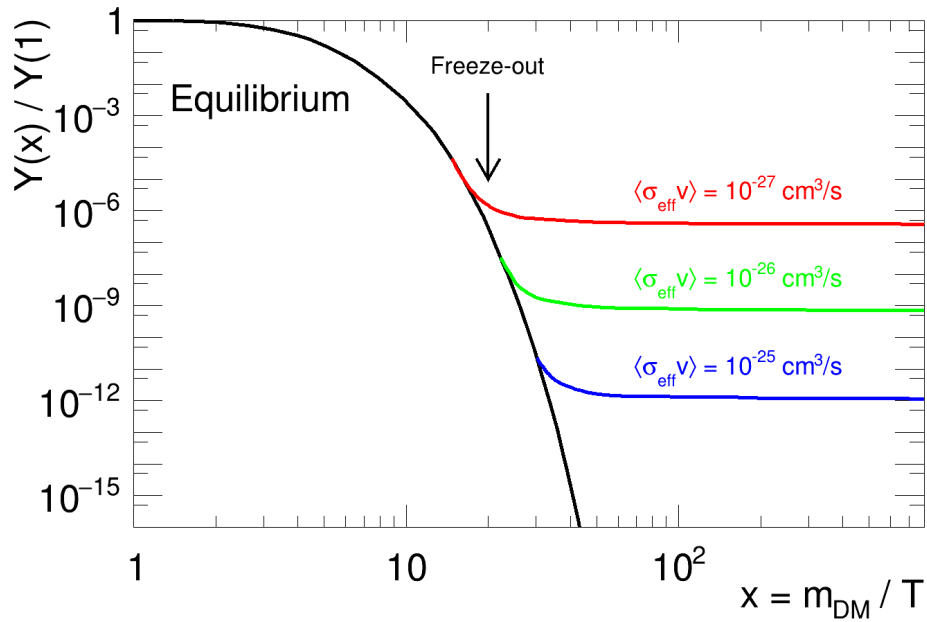


Figura 17 – Solução numérica para a densidade o *yield* $Y = n/s$, normalizada para seu valor em $T = m_\chi$, em função de $x = m_\chi/T$, com diferentes escolhas de seção de choque de aniquilação $\langle\sigma v\rangle$, obtida com o pacote SuperIso Relic. A linha preta corresponde a evolução para o caso de equilíbrio térmico e as linhas coloridas aos valores de Y após ocorrido o desacoplamento.

Fonte: ARBEY. (166)

Nesse estudo, a partir de agora, assumiremos WIMPs como os candidatos à ME. Inclusive, também utilizaremos o termo WIMPs para se referir às partículas de ME. Escolhemos esse candidato devido a sua forte motivação, por estar bem fundamentado na literatura, até mesmo para cenários modificados (como o que será abordado em nosso estudo), além de sua boa perspectiva de detecção.

Nas discussões dos demais candidatos incluímos, quando possível, os vínculos impostos pela busca destes. Como nosso trabalho é no contexto de WIMPs, separamos uma seção inteira para discutir as principais restrições impostas pelos experimentos atuais a esses candidatos. Portanto, na próxima seção, abordaremos os fundamentos para as buscas por WIMPs diretamente, em colisores e indiretamente, além dos principais resultados para cada uma dessas técnicas.

3.2 Métodos de Detecção

No Capítulo 2, apresentamos diversas evidências da existência da ME. Nesse sentido, discutimos alguns candidatos a comporem esse novo tipo de matéria, dos quais se espera

algum tipo de interação com a matéria bariônica para além da gravitacional,¹¹ permitindo assim sua detecção. As buscas pela matéria escura, especialmente para as WIMPs, podem ser divididas em três estratégias: Detecção Direta, Indireta e em Colisores. Esses três tipos de busca pela ME estão bem ilustrados na Figura 18 e relacionados a sua respectiva interação entre as partículas de matéria escura (ME) e do modelo padrão (MP).

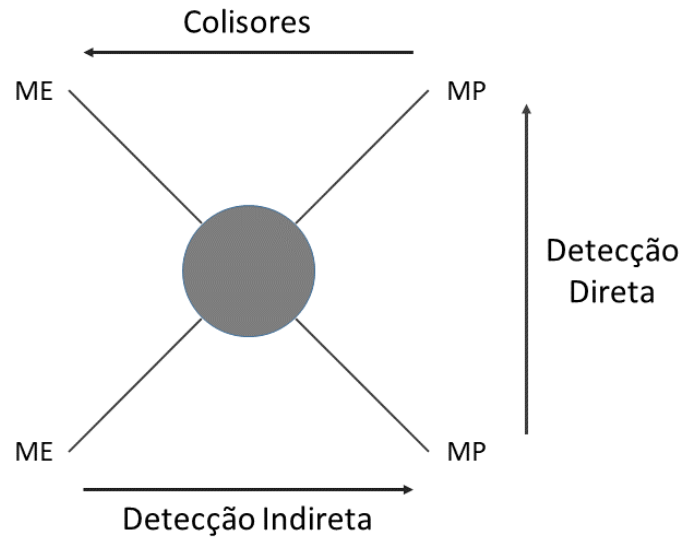


Figura 18 – Diagrama ilustrando as possíveis interações entre partículas de matéria escura (ME) e partículas do modelo padrão (MP) e seus respectivos métodos de busca.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Podemos escrever essas interações simbolicamente, indicando a partícula de ME como χ e a partícula e antipartícula do MP como f e \bar{f} respectivamente, dessa forma:¹²

- Detecção Direta: $\chi + f \rightarrow \chi + f$,
- Produção em Colisores: $f + f \rightarrow \chi + \chi$,
- Detecção Indireta: $\chi + \chi \rightarrow f + \bar{f}$.

Na detecção direta, esperamos que um núcleo seja espalhado por uma partícula do halo de ME (interação de baixo para cima na Figura 18), gerando uma energia de recuo detectável. Em colisores, consideramos que ao aniquilarmos pares de partículas e anti-partículas ocorra a produção de ME (interação da direita para esquerda na Figura 18) levando a uma “energia faltante” mensurável. Já na detecção indireta presumimos que em ambientes de

¹¹ Como indicamos na seção 3.1.5 essa é uma hipótese central para o paradigma das WIMPs.

¹² Note que assumimos que a partícula de ME é sua própria anti-partícula.

alta densidade de ME ocorra sua aniquilação (ou decaimento)¹³ em partículas detectáveis do MP como neutrinos, antimatéria e raios- γ (interação da esquerda para direita na Figura 18). Em seguida, apresentaremos uma visão geral de cada um desses métodos e sua situação atual com relação à detecção de ME.

3.2.1 Detecção Direta

A ideia de detecção direta foi primeiro proposta por M. Goodman e E. Witten em um artigo publicado em 1985 (167), no qual partem da premissa de que estamos envoltos em um halo de ME, com milhares de WIMPs atravessando cada cm^2 da Terra por segundo,¹⁴ e devido a esse fluxo contínuo e significativo de WIMPs espera-se que ocorram espalhamentos entre essas partículas de ME com núcleos alvos dos detectores. Nesses detectores, visa-se medir a energia do recuo do núcleo espalhado. Devido à baixa interação das WIMPs com a matéria bariônica, espera-se que ocorram poucos eventos, portanto os experimentos são estabelecidos em arranjos subterrâneos profundos, a fim de, evitar o ruído de fundo. Além de uma enorme quantidade de material-alvo, experimentos atuais com xenônio chegam a toneladas. (168)

A taxa de eventos esperada em um detector depende de características do halo de ME e da física de espalhamento entre a partícula de ME e o núcleo. Referente ao halo temos a distribuição de velocidades $f(v)$, a densidade local ρ_χ^\odot e a massa da WIMP m_χ ; do espalhamento temos a seção de choque diferencial de espalhamento WIMP-núcleo $d\sigma_{\chi N}/dE_R$, a energia de recuo E_R , a massa do núcleo alvo m_N e a velocidade mínima para um espalhamento v_{\min} de energia E_R (19, 22)

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho_\chi^\odot}{m_N m_\chi} \int_{v>v_{\min}} v f(v) \frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R}(v, E_R) dv. \quad (3.16)$$

Essa equação (3.16) é semelhante à equação que derivaremos no próximo capítulo para a taxa de captura de ME no Sol. Essa semelhança surge, pois tanto a taxa de captura quanto essa taxa de eventos, ocorrem devido ao espalhamento de um WIMP do halo galáctico com uma “partícula” alvo do MP, embora no caso da taxa de captura existam fatores adicionais relacionados a probabilidade de captura desses WIMPs no interior do Sol (ou de um corpo celeste qualquer).

Visando determinar essa taxa de eventos, geralmente, é suposta uma distribuição de velocidades $f(v)$ do tipo Maxwelliana para as WIMPs do halo galáctico. Também, considera-

¹³ Em geral, considera-se que as partículas ME sejam altamente estáveis (tempo de vida da ordem da idade do Universo), tornando o processo de decaimento pouco provável. Entretanto, caso ocorra, seria análogo à aniquilação, com a diferença do fluxo depender linearmente da densidade de ME ao invés de quadraticamente e o espectro ser dado para uma partícula com o dobro da massa.

¹⁴ Esse fluxo de WIMPs pode ser estimado simplesmente por $\Phi_\chi = \rho_0 \langle v \rangle / m_\chi$, com valores típicos para a densidade local de ME sendo $\rho_\chi^\odot = 0.3 \text{ GeV}/\text{cm}^3$, para a massa $m_\chi = 100 \text{ GeV}$ e para a velocidade local das WIMPs $\langle v \rangle = 220 \text{ km/s}$.

se a conservação de energia-momento para o espalhamento WIMP-núcleo no regime não relativístico (pois no referencial da Terra a velocidade típica das WIMPs é $v \sim 10^{-3}c$), com essas considerações determina-se a energia de recuo E_R e a velocidade mínima v_{min} . Assim, resta apenas determinar a seção de choque WIMP-núcleo diferencial $d\sigma_{\chi N}/dE_R$, em geral, essa seção de choque é escrita em termos de uma parte spin-dependente (SD) e independente (SI). (19, 22)

$$\frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R} = \left(\frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R} \right)_{SD} + \left(\frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R} \right)_{SI}. \quad (3.17)$$

Essas seções de choque são definidas pelo modelo de física de partículas e dependem fundamentalmente da interação WIMP-quark. O cálculo é realizado em termos de uma Lagrangiana efetiva, que descreve a interação do candidato a WIMP escolhido¹⁵ com quarks e glúons. Em seguida, a seção de choque resultante é promovida à seção de choque WIMP-núcleo, pelo uso de fatores de forma, que descrevem o conteúdo do núcleo em termos desses quarks e glúons. Os detalhes dos cálculos para obter essas seções de choque podem ser encontrado nas referências. (19, 22, 169) Aqui, apenas exibirei os resultados que serão utilizados para comparar os casos SD e SI e com isso discutir alguns aspectos de interesse de nosso estudo.

No caso de uma interação axial em que a ME é um férmion, a seção de choque diferencial será do tipo SD, dada por

$$\left(\frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R} \right)_{SD} = \frac{16m_N}{\pi v^2} \Lambda G_F^2 J(J+1) F(E_R), \quad (3.18)$$

onde Λ é um coeficiente que se refere ao spin dos grupos de prótons e nêutrons contidos no núcleo, G_F é a constante de Fermi, J é o spin do núcleo e $F(E_R)$ o fator de forma nuclear.

A seção de choque diferencial spin-independente, surge ao tratarmos de interações escalares e vetoriais, de forma bastante geral temos

$$\left(\frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R} \right)_{SI} = \frac{2m_N}{\pi v^2} \left[(Zf^p + (A-Z)f^n)^2 + \frac{B_N^2}{256} \right] F^2(E_R). \quad (3.19)$$

Entretanto, na maioria dos casos, os acoplamentos de WIMPs com nêutrons ou prótons são aproximadamente iguais ($f^n \approx f^p$), logo podemos escrever de forma aproxima a equação (3.19) como:

$$\left(\frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R} \right)_{SI} = \frac{2m_N}{\pi v^2} A^2 (f^p)^2 F^2(E_R), \quad (3.20)$$

com A sendo o número de massa do núcleo e f^p o acoplamento entre WIMPs e prótons (ou nêutrons).

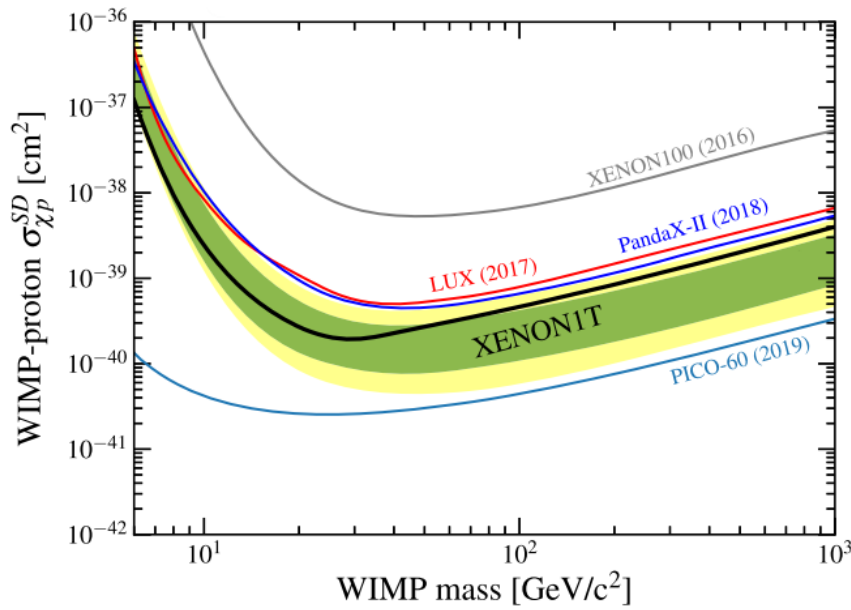
¹⁵ Essa interação varia, por exemplo, se os candidatos considerados tem uma interação do tipo escalar, vetorial ou axial.

Um aspecto importante das equações (3.18) e (3.20) é que a componente SD é proporcional ao spin do núcleo, $(d\sigma_{\chi N}/dE_R)_{SD} \propto J(J+1)$, enquanto a seção de choque diferencial SI escala com o número de massa do núcleo ao quadrado, $(d\sigma_{\chi N}/dE_R)_{SI} \propto A^2$. Apesar de, em geral, ser necessário somá-las para obter a seção de choque diferencial total (equação (3.17)), para átomos alvos, pesados, ($A \gtrsim 20$) a componente escalar (SI) é dominante. Isso ocorre, pois enquanto conseguimos escalar facilmente a seção de choque diferencial SI simplesmente escolhendo átomos alvos mais pesados; o mesmo não é possível para seção de choque SD, visto que para aumentar o spin do núcleo J é necessário aumentar o número de prótons e nêutrons desemparelhados, o qual não pode ser arbitrariamente grande. Os maiores valores de spin nuclear correspondem a $J = 8$ e ocorrem para os seguintes isótopos raros: nióbio (^{90}Nb), tântalo (^{181}Ta) e mendelévio (^{258}Md) (170). Ainda, é possível aumentar ligeiramente essa seção de choque SD com misturas engenhosas como no detector PICO-60 C_3F_8 (171), mas mantém-se bastante limitada.

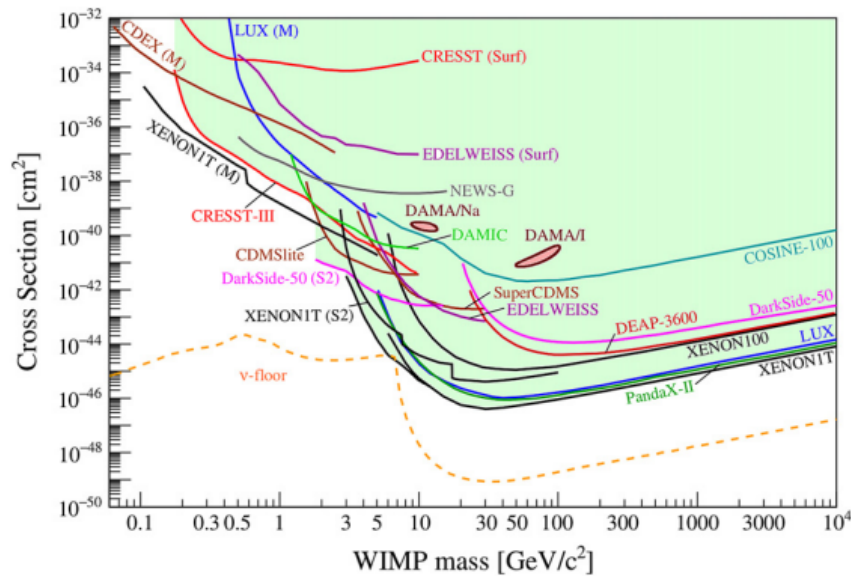
Dessa forma, apesar de existirem experimentos capazes de estudar interações spin-dependentes (como PICO-60 (171), XENON1T (168), PandaX-II (173), LUX (174), entre outros) a sensibilidade para seção de choque SI é várias ordens de grandeza maior ($\sim 10^6$). Na Figura 19, exibimos os resultados atuais dos vínculos impostos para as seções de choque SD e SI, devido a não detecção de sinal nos experimentos de detecção direta. A partir da Figura 19 fica evidente a diferença de sensibilidade comentada. Essa diferença motiva a busca por métodos mais sensíveis à seção de choque SD. Existem experimentos de detecção indireta de neutrinos provenientes do Sol, como o observatório IceCube (175) e o telescópio ANTARES (176), que também conseguem restringir a seção de choque SD. Os limites impostos por esses experimentos, são atualmente comparáveis, em ordem de grandeza, aos exibidos na Figura 19a. As buscas por ME em colisores chega a impor limites ainda mais restritos, como constataremos na próxima seção. Porém, devido à natureza desses experimentos não é possível garantir que estamos observando partículas de ME. (177) Em contrapartida, o nosso estudo possibilita impor limites muito mais restritos a seção de choque SD. Visto que, ao considerarmos a possibilidade da ME acumulada no Sol se aniquilar em um mediador de vida longa que pode decair fora do Sol em partículas do MP, possibilitamos a detecção de partículas além dos neutrinos, como raios- γ . Os detalhes desse cenário serão discutidos no Capítulo 5.

3.2.2 Colisores

Na busca por ME em colisores, supõe-se que ao colidirmos duas partículas do MP em altas energias seja possível a produção de partículas de ME, como ilustrado na Figura 18 (indicado pela seta que aponta para esquerda). O principal experimento do tipo é o *Large Hadron Collider* (LHC), construído com a intenção de investigar os fundamentos da física de partículas e buscar por física além do MP. Nesse tipo de experimento, ao colidirem



(a) Limite superior na seção de choque WIMP-próton SD.



(b) Limite superior na seção de choque WIMP-próton SI.

Figura 19 – Resultados recentes de diversos experimentos de detecção direta, para os limites superiores, das seções de choque WIMP-próton spin-dependentes (a) e spin-independentes (b) em função da massa das WIMPs, com um intervalo de confiança de 90%.

Fonte: (a) APRILE *et al* (168) e (b) BILLARD *et al.* (172)

dois prótons de alta energia¹⁶ pode ocorrer a produção de WIMPs em associação com as demais partículas do MP. Porém, como WIMPs são efetivamente neutras e estáveis, eles se manifestariam em colisores como uma energia (ou momento) transversa faltante. (19)

¹⁶ O LHC iniciou, em abril de 2022, sua terceira fase de operação, atingindo energias da ordem de 13.6 TeV por colisão. (178)

Portanto, as buscas por ME em colisores, se baseia em estudar a contraparte visível (jatos QCD, léptons, fótons, entre outras partículas) como gatilho do evento. A fim de separar um possível sinal de ME do ruído de fundo do MP, procuram-se eventos com uma energia faltante significativa.

O estudo da ME em colisores oferece uma vantagem por estes serem um ambiente experimental controlado e bem conhecido. Entretanto, eles são capazes apenas de sondar partículas de ME cuja massa esteja no intervalo de alcance do detector, além de só conseguirem identificar a existência de uma partícula neutra e “estável”, que pode até ter decaído fora do detector. De qualquer forma, colisores fornecem uma estratégia complementar e independente para buscarmos por ME. Inclusive, se considerarmos que a produção de WIMPs em colisores está unicamente relacionada aos espalhamentos WIMP-núcleons esperados em experimentos de detecção direta, é possível usar a não observação de sinal com um grande momento transversal faltante para obter limites superiores para as seções de choque de espalhamento WIMP-núcleon. Discussões mais detalhadas acerca da produção e busca por ME em colisores, além dos resultados recentes acerca dos limites impostos nas seções de choque SI e SD podem ser encontrados nas referências. (19, 177, 179)

3.2.3 Detecção Indireta

Por último, também podemos procurar pela matéria escura de maneira indireta, essa estratégia baseia-se na expectativa de detectar partículas do MP produzidas na aniquilação de ME, como ilustrado na Figura 18 da esquerda para direita. Na seção 3.1.5, mostramos que o paradigma de relíquias térmicas pode fornecer uma abundância de ME em nosso Universo compatível com as observações realizadas, por exemplo, pelo satélite Planck. (180) Contudo, para isso ocorrer é necessário que a ME tenha uma seção de choque de aniquilação considerável ($\langle\sigma v\rangle \simeq 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$), possibilitando a detecção dos produtos dessa aniquilação, dadas as condições apropriadas.

Dessa forma, espera-se que em ambientes astrofísicos com alta densidade de ME, como o centro galáctico (CG), galáxias anãs, aglomerados de galáxias e até no centro de corpos celestes (como estrelas e planetas) a ME se aniquile em partículas do MP. Essas partículas, então, hadronizam ou decaem em partículas estáveis, como raios- γ , neutrinos e raios cósmicos, capazes de chegarem a detectores aqui na Terra. Esse processo de produção está bem ilustrado na Figura 20. Ainda, espera-se que essa aniquilação ou decaimento ocorra de forma significativa, a ponto de existir um excesso acima do ruído de fundo originado de fontes astrofísicas, sendo esse um dos principais desafios da busca por ME de forma indireta, devido ao ainda pouco entendimento dos mecanismos de produção e propagação desse ruído de fundo astrofísico. (181)

Na Figura 20 vemos que a busca de ME de forma indireta pode ser resumida em três canais de detecção: raios- γ , neutrinos e antimatéria. Isso ocorre, pois além desses

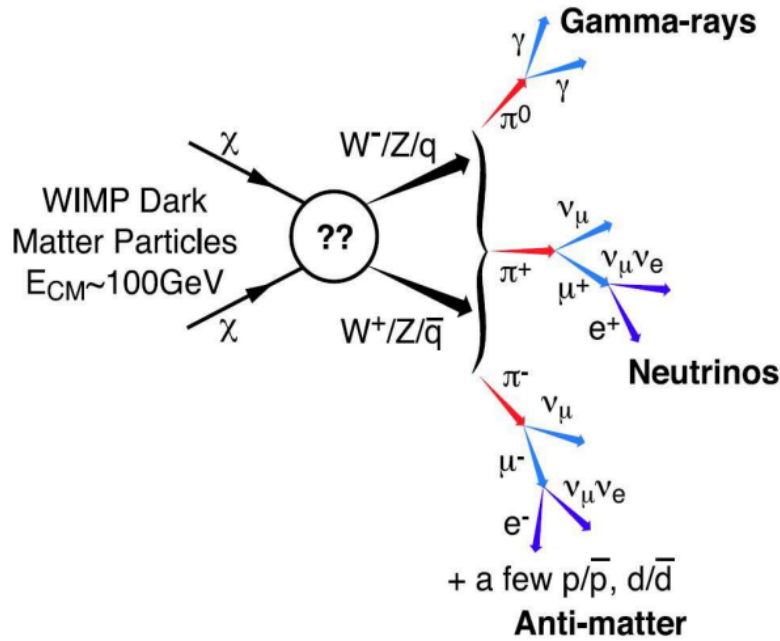


Figura 20 – Ilustração do processo de aniquilação de ME em partículas do MP e sua posterior hadronização ou decaimento em partículas estáveis a serem detectadas.

Fonte: VITALE. (182)

tipos de partículas serem estáveis, cada um desses canais apresentam vantagens para uma possível detecção, como a neutralidade no caso dos raios- γ e neutrinos, a pouca interação dos neutrinos ao se propagar da fonte ao detector e o percentual reduzido de antimatéria se comparado com as partículas de raios cósmicos. A seguir, discutiremos brevemente cada um desses casos.

Raios- γ consistem possivelmente o principal canal de detecção indireta de ME. Isso se deve ao fato de serem partículas neutras, assim ao se propagarem, não são desviadas por campos magnéticos ou interações com outras partículas do meio, preservando a localização da fonte e suas características espectrais. Além de completamente estáveis, viajam longas distâncias sem serem absorvidos ou significativamente atenuados,¹⁷ e mais fáceis de detectar se comparados aos neutrinos. Do ponto de vista de física de partículas, também temos a questão de que quase qualquer canal de aniquilação acabará por produzir raios- γ , seja através da produção de píons, ou radiação de estado final por bremsstrahlung e Compton inverso, ou até mesmo por produção direta. (184) As características desse sinal são definidas basicamente pelo espectro, o qual deve ser contínuo e ter um corte para energias $E_\gamma \sim m_\chi$, pois a aniquilação em fótons com energia $E_\gamma > m_\chi$ é cineticamente proibida¹⁸. Os detalhes desse sinal, incluindo para cenários modificados, serão discutidos

¹⁷ Raios- γ podem ser atenuados pelo processo de produção de pares ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$), com um caminho livre médio da ordem de 10-1000 Mpc, para um fóton com energia entre 0.1-100 TeV. (183)

¹⁸ Aqui, desconsideramos o caso de aniquilação direta, o qual gerará uma linha espectral, pois

no próximo capítulo.

Em termos de detecção de raios- γ , podemos resumir as técnicas em duas categorias: detecção direta e indireta.¹⁹ A fim de detectar raios- γ diretamente, se faz necessário o uso de telescópios espaciais, de modo que os fótons não interajam com a atmosfera. O principal experimento do tipo é o Fermi-LAT (185), o qual detectou um excesso de raios- γ na direção do CG, com um espectro compatível com uma aniquilação de ME, contudo as incertezas relacionadas ao ruído astrofísico são significativas e inviabilizam uma análise conclusiva, umas das principais hipóteses indicadas para explicar esse sinal, que não a aniquilação de ME, seria uma população de pulsares de milissegundos, os quais até o momento não foram observados. (186–189) Um fator que desfavorece a hipótese da aniquilação de ME explicar esse excesso, é a não detecção de um sinal análogo na direção de galáxias esferoidais anãs (dSphs) as quais praticamente não apresentam ruído. (190, 191)

A segunda estratégia para detecção desses raios- γ ainda pode ser subdividida em dois tipos: *Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes* e os *Water Tanks Cherenkov Observatories*. Os do primeiro tipo, procuram observar os *flashes* de luz Cherenkov emitidos pelas cascatas eletromagnéticas induzidas quando os raios- γ interagem com a atmosfera, os principais experimentos do tipo são: VERITAS (192), MAGIC (193), HESS (194) e CTA. (195) Enquanto os observatórios com tanques de água, visam detectar as partículas do chuva atmosférico ao nível do solo, registrando a luz Cherenkov produzida quando as partículas passam do ar para os tanques cheios de água purificada, os principais observatórios do tipo são: HAWC (196), LHAASO (197) e SWGO. (198) É importante ressaltar, que os observatórios destacados em negrito, ainda não estão em atividade, com o CTA em fase de construção, e o SWGO ainda em planejamento. Espera-se que esses observatórios atinjam sensibilidades sem precedentes, para partículas de ME com massas altas (1 TeV-2 PeV) (195, 198), complementando as buscas espaciais, pois, estas tem limitações físicas que as impedem de estudar tal intervalo de massas. Além disso, os observatórios CTA e SWGO serão localizados no hemisfério sul²⁰ estando em uma posição privilegiada para observar o CG. (195, 198)

A antimatéria, de origem astrofísica, é um candidato promissor para a busca de ME devido a seu baixo percentual se comparado com a matéria comum, e por existirem poucos mecanismos responsáveis por sua produção. Considera-se que todas as antipartículas são secundárias, i.e, produzidas somente na propagação de raios cósmicos primários pelo processo de espalação. (199) Caso haja uma fonte de antipartículas primárias, como a aniquilação de ME, isso implicaria num aumento na razão observada entre o fluxo de antimatéria-matéria, além de mudar o formato do fluxo, possibilitando assim a detecção dessa fonte. A principal dificuldade para esse canal de detecção, ocorre, devido a essas

como exporemos na seção 4.1.2 esse caso é suprimido.

¹⁹ Não confundir com a detecção direta e indireta da ME.

²⁰ Na verdade, o CTA terá duas partes, uma em cada hemisfério.

partículas serem fortemente afetadas em sua propagação por fenômenos como: campos magnéticos, espalhamento Compton inverso, radiação síncrotron, entre outros.

A detecção de antipartículas cósmicas só pode ser feita diretamente, pois não é possível diferenciar chuviros atmosféricos gerados por uma partícula ou antipartícula primária. (144) Dessa forma, são necessários balões estratosféricos, como o experimento HEAT (200); ou missões espaciais, como os telescópios AMS-02 (201) e PAMELA (202), contendo espectrômetros magnéticos para diferenciar as partículas e antipartículas. Ambas missões espaciais indicaram um excesso na razão entre o fluxo de antiprótons e prótons com grande concordância. Contudo, as análises desses dados indicam não ser necessária uma fonte primária de antimatéria, e que incertezas relacionadas a propagação e produção secundária dessas antipartículas podem explicar esse excesso. (203, 204)

Assim como os raios- γ , os neutrinos apresentam a vantagem de serem neutros e completamente estáveis. Além disso, tem o fator de interagirem apenas fracamente, de modo que não são afetados em sua propagação, mesmo viajando longas distâncias. No entanto, por essa pouca interação sua detecção se torna desafiadora, se fazendo necessárias soluções engenhosas para sua detecção, como no caso dos observatórios IceCube (175) e ANTARES. (176) O observatório IceCube, como o próprio nome indica, consiste em um cubo de gelo, com um volume de 1 km^3 e com seus primeiros sensores a uma profundidade de 1450 m sob o gelo Antártico. Enquanto o observatório ANTARES, está localizado no mar Mediterrâneo a uma profundidade aproximada de 2.5 km, constituído por 12 linhas de detectores, com cerca de 350 m cada, e cobre uma área de superfície com aproximadamente 0.1 km^2 . Tais empreendimentos são necessários, pois, para detectar a luz de Cherenkov emitidas pelas partículas secundárias produzidas nas interações dos neutrinos, é necessário um grande volume de material transparente. Ademais, esses experimentos precisam ser blindados com relação à radiação na superfície da Terra; por isso, estão localizados tão profundamente e mesmo com essas estratégias, são raros os eventos de detecção de neutrinos. Portanto, esses experimentos têm uma baixa estatística, dificultando a separação de um potencial sinal do ruído de fundo. Inclusive, até o momento não são capazes de restringir a seção de choque de aniquilação térmica, que fornece a abundância correta de ME, como podemos ver na Figura 21.

Um cenário interessante, consideravelmente estudado na literatura, ocorre ao considerarmos a possibilidade, que parte da ME do halo galáctico que passa pelo Sol, é capturada por este e acumulada em seu centro. Devido a esse acúmulo, existe a possibilidade da aniquilação de ME em partículas do MP. Porém, tipicamente, as únicas partículas do MP capazes de escapar do Sol e serem detectáveis, são os neutrinos. As vantagens desse cenário incluem o Sol ser uma fonte local, de modo que as incertezas acerca da distribuição da ME no halo galáctico não são importantes, sendo relevante apenas a densidade local de ME (ρ_χ^\odot). Entretanto, a não observação de um excesso de neutrinos provenientes do Sol,

permitem os observatórios ANTARES e IceCube imporem os vínculos indicados na Figura 21 para $\langle\sigma v\rangle$. Nosso estudo aborda uma possibilidade interessante, onde a ME se aniquila em um mediador de vida longa, que decai fora do Sol em partículas do MP, possibilitando a detecção do sinal de aniquilação por outros canais que não os neutrinos, incluindo os raios- γ . Nesse caso, analisamos a possibilidade dos observatórios de raios- γ , especialmente o SWGO, detectar esse sinal e no caso de não detecção, impor vínculos a seção de choque de espalhamento ME-próton spin-dependente $\sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$.

Resumimos todos esses canais de detecção indireta da ME na Tabela 2, com seus respectivos experimentos, vantagens e desafios. Também, exibimos na Figura 21, limites impostos sobre a seção de choque de aniquilação por diversos experimentos discutidos acima, com seus respectivos canais de detecção.

Tabela 2 – Resumo dos canais de aniquilação de ME, seus respectivos experimentos, vantagens e desafios. Os experimentos em negrito ainda estão em fase de construção ou planejamento.

Canais	Experimentos	Vantagens	Desafios
Raios- γ	Fermi-LAT, VERITAS, MAGIC, HESS, CTA , HAWC, SWGO	informação de origem, fácil detecção	ruído de fundo, existe atenuação
Neutrinos	IceCube, ANTA-RES/ KM3NeT (205), Super-Kamiokande (206)	informação de origem, não é absorvido/atenuado	ruído de fundo, difícil detecção
Antimatéria	HEAT, PAMELA, AMS-02, GAPS (207)	baixo ruído de fundo	sofre difusão, i.e, não possui informação de origem

Fonte: Elaborada pelo autor.

A partir da Figura 21, podemos notar que alguns experimentos, como o Fermi-LAT, já restringem a seção de choque de aniquilação esperada pelo paradigma de relíquias térmicas das WIMPs, para massas baixas. Caso não ocorra uma detecção, experimentos futuros, como o CTA e o SWGO, devem conseguir estender essa restrição para massas da ordem de dezenas (ou até centenas) de TeVs. Evidenciando a importância da complementaridade entre diferentes experimentos, conseguindo sondar um amplo intervalo de massa da ME. Desse modo, o cenário típico das WIMPs estará cada vez mais vinculado, o tornando menos plausível. É nesse sentido que os cenários alternativos, como a adição de um setor escuro, com mediadores entre a interação desse setor e o setor padrão, são interessantes.

Nosso estudo, consiste em adicionar um mediador de vida longa, possibilitando a detecção de raios- γ provenientes da aniquilação de ME no interior do Sol. Portanto, no próximo capítulo entraremos em detalhes acerca da detecção indireta de ME por raios- γ . Discutiremos os aspectos astrofísicos e de física de partículas que determinam o sinal

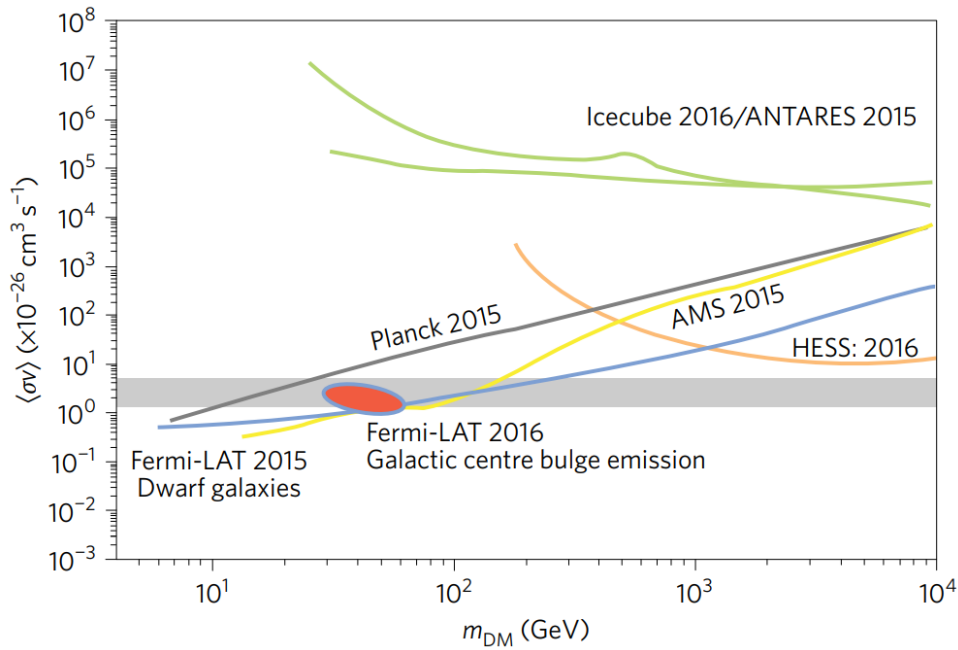


Figura 21 – Resultados recentes dos principais experimentos de detecção indireta e seus respectivos canais, para os vínculos impostos sobre a seção de choque de aniquilação em função da massa da ME. A seção de choque de aniquilação esperada pelo paradigma de relíquias térmicas das WIMPs é indicada pela faixa cinza.

Fonte: CONRAD. (208)

esperado em um detector aqui na Terra. Também abordaremos cenários modificados, os quais contém um setor escuro, com diversos mediadores, que decaem em um processo de cascata até partículas do MP. Esses cenários servirão como base para o nosso estudo com um mediador de vida longa, abordado no capítulo 5.

4 DETECÇÃO INDIRETA DE MATÉRIA ESCURA COM RAIOS GAMA

Como mencionado na seção 3.2.3, os raios- γ são possivelmente o principal canal de detecção indireta de ME. Por serem neutros, completamente estáveis e pouco atenuados, apresentam a vantagem de viajarem longas distâncias e sem serem defletidos, preservando assim a informação de sua origem e espectral da fonte. Além de serem mais fáceis de detectar se comparados aos neutrinos que apresentam as mesmas vantagens mencionadas acima. Ainda, temos a questão de que praticamente qualquer canal de aniquilação, acabará produzindo raios- γ (ver seção 4.1.2). Dessa forma, nesse capítulo, abordaremos em mais detalhes a detecção indireta de ME com raios- γ .

Nesse capítulo, primeiro, derivaremos a equação para o fluxo de raios- γ advindo da aniquilação de ME diretamente em partículas do MP. Em seguida, discutiremos os aspectos astrofísicos, relacionados à distribuição da ME na galáxia, resumidos no fator J ; e acerca do espectro, o qual é definido pela física de partículas das interações que o produz. Também, indicaremos os principais alvos para as busca indiretas de ME com raios- γ , suas características gerais, vantagens e desvantagens. Por fim, abordaremos cenários modificados, os quais incluem um setor escuro, com mediadores entre esse setor e o padrão, e entenderemos como essas modificações alteram o fluxo de raios- γ esperados na Terra.

4.1 Fluxo de Raios Gama proveniente da Aniquilação de ME

O fluxo de raios- γ proveniente da aniquilação de ME a ser observado, dependerá de aspectos astrofísicos e da física de partículas conforme veremos a seguir. Nessa seção, a intenção é obtermos a equação do fluxo passo a passo, inclusive, para melhor entendermos a sua versão modificada, que será utilizada no Capítulo 5, ao estudarmos o fluxo de raios- γ advindo da aniquilação de ME no Sol. Para isso, consideramos inicialmente que estamos no referencial de uma partícula em repouso, de modo que, essa partícula é um alvo para a interação com outras partículas de ME, levando à aniquilação destas. Também supomos, que essas partículas de ME são idênticas e são sua própria antipartícula,¹ logo, todas as partículas podem se aniquilar uma com a outra.

Então, nesse referencial teremos um fluxo de partículas incidentes que pode ser descrito por vn_χ , com v sendo a velocidade das partículas relativas ao referencial inercial do alvo, e n_χ a densidade numérica das partículas que contribuem para o fluxo incidente. Caso esse fluxo intercepte a seção de choque, σ , da partícula alvo, ocorre a aniquilação.

¹ Essa é uma característica comumente assumida em modelos de ME, mas não necessária. Poderíamos diferenciar as partículas e anti-partículas, o que com relação ao fluxo, simplesmente acrescentaria um fator 1/2. Quando consideradas idênticas às partículas são do tipo Majorana, caso contrário, são de Dirac.

De modo que, para essa partícula alvo, a taxa de aniquilação pode ser simplesmente descrita como $\sigma v n_\chi$. A fim de obtermos a taxa de aniquilação para N partículas, basta multiplicarmos por $N/2$, com esse fator $1/2$ considerando as duplas contagens. Colocando em termos de unidade de volume: $N \rightarrow n_\chi$ e ficamos com $\frac{1}{2}\sigma v n_\chi$. Por último, devemos considerar que a velocidade das partículas será dada por uma distribuição, e não um valor único. Desse modo, faz-se necessário tomar a média dessa distribuição de velocidades em conjunto com a seção de choque, já que essa, em geral, depende de v . Feito isso, obtemos a seguinte expressão para a taxa de aniquilação por unidade de volume

$$\frac{dN_A}{dV dt} = \frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle n_\chi^2. \quad (4.1)$$

Apesar dessa expressão estar correta, ela é pouco útil, pois não temos acesso à n_χ , um modo mais conveniente de reescrever essa expressão é utilizando a densidade de massa ρ_χ , já que até o momento conhecemos apenas as influências gravitacionais da ME. Então, considerando que $\rho_\chi = m_\chi n_\chi$, escrevemos

$$\frac{dN_A}{dV dt} = \frac{\langle \sigma v \rangle}{2m_\chi^2} \rho_\chi^2. \quad (4.2)$$

Agora, que temos a taxa de aniquilação por unidade de volume, podemos combiná-la com o espectro de fótons por aniquilação, dN_γ/dE , para obtermos o fluxo de raios- γ . Porém, isso nos daria apenas o fluxo de fótons produzidos, sendo que estamos interessados no fluxo que alcançará um detector na Terra. Para considerarmos esse fator, consideramos que esses fótons produzidos serão distribuídos isotropicamente sobre uma esfera. Desse modo, se o detector estiver a uma distância s da fonte e tomarmos dA como um elemento diferencial da área do detector, será possível detectar apenas $dA/4\pi s^2$ dos raios- γ produzidos. Aplicando isso na equação (4.2) obtemos a seguinte expressão:

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE} \equiv \frac{dN_A}{dE dt dA} = \frac{\langle \sigma v \rangle}{8\pi m_\chi^2} \frac{dN_\gamma}{dE} \frac{\rho_\chi^2}{s^2} dV, \quad (4.3)$$

onde $d\Phi_\gamma/dE$ é definido como o fluxo de raios- γ .

Por fim, basta integrarmos sobre o volume de interesse. Essa integral costuma ser realizada em coordenadas esféricas com $dV = s^2 ds d\Omega$ e em termos da região de ângulo sólido, Σ , a ser observada. Com isso chegamos na conhecida expressão para o fluxo de raios- γ :

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE} = \frac{\langle \sigma v \rangle}{8\pi m_\chi^2} \frac{dN_\gamma}{dE} \int_0^\infty ds \int_\Sigma d\Omega \rho_\chi^2(s, \Omega), \quad (4.4)$$

ainda, essa equação costuma ser reescrita, definindo o fator

$$J = \int_0^\infty ds \int_\Sigma d\Omega \rho_\chi^2(s, \Omega), \quad (4.5)$$

que resume os aspectos astrofísicos dessa equação. O restante da equação (4.4), representa a parte da física de partículas. Esses elementos que compõe a possível detecção indireta

da ME, por meio do fluxo de raios- γ produzidos em sua aniquilação, é bem ilustrado na Figura 22, onde estão destacados os aspectos observacionais, astrofísicos e da física de partículas. É importante notar, que essa ainda é uma equação simples que não contém todos os fatores e detalhes que determinam o fluxo a ser observado, muitos desses fatores são particulares de cada cenário e devem ser adicionados em seus respectivos estudos, assim como efetuaremos na seção 5.3 ao adicionar algumas considerações pertinentes ao nosso cenário.

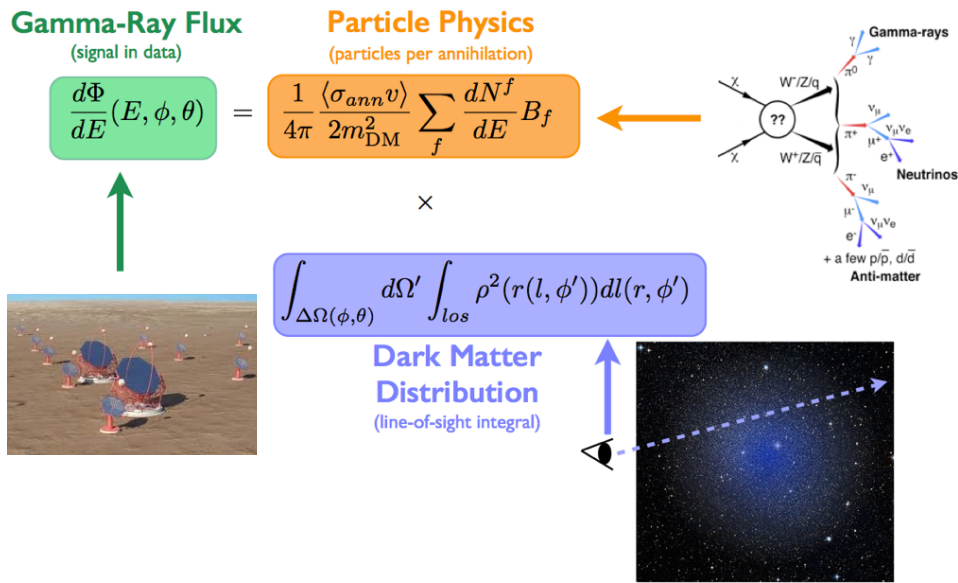


Figura 22 – Representação esquemática da equação do fluxo de raios- γ provenientes da aniquilação de ME. Com destaque para os seus aspectos observacionais, astrofísicos e da física de partículas que compõem essa equação.

Fonte: Elaborada pelo autor.

4.1.1 Distribuição de Matéria Escura

Os aspectos astrofísicos do fluxo de raios- γ proveniente da aniquilação de ME, esperado em um detector na Terra, são resumidos no fator J . Esse fator, depende, basicamente, da densidade de ME na região de interesse, a qual é determinada por simulações de N-corpos, curvas de rotação de galáxias e hipóteses físicas. (19, 209) Até o momento não existe uma determinação convergente do perfil real de ME, de modo que, é útil ter à disposição os principais perfis de distribuição de ME ao calcular o sinal esperado em um detector. (209)

As primeiras simulações de N-corpos em escalas cosmológicas consideravam apenas partículas de ME sem colisões interagindo somente via gravidade. No entanto, apesar de

simples, mostraram-se determinantes para impor a matéria escura fria como ingrediente essencial para a formação das estruturas de larga escala no universo. (210) As capacidades computacionais melhoraram exponencialmente nas últimas décadas, nos permitindo implementar soluções mais complexas.

Em 1995, com base nos primeiros avanços nas simulações de N-corpos em escalas cosmológicas, Navarro, Frank e White, mostraram que uma função de densidade de ME (ρ) em função da distância ao centro da galáxia (r) proporcional a r^{-1} na região central da galáxia, que diverge no limite $r \rightarrow 0$ e decresce com r^{-3} , para raios grandes ($r \gg r_s$, onde r_s é um raio de escala típica), concordava com as simulações de halo de ME. (211) Simulações mais recentes, indicam um perfil um pouco mais “arredondado”, como o perfil de Einasto. (212, 213) Entretanto, esse perfil adiciona um parâmetro livre α , além dos fatores de escala r_s e ρ_s presentes nos demais perfis, os quais são definidos para cada modelo, a fim de, garantir que estes cumpram certas exigências observacionais. Esse parâmetro α pode variar a depender da simulação, embora o valor de $\alpha = 0.17$ apareça como padrão. (209, 213) Outro perfil obtido por simulações de N-corpos é o de Moore (214), o qual se assemelha ao de NFW, porém com uma maior inclinação, como pode ser observado na Figura 23. Os perfis Isothermal (50) e de Burkert (215), são ambos praticamente lineares na região central da galáxia e escalam respectivamente com r^{-2} e r^{-3} para raios grandes ($r \gg r_s$), além de serem compatíveis com as curvas de rotações de galáxias observadas. As equações de cada um desses perfis estão indicadas abaixo:

$$\begin{aligned}
 \text{NFW : } \quad \rho_{\text{NFW}}(r) &= \rho_s \frac{r_s}{r} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-2}, \\
 \text{Einasto : } \quad \rho_{\text{Ein}}(r) &= \rho_s \exp\left(-\frac{2}{\alpha} \left[\left(\frac{r}{r_s}\right)^2 - 1\right]\right), \\
 \text{Isothermal : } \quad \rho_{\text{Iso}}(r) &= \frac{\rho_s}{1 + (r/r_s)^2}, \\
 \text{Burkert : } \quad \rho_{\text{Iso}}(r) &= \frac{\rho_s}{(1 + r/r_s)(1 + (r/r_s)^2)}, \\
 \text{Moore : } \quad \rho_{\text{Moo}}(r) &= \rho_s \left(\frac{r_s}{r}\right)^{1.16} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-1.84}.
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

Todos esses perfis de densidade, indicados na equação (4.6), dependem de pelo menos dois parâmetros físicos, o raio de escala típica (r_s) e a densidade de escala típica (ρ_s), com exceção do perfil de Einasto que depende também de um parâmetro livre α . Os parâmetros r_s e ρ_s tem seus valores impostos por observações astrofísicas acerca da distribuição de ME na galáxia. Especificamente é exigido que a densidade local de ME, ou seja, na posição do Sol ($r_\odot = 8.33$ kpc) seja dada por $\rho_\chi^\odot = 0.3$ GeV/cm³, número tradicionalmente utilizado na literatura (22, 216), apesar de observações recentes indicarem valores centrais um pouco maiores, contidos no intervalo de 0.3-0.6 GeV/cm³. (35, 217) Também exige-se que a massa total de ME contida em um raio de 60 kpc seja de $M_{60} = 4.7 \times 10^{11} M_\odot$, condição essa, baseada no recente mapeamento cinemático de estrelas pela colaboração SDSS. (218)

Os valores de r_s e ρ_s para cada um desses perfis, estão indicados na Tabela 3, com seus respectivos perfis exibidos na Figura 23.

Tabela 3 – Parâmetros α , r_s e ρ_s para os perfis de distribuição de ME na galáxia expostos na equação (4.6), com adição do perfil EinastoB.

Perfil	α	r_s [kpc]	ρ_s [GeV/cm ³]
NFW	-	24.42	0.184
Einasto	0.17	28.44	0.033
EinastoB	0.11	35.24	0.184
Isothermal	-	4.38	1.387
Burkert	-	12.67	0.712
Moore	-	30.28	0.105

Fonte: Adaptada de CIRELLI *et al.* (209)

Além dos mencionados anteriormente, há um segundo perfil de Einasto, denominado EinastoB, com valores diferentes para os parâmetros α , r_s e ρ_s , como indicado na Tabela 3. Essa versão modificada do perfil de Einasto, advém de simulações numéricas de ME que tentam incluir os efeitos da existência de bárions. (219) Nesse caso, encontraram consistentemente perfis modificados que são mais inclinados no centro em relação às simulações que consideram apenas ME. Essa diferença pode ser visualizada na Figura 23.

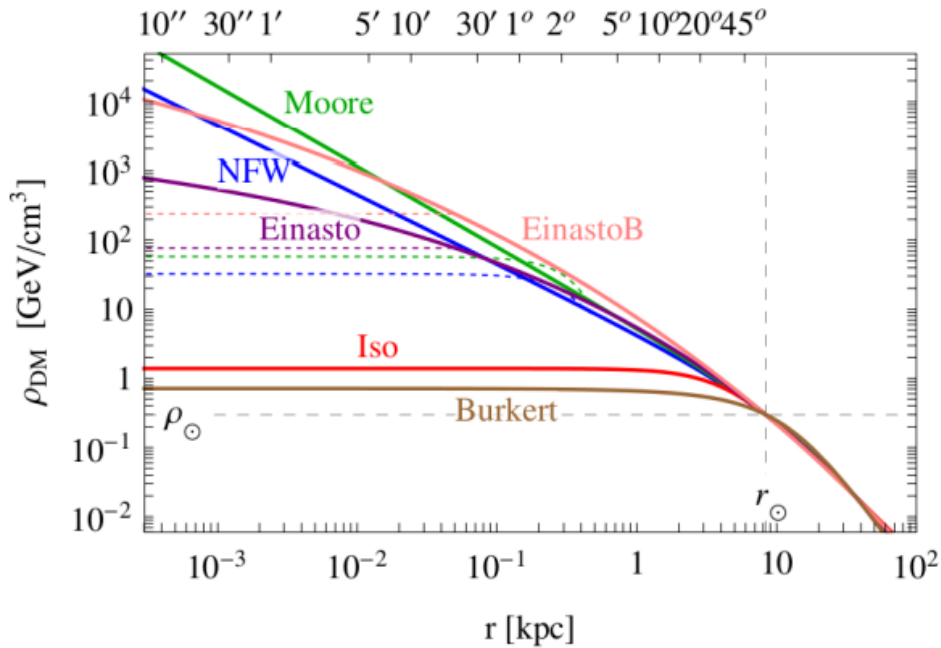


Figura 23 – Distribuição de ME em nossa galáxia para diferentes perfis de densidade do halo galáctico.

Fonte: CIRELLI *et al.* (209)

Na Figura 23, temos a densidade de ME em função da distância para o centro galáctico para os diversos perfis expressos nas equações (4.6), obtidos pela aplicação dos parâmetros expostos na Tabela 3. Ao analisar a Figura 23 é evidente que existem divergências entre os principais perfis de distribuição da ME, especialmente na região próxima ao CG. Estes modelos são geralmente classificados em duas categorias baseado nesse comportamento para a região central: os perfis NFW, Einasto, Moore e similares como *cuspy* e os perfis Buckert e Isothermal como *cored*. (220) Enquanto há uma diferença notável para a região central da galáxia, para raios grandes temos uma grande concordância entre os perfis. Isso ocorre, devido às imposições observacionais impostas ao obtermos os parâmetros indicados na Tabela 3, as quais, são obtidas para as regiões mais externas da galáxia, como exposto anteriormente. Para a região central da galáxia ($r < 3 \text{ kpc}$), há poucas informações dinâmicas, de modo que, esses perfis extrapolam a partir das observações realizadas para as regiões mais externas. (221) Ademais, essa região mais interna é dominada gravitacionalmente por bárions, impossibilitando uma inferência direta acerca da ME por informações dinâmicas. (222) Isto posto, não é possível discriminar entre os perfis com base em seu comportamento na região central da galáxia, permitindo, assim, que se escolha o modelo mais conveniente para cada contexto.

Felizmente, em cenários que permitem a busca indireta de ME localmente (na região do sistema solar), como o caso do nosso trabalho, precisamos considerar apenas a densidade local de ME, estimada em $\rho_\chi^\odot \simeq 0.3\text{-}0.6 \text{ GeV/cm}^3$. (35) De forma que, não precisamos considerar os diversos perfis de distribuição de ME para obtenção do sinal, ou nos preocuparmos com suas incertezas para a região central da galáxia. É interessante notar que, como mencionado anteriormente, essa é uma das principais observações dinâmicas utilizadas para definir os parâmetros desses perfis.

4.1.2 Espectro de Raios Gama

O espectro de raios- γ é completamente determinado pela física de partículas das interações que o produzem, e constitui um componente fundamental para a obtenção do fluxo de raios- γ a ser observado. Afinal, o espectro define as principais características do sinal, como sua dureza, região de pico, intervalo de energia, entre outros aspectos. Portanto, é importante compreendermos melhor como se dá sua produção, suas características e como gerá-lo para obtermos o fluxo de raios- γ esperado em um detector.

Conforme já mencionamos, espera-se que em ambientes de alta densidade, a ME se aniquile (ou decaia) em partículas do MP, as quais podem produzir um sinal distinto de raios- γ , com potencial de ser detectado pelos observatórios. A produção desses raios- γ pode acontecer basicamente de duas formas: (i) diretamente $\chi\chi \rightarrow \gamma X$, onde X é um estado neutro, tipicamente um fóton ou um bóson Z , ou de Higgs; e (ii) de forma secundária $\chi\chi \rightarrow f\bar{f}$, onde f é um estado final qualquer pertencente ao modelo padrão, que ao se

propagar produz fótons, seja através da produção de píons, ou radiação de estado final por bremsstrahlung e Compton inverso. (223) No caso (i) temos a produção de uma linha espectral com $E_\gamma = m_\chi[1 - m_X^2/4m_\chi^2]$. Embora esse processo tenha uma assinatura única que não pode ser confundida com o ruído astrofísico, são loop-suprimido por um fator de α_e^2 , onde α_e^2 é a constante de estrutura fina. Dessa forma, esse sinal, usualmente, não é visível em contraste tanto com o ruído astrofísico quanto com o sinal contínuo produzido de forma secundária pela aniquilação de ME, ao considerarmos detectores com resoluções realistas. (224) ² Enquanto o espectro produzido por (ii) é contínuo e apresenta um corte exponencial para energias $E_\gamma \sim m_\chi$. Um sinal do tipo, se apresentaria como um largo e ligeiro excesso sobre o ruído astrofísico. Portanto, é desafiador separá-los, especialmente em regiões como o CG, com diversas fontes astrofísicas de raios- γ , produzindo um ruído ainda pouco compreendido. (224)

O espectro de raios- γ produzido na aniquilação de ME, depende apenas do estado final f e da energia do centro de massa proveniente da aniquilação de ME. Os canais exatos de aniquilação, com suas respectivas frações de ramificação, dependem dos detalhes do modelo de física de partículas considerado. Entretanto, em nosso trabalho, assim como é comumente realizado, adotaremos uma abordagem modelo-independente, onde assumimos que a ME aniquila-se exclusivamente em um único canal, ou seja, uma fração de ramificação $B_f = 1$. (223, 224) De qualquer forma, a obtenção desse espectro não é uma tarefa simples. Apesar de em alguns casos, como a aniquilação direta em fótons e para certos canais leptônicos, existirem soluções analíticas ou pelo menos aproximadas, como indicado nas referências. (225, 226) Em geral, é necessário o uso de pacotes especializados na produção e propagação desse sinal. Especificamente, utilizam-se simuladores de Monte Carlo como o PYTHIA8 (227), ou pacotes numéricos como o PPPC4DMID³ (209), que consideram tanto o processo de aniquilação e produção de estado final, quanto suas interações subsequentes que levam a produção de raios- γ .

A partir da Figura 24, fica evidente algumas características já discutidas acerca do espectro de raios- γ , por exemplo: que o espectro é contínuo, tem um corte exponencial para $E \sim m_\chi$ e depende do estado final. Embora seja possível identificar tais características, nenhuma delas apresenta uma assinatura única, como o caso de linhas espectrais, dificultando separar um possível sinal de aniquilação de ME do ainda pouco compreendido ruído astrofísico. Assim, se faz importante a busca por alvos adequados – que apresentem uma boa razão sinal/ruído – para a busca indireta de ME com raios- γ . Na próxima seção, discutiremos brevemente alguns dos alvos típicos dessa busca, suas vantagens e desafios e como o nosso estudo se apresenta como uma alternativa interessante a esses alvos mais comuns.

² Vale notar, que existem alguns modelos específicos com sinais em linhas espectrais fortes o suficiente para serem observáveis. (224)

³ Iremos nos referir ao pacote PPPC4DMID simplesmente por PPPC daqui para frente.

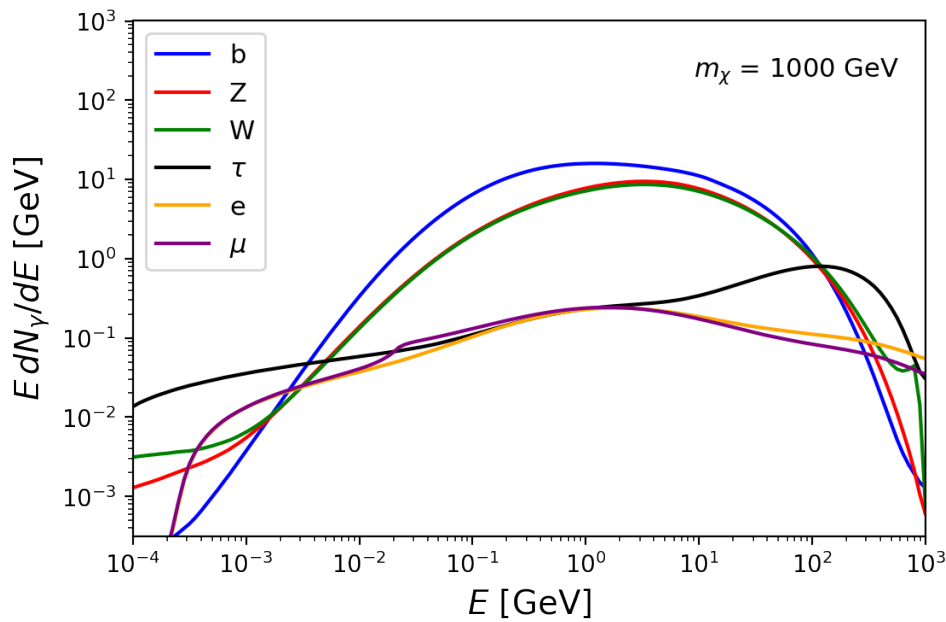


Figura 24 – Espectro de raios- γ , proveniente da aniquilação de ME em diversos estados finais, obtido utilizando o pacote PPPC. A massa da partícula de ME é mantida fixa em $m_\chi = 1000$ GeV.

Fonte: Elaborada pelo autor.

4.2 Alvos de detecção indireta de ME através de raios gama

A busca indireta por ME se baseia em diferentes alvos astrofísicos, os quais apresentam vantagens e desafios particulares. O alvo ideal é basicamente definido por dois aspectos: o fator J , definido pela equação (4.5), que resume os elementos astrofísicos do sinal, pela equação (4.4), notamos que os melhores alvos são aqueles com uma maior fator J ; um segundo aspecto é o ruído astrofísico de fundo, o qual espera-se que seja baixo, ou que seja ao menos possível excluí-lo. Para compreendermos melhor como o fator J influencia na escolha do alvo, vamos considerar um exemplo simples de partículas de ME se aniquilando em uma galáxia anã esférica de raio r , densidade uniforme ρ , e localizada a uma distância d do detector. No caso de $d \gg r$, temos:

$$J = \int_0^\infty ds \int_\Sigma d\Omega \rho_\chi^2(s, \Omega) \simeq \frac{4\pi r^3 \rho_\chi^2}{3d^2}. \quad (4.7)$$

Nesse exemplo simples, os alvos ideais para a detecção indireta de ME com raios- γ são aqueles que:

1. Têm uma alta densidade de ME ($J \propto \rho_\chi^2$).
2. Estão próximos ($J \propto d^{-2}$).
3. Se estendem por um amplo volume ($J \propto V$).

4. Estão localizados em uma região de baixo ou bem compreendido ruído astrofísico.

Embora esse seja um caso simplificado (pois como discutimos na seção 4.1.1 e está exposto nas equações (4.6), a densidade de ME não é distribuída uniformemente e assume expressões bem mais complexas) este exemplo demonstra os aspectos relevantes para definir um bom alvo, especialmente, os fatores 1, 2 e 4. Os aspectos 1 e 2 se referem especificamente ao fator J , os quais exibimos na Tabela 4 para três dos principais alvos de detecção indireta de ME com raios- γ .

Tabela 4 – Valores aproximados do fator J para certos alvos, integrado sobre uma região angular circular de 0.5° , escrito em termos de $\log_{10}(J)$. Esses valores foram obtidos dos modelos em (2–4), e para as galáxias anãs e aglomerados foram selecionados os melhores fatores.

Alvos	$\log_{10}(J)$ [$\text{GeV}^2\text{cm}^{-5}\text{sr}$]
Centro Galáctico	~ 21.5
Galáxias Anãs Esferoidais	~ 19
Aglomerados de Galáxias	~ 18

Fonte: Adaptada de GASKINS. (144)

A partir da Tabela 4, vemos que o CG apresenta um fator J significativamente maior que os outros alvos (note que os valores na Tabela 4 estão em escala logarítmica) e que pela equação (4.4) o fluxo é proporcional ao fator J . De fato, acredita-se que o centro da nossa galáxia seja a principal fonte de raios- γ originados pela aniquilação de ME. Afinal, a aniquilação de ME é proporcional à sua densidade ao quadrado, e como constatamos na seção 4.1.1, os perfis de densidade de ME indicam uma alta concentração desta no centro da Via Láctea. Além disso, o CG é consideravelmente próximo da Terra, principalmente se comparado com outros alvos como as galáxias anãs e os aglomerados de galáxias. Contudo, há uma incerteza significativa acerca da distribuição de ME na região central da galáxia, como discutido na seção 4.1.1 e exposto na Figura 23. E principalmente, o CG é uma região com um grande e complexo ruído astrofísico, exigindo um estudo profundo para identificar suas fontes astrofísicas e compreender sua propagação, a fim de viabilizar a separação do ruído de um potencial sinal da aniquilação de ME. Na Figura 25, temos um mapa celeste do Fermi-LAT que exhibe a distribuição de raios- γ no céu, em conjunto, estão indicados os principais alvos para detecção indireta de ME. Dessa figura fica claro que o plano galáctico, em especial a região central, apresenta um ruído significativo, dificultando a detecção de ME nessas regiões.

Em contrapartida, galáxias anãs locais e aglomerados de galáxias, têm como vantagem a presença de pouco ou nenhum ruído (como pode ser visto na Figura 25) facilitando a identificação de um possível sinal de aniquilação de ME. Além disso, é

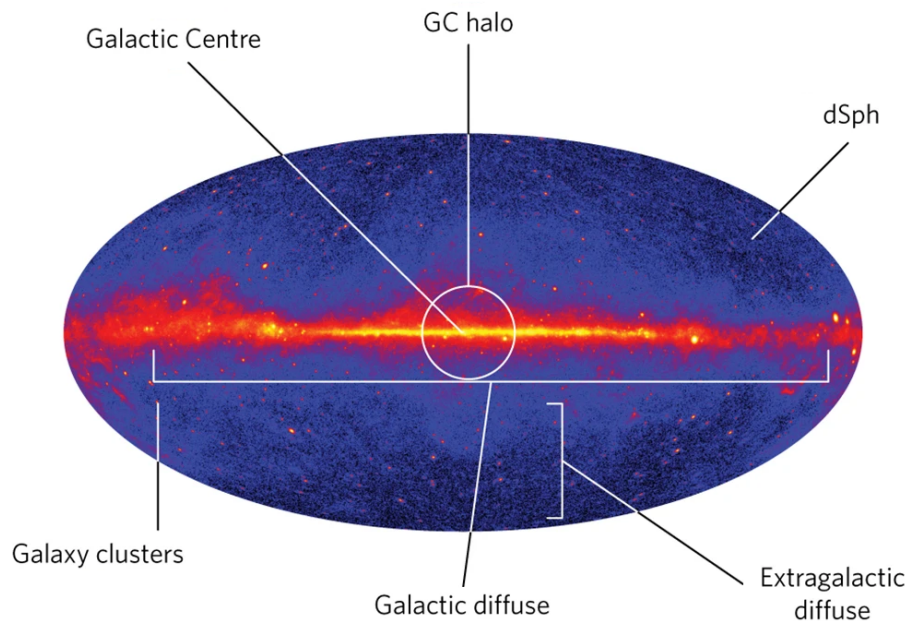


Figura 25 – Mapa celeste central do Fermi-LAT que exibe a distribuição de fótons de alta energia, com as regiões de maior emissão indicadas por cores quentes (laranja e vermelho), enquanto as regiões de baixa emissão por cores frias (roxo e azul). Na Figura, estão indicados os principais alvos de interesse para busca de ME.

Fonte: CONRAD. (208)

possível combinar o fluxo de vários objetos astrofísicos de uma mesma categoria com uma técnica de empilhamento. (228) As galáxias esferoidais anãs (dSphs) do Grupo Local têm a vantagem de serem dominadas por ME, contendo da ordem de milhares de vezes mais ME do que matéria bariônica. (229) Ainda assim, sua densidade de ME é menor que a do CG, e apesar de se localizarem no Grupo Local, estão relativamente distantes. Já os aglomerados de galáxias também são tipicamente dominados por ME e contém uma densidade de ME significativamente maior que os demais alvos, porém estão bem mais distantes que qualquer outro alvo típico da busca indireta por ME. (223) Estratégias alternativas para a busca de ME incluem alvos como a emissão difusa isotrópica (230) e o halo galáctico de ME (231), embora forneçam limites menos restritivos, são interessantes de serem estudados por constituírem alvos astrofísicos distintos. Os limites impostos para alguns desses alvos estão exibidos na Figura 26 (144), com os vínculos mais fortes impostos à seção de choque de aniquilação da ME, obtidos por análises combinadas do Fermi para as (dSphs). (144,208)

Um alvo alternativo na busca indireta de ME é o Sol. Tipicamente, apenas neutrinos produzidos pela aniquilação de ME no centro do Sol conseguem escapar da atmosfera solar, enquanto o fluxo das demais partículas são extintos. No entanto, alguns cenários modificados podem permitir que outras partículas do MP sejam detectáveis, incluindo raios- γ . (1,27) Na

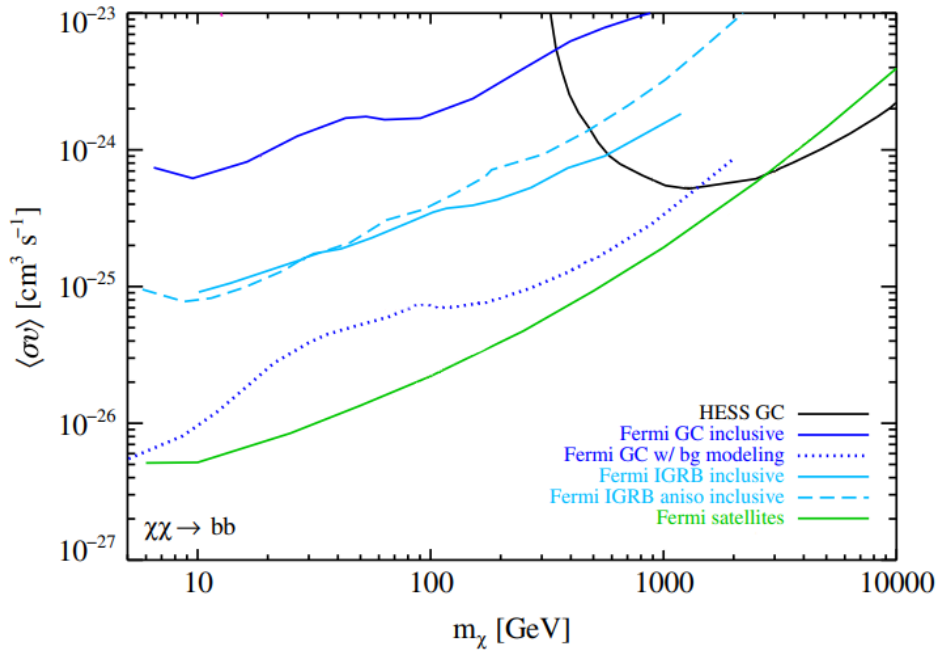


Figura 26 – Limites superiores (nível de confiança de 95%) impostos na seção de choque de aniquilação da ME por detecção indireta para aniquilação de ME em $b\bar{b}$, para diversos alvos. Os vínculos impostos são: pela análise do halo do CG com o observatório HESS (em preto), e diversas análises com os dados do Fermi-LAT: do CG (em azul), da emissão difusa isotrópica (em ciano), das dSphs (em verde).

Fonte: Adaptada de GASKINS. (144)

próxima seção, abordaremos aspectos gerais desses cenários modificados. Em especial, um cenário de aniquilação em cascata com n mediadores, o qual mostraremos ter seu espectro obtido a partir de um caso de aniquilação padrão. No Capítulo 5, particularizaremos esse cenário modificado, para um único mediador com vida longa, possibilitando a busca por ME com raios- γ no Sol.

Esse cenário apresenta vantagens significativas em termos dos aspectos discutidos nessa seção⁴. Pois o Sol é uma fonte local, ou seja, tão próxima quanto se poderia pedir, além de depender apenas da densidade local de ME ($\rho_\chi^\odot \simeq 0.3 \text{ GeV}/\text{cm}^3$), eliminando as incertezas referentes a distribuição de ME na região central da galáxia. Também ocorre uma facilitação na identificação da fonte de raios- γ devido à aniquilação de ME, favorecendo a separação do ruído.

⁴ Assumindo que a matéria escura e bariônica interajam o suficiente para haver uma captura significativa de ME no Sol, e o mediador tenha vida longa o suficiente para escapar da atmosfera solar

4.3 Cenários Modificados

Há décadas WIMPs são o principal candidato à partícula de ME. (169) Como discutido na seção 3.1.5, isso se deve ao fato de proverem a abundância observada para a ME pelo paradigma de relíquias térmicas, com uma seção de choque de aniquilação e uma massa na escala fraca, que surge naturalmente em teorias além do MP, como a de supersimetria. (22) Por essa razão, nas últimas décadas, não se pouparam esforços em sua busca. Todavia, ainda não houve uma detecção confirmada de WIMPs ou de qualquer outro candidato à partícula de ME. Dessa forma, foram impostos vínculos bastante estritos sobre seus parâmetros de interação, em especial, a seção de choque de espalhamento spin-independente, por experimentos de detecção direta e colisores, como mostramos na seção 3.2.

Essa questão vem sendo intitulada como uma “crise” ou “pesadelo” (21, 23) para o cenário das WIMPs. Por consequência, são motivadas buscas por cenários alternativos, de preferência que mantenham as boas características das WIMPs, principalmente, garantindo que forneçam a abundância correta de ME. É nesse sentido que surgem os cenários com um setor escuro (ou oculto), também chamados de *secluded models*. (24, 25) Nesse caso, ao invés da partícula de ME se aniquilar diretamente em um estado final f (ver seção 4.1.2) ela se aniquila em um mediador pertencente ao setor escuro, que posteriormente pode decair em uma partícula do MP, ou em outros mediadores, até que algum desses eventualmente decaia em partículas do MP.

Esse tipo de cenário surge em diversas teorias e contextos, por exemplo, visando explicar o excesso de raios- γ observado na região do centro galáctico, foram propostos modelos com fótons escuros (232), campos escalares (233) e mediadores muito leves, denominados *exciting DM* (XDM). (234) Também foram impostos vínculos, com os dados dos observatórios Fermi-LAT e HESS para o CG e dSphs, sobre cenários com um bóson de calibre Z' como mediador (235, 236) e mediadores fermiônicos. (237) Ademais, existem diversos casos com mediadores baseados em modelos de supersimetria. (238, 239) E assim como o caso desse trabalho, têm-se mediadores de vida longa que permitem a busca indireta por ME no Sol (ou em outros corpos celestes) com raios- γ . (1, 27) No momento trataremos, primeiro, de um caso mais geral e praticamente modelo-independente: um processo de aniquilação de ME em cascata com multi-etapas. (240)

Na seção 4.1.2, discutimos o cenário padrão da produção de raios- γ pela aniquilação direta de partículas de ME em partículas do MP. Um cenário mais geral, surge ao considerarmos um setor escuro oculto, permitindo que a ME se aniquile em outras partículas desse setor (mediadores), com esses mediadores eventualmente decaindo em partículas do MP, que por fim produzem os raios- γ . (240) Esse processo pode ser visualizado na Figura 27.

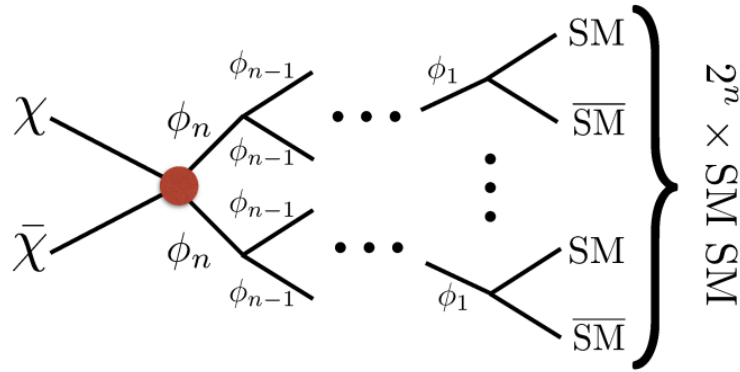


Figura 27 – Diagrama ilustrando o processo de cascata, onde as partículas de ME χ se aniquilam em mediador ϕ_n que decai em outros mediadores em uma cascata de n -passos, até que ϕ_1 decai em partículas do MP.

Fonte: ELOR *et al.* (240)

Na Figura 27, é representado um processo de aniquilação em cascata de n -passos. Nesse caso, um par de ME se aniquila em dois mediadores que decaem em um processo de cascata para mediadores mais leves, eventualmente, decaindo em partículas do MP. Podemos escrever esse processo simbolicamente da seguinte forma (240)

$$\begin{aligned} \chi\chi &\rightarrow \phi_n\phi_n \rightarrow 2 \times \phi_{n-1}\phi_{n-1} \rightarrow \dots \\ &\rightarrow 2^{n-1} \times \phi_1\phi_1 \rightarrow 2^n \times f\bar{f}, \end{aligned} \quad (4.8)$$

onde n indica o número de etapas da cascata e $f\bar{f}$ são pares de léptons ou quarks, que ainda podem decair (ou hadronizar) e finalmente produzir fótons. Em contraste com o espectro gerado pela aniquilação direta, esse processo de cascata leva a um espectro de raios- γ : mais largo, com uma maior multiplicidade e com picos menores que ocorrem para energias mais baixas. Pois, a cada decaimento temos um acréscimo na multiplicidade e uma correspondente diminuição na energia do espectro. (240, 241)

Apesar de ser um processo complexo, se considerarmos que os mediadores são escalares e apresentam uma grande hierarquia em suas massas, podemos obter o espectro de cascata com uma equação simples e independente dos detalhes do modelo, sendo necessário apenas o espectro de aniquilação direta. Sabendo que o espectro de aniquilação direta de ME é equivalente ao espectro do decaimento de ϕ_1 (no referencial inercial de ϕ_1) desde que a massa do mediador seja o dobro da massa da ME ($m_1 = 2m_\chi$). (225, 226) Nesse caso, denotamos espectro do passo-0 da cascata como dN_γ/dx_0 , onde definimos $x_0 = 2E_0/m_1$ e $\epsilon_f = 2m_f/m_1$, onde E_0 é a energia do fóton no referencial inercial de ϕ_1 . Dessa forma, o espectro de energia é escrito em função de x_0 e ϵ_f , e tem seu formato definido essencialmente pela identidade do estado final f e pelo parâmetro ϵ_f . (225, 226)

Agora, consideramos a etapa anterior da cascata $\phi_2 \rightarrow \phi_1\phi_1$ e definimos $x_1 =$

$2E_1/m_2$ e $\epsilon_1 = 2m_1/m_2$, onde E_1 é a energia do fóton no referencial em repouso de ϕ_2 . Assumindo decaimentos escalares isotrópicos, conseguimos obter dN_γ/dx_1 por uma integração do espectro do passo-0 sobre o intervalo de energias permitidas e sobre os ângulos de emissão (225,226):

$$\frac{dN_\gamma}{dx_1} = 2 \int_{-1}^1 d \cos \theta \int_0^1 dx_0 \frac{dN_\gamma}{dx_0} \delta \left(2x_1 - x_0 - \cos \theta x_0 \sqrt{1 - \epsilon_1^2} \right) \quad (4.9)$$

onde θ é o ângulo entre o momento do fóton e o eixo com boost de ϕ_1 , medido no referencial inercial de ϕ_1 , e ϵ_1 é um caso particular de $\epsilon_i = 2m_i/m_{i+1}$, sendo esse o parâmetro que define a hierarquia entre as massas em cada um dos passos da cascata.

De forma geral, a equação (4.9) é complicada de resolver, mas no limite $\epsilon_i \rightarrow 0$, reduz para uma simples convolução (225,226):

$$\frac{dN_\gamma}{dx_1} = 2 \int_{x_1}^1 \frac{dx_0}{x_0} \frac{dN_\gamma}{dx_0} + \mathcal{O}(\epsilon_i^2) \quad (4.10)$$

onde $0 \leq x_1 \leq 1$, com um erro da ordem de $\mathcal{O}(\epsilon_i^2)$. Essa convolução pode ser iterada quantas vezes for necessário para obter o espectro de interesse para uma cascata de n -passos:

$$\frac{dN_\gamma}{dx_n} = 2 \int_{x_n}^1 \frac{dx_{n-1}}{x_{n-1}} \frac{dN_\gamma}{dx_{n-1}} + \mathcal{O}(\epsilon_i^2) \quad (4.11)$$

com $x_{n-1} = 2E_{n-1}/m_n$, onde E_{n-1} é a energia do fóton no referencial em repouso do mediador ϕ_n . Enfim, temos a expressão para o espectro de uma cascata com um número n arbitrário de etapas, obtido simplesmente pelo espectro do passo inicial (dN_γ/dx_0).

Além de simplificar os cálculos, a aproximação de grande hierarquia ($\epsilon_i \rightarrow 0$) também é conveniente por outros motivos. Primeiro, como já comentamos, neste limite podemos especificar o espectro simplesmente pelo estado final f , seu parâmetro ϵ_f e o número de passos n . Diferente dos muitos parâmetros possíveis que poderiam estar presentes em uma cascata genérica. Em segundo lugar, uma vez que conhecemos o resultado para ϵ_i pequeno, podemos inferir o espectro para uma cascata genérica, tornando a suposição menos limitante do que pareceria inicialmente. Em particular, no limite quando as massas se tornam degeneradas ($\epsilon_i \rightarrow 1$), os mediadores ϕ_i 's são produzidos em repouso, assim, quando eles decaem não ocorre um boost para o referencial em repouso de ϕ_{i+1} . Então, uma cascata de n -passos reduz-se efetivamente a uma cascata hierárquica de $(n-1)$ passos, exceto pela multiplicidade do estado final adicional. Além disso, apesar da equação (4.11) ter sido obtida para mediadores escalares e não ser válida para vetores, os resultados apresentam apenas uma pequena diferença, como demonstrado na referência. (241)

Apesar de em alguns casos ser possível obter a solução analítica para o espectro de aniquilação direta (dN/dx_0), como comentado na seção 4.1.2 e demonstrado nas referências (225,226), geralmente não é o caso, especialmente quando ocorrem processos de hadronização. Portanto, utilizaremos os resultados numéricos do pacote PPPC (209) para

produção dos espectros de raios gama. O PPCC é um pacote especializado em computar sinais de aniquilação e decaimentos de ME utilizando simulações de Monte Carlo. Inclusive, fornecem os espectros já prontos para serem utilizados para diversos estados finais e valores dos parâmetros: m_χ para o caso de aniquilação direta e ϵ_f e n para o processo de cascata. O espectro produzido pelo processo de cascata é obtido pelo procedimento que descrevemos acima, em particular pela equação (4.11). (240)

Então, produzimos o espectro para processos de cascatas com diferentes valores de passos em conjunto com o espectro de aniquilação direta, com o intuito de visualizarmos as suas diferenças. Para isso, basta definirmos o estado final de interesse f , o parâmetro ϵ_f e o número de passos n para cada um dos espectros. Como a intenção é exibir as diferenças entre o espectro por aniquilação direta e cascata, podemos escolher parâmetros quaisquer. Escolhemos representar os espectros de aniquilação direta de ME em partículas taus (τ) e suas respectivas cascatas para n de 1 a 6 e definindo $\epsilon_f = 0.1$. Os resultados podem ser visualizados na Figura 28.

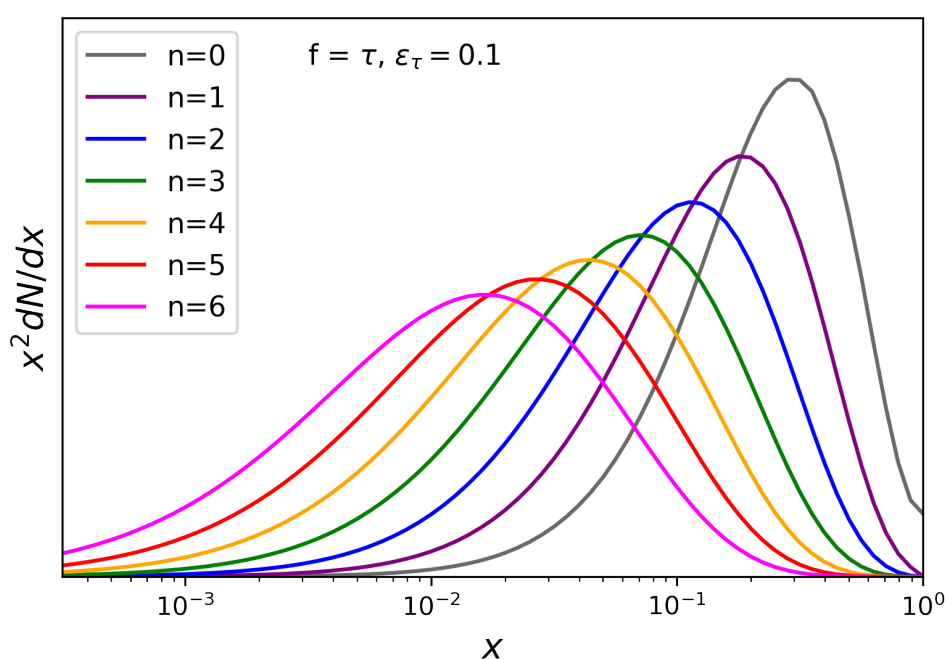


Figura 28 – Comparação entre o espectro de aniquilação em cascata com diferentes passos e o de aniquilação direta de ME em partículas do MP. Especificamente, a aniquilação direta em taus (em cinza) e cascatas com $n=(1,2,3,4,5,6)$ passos e $\epsilon_\tau = 0.1$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Como mencionado anteriormente, podemos observar a partir da Figura 28, que o espectro em cascata é mais largo e apresenta um pico menor que ocorre para uma energia mais baixa do espectro, sendo essas características acentuadas quanto mais passos a cascata contém. Dessa forma, ao tentar explicar com modelos de cascata, por exemplo,

o excesso observado na região central da nossa galáxia, consegue-se acomodar modelos com massas maiores de ME e espectros de estados finais, que para aniquilação direta, são mais duros. (240, 241)

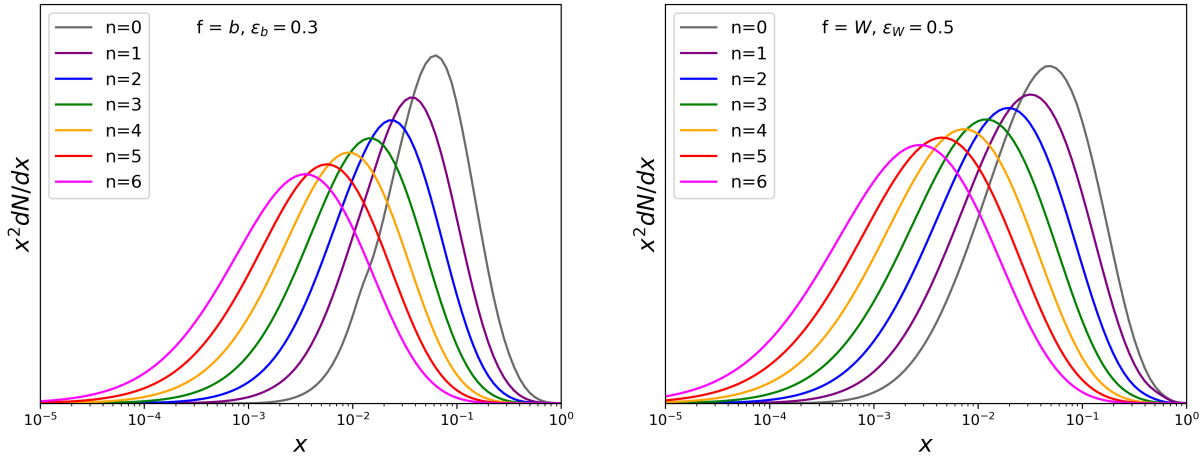


Figura 29 – Comparação entre os espectros de aniquilação em cascata com diferentes passos e o espectro de aniquilação direta da ME em partículas do MP, especificamente, para os canais b e W com $\epsilon_b = 0.3$ e $\epsilon_W = 0.5$ respectivamente.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Somente para verificarmos que essas características não dependem do estado final ou do valor de ϵ_f escolhido, calculamos o espectro para os estados finais b e W com $\epsilon_f = 0.3$ e $\epsilon_f = 0.5$. Os resultados estão exibidos na Figura 29, na qual, podemos observar as mesmas características discutidas acima.

Assim, finalizamos nossa discussão acerca do modelo de aniquilação em cascata. Agora, que sabemos como gerar um espectro de raios- γ para uma cascata com n -passos, praticamente de forma modelo-independente⁵, conseguiremos trabalhar em casos específicos, como o de mediadores de vida longa, simplesmente fazendo os ajustes necessários na equação (4.11). No Capítulo 5, finalmente, discutiremos acerca da possibilidade de detectar ME indiretamente com raios- γ no Sol. O espectro será obtido utilizando a abordagem exposta nessa seção, apenas particularizando (na seção 5.3.3) para o caso de um único mediador de vida longa.

⁵ Note que apesar de termos assumido inicialmente uma grande hierarquia nas massas e que os mediadores eram escalares. A partir dessa abordagem, como discutimos ao longo dessa seção, é possível obter o espectro para uma cascata genérica (sem a hipótese de hierarquia), além dos resultados para vetores serem praticamente iguais aos de escalares. (240)

5 MATÉRIA ESCURA NO SOL E PRODUÇÃO DE RAIOS GAMA

Abordaremos aqui a possibilidade de detecção de matéria escura no Sol através de raios- γ . Nos capítulos anteriores, vimos alguns aspectos gerais acerca da ME, abordamos com certo detalhe o cenário padrão de detecção indireta e apontamos algumas de suas limitações. Também discutimos um cenário modificado que pode trazer novas possibilidades de detecção da ME, aumentando assim, as chances de obtermos um sinal positivo para sua detecção. Agora, estudaremos um desses cenários modificados, que nos permite buscar por ME no Sol através da detecção de raios- γ . Nesse capítulo, buscaremos entender como se dá a acumulação de ME no Sol, como isso pode levar à aniquilação de ME em partículas do MP (incluindo raios- γ), e de que forma, apenas com um cenário modificado simples, podemos esperar que esse sinal seja detectável e não extinto pela matéria solar.

5.1 Conceitos Gerais

Sabemos que deve existir um halo de ME em nossa galáxia. Portanto, espera-se que enquanto o Sol realiza sua órbita, diversas partículas desse halo passem por ele. De modo que, é razoável considerarmos, que parte dessas partículas colidem com núcleons solares e algumas destas perdem energia suficiente para se tornarem gravitacionalmente ligadas ao Sol. Então, após essa diminuição de energia, essas partículas orbitam o centro gravitacional do Sol e eventualmente ocorre outros espalhamentos com os núcleons solares. Cada um destes leva a uma perda de energia, fazendo com que esta decresça o suficiente para as partículas se estabelecerem em equilíbrio térmico no centro do Sol. Tal processo pode ser visualizado de forma esquemática na Figura 30. (242)

Esse processo de captura leva a um acúmulo de ME no centro do Sol, e como discutido na seção 3.2.3, em ambientes de alta densidade de ME espera-se que esta se aniquile, produzindo partículas do MP, incluindo raios- γ . Entretanto, existe um obstáculo para a observação desses raios- γ . Em termos de produção, como já discutido no Capítulo 4, sabemos que se a aniquilação de ME gerar partículas do MP, dentre elas teremos a produção de raios- γ seja por decaimento dessas partículas, interações eletromagnéticas ou até mesmo pela aniquilação direta. O problema surge na propagação desses raios- γ até um detector na Terra, mais especificamente, para escaparem do interior do Sol. Isso ocorre, pois o perfil da ME capturada, forma um halo fortemente concentrado no centro do Sol e conseqüentemente a taxa de aniquilação fora da atmosfera solar é muito pequena. (27, 242) Portanto, em um cenário típico, quase todos os raios- γ são produzidos no interior do Sol e extintos pela matéria solar, nesse caso, dentre as partículas do MP apenas os neutrinos conseguem escapar e seus fluxos ainda são atenuados.

Utilizamos um cenário alternativo com maiores perspectivas de detecção, no qual,

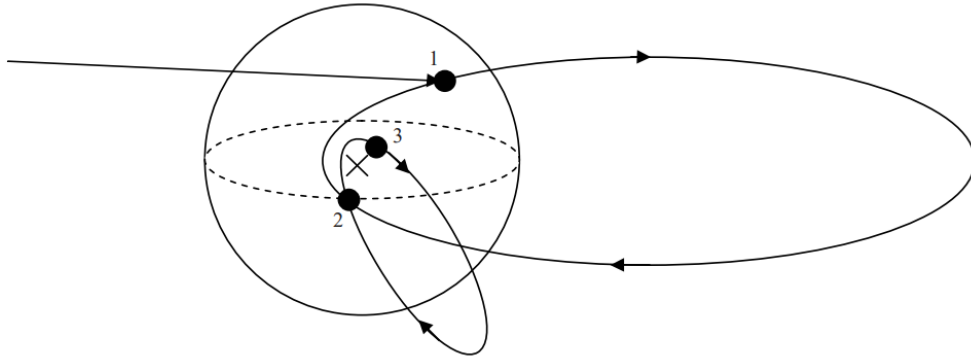


Figura 30 – Ilustração esquemática do processo de captura de WIMPs do halo galáctico pelo Sol. Na qual, temos uma partícula de ME do halo galáctico, que espalha com um núcleo solar, no ponto 1, e perde energia o suficiente para começar a orbitar o Sol. Essa partícula espalha novamente no ponto 2 fazendo, então, uma órbita mais interna. E por último, espalha novamente no ponto 3 e fica completamente presa no centro do Sol.

Fonte: SIVERTSSON. (242)

considera-se que a matéria escura aniquila em um mediador o qual decai posteriormente em partículas do MP. Caso esse mediador, tenha uma vida longa o suficiente para decair fora do Sol, torna-se muito mais plausível a detecção dos produtos desse decaimento, incluindo os raios- γ . A diferença entre esse cenário alternativo e o típico (ou até mesmo com mediadores de vida curta) fica bem ilustrada na Figura 31. Como discutido na seção 4.3, um setor escuro mínimo, contém: um candidato a matéria escura, em conjunto com um mediador, que permite a interação entre os setores escuro e do MP. O cenário discutido anteriormente, com um mediador de vida longa, é um tipo de setor mínimo e surge naturalmente em diversos modelos como: *dark photons* (232), *dark Higgs* (27) e vários modelos supersimétricos. (243)

Um requisito importante para esse sinal ser observável é que a vida média τ , desse mediador, seja longa o suficiente para escapar do Sol ou, de forma equivalente, que seu comprimento de decaimento L , corresponda pelo menos ao raio do Sol R_{\odot} . Essa condição pode ser descrita pela relação abaixo,

$$L \simeq c\tau\gamma \gtrsim R_{\odot}, \quad (5.1)$$

onde consideramos a velocidade do mediador próxima à velocidade da luz, c , e γ é um fator de *boost*, dado pela razão entre a massa da partícula de ME, m_{χ} , e a massa do mediador m_{ϕ} , ou seja, $\gamma = m_{\chi}/m_{\phi}$. Desse modo, para que esse sinal seja observável, precisamos garantir que esses parâmetros τ e γ , tomem valores que respeitem a condição $L \geq R_{\odot}$. Notemos que isso não é difícil, pois a vida média do mediador é essencialmente um parâmetro livre, limitado apenas pelo processo de nucleossíntese que ocorre logo após o Big Bang, de modo que, $\tau \lesssim 1$ s (27, 80), e temos facilmente fatores de *boost* da ordem

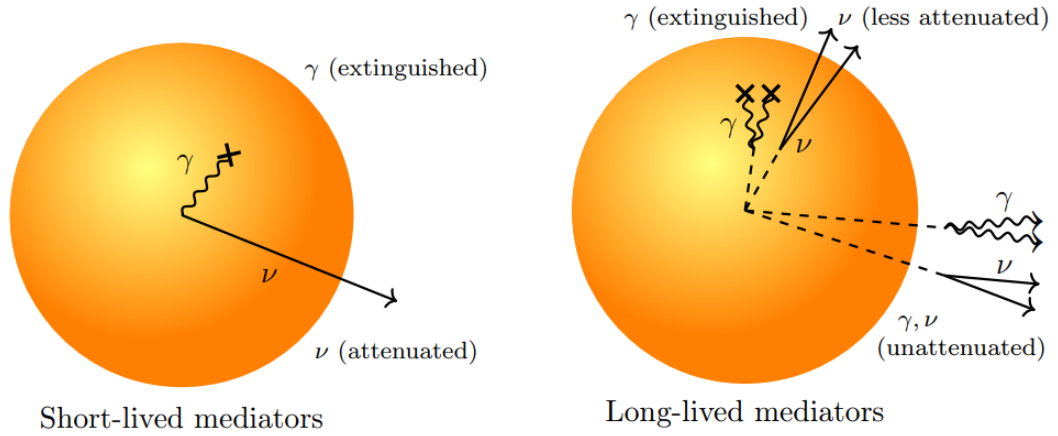


Figura 31 – Nessa ilustração podemos visualizar a diferença entre o cenário padrão (sem mediadores) ou com mediadores de vida curta e o cenário modificado (com mediadores de vida longa), esse segundo, torna possível a busca por raios- γ advindos da aniquilação de matéria escura no Sol.

Fonte: LEANE. (1)

de 10 à 10^4 para mediadores leves o suficiente. Sabendo que o raio do Sol é dado por $R_{\odot} = 6.96 \times 10^5$ km, ilustramos abaixo como essa condição pode ser facilmente alcançada com combinações desses fatores, dentro dos limites comentados.

$$L \simeq 3 \times 10^6 \text{ km} \left(\frac{\tau}{10^{-2} \text{ s}} \right) \left(\frac{\gamma}{10^3} \right). \quad (5.2)$$

Isto posto, podemos considerar a possibilidade de termos a produção de um fluxo de raios- γ detectável. Nas próximas seções, estudaremos a dinâmica da ME no Sol e como os processos de captura e aniquilação se relacionam. Feito isso, baseado na equação (4.4) obtida no capítulo anterior, escreveremos a equação do fluxo de raios- γ proveniente da aniquilação de ME no Sol. Por fim, calcularemos esse fluxo e iremos compará-lo à sensibilidade de certos observatórios. Discutiremos, especialmente, o potencial do observatório SWGO impor vínculos, a esse cenário, ainda mais restritos do que os impostos com outros observatórios em estudos recentes para massas altas de ME ($m_{\chi} \gtrsim 10$ TeV), sendo bastante complementar ao observatório Fermi-LAT.

5.2 Dinâmica da ME no Sol

Na seção anterior, vimos, em termos gerais, como a ME pode ser capturada no interior do Sol e acumulada a ponto de se aniquilar. Agora, estudaremos em mais detalhes a dinâmica da ME no interior solar. Veremos quais são os processos relevantes e como estes se relacionam. Especificamente, compreenderemos como podemos relacionar a taxa

de aniquilação, a qual constatamos na seção 4.1 ser preponderante para a determinação do fluxo de raios- γ , com a taxa de captura.

Ao estudarmos a dinâmica da ME no Sol, estamos interessados no número de partículas de ME acumuladas em seu interior, N_χ , para um certo instante t . Em termos bastante gerais, esse número de partículas pode ser descrito pela seguinte equação

$$\frac{dN_\chi}{dt} = \Gamma_C + C_S N_\chi - C_E N_\chi - C_A N_\chi^2, \quad (5.3)$$

onde cada um desses termos refere-se a um mecanismo de acumulação ou depleção das partículas de ME no Sol. Os termos dominantes dessa dinâmica são: Γ_C que corresponde a taxa de captura e C_A que se refere ao coeficiente de aniquilação. Também, temos dois termos secundários: C_S que indica a taxa de auto-captura da ME (*self-capture rate*) e C_E relativo à taxa de evaporação da ME no Sol. O processo de auto-captura, é análogo ao processo de captura padrão, explicado no início desse capítulo. Basicamente, as partículas de ME do halo galáctico colidem com partículas de ME já capturadas no interior do Sol, de modo que algumas dessas partículas perdem energia suficiente para também serem capturadas. (244) Referente ao processo de evaporação, temos o mesmo fenômeno que ocorre para a matéria bariônica, em resumo, a evaporação ocorre quando as partículas ganham energia cinética o suficiente para escapar do campo gravitacional do Sol. (245) A seguir, veremos que ambos os processos têm pouco impacto na quantidade de ME no Sol e podem ser seguramente desconsiderados para os parâmetros relevantes ao nosso estudo.

Nesta seção, exibiremos argumentos fundamentalmente qualitativos em conjunto com estimativas simples. Visando explicar, em termos gerais, como esses processos influem em N_χ e quando podemos desconsiderá-los. No final dessa exposição, citaremos resultados contidos na literatura, obtidos por métodos mais robustos e criteriosos, justificando apropriadamente os argumentos expostos. Essa abordagem será adotada, buscando evitar um texto demasiadamente longo devido a uma repetição de resultados já conhecidos. Porém, não deixando de justificar apropriadamente as premissas e simplificações adotadas em nosso estudo.

Como mencionado, o processo de evaporação das partículas de ME em um corpo celeste, ocorre quanto a energia térmica dessas partículas, é tal que sua velocidade excede a velocidade de escape desse corpo. Estimaremos de forma simplificada esse efeito para o Sol. Assumindo que as partículas de ME, capturadas, entram rapidamente em equilíbrio térmico com o interior do Sol sendo acumuladas em seu centro (246, 247),¹ a energia dessas partículas será determinada pela temperatura da região central do Sol, T^\odot . Dessa forma,

¹ É importante notarmos que ambos estudos indicam que para ocorrer essa termalização precisa-se de $\sigma_{\chi p} \gtrsim 10^{-44} \text{ cm}^2$. Como veremos, esse limite está em concordância com os que serão impostos ao estudarmos a auto-captura e o tempo de equilíbrio.

a energia térmica dessas partículas pode ser escrita aproximadamente por

$$E = \frac{3}{2}kT^\odot, \quad T^\odot \sim 10^7 \text{ K} \implies E \sim 1 \text{ keV}, \quad (5.4)$$

com k sendo a constante de Boltzmann. Em termos da velocidade dessas partículas, ficamos com

$$v_\chi \sim c \left(\frac{1 \text{ keV}}{m_\chi} \right)^{1/2}, \quad (5.5)$$

lembrando que para a evaporação ocorrer, v_χ , precisa ser maior que a velocidade de escape do Sol, onde $v_{\text{esc}}^\odot \simeq 618 \text{ km/s}$, aplicando essa condição, obtemos:

$$v_\chi \gtrsim v_{\text{esc}}^\odot \implies m_\chi \lesssim 0.3 \text{ GeV}. \quad (5.6)$$

Por essa estimativa, concluímos que podemos seguramente desconsiderar a evaporação, já que em nosso estudo estamos interessados principalmente em partículas de ME com massa m_χ , no intervalo de 100 GeV até 100 TeV por ser o intervalo de sensibilidade do observatório SWGO. (248) Apesar dessa ser apenas uma estimativa simples, estudos mais rigorosos chegaram a conclusões semelhantes. Nesses estudos, leva-se em conta a distribuição de temperatura das partículas de ME; detalhes relacionados à sua órbita e as interações no interior do Sol; modelos detalhados do interior solar, entre outros fatores. Os resultados obtidos nessas pesquisas apontam que o efeito de evaporação de ME no Sol é relevante apenas para $m_\chi \lesssim 2.9 - 4.4 \text{ GeV}$. (161, 245, 249) Embora esses resultados sejam uma ordem de grandeza acima de nossa estimativa, a conclusão se mantém: podemos seguramente desconsiderar a evaporação de ME no Sol.

A partir desse resultado, consideramos $C_E = 0$ na Eq.(5.3) e escrevemos

$$\frac{dN_\chi}{dt} = \Gamma_C + C_S N_\chi - C_A N_\chi^2, \quad (5.7)$$

resolveremos essa equação considerando $C_S > 0$ para discutirmos os seguintes aspectos: quando a auto-captura é relevante e a plausibilidade desse cenário. Assumindo que os coeficientes Γ_C , C_S e C_A independem de t , basta separarmos as variáveis para resolvermos a Eq.(5.7), feito isso temos como solução

$$N_\chi = \frac{\Gamma_C \tanh(t/\zeta)}{\zeta^{-1} - C_S \tanh(t/\zeta)/2}, \quad \zeta = \frac{1}{\sqrt{\Gamma_C C_A + C_S^2/4}}, \quad (5.8)$$

e ao fazermos $t \gg \zeta$ obtemos a solução no equilíbrio

$$N_\chi^{\text{eq}} = \frac{C_S}{2C_A} + \sqrt{\frac{C_S^2}{4C_A^2} + \frac{\Gamma_C}{C_A}}, \quad (5.9)$$

analisando as equações (5.8) e (5.9) acima, podemos notar que a auto-captura de ME é relevante caso tenhamos $C_S^2 \gg \Gamma_C C_A$, implicando em $N_\chi^{\text{eq}} \simeq C_S/C_A$. Considerando que

a cada aniquilação é depletado um par de partículas de ME escura, a taxa de aniquilação será dada por

$$\Gamma_A = \frac{1}{2} C_A (N_\chi^{\text{eq}})^2 \simeq \frac{C_S^2}{2C_A}. \quad (5.10)$$

Então, vemos que quando a auto-captura é um fator importante, a taxa de aniquilação é inversamente proporcional ao coeficiente de aniquilação C_A . Esse coeficiente é usualmente escrito da seguinte forma (169, 244)

$$C_A \simeq \frac{\langle \sigma_{Av} \rangle}{V_{\text{ef}}}, \quad (5.11)$$

com V_{ef} representando um volume efetivo ocupado pela ME capturada no interior do Sol. Assim, notamos que para $C_S^2 \gg \Gamma_C C_A$ temos $\Gamma_A \propto \langle \sigma_{Av} \rangle^{-1}$, logo, modelos com seções de aniquilação menores são favorecidos. Na Referência (244), Zentner demonstra que para a auto-captura ser relevante precisa-se que $\langle \sigma_{Av} \rangle \lesssim 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, impondo uma forte restrição a esse cenário. Além disso, nesse mesmo estudo, são determinados valores para outros parâmetros de interação da ME, onde se obteve para seção de choque de auto-interação $\sigma_{\chi\chi} \gtrsim 10^{-24} \text{ cm}^2$ e de espalhamento $\sigma_{\chi p} \gtrsim 10^{-44} \text{ cm}^2$. Podemos notar, que para a auto-captura de ME no Sol ser plausível, é preciso um ajuste fino dos parâmetros de interação da ME. Inclusive, com valores no limite de serem excluídos por estudos independentes que visam estimar tais parâmetros (72, 75, 244, 250), como até já visto no caso da seção de choque de auto-interação na subseção 2.5. Sendo assim, é pouco provável existir um modelo que atinja a todos esses requisitos.

Também, é possível argumentar, que para ocorrer uma auto-captura eficiente de ME no Sol, primeiro seria necessário um processo de captura eficiente. Em vista disso, é difícil que a auto-captura seja um efeito dominante na dinâmica da ME no Sol. Portanto, em nosso estudo, adotaremos $C_S^2 \ll \Gamma_C C_A$, e assim temos como solução

$$N_\chi = \sqrt{\frac{\Gamma_C}{C_A}} \tanh\left(\frac{t}{t_{\text{eq}}}\right), \quad t_{\text{eq}} = \frac{1}{\sqrt{\Gamma_C C_A}}, \quad (5.12)$$

onde t_{eq} nos dá a escala temporal necessária para um certo número de partículas de ME no Sol entrar em equilíbrio. Caso tenhamos $t^\odot \gg t_{\text{eq}}$, com $t^\odot \sim 10^{17} \text{ s}$ correspondendo a idade do Sol, atingimos a solução no equilíbrio

$$N_\chi^{\text{eq}} = \sqrt{\frac{\Gamma_C}{C_A}} \implies \Gamma_A = \frac{\Gamma_C}{2}, \quad (5.13)$$

estabelecendo assim, uma relação bastante simples entre as taxas de aniquilação e captura, facilitando a determinação do fluxo de raios- γ que devemos determinar. Afinal, nesse caso, Γ_A depende diretamente apenas de Γ_C . Consequentemente, falta apenas determinarmos a taxa de captura, inclusive, para avaliarmos se a condição $t^\odot \gg t_{\text{eq}}$ é razoável. Isso será efetuado na seção 5.3.2.

5.3 Fluxo de raios gama proveniente da aniquilação de ME no Sol

Nas seções anteriores, vimos como a ME pode ser capturada e acumulada no interior do Sol. Essa acumulação, gera um ambiente com alta densidade de ME, propício para que essa se aniquile. A princípio, esse sinal seria extinto pela atmosfera solar, porém recorreremos a um cenário modificado simples, em que a ME se aniquila em um mediador de vida longa suficiente para que esse decaia fora do Sol em partículas do MP e possibilite a detecção do fluxo de raios- γ produzido. Esse fluxo será descrito por uma versão particular da Eq.(4.4) que derivamos na seção 4.1. Para obtermos a Eq.(4.4), escrevemos a taxa de aniquilação por unidade de volume em função da densidade de matéria escura pela Eq.(4.2), pois a princípio não temos acesso a essa taxa de aniquilação. Entretanto, nesse cenário, onde a ME é capturada e se aniquila no interior de corpos celestes, há uma relação direta entre a taxa de aniquilação e captura, e como vimos, é especialmente simples se estivermos em equilíbrio (Eq.(5.13)). Então, podemos escrever o fluxo usando diretamente Γ_A , dada pela Eq.(4.2):

$$\frac{dN_A}{dt} \equiv \Gamma_A = \frac{\Gamma_C}{2} = \frac{\langle \sigma_A v \rangle}{2m_\chi^2} \rho_\chi^2 dV, \quad (5.14)$$

e substituindo essa relação na Eq.(4.4), obtemos:

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE} = \frac{\Gamma_C}{8\pi D_\oplus^2} \frac{dN_\gamma}{dE}, \quad (5.15)$$

onde D_\oplus se refere a distância entre o local de produção do sinal e o detector, nesse caso, a distância Sol-Terra.

Desse modo, temos a equação em termos gerais para nosso fluxo de interesse. Ainda, como discutido na seção 4.1, devemos considerar os fatores pertinentes e específicos do nosso estudo, um aspecto relevante, que será melhor discutido na seção seguinte, é a probabilidade de sobrevivência P_S , desse sinal até o detector. Outro fator comumente considerado é a fração de ramificação B_i (ou *branching ratio*), esse fator é dado pela razão entre o número de partículas que decaem por um modo de decaimento específico, com relação ao número total de partículas que decaem através de todos os modos de decaimento. Nesse estudo, assumimos que o mediador decai unicamente para cada estado final considerado, ou seja, $B_i = 1$ (ou 100%). Faremos isso, pois nosso trabalho é modelo-independente, sendo algo simples de reescalar apropriadamente para modelos específicos com certas frações de ramificação. Considerado esses aspectos, escrevemos finalmente a nossa versão final da equação que descreve o fluxo de raios- γ

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE} = \frac{\Gamma_C}{8\pi D_\oplus^2} \times \frac{dN_\gamma}{dE} \times P_S. \quad (5.16)$$

Nas seções a seguir, ampliaremos a discussão acerca de cada um dos termos dessa equação.

5.3.1 Probabilidade de Sobrevivência do Sinal

A probabilidade de observação desse sinal de raios- γ é definida por considerarmos que esses fótons só tem condições de serem observados, caso o mediador decaia entre o Sol e a Terra. Conforme as referências (1, 251), essa condição é descrita por dois decaimentos exponenciais, um com o raio do Sol, R_{\odot} , sobre o comprimento de decaimento L , e o outro com a distância Terra-Sol (D_{\oplus}) sobre L , resumidos na equação (5.17) abaixo

$$P_S = e^{-R_{\odot}/L} - e^{-D_{\oplus}/L}. \quad (5.17)$$

Abordagens mais detalhadas poderiam incluir a probabilidade desse mediador sofrer espalhamento com núcleons solares. Contudo, essa é uma questão que depende do modelo de partículas considerado para esse mediador e suas interações, e como adotamos uma abordagem modelo-independente assumiremos que o mediador atravessa o Sol sem sofrer atenuação ou ser capturado. (27, 242)

A equação (5.17) é ilustrada na Figura 32 com a probabilidade de sobrevivência em função de $L = \gamma c\tau$, onde consideramos que o sinal sobreviverá apenas quando o mediador decair fora do Sol ($P_S = 0$ para $L < R_{\odot}$).

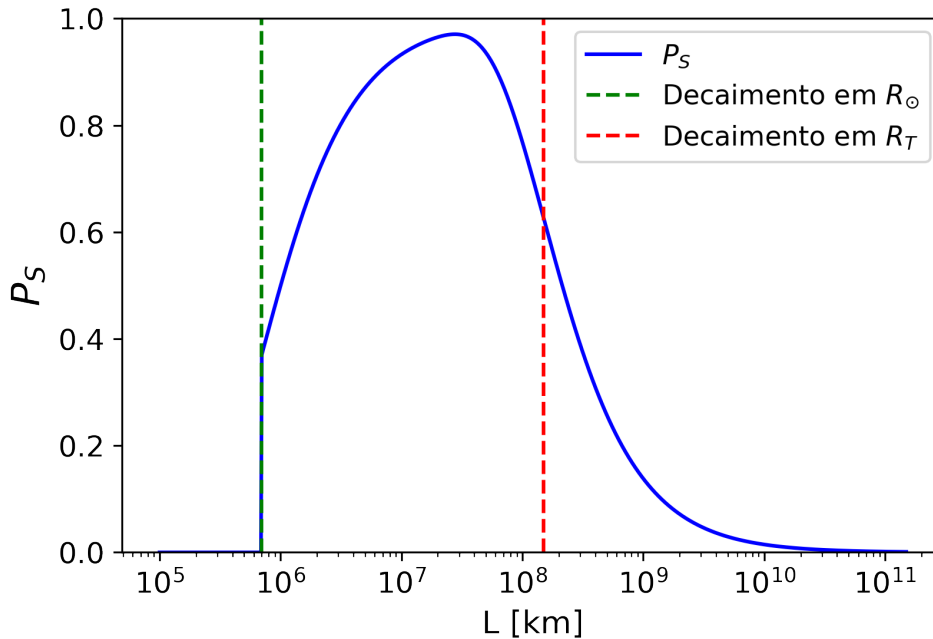


Figura 32 – Probabilidade de raios- γ provenientes do decaimento de mediadores chegarem até um detector na Terra em função da posição em que ocorre esse decaimento. Essa é uma função simples, que considera simplesmente decaimentos exponenciais, e assume que o sinal é nulo para $L < R_{\odot}$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Nesse trabalho, tomaremos a liberdade de definir $L = \gamma c\tau \simeq R_{\odot}$. Aplicando $L \simeq R_{\odot}$ na Eq.(5.17), obtemos $P_S \sim 0.4$, como também pode ser visualizado na Figura

32. Essa escolha é pertinente, por ser facilmente obtida com valores modestos de γ e τ , além de ter pouca influência em nossos resultados. Pois, como podemos notar pela Figura 32 a probabilidade de sobrevivência varia relativamente pouco para $R_{\odot} < L < D_{\oplus}$ (apenas por um fator de ~ 2), com seu menor valor nesse intervalo ocorrendo justamente para o comprimento de decaimento definido. Portanto, com essa definição, não estaremos superestimando a intensidade do fluxo calculado. De qualquer forma, caso necessário, é preciso simplesmente reescalar os resultados para diferentes valores de L . Embora, essa escolha leve a uma questão que precisamos ter em mente, pois ao considerarmos que os mediadores decaem imediatamente fora do Sol, temos uma fonte efetivamente pontual mesmo para $\gamma \sim 1$. Entretanto, para $R_{\odot} \ll L < D_{\oplus}$, quando $\gamma \sim 1$ os raios- γ produzidos pareceriam formar um halo ao redor do Sol, tanto pelos decaimentos ocorrerem envolta do Sol, quanto pelo fator de *boost* pequeno gerar uma emissão mais difusa e menos estreita na direção de propagação do mediador. Tipicamente, a determinação da sensibilidade para emissões difusas é pior que para fontes pontuais, além de necessitar de mais análise. (27,252) Portanto, estaríamos superestimando ligeiramente a sensibilidade ao escolhermos $L \simeq R_{\odot}$. Isso é contornado mantendo valores de boost grandes ($\gamma \gg 1$), nesse caso, independente do valor de L temos efetivamente uma fonte pontual. (1)

Por fim, há alguns outros aspectos desse sinal, que negligenciaremos por não serem componentes dominantes. Por exemplo, parte dos raios- γ produzidos podem ser absorvidos pelo Sol, isso ocorre para mediadores produzidos num ângulo contrário à Terra e contribui apenas para as energias mais baixas do espectro de energia da ME. Como os limites impostos são primariamente pela parte de mais alta energia do espectro, nossos resultados não serão afetados. (1,253) Também, podemos ter componentes extras de raios- γ , como a produção destes por Compton-Inverso e pela interação de elétrons secundários com fótons do ambiente. Outra possível componente seria a aniquilação de ME do halo de WIMPs envolta do Sol, como comentado na seção 5.1, porém essas componentes são fortemente suprimidas (1,242) e não serão consideradas nesse estudo. Dessa forma, concluímos a discussão acerca dos principais aspectos desse sinal, principalmente acerca de sua sobrevivência e conseqüente possibilidade de detecção. Especificamente, mostramos que referente a P_S , teremos apenas um fator multiplicativo na Eq.(5.16) do fluxo, determinado pela aplicação de $L = R_{\odot}$ na Eq.(5.17).

5.3.2 Taxa de Captura

A taxa de aniquilação, Γ_A , é um fator determinante para o fluxo de raios- γ a ser observado, como visto desde o Capítulo 4 e nas últimas seções. Tipicamente, Γ_A , é escrita em termos da densidade de ME, ρ_{χ} , e sua seção de choque de aniquilação $\langle \sigma_A v \rangle$ (ver seção 4.1). Entretanto, a busca por ME em corpos celestes, é talvez o único caso, no qual não precisamos nos preocupar com a distribuição de ME e nem diretamente com sua

seção de choque de aniquilação. (43, 169)² Isso é possível, por conseguirmos relacionar diretamente a taxa de aniquilação Γ_A com a taxa de captura Γ_C , como foi apresentado na seção 5.2. Então, nessa seção compreenderemos melhor como se dá a captura da ME no Sol, obtendo explicitamente a taxa de captura. Também, verificaremos a condição de equilíbrio ($t_{eq} \ll t^\odot$) assumida no final da seção 5.2. Por fim, exibiremos uma solução numérica da taxa de captura, que será utilizada para a determinação do fluxo de raios- γ .

Devido a esse ser um aspecto determinante para o nosso estudo, abordarei a taxa de captura em detalhes. Ainda que, utilizaremos apenas uma solução numérica e uma versão aproximada de Γ_C , para calcular o fluxo $d\Phi_\gamma/dE$ e avaliar a condição de equilíbrio respectivamente. É importante entendermos os fundamentos da captura de ME pelo Sol e a solução completa da taxa de captura, afinal tanto a solução numérica quanto aproximada, são oriundas da solução geral. O primeiro cálculo da taxa de captura de ME do halo galáctico pelo sol, foi realizado por Press & Spergel em 1985 (245), logo depois esses cálculos foram corrigidos e aprimorados por Gould em 1987. (254) A nossa discussão acerca de Γ_C seguirá o tratamento realizado por Gould.

Gould começa considerando a captura de ME do halo galáctico por uma casca esférica do corpo no qual a matéria está sendo capturada (no nosso caso o Sol). Definimos que essa casca tem um raio r , uma espessura dr , e velocidade de escape $v_{esc}(r)$. Consideramos sobre essa casca uma superfície delimitadora de raio R , grande o suficiente para que o campo gravitacional do Sol seja desprezível em R , permitindo descrever de forma genérica os WIMPs locais do halo de ME da Via Láctea. Também, definimos que as partículas de ME tem uma distribuição de velocidades dada por uma função $f(u)$, onde u é a velocidade dessas partículas no infinito. Então, o fluxo de partículas que atravessa para o interior da superfície em R , com velocidade u e angulo θ com relação à direção radial é

$$\phi_\chi = \frac{1}{4} f(u) u du d \cos^2(\theta), \quad 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}, \quad (5.18)$$

realizando uma mudança de variáveis de $\cos^2 \theta$ para o momento angular por unidade de massa $J = u R \sin \theta$, escrevemos:

$$\phi_\chi = \frac{1}{4} f(u) u du \frac{dJ^2}{R^2 u^2}, \quad (5.19)$$

e integrando sobre a área da superfície em R , obtemos a taxa de partículas de ME que entram na superfície por unidade de tempo

$$\mathcal{T} = \frac{\pi f(u)}{u} du dJ^2. \quad (5.20)$$

² Apesar de ser necessário estabelecermos um valor de $\langle \sigma_A v \rangle$ para utilizarmos a condição de equilíbrio, como veremos no final dessa seção, a qual é utilizada para obter a equação do fluxo em sua forma simples exposta na equação 5.16. Vale notar que essa não é uma condição necessária para obter a taxa de captura em geral e consequentemente para obter o fluxo. (164, 254)

Definimos também $\Omega(w)$ como a taxa por unidade de tempo de quantas partículas, com velocidade w , espalham para uma velocidade menor que $v_{\text{esc}}(r)$ ao atravessar a casca esférica em r . Partículas com velocidade u no infinito, terão uma velocidade w na casca esférica (em r), dada por

$$w = \sqrt{u^2 + v_{\text{esc}}^2(r)}, \quad (5.21)$$

com a probabilidade dessa partícula ser capturada, sendo

$$dP = \frac{\Omega(w)}{w} \frac{2dr}{\sqrt{1 - J^2/r^2w^2}} \Theta(rw - J), \quad (5.22)$$

onde $2dr/\sqrt{1 - J^2/r^2w^2}$ corresponde ao caminho percorrido pela partícula através da casca, que ao dividirmos por w nos dá o tempo transcorrido nesse processo. A função Θ surge para garantir que apenas partículas com $J < rw$ interceptam a casca. Multiplicando a taxa de quantas partículas entram na superfície (Eq.(5.20)) com a probabilidade dada na Eq.(5.22), obtemos a taxa diferencial de captura na casca esférica

$$\frac{d\Gamma_C}{dr du dJ^2} = \frac{d\kappa}{du dJ^2} \frac{dP}{dr} = \frac{2\pi f(u)}{wu} \frac{\Omega(w)}{\sqrt{1 - J^2/r^2w^2}} \Theta(rw - J), \quad (5.23)$$

integrando em J^2

$$\frac{d\Gamma_C}{dudV} = \frac{f(u)}{u} w \Omega(w), \quad (5.24)$$

onde consideramos $dV = 4\pi r^2 dr$. Então, integramos sobre o volume do corpo celeste e sobre a distribuição de velocidades no infinito, para obtemos finalmente a taxa de captura de partículas de ME por um corpo celeste

$$\Gamma_C = \int_0^{R_C} dV \int_0^\infty \frac{f(u)}{u} w \Omega(w) du, \quad (5.25)$$

onde R_C se refere ao raio do corpo, no nosso caso $R_C = R^\odot$ (raio do sol). Para de fato calcularmos Γ_C , precisamos: determinar $\Omega(w)$, supor uma distribuição de velocidades $f(u)$ e realizar as devidas integrais.

Visando determinar $\Omega(w)$, assumimos que a seção de choque de espalhamento σ_S , é isotrópica e independe da velocidade para partículas alvo que podem ser consideradas efetivamente em repouso com relação ao corpo celeste. Nesse caso, a fração de energia perdida, $\Delta E/E$, em um dado espalhamento será uma distribuição uniforme sobre o intervalo

$$0 \leq \frac{\Delta E}{E} \leq \frac{4m_\chi m}{(m_\chi + m)^2}, \quad (5.26)$$

sendo m a massa da partícula alvo. Para a ME ser capturada é preciso uma perda de energia de pelo menos

$$\frac{\Delta E}{E} \geq \frac{w^2 - v_{\text{esc}}^2(r)}{w^2} = \frac{u^2}{w^2}, \quad (5.27)$$

para que a velocidade da partícula de ME seja menor que a velocidade de escape. Combinando as expressões (5.26) e (5.27) temos que a probabilidade de num dado espalhamento a partícula de ME ser capturada é

$$p_{\text{cap}} = \frac{v_{\text{esc}}^2(r)}{w^2} \left[1 - \frac{u^2}{v_{\text{esc}}^2(r)} \frac{(m_\chi - m)^2}{4m_\chi m} \right]. \quad (5.28)$$

A taxa de espalhamento para $w < v_{\text{esc}}(r)$ é simplesmente o produto da taxa total de espalhamento, $n\sigma_S w$, pela probabilidade condicional p_{cap} acima. Então, podemos escrever

$$\Omega(w) = \frac{n\sigma_S v_{\text{esc}}^2(r)}{w^2} \left[1 - \frac{u^2}{v_{\text{esc}}^2(r)} \frac{(m_\chi - m)^2}{4m_\chi m} \right]. \quad (5.29)$$

onde n é a densidade numérica de partículas alvo. Por fim, substituindo a Eq.(5.29) para $\Omega(w)$ na Eq.(5.25) da taxa de captura, temos

$$\Gamma_C = \int_0^{R_\odot} dV \int_0^\infty n \sigma_S v_{\text{esc}}^2(r) \frac{f(u)}{u} \left[1 - \frac{u^2}{v_{\text{esc}}^2(r)} \frac{(m_\chi - m)^2}{4m_\chi m} \right] du. \quad (5.30)$$

Agora, podemos calcular essas integrais simplesmente assumindo uma certa distribuição de velocidades para as partículas de ME. Gould faz isso considerando uma distribuição de Maxwell-Boltzmann para as velocidade e inclui fatores de possível supressão da taxa de captura para espalhamentos com núcleos grandes. (254) Os cálculos, apesar de longos, são bastante diretos, no entanto, a equação geral obtida é bastante complexa e com alguns fatores que geram apenas pequenas correções. Desse modo, acredito que realizar esses cálculos e apresentar essa solução geral não adiciona ao nosso trabalho.

Considerando o nosso propósito de realizar uma estimativa para o tempo de equilíbrio t_{eq} , exibiremos uma versão simplificada da equação geral para Γ_C mencionada. Essa simplificação, considera apenas os aspectos dominantes para a taxa de captura. Nesse caso, para o Sol, temos (43, 169, 254)

$$\Gamma_C = 3.4 \times 10^{20} \text{ s}^{-1} \left(\frac{\rho_\chi^\odot}{0.3 \text{ GeV/cm}^3} \right) \left(\frac{270 \text{ km/s}}{\bar{v}_\chi} \right)^3 \left(\frac{\sigma_{\chi p}}{10^{-42} \text{ cm}^2} \right) \left(\frac{100 \text{ GeV}}{m_\chi} \right)^2, \quad (5.31)$$

onde

ρ_χ^\odot é a densidade local de matéria escura, \bar{v}_χ a velocidade local rms das partículas do halo galáctico de ME. Lembrando das definições do tempo de equilíbrio (t_{eq}) e do coeficiente de aniquilação (C_A), dados pelas equações (5.12) e (5.11), escrevemos

$$t_{\text{eq}} = \frac{1}{\sqrt{\Gamma_C C_A}}, \quad C_A \simeq \frac{\langle \sigma_A v \rangle}{V_{\text{ef}}}. \quad (5.32)$$

Dessa forma, para estimarmos t_{eq} precisamos calcular o volume efetivo, V_{ef} , ocupado pela ME no interior do Sol. Considerando que a ME escura foi capturada e acumulada no centro do Sol e que ocorreu a termalização entre ambos (246, 247), podemos assumir uma distribuição Maxwelliana para o perfil de densidade da ME capturada (43, 254), do tipo

$$n(r) = n_0 \exp \left(\frac{-m_\chi \Phi_{\text{grav}}(r)}{k T_\odot} \right), \quad (5.33)$$

onde n_0 é a densidade de ME no centro do Sol e $\Phi_{\text{grav}}(r)$ corresponde ao potencial gravitacional local. (161) Podemos estimar o raio efetivo desse perfil de ME, basicamente, ao igualar a temperatura do núcleo do Sol à energia potencial gravitacional de um único WIMP nesse raio efetivo (19, 161), desse modo

$$\frac{m_\chi \Phi_{\text{grav}}(r)}{k T_\odot} \simeq 1, \quad (5.34)$$

implicando em

$$R_{\text{ef}} \sim 10^9 \text{ cm} \left(\frac{m_\chi}{100 \text{ GeV}} \right)^{1/2} \implies V_{\text{ef}} \sim 10^{28} \text{ cm}^3 \left(\frac{m_\chi}{100 \text{ GeV}} \right)^{3/2}. \quad (5.35)$$

A partir dessa estimativa de V_{ef} em conjunto com o valor aproximado de Γ_C pela Eq.(5.31), substituímos na Eq.(5.32) para C_A e t_{eq} e obtemos:

$$\frac{t^\odot}{t_{\text{eq}}} \simeq 18 \left(\frac{t^\odot}{10^{17} \text{ s}} \right) \left(\frac{\sigma_{\chi p}}{10^{-41} \text{ cm}^2} \right)^{1/2} \left(\frac{\langle \sigma_A v \rangle}{3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}} \right)^{1/2} \quad (5.36)$$

Então, vemos que para WIMPs com seção de choque térmica ($\langle \sigma_A v \rangle \simeq 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$) estima-se que a condição de equilíbrio é satisfeita para $\sigma_{\chi p} \gtrsim 10^{-41} \text{ cm}^2$.³ Resultados obtidos em estudos mais precisos, mostram que para a condição de equilíbrio ser satisfeita precisamos de $\sigma_{\chi p}^{SD} \gtrsim 10^{-44} \text{ cm}^2$ e $\sigma_{\chi p}^{SI} \gtrsim 10^{-46} \text{ cm}^2$ (244, 247, 255), onde SD se refere a spin-dependente e SI a spin-independente. Portanto, é preciso ter certa cautela caso nosso estudo indique uma capacidade de restrição de $\sigma_{\chi p}$ para além desses valores, pois em tal situação as premissas aqui assumidas para obtenção do fluxo de raios- γ a ser detectado não serão mais válidas.

Assim, estabelecemos que justifica-se negligenciar a evaporação e auto-captura da ME no Sol, enquanto satisfazemos a condição de equilíbrio ($t_{\text{eq}} \ll t^\odot$), para valores pertinentes dos parâmetros de interação da ME. Finalmente, ficamos com a simples relação expressa na Eq.(5.13)

$$\Gamma_A = \frac{\Gamma_C}{2} \implies \frac{d\Phi_\gamma}{dE} = \frac{\Gamma_C}{8\pi D_\oplus^2} \times \frac{dN_\gamma}{dE} \times P_S, \quad (5.37)$$

Dessa equação, fica claro que para determinarmos o fluxo de raios- γ devido à aniquilação de ME no interior do Sol, basta determinarmos a taxa de captura Γ_C , não dependendo diretamente de $\langle \sigma_A v \rangle$ ou demais fatores associados à Γ_A .

É possível obtermos Γ_C pela Eq.(5.30), para isso precisaríamos além de assumir uma distribuição de velocidades e integrar sobre o volume do Sol, como já mencionado. Também seria necessário determinar $\Omega(w)$ pela Eq.(5.29) para cada elemento contido no Sol, resolver a integral da Eq.(5.30) para cada um desses elementos e somar as respectivas soluções.

³ Note que também foi assumido uma massa para ME da ordem de $m_\chi \simeq 100 \text{ GeV}$, tornando essa estimativa dependente de diversos parâmetros que precisamos estar atentos.

Para tal, utilizaremos o DarkSUSY. (164) O DarkSUSY é uma ferramenta que permite obtermos, numericamente, diversas propriedades das partículas de ME e suas interações, incluindo diversas formas de obter a taxa de captura Γ_C . O modo mais geral, inclui uma integração numérica sobre: o raio solar, a distribuição de velocidades, do momento e uma soma sobre todos os elementos dados pelo modelo solar de Serenelli *et al* (256) (contendo 289 isotopos para espalhamento SI e 112 para SD). Apesar de ser realizada uma integração numérica, vale notar, que essencialmente é o mesmo procedimento descrito para resolver a Eq.(5.30).

O resultado da implementação do DarkSUSY foi reproduzido na Figura 33 a partir da referência. (257) Nesta Figura, plotamos a taxa de captura em função da massa da partícula de ME, para dois valores fixos distintos da seção de choque de espalhamento ME-próton spin-dependente. Vale destacar alguns aspectos da taxa de captura evidentes na Figura 33: primeiro, como esperado, Γ_C é proporcional a σ_{xp} ;⁴ um aspecto mais interessante, é a proporcionalidade da taxa de captura com a massa da partícula de ME, como evidenciado pelas linhas tracejadas $\Gamma_C \propto m_\chi^{-1}$ para $m_\chi \lesssim 10$ GeV e $\Gamma_C \propto m_\chi^{-2}$ para $m_\chi \gtrsim 100$ GeV. Isso ocorre, pois, além do fator m_χ^{-1} originado do número de densidade de WIMPs ($n_\chi = \rho_\chi/m_\chi$), para partículas de ME com massa muito maior que das partículas alvo (nesse caso, o próton) surge um fator adicional m_χ^{-1} pela supressão cinemática, visto que quanto maior a massa menos energia é transferida a cada espalhamento ME-próton, dificultando a captura de ME no Sol.

A partir desse resultado conseguimos determinar o fluxo de raios- γ para uma dada massa m_χ e uma certa seção de choque de espalhamento σ_{xp} . Dessa forma, nos resta apenas determinar o espectro de raios- γ produzido na aniquilação de ME em um mediador que posteriormente decai fora do Sol em partículas do MP. Para enfim, obtermos todos os ingredientes necessários para determinação do fluxo de raios- γ esperado na Terra. Portanto, na próxima seção usaremos como base a discussão realizada no Capítulo 4 acerca do espectro gerado na aniquilação de ME em partículas do MP, particularizando para o nosso caso de estudo (mediador de vida longa).

5.3.3 Espectro de raios gama com mediador de vida longa

Como discutido na seção 4.1.2, o espectro de raios- γ é determinado pela física de partículas das interações que o produzem, sendo um componente fundamental para a obtenção do fluxo de raios- γ a ser observado. Portanto, para determinarmos o sinal esperado de raios- γ aqui na Terra, para o nosso estudo, é necessário compreendermos como um mediador de vida longa altera essas interações e conseqüentemente o espectro resultante. Na seção 4.1.2, discutimos o cenário padrão da produção de raios- γ pela aniquilação direta

⁴ No nosso trabalho, focaremos na seção de choque de espalhamento spin-dependente, portanto quando omitirmos o índice, está subentendido ser SD.

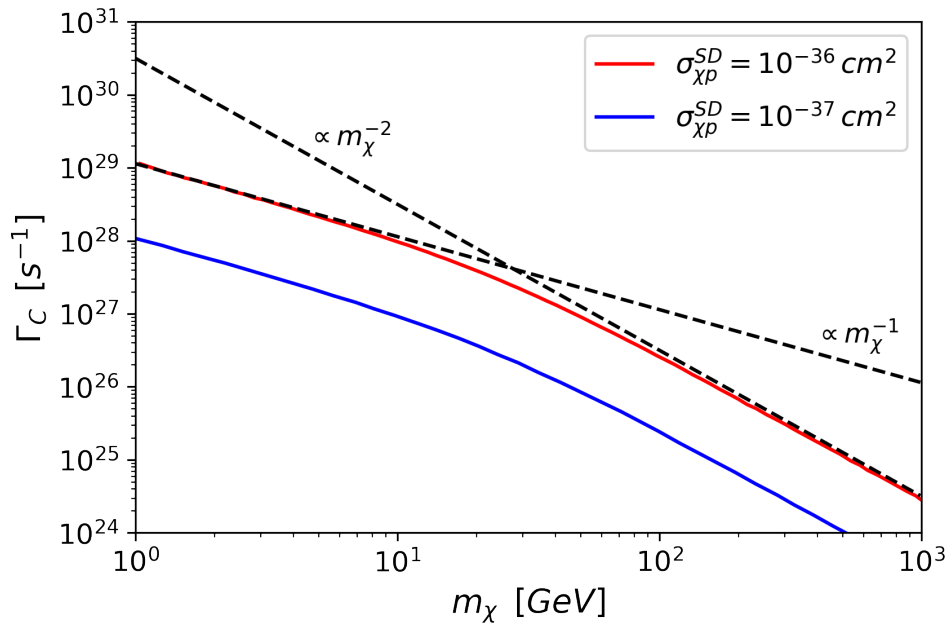


Figura 33 – Taxa de captura de matéria escura pelo Sol em função da massa da ME, para dois valores da seção de choque de espalhamento SD, obtida usando o DarkSUSY. As retas tracejas evidenciam as relações de proporcionalidade entre a taxa de captura e a massa da ME.

Fonte: Elaborada pelo autor.

de partículas de ME em partículas do MP. Um cenário mais geral, é abordado na seção 4.3. Nesse caso, consideramos um setor escuro, permitindo que a ME se aniquile em outras partículas desse setor (mediadores), com esses mediadores eventualmente decaindo em partículas do MP, por fim produzindo raios- γ que chegarão até à Terra. Esse processo pode ser visualizado na Figura 27.

Agora, basta particularizarmos para o nosso estudo. No nosso caso, estamos estudando um cenário com apenas um mediador, de vida média longa, sendo que o fato do mediador ter vida longa não altera o espectro resultante em termos da energia. Implicando apenas em modificações nas suas características morfológicas, levando a uma distribuição espacial mais difusa, porém isso não é relevante para o nosso estudo, já que estamos considerando mediadores que decaem imediatamente ao escapar do Sol. Portanto, em nosso estudo consideramos apenas um único mediador para o processo de cascata discutido na seção 4.3. A partir da Figura 28 podemos notar pouca diferença com relação ao espectro de aniquilação direta ao considerar apenas um mediador, embora seja perceptível uma ligeira diminuição no pico do espectro e na energia para qual ocorre esse pico. Para obtermos a solução com apenas um mediador, basta aplicarmos $n = 1$ na equação (4.11), desse modo os espectros resultantes serão dados basicamente pela aplicação de uma convolução ao espectro de aniquilação direta.

Utilizando o pacote numérico PPPC, o qual tem sua solução implementada baseada na relação (4.11), determinamos o espectro do decaimento de um mediador de vida longa, para alguns estados finais distintos. Escolhemos os seguintes parâmetros para a determinação dos resultados: quatro estados finais distintos (fótons, bottoms, taus e elétrons), para cada um desses estados finais, dois valores distintos de ϵ_f (0.1 e 0.5), lembrando que ϵ_f relacionado a massa do estado final com a massa do mediador por $\epsilon_f = 2m_f/m_\phi$, e a massa da ME $m_\chi = 5 \text{ TeV}$. Os resultados estão exibidos na Figura 34, os quais foram multiplicados por m_χ , visando trocar a dependência de x para E , onde E é a energia do fóton no referencial do mediador, fizemos isso para posteriormente comparar os resultados com os espectros calculados na referência (1) utilizando o pacote PYTHIA (227).

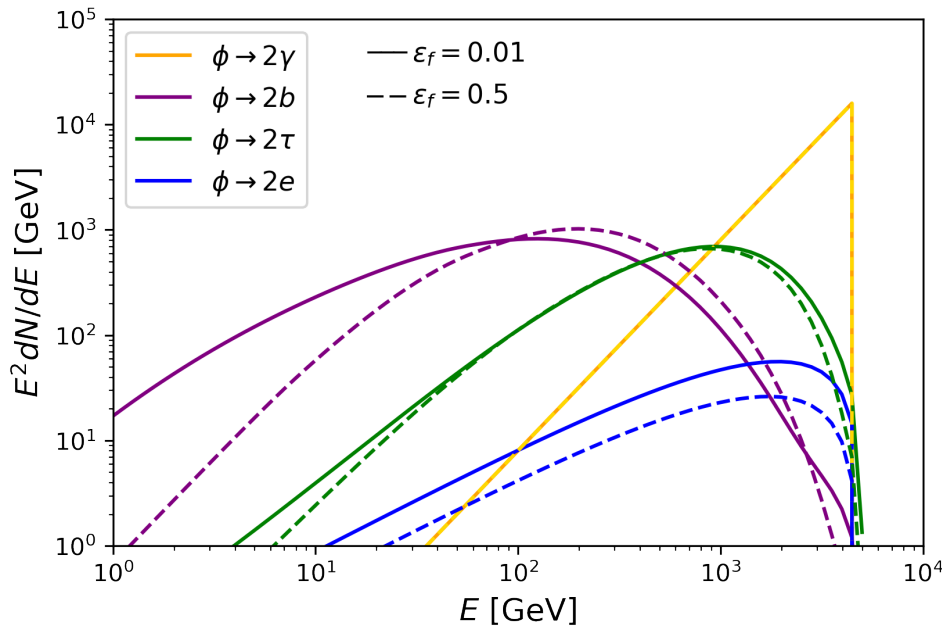


Figura 34 – Espectro de raios- γ provenientes do decaimento de mediadores de vida longa, ϕ , para diferentes estados finais (fótons, bottoms, taus e elétrons). Cada estado final com dois valores de ϵ_f , em linha sólida $\epsilon_f = 0.01$ e em linha tracejada $\epsilon_f = 0.5$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

A partir da Figura 34, podemos notar que há pouca variação do espectro (em função da energia) para diferentes valores de ϵ_f , portanto o espectro parece ser pouco sensível a variações na massa do mediador. Isso ocorre, pois as partículas produzidas herdam o *boost* do mediador, como o *boost* é dado por m_χ/m_ϕ e as partículas produzidas têm energias que são frações fixas de m_ϕ esses fatores se cancelam. (1) O único caso que notamos uma diferença um pouco mais significativa, apesar de ainda pequena, é para o quark bottom. Nesse caso, a hadronização é relevante para a produção dos raios- γ , e nesse tipo de processo há uma dependência da energia dos produtos ($f\bar{f}$) do decaimento de ϕ

no referencial inercial de ϕ_1 , tornando assim a dependência do espectro com relação a ϵ_f mais complexa. (1, 241) O mesmo ocorre para casos dominados pela radiação de estado final. (240, 241) Entretanto, observa-se uma diferença mínima, de forma que adotaremos um valor fixo de ϵ_f , ao calcular o fluxo de raios- γ .

Por último, exibimos uma comparação entre os espectros de raios- γ para cada um desses estados finais que computados usando o PPPC com os espectros obtidos pelo pacote PYTHIA na referência. (1) Nessa referência o parâmetro utilizado para determinação do espectro é a massa do mediador m_ϕ , em todos os casos, selecionamos para comparação os espectros referentes a $m_\phi = 20$ GeV e calculamos os valores de ϵ_f correspondentes para determinação do espectro pelo PPPC. A partir da Figura 35, observamos que nossos resultados são equivalentes aos obtidos usando o pacote PYTHIA para os estados finais comparados.

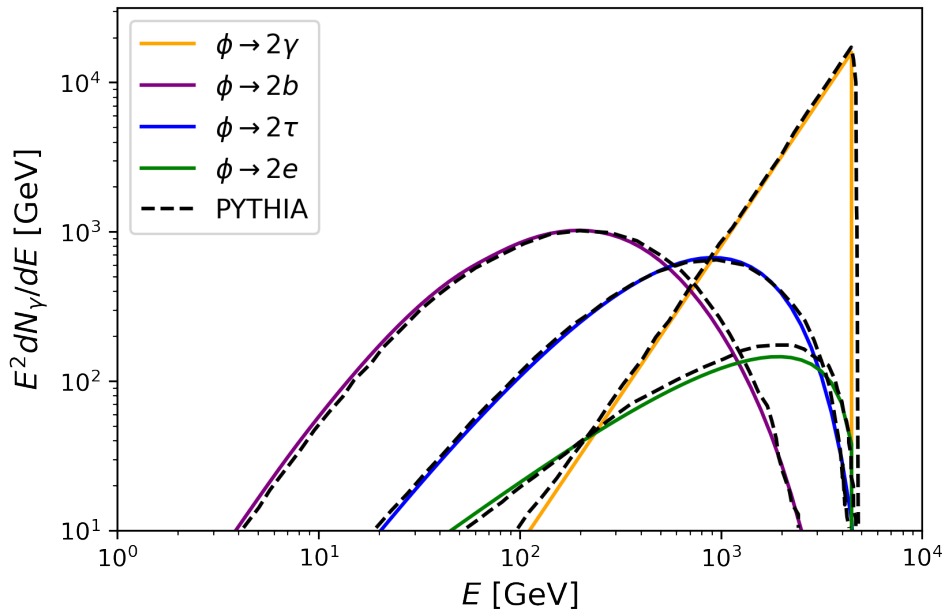


Figura 35 – Comparação entre os espectros de raios- γ provenientes do decaimento de mediadores de vida longa, que computamos utilizando o PPPC (linhas sólidas) com os espectros obtido na referência (1) usando o PYTHIA (linhas tracejadas)

Fonte: Elaborada pelo autor.

Dessa forma, ao obtermos o espectro de raios- γ para a aniquilação de ME em um mediador que decai fora do Sol em partículas do MP, finalizamos a determinação de todos os fatores necessários para obtenção do fluxo de raios gama dado pela equação (5.16), com o espectro sendo talvez o fator mais importante, afinal define as principais características do fluxo produzido. Na seção seguinte, iremos, enfim, combinar todos esses termos e gerar o fluxo de raios- γ proveniente da aniquilação de ME no interior do Sol, em um mediador

com uma vida longa o suficiente para decair fora da atmosfera solar, em partículas do MP, que eventualmente geram raios- γ que se propagam até à Terra.

5.3.4 Combinando os fatores

Finalmente, temos todos os ingredientes necessários para construirmos o fluxo de raios- γ proveniente da aniquilação de ME no interior do Sol em um mediador de vida longa que pode decair fora do Sol em partículas do MP que eventualmente produzem raios- γ . Ao longo desse capítulo entendemos como a ME escura pode ser capturada e acumulada no interior do Sol (Figura 30). Vimos que para o sinal em raios- γ produzido ser observável, é necessário a existência de um mediador com vida longa o suficiente para escapar da atmosfera solar (Figura 31). Também mostramos que nesse cenário temos acesso direto à taxa de aniquilação de ME por meio de sua relação com a taxa de captura (Eq.(5.13)), um aspecto exclusivo da busca de ME em corpos celestes que favorece a obtenção do fluxo de raios- γ . Além disso, determinamos cada um dos fatores necessários para a obtenção do fluxo: a probabilidade de sobrevivência (Eq.(5.17)), a taxa de captura (Figura 33) e o espectro de raios- γ (Figura 35). Os resultados desse capítulo, podem ser resumidos na equação (5.38), onde multiplicamos a equação de ambos os lados por E^2 para deixar compatível com o fluxo de raios- γ exibido na Figura 36

$$E^2 \frac{d\Phi_\gamma}{dE} = \frac{\Gamma_C}{8\pi D_\oplus^2} \times E^2 \frac{dN_\gamma}{dE} \times P_S. \quad (5.38)$$

Na Figura 36, mostramos o fluxo de raios- γ obtido pela equação (5.38) acima. Para obter esse resultado, calculamos a probabilidade de sobrevivência do sinal como prescrito na seção 5.3.1 onde utilizamos a equação (5.17), fixando $L = R_\odot$ e com isso obtendo $P_S \simeq 0.37$. Em seguida, utilizamos a taxa de captura determinada com o DarkSUSY exibida na Figura 33 e as relações de proporcionalidade $\Gamma_C \propto \sigma_{\chi p}$; $\Gamma_C \propto m_\chi^{-1}$ para $m_\chi \lesssim 10$ GeV e $\Gamma_C \propto m_\chi^{-2}$ para $m_\chi \gtrsim 100$ GeV. Por último, computamos o espectro utilizando o pacote PPPC para os estados finais (e , b , τ e γ) e combinamos todos esses fatores utilizando a equação (5.38) para calcular o fluxo de raios- γ . Ainda na Figura 36, comparamos essas soluções com os fluxos de raios- γ obtidos na referência (1), e para isso selecionamos o espectro com as seguintes massas para cada estado final: $m_\chi = 50$ GeV para os fótons, $m_\chi = 500$ GeV para taus e elétrons e $m_\chi = 5$ TeV para os bottoms. Vale notar, que as seções de choque de espalhamento (dos fluxos de referência) utilizadas para obter os nossos fluxos de comparação, foram inferidas diretamente dos gráficos utilizando um *software* de extração de pontos, apresentando assim um certo nível de incerteza. De qualquer forma, é notável uma equivalência significativa entre nossos resultados e os fluxos de raios- γ obtidos com o PYTHIA calculados na referência. (1)

Enfim, com a determinação do fluxo de raios- γ esperado na Terra, somos capazes de investigar a capacidade de observatórios detectar esse sinal. Dessa forma, podemos indicar

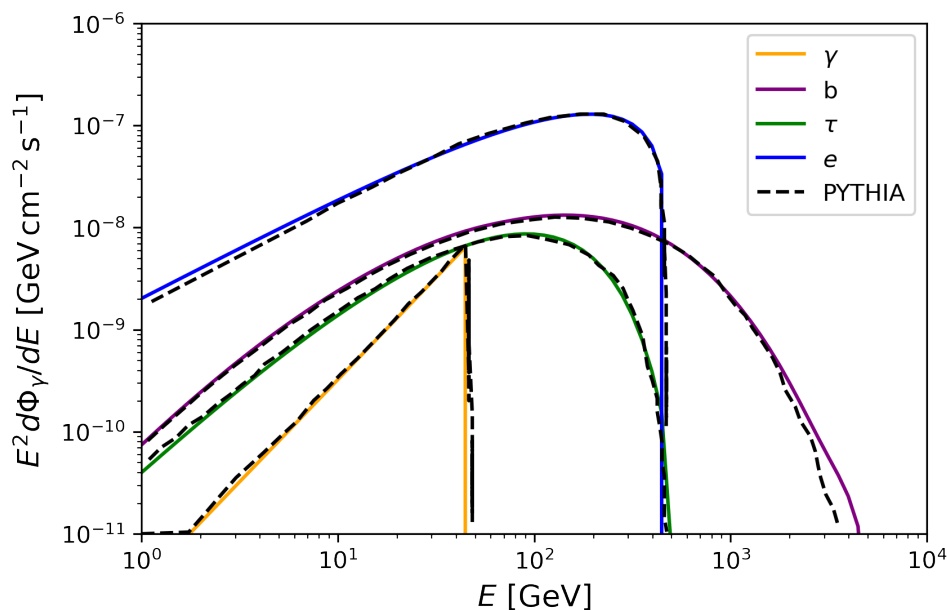


Figura 36 – Fluxo raios- γ provenientes do decaimento de mediadores de vida longa, propagado do Sol à Terra, para os estados finais: fótons com $m_\chi = 50$ GeV (amarelo), bottoms com $m_\chi = 5$ TeV (roxo), taus e elétrons com $m_\chi = 50$ GeV (verde e azul respectivamente). Em tracejado temos o fluxo calculado usando o PYTHIA para comparação.

Fonte: Elaborada pelo autor.

o potencial desse cenário para detectar um possível sinal de matéria escura e desvendar a natureza desse novo tipo de matéria. Na próxima seção, discutiremos esse potencial, especialmente, do *The southern wide-field gamma-ray observatory* (SWG0).

5.4 Potencial desse Cenário

A possibilidade de buscar por ME no Sol, não é uma novidade, e como comentado na seção 5.3.2, tem seu início com os trabalhos de Press & Spergel em 1985. (258) Em seguida, houve diversos estudos nessa linha, a título de exemplo: o trabalho de Krauss e Freese, em 1985, no qual analisaram a possibilidade da ME capturada pelo Sol explicar “O problema dos neutrinos solares”⁵ (261), a conhecida série de artigos de Gould (249,254,262), entre diversos outros trabalhos. (161,263–265) Atualmente, as principais buscas por ME no Sol são realizadas por grandes observatórios de neutrinos como o Super-Kamiokande e o IceCube (para mais detalhes revisar a subseção 3.2.3). Em todos esses casos, a procura por ME no Sol, foi realizada com neutrinos. Pois, as únicas partículas estáveis produzidas da aniquilação de ME que poderiam chegar à Terra seriam eles, devido as demais partículas como raios- γ sofrerem extinção de seus fluxos pela atmosfera solar.

⁵ Para mais informações sobre “O problema dos neutrinos solares” e sua solução, checar as referências. (259,260)

Recentemente, aventaram a hipótese de buscar por ME no Sol por meio de outros canais, particularmente, o trabalho de Batell em 2010 (27) considerando a detecção de raios- γ . Tal possibilidade surge no contexto de setores escuros, como discutido na seção 5.1, considera-se que a ME se aniquila para um mediador (também do setor escuro) que posteriormente decai em partículas do MP. No caso desse mediador ter uma vida longa o suficiente para decair fora do Sol, é possível detectarmos outras partículas do MP fora os neutrinos, além de não mais ocorrer atenuação no fluxo destes. A Figura 31 ilustra bem o contraste entre o cenário padrão (ou com um mediador de vida curta) em comparação com um mediador de vida longa.

Essa nova possibilidade de detecção de ME é o principal diferencial desses cenários. Inclusive, de uma perspectiva de detecção indireta de ME com raios- γ , como discutido no Capítulo 4, o Sol é um excelente alvo, principalmente por sua proximidade. Ademais, precisamos nos preocupar somente com o valor da densidade local de ME e não com sua distribuição, e seus diversos perfis (ver seção 4.1.1). As pesquisas mais recentes de detecção de raios- γ provenientes da aniquilação de ME no Sol (1, 253), indicam que os observatórios atuais de raios- γ teriam capacidade de restringir $\sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$ em várias ordens de grandeza mais fortemente do que tanto os experimentos de detecção direta de ME, como LUX, XENON1T e PICO-60 C₃F₈, quanto os observatórios de neutrinos como o IceCube.

Como explicado na seção 3.2.1, a seção de choque de espalhamento WIMP-núcleo pode ser dividida em spin-dependente (SD) e spin-independente (SI) (equação (3.17)). O primeiro caso tem uma dependência direta com o spin do núcleo alvo (na forma diferencial, $d\sigma_{\chi N}^{\text{SD}}/dE \propto J(J+1)$), enquanto o segundo, escala com o quadrado do número de massa do núcleo ($d\sigma_{\chi N}^{\text{SI}}/dE \propto A^2$). Dessa forma, os experimentos de detecção direta para $\sigma_{\chi N}^{\text{SI}}$ são várias ordens de grandeza mais sensíveis ($\sim 10^6$), pois, para aprimorá-los basta escolher átomos alvos mais pesados. Enquanto o aumento de spin para melhorar a sensibilidade no caso de $\sigma_{\chi N}^{\text{SD}}$, é fortemente limitado (rever discussão na seção 3.2.1). Portanto, esse cenário de busca por ME no Sol com raios- γ , não só permite impor limites a $\sigma_{\chi N}^{\text{SD}}$ mais restritivos, como é uma forma complementar e independente com relação aos experimentos de detecção direta visando estudar a natureza da ME e de suas interações com a matéria bariônica.

Uma forma bastante simples de avaliar o potencial desse cenário tem como base, calcular o fluxo para certos parâmetros, e compará-lo à sensibilidade de observatórios de raios- γ para tais parâmetros, como efetuado nas referências (1, 253), ao impor limites superiores à $\sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$. Precisamente, o procedimento para tal, consiste em gerarmos fluxos de raios- γ esperados na Terra, baseado na equação (5.16). Estes fluxos são então reescalados por taxas de captura (ou aniquilação) arbitrariamente crescentes, que multiplicam o espectro $E^2 dN_{\gamma}/dE$. Assim que esse fluxo de energia excede a sensibilidade (ou fluxo observado) do observatório analisado, em qualquer bin de energia, é definido um limite

superior no valor dessa taxa de captura (Γ_C). Ao impormos limites à Γ_C estamos impondo limites à $\sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$, pois, tal como foi explicado no final da seção 5.3.2, a taxa de captura é diretamente proporcional à seção de choque de espalhamento spin-dependente ($\Gamma_C \propto \sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$). Esse procedimento está ilustrado na Figura 37 para os dados do observatório Fermi-LAT.

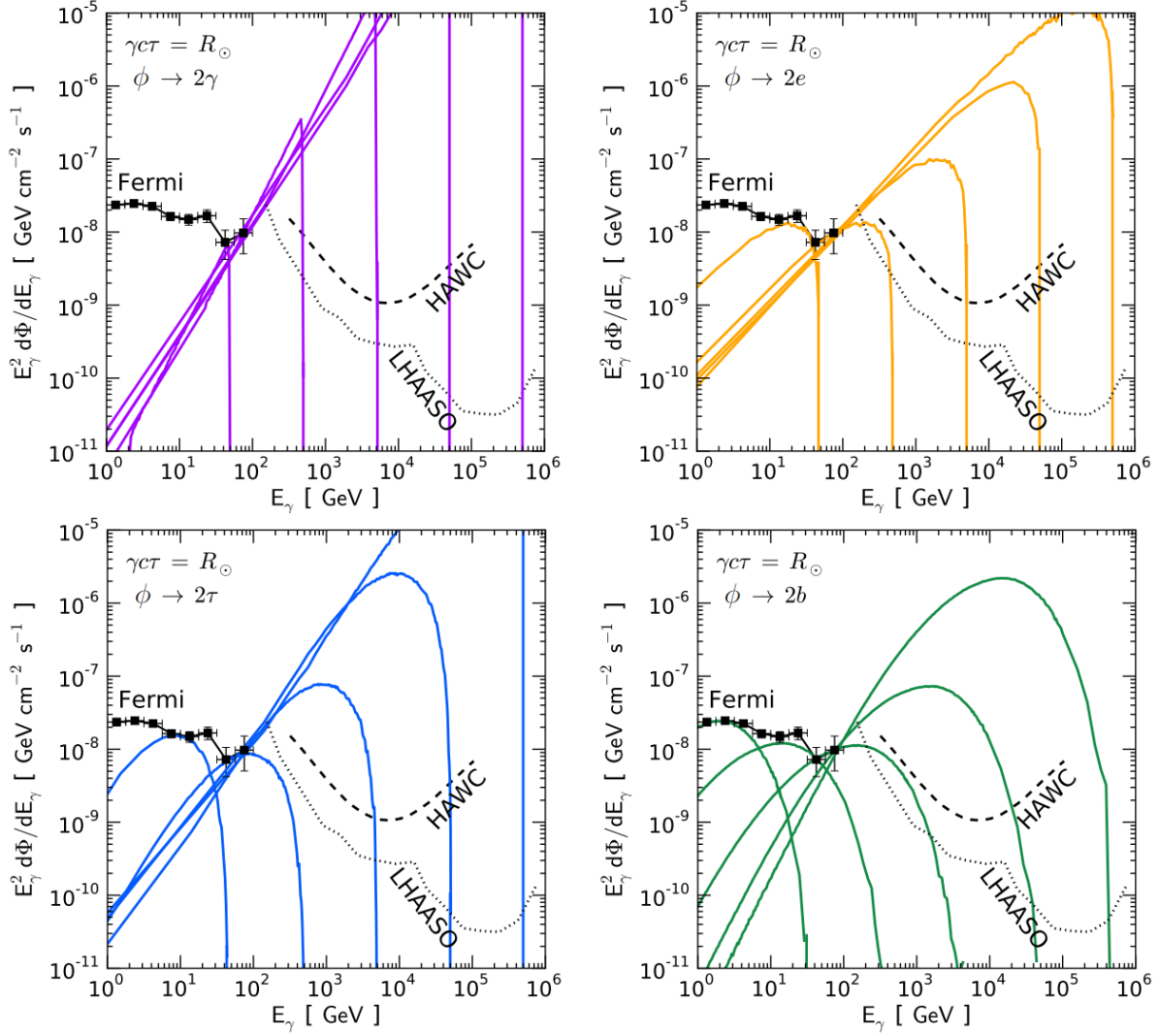


Figura 37 – Ilustração do procedimento utilizado para impor limites superiores à $\sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$, pela observação de raios- γ do Fermi-LAT. As curvas coloridas indicam os fluxos de raios- γ esperados no experimento, proveniente da aniquilação de ME no Sol. Consideram-se os seguintes canais de decaimentos do mediador $\phi \rightarrow (2\gamma, 2e, 2\tau, 2b)$, para cada um desses, as massas $m_\chi = 50, 500, 5000, 50000, 50000$ GeV, reescalado por taxas de captura crescentes até atingirem a sensibilidade do observatório. O mesmo procedimento pode ser realizado para as curvas de sensibilidades dos observatórios HAWC e LHAASO exibidas.

Fonte: Adaptada de LEANE. (1)

Fazendo uso desse procedimento, nas referências (1, 253), são determinados os limites superiores impostos pelo Fermi-LAT à seção de choque de espalhamento SD e as

sensibilidades ótimas estimadas dos observatórios HAWC e LHAASO. Os resultados estão exibidos na Figura 38.

Podemos notar a partir da Figura 38, que para massas altas, os limites impostos e as sensibilidades ótimas dos observatórios a esse cenário diminuem, mesmo para observatórios como o LHAASO que tem maior sensibilidade conforme se aumenta a massa da ME. Isso decorre, da taxa de captura escalar com m_χ^{-2} . Para o Fermi-LAT também temos que o pico do espectro começa a ocorrer fora do seu intervalo de energia para massas mais altas de ME. Essa questão é mais relevante para os espectros duros, como o decaimento direto do mediador em raios- γ , e menos dominante para os casos opostos como o decaimento em quarks b .

Nesses casos de espectro mais suave, o Fermi-LAT é mais sensível que os observatórios HAWC e LHAASO, até para massas da ordem de 1 TeV. Ademais, apesar do HAWC e LHAASO complementarem bem os limites impostos pelo Fermi, quando considerados seus respectivos intervalos de energia ótimos, o Fermi-LAT ainda é mais sensível por aproximadamente uma ordem de grandeza. Portanto, seria relevante a existência de um observatório ainda mais sensível para as altas energias. O observatório mais conhecido e esperado nesse sentido é o *Cherenkov Telescope Array* (CTA). (266) No entanto, devido à sua técnica de observação, que consiste em medir a luz Cherenkov gerada na atmosfera pela cascata de partículas produzidas da interação dos raios- γ ao adentrar a atmosfera, não é possível estudar o Sol. Afinal, essa luz é muito fraca e só pode ser detectada à noite, de preferência em períodos sem lua cheia. (266) Outro observatório muito promissor, ainda em planejamento, é o *The Southern Wide-field Gamma-ray Observatory* (SWGGO). Para massas altas espera-se que este seja até mais sensível que o CTA, como exposto na Figura 39. Este observatório, assim como o HAWC, observa a luz Cherenkov em tanques de água, portanto consegue operar em qualquer momento do dia, permitindo uma observação adequada do Sol.

A proposta do observatório SWGGO surge para complementar os experimentos do hemisfério norte (especialmente o HAWC e LHAASO), além de prover observações independentes das mesmas regiões que serão observadas pela parte Sul do CTA, especialmente relevante, para observação do Centro Galáctico. (195, 198) Estima-se que o SWGGO terá uma precisão sem precedentes na escala multi-TeV, contando com um campo de visão grande (45°), uma grande área de detecção ($> 5000 \text{ m}^2$), exposição diária ao centro galáctico (devido a sua latitude)⁶ e boa resolução angular ($< 0.5^\circ$). (198)

Como podemos notar da Figura 39, o SWGGO deve ser pelo menos uma ordem de grandeza mais sensível que o observatório HAWC para a maior parte do intervalo de

⁶ O local para o observatório SWGGO ainda não foi estabelecido, mas está planejado ser estabelecido em uma região entre 10° S e 30° S , a uma altitude de aproximadamente 5 km, com vários locais em potencial. (198)

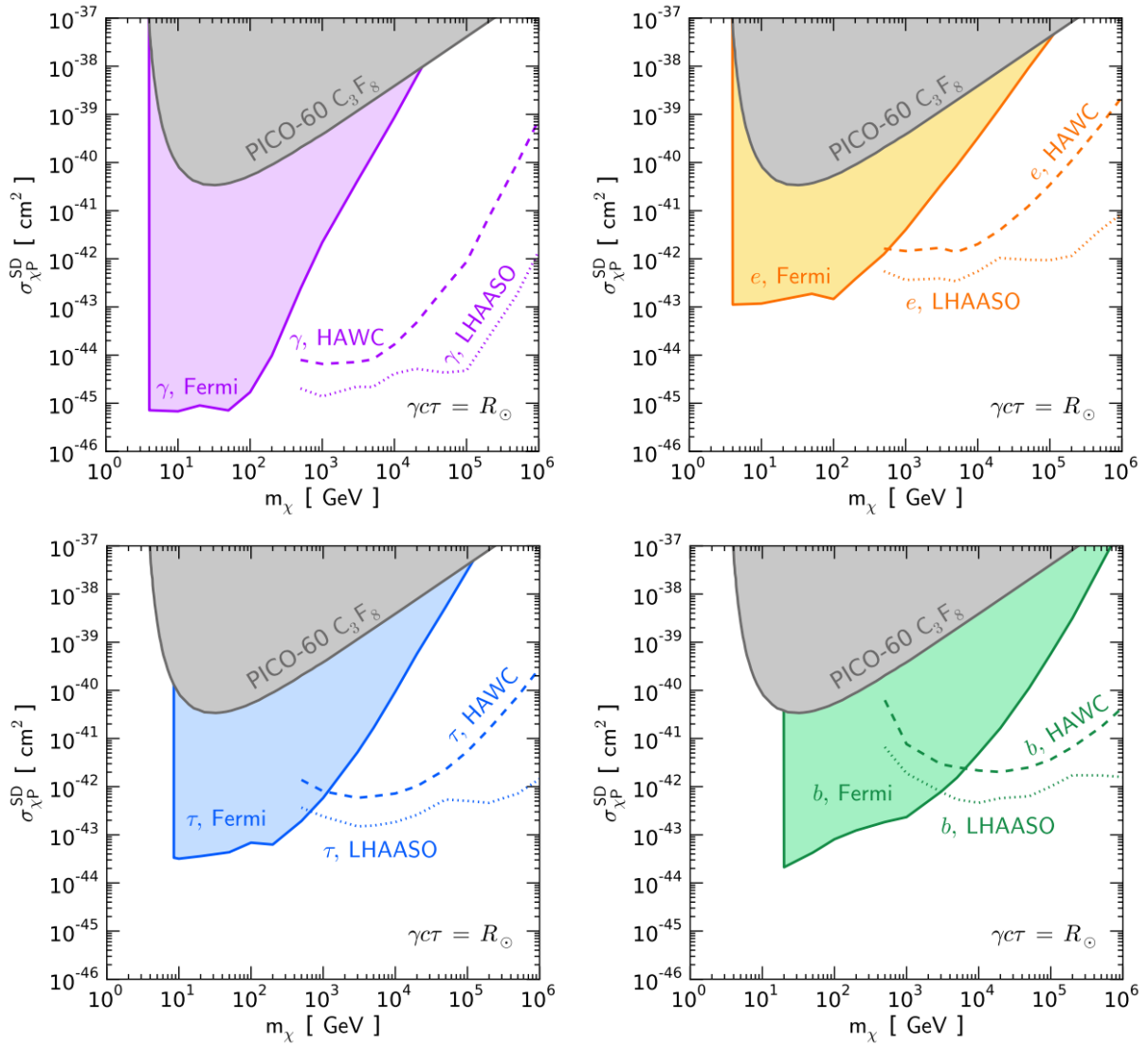


Figura 38 – Sensibilidade ideal para $\sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$ com observações de raios- γ solares, provenientes da aniquilação de ME no interior do Sol em mediadores de vida longa que decaem imediatamente fora do Sol nos canais indicados. Os limites obtidos estão rotulados com os respectivos nomes dos observatórios. Exibem-se os vínculos impostos sobre $\sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$ pelo PICO-60 C_3F_8 , um dos experimentos mais sensíveis de detecção direta de ME.

Fonte: LEANE. (1)

energias. Assim, o SWGO permite impor vínculos à $\sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$ bastante complementares ao Fermi-LAT e apresenta um forte potencial para estudar esse cenário, com sensibilidade para massas altas (≥ 10 TeV) maior do que qualquer observatório em atividade ou em construção. (198)

Uma análise análoga às realizadas nas referências (1, 253) para os observatórios Fermi-LAT, HAWC e LHAASO, exibida na Figura 38, também pode ser efetuada para o SWGO, com este potencialmente impondo limites mais fortes, à seção de choque de

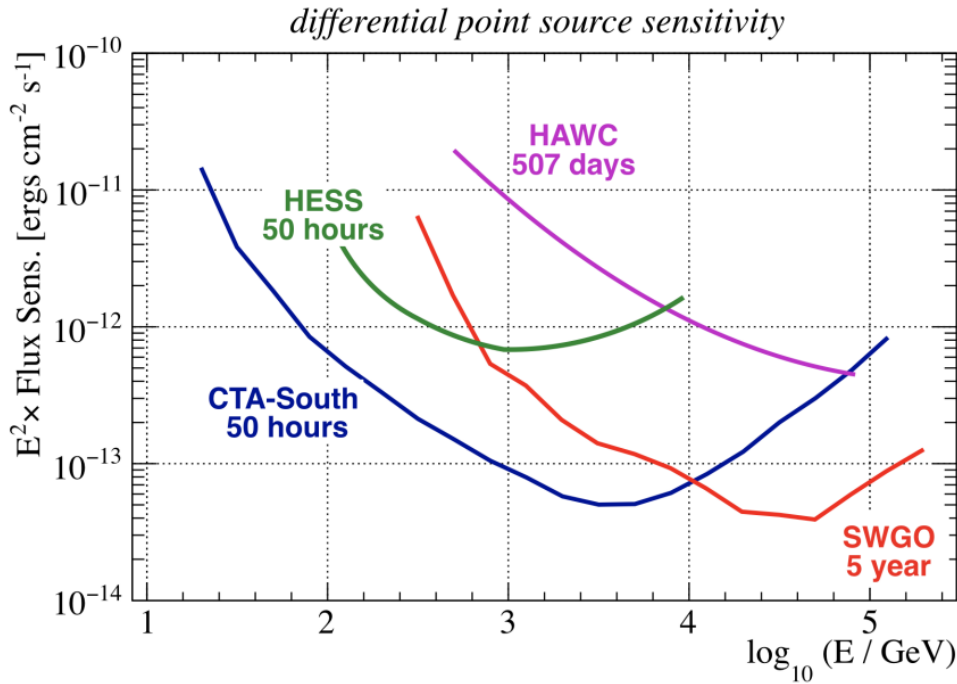


Figura 39 – Comparação entre a sensibilidade para fontes pontuais em função da energia do observatório SWGO, em planejamento, com outros instrumentos em atividade ou em construção.

Fonte: ABREU *et al.* (248)

espalhamento SD, para esse cenário. Contudo, para realizarmos tal análise são necessárias algumas modificações.

Primeiro, é pertinente adicionarmos o canal de decaimento do mediador em bósons W , pois, apesar de nossa análise ser modelo-independente, sabe-se que para massas de ME acima de 800 GeV o canal W^+W^- geralmente é dominante. (267) Sendo que o SWGO será sensível à aniquilação de ME com massas entre 500 GeV e 100 TeV. (198) E apesar das referências (1, 253) terem analisado o HAWC e o LHAASO, que trabalham nesse mesmo intervalo de energia, a análise teve maior foco no Fermi-LAT, justificando a não inserção desse canal. Outro aspecto importante é a relação entre a energia real do fluxo de raios- γ e a energia reconstruída pelo SWGO. Para energias abaixo de 500 GeV o observatório apresenta grande viés, superestimando sistematicamente a energia real do sinal, na energia reconstruída. Note que essa questão é relevante mesmo para massas acima de TeV , pois, apesar do pico do fluxo de raios- γ se alterar com o aumento da massa, parte do fluxo continuará tendo energia real < 500 GeV. A reconstrução do fluxo de raios- γ que chega à Terra, efetuada pelo observatório SWGO, se baseia em um processo de convolução, discutido na referência (198), e exibido na Figura 40.

Percebe-se da Figura 40 uma diferença significativa entre o fluxo de raios- γ real (em linhas sólidas à esquerda) e o reconstruído (em linhas sólidas à direita). Em vista

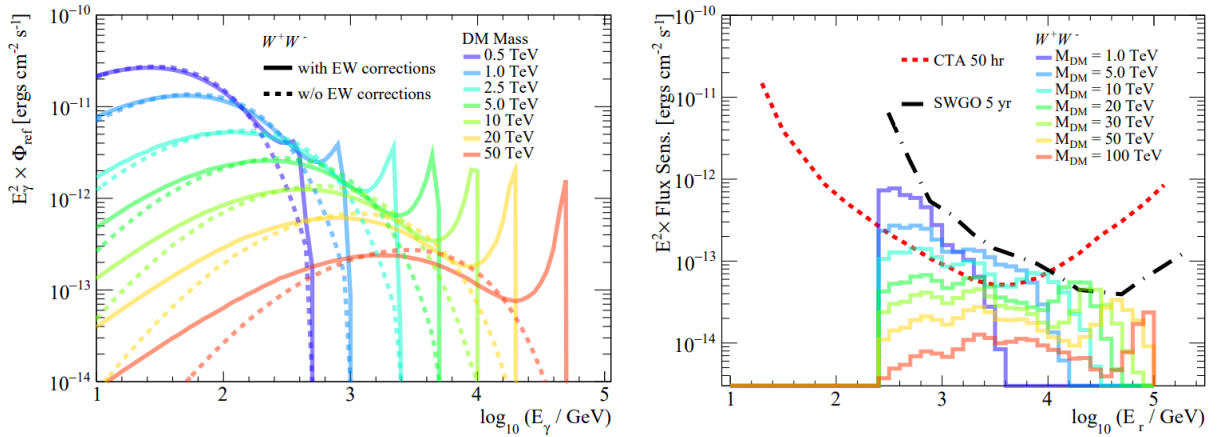


Figura 40 – **Esquerda:** Fluxo de raios- γ para aniquilação direta de ME em bósons W , com correções eletrofracas (linhas sólidas) e sem correções (linhas tracejadas), para diferentes massas de ME. **Direita:** Sensibilidade dos observatórios SWGO e CTA para fontes pontuais em função da energia reconstruída de raios- γ , para 5 anos e 50 horas de observação do halo Galáctico, respectivamente. Conjuntamente, mostra-se taxas de aniquilação em W convolucionadas para a resolução de energia do SWGO por bin de energia reconstruída, para diferentes massas de ME.

Fonte: VIANA *et al.* (198)

disso, este é um aspecto a ser considerado em uma eventual análise para o observatório SWGO. No momento, estamos iniciando uma análise nesse sentido, na qual, esperamos demonstrar o potencial do SWGO em detectar raios- γ provenientes da aniquilação de ME no Sol, assumindo que o setor escuro contenha um mediador de vida longa o suficiente para decair fora do Sol, ou de vincular σ_{xp}^{SD} no caso de não detecção.

Esta análise sendo bem sucedida, mostraremos que esse cenário, nos casos mais otimistas, como de aniquilação direta em raios- γ , permite impor limites até 6 ordens de grandeza mais restritivos à σ_{xp}^{SD} , em comparação aos experimentos atuais de detecção direta. Superando até mesmo o experimento DARWIN, em planejamento, esperado ser capaz de vincular $\sigma_{xp}^{SD} \geq 10^{-43} \text{ cm}^2$. (268) Mesmo nos casos menos otimistas, de espectros mais macios, ainda espera-se obter limites competitivos.

Por fim, é importante ressaltar que essas são sensibilidades ótimas, onde assumimos que o mediador decai imediatamente fora do Sol e com uma fração de ramificação de 100% para cada estado final. Também, seguindo as referências (1, 253), desconsideramos certos aspectos que poderiam diminuir a sensibilidade dos observatórios a esse sinal, como ruídos de fundo. Cabe ressaltar, que também estamos planejando uma análise mais rigorosa desse cenário, ao comparar o sinal esperado com o ruído de fundo previsto no observatório SWGO, por meio do método estatístico comumente utilizado de máxima verossimilhança (também conhecido por seu termo em inglês: *likelihood*). De qualquer forma, enquanto

certamente haverá fatores que diminuirão essa sensibilidade estimada, garantidamente estes serão menores que o ganho de permitir que os mediadores vivam o suficiente para escapar do Sol. O que leva a um fluxo não nulo e observável de raios- γ , possibilitando vincular a seção de choque de espalhamento WIMP-próton spin-dependente de forma independente e complementar aos experimentos de detecção direta e indireta com neutrinos. Em especial, com a combinação do observatório Fermi-LAT (para massas baixas) e o SWGO (para massas altas), podemos potencialmente restringir fortemente $\sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$ para massas de ~ 10 GeV até 100 TeV.

6 CONCLUSÃO

Neste trabalho, tivemos como objetivo principal o estudo de um cenário alternativo de WIMPs. Consideramos um setor escuro mínimo, com a ME se aniquilando em um mediador, que posteriormente decai em partículas do MP, trazendo novas formas de buscar pela ME. Particularmente, estudamos a possibilidade de detecção indireta da ME capturada no interior do Sol com raios- γ , possível, ao considerarmos que esse mediador decai fora do Sol. Por fim, indicamos o potencial de alguns dos principais observatórios de raios- γ atuais, especialmente, do observatório, ainda em planejamento, SWGO.

Contudo, antes de discutirmos este cenário modificado, revisamos os aspectos gerais do problema da ME. Começamos pelas evidências que fundamentam a existência da ME, baseado nisso discutimos os principais candidatos a esse novo tipo de matéria, os principais métodos de detecção propostos para detectá-la e os limites impostos pelos experimentos atuais. No Capítulo 4, particularizamos a discussão para detecção indireta com raios- γ (contexto do nosso trabalho), revisamos os aspectos gerais que definem o fluxo de fótons a ser detectado, como o espectro e a distribuição de ME na galáxia. Também discutimos os critérios que definem um bom alvo astrofísico para busca por ME com raios- γ , indicando o Sol como um excelente alvo, caso fosse possível detectar os produtos da aniquilação de ME em seu interior. Nesse sentido, abordamos um setor escuro, que possibilitaria essa detecção, onde a ME se aniquila em um ou mais mediadores desse setor, os quais posteriormente decaem em partículas do MP. Finalmente, a partir de toda essa fundamentação, conseguimos discutir precisamente esse cenário modificado de detecção de ME no Sol com raios- γ .

No Capítulo 5, começamos por conceituar em termos gerais os aspectos desse cenário. Como a captura dos WIMPs do halo galáctico pelo Sol, a liberdade em escolher o tempo de vida do mediador que seja suficiente para este escapar do Sol e com isso trazer novas possibilidades de detecção da ME em comparação com o cenário padrão. Em seguida, estudamos em certo detalhe a dinâmica da ME no Sol, e mostramos ser razoável considerar que o número desta no Sol está em equilíbrio, implicando que a taxa de aniquilação equivale à metade da taxa de captura da ME no Sol. Então, demonstramos que essa relação entre a taxa de aniquilação e captura, quando aplicada no contexto do Capítulo 4, nos permite escrever o fluxo de raios- γ esperado na Terra em uma forma simplificada, não dependendo diretamente da seção de choque de aniquilação e sequer de distribuição da ME na galáxia (apenas de seu valor local). Ainda, adicionamos um fator que descreve a probabilidade desse sinal sobreviver e ser detectável na Terra.

Possuindo a equação do fluxo de raios- γ , prosseguimos discutindo cada um dos fatores que a compõe. Primeiro, exploramos as condições de observação desse sinal e sua

probabilidade de sobrevivência. Posteriormente, estudamos em detalhes a taxa de captura de ME pelo Sol e seu comportamento ao variar a massa da partícula de ME e sua seção de choque de espalhamento WIMP-próton spin-dependente. Seguimos, ao particularizar a discussão feita ao final do Capítulo 4, de um espectro de aniquilação em cascata com n mediadores, para o caso de um único mediador de vida longa. Por fim, combinamos todos esses fatores e calculamos o fluxo de raios- γ esperado na Terra, proveniente da aniquilação de ME, no centro do Sol, para um mediador com vida longa o suficiente para escapar da atmosfera solar e decair em partículas do MP.

Na última seção do Capítulo 5, comparamos este fluxo calculado, com a sensibilidade de diversos observatórios de raios- γ . Indicando que nesse cenário, estes observatórios conseguiriam impor limites várias ordens de grandeza superiores para $\sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$, quando comparados a experimentos de detecção direta e observatórios de neutrinos. Além de constituírem uma forma complementar e independente de estudar as interações entre a matéria escura e bariônica. Também, argumentamos que a sensibilidade a esse cenário, do observatório SWGO, deve superar os observatórios atuais, como HAWC e LHAASO, para massas da ordem de multi-TeV. Além disso, comentamos sobre a complementaridade entre o observatório Fermi-LAT (para massas baixas) e o SWGO (para massas altas). Pois, com sua combinação, restringimos fortemente $\sigma_{\chi p}^{\text{SD}}$ para massas de ~ 10 GeV até 100 TeV.

Concluimos deste estudo, que apesar das WIMPs já estarem bastante vinculadas, existem cenários modificados, que trazem novas possibilidades promissoras de busca pela ME. Até mesmo em objetos astrofísicos próximos como o Sol. Indicamos, também, que tais pesquisas serão beneficiadas pela construção de novos experimentos como o SWGO. Vale notar, que as sensibilidades discutidas neste trabalho, foram obtidas sobre algumas hipóteses idealizadas, como ao considerarmos que o mediador decai imediatamente fora do Sol, e ao negligenciarmos o ruído de fundo. No entanto, como mencionado no final do capítulo anterior, análises mais rigorosas estão em planejamento. Por último, é interessante comentarmos, que o cenário modificado abordado neste trabalho, com mediadores de vida longa, não se aplica apenas ao Sol, mas a qualquer corpo celeste. Assim, abrem-se diversas novas possibilidades de busca pela ME, as quais, podem incluir novos observatórios promissores como o CTA.

REFERÊNCIAS

- 1 LEANE, R. K.; NG, K. C. Y.; BEACOM, J. F. Powerful solar signatures of long-lived dark mediators. **Physical Review D**, v. 95, p. 123016, June 2017. DOI: 10.1103/PhysRevD.95.123016.
- 2 FORNASA, M.; GREEN, A. M. Self-consistent phase-space distribution function for the anisotropic dark matter halo of the Milky Way. **Physical Review D**, v. 89, p. 063531, Mar. 2014. DOI: 10.1103/PhysRevD.89.063531.
- 3 GERINGER-SAMETH, A.; KOUSHIAPPAS, S. M.; WALKER, M. Dwarf galaxy annihilation and decay emission profiles for dark matter experiments. **Astrophysical Journal**, v. 801, n. 2, p. 74, 2015. DOI: 10.1088/0004-637X/801/2/74.
- 4 SANCHEZ-CONDE, M. A. *et al.* Dark matter searches with Cherenkov telescopes: nearby dwarf galaxies or local galaxy clusters? **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2011, n. 12, p. 011, 2011. DOI: 10.1088/1475-7516/2011/12/011.
- 5 OPIK, E. An estimate of the distance of the Andromeda nebula. **Astrophysical Journal**, v. 55, p. 406–410, June 1922. DOI: 10.1086/142680.
- 6 HUBBLE, E. P. A spiral nebula as a stellar system, messier 31. **Astrophysical Journal**, v. 69, p. 103–158, Mar. 1929. DOI: 10.1086/143167.
- 7 OLIVEIRA FILHO, K. S.; SARAIVA, M. F. O. **Astronomia e Astrofísica**. São Paulo: Livraria da Física, 2004.
- 8 ADE, P. A. *et al.* Planck 2015 results-XIII. cosmological parameters. **Astronomy & Astrophysics**, v. 594, p. A13, 2016. DOI: 10.1051/0004-6361/201525830.
- 9 KELVIN, L. W. T. **Baltimore lectures on molecular dynamics and the wave theory of light**. Cambridge: Cambridge University Press, 1904.
- 10 POINCARÉ, H. The Milky Way and the theory of gases. **Popular Astronomy**, v. 14, p. 475–488, 1906. Disponível em: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1906PA.....14..475P>. Acesso em: 23 jun. 2022.
- 11 BERTONE, G.; HOOPER, D. History of dark matter. **Reviews of Modern Physics**, v. 90, n. 4, Oct. 2018. DOI: 10.1103/RevModPhys.90.045002.
- 12 ZWICKY, F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. **Helvetica Physica Acta**, v. 6, p. 110–127, 1933. Disponível em: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1933AcHPh...6..110Z>. Acesso em: 25 jun. 2022.
- 13 ZWICKY, F. On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. **Astrophysical Journal**, v. 86, p. 217, 1937. DOI: 10.1086/143864.
- 14 RUBIN, V. C.; FORD JR, W. K.; THONNARD, N. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV-systematic dynamical properties, sa throughsc. **Astrophysical Journal**, v. 225, p. L107–L111, 1978. DOI: 10.1086/182804.

- 15 CLOWE, D. *et al.* A direct empirical proof of the existence of dark matter. **Astrophysical Journal**, v. 648, n. 2, p. L109, 2006. DOI: 10.1086/508162.
- 16 MASSEY, R.; KITCHING, T.; RICHARD, J. The dark matter of gravitational lensing. **Reports on Progress in Physics**, v. 73, n. 8, p. 086901, 2010. DOI: 10.1088/0034-4885/73/8/086901.
- 17 ADAM, R. *et al.* Planck 2015 results-I. overview of products and scientific results. **Astronomy & Astrophysics**, v. 594, p. A1, 2016. DOI: 10.1051/0004-6361/201527101.
- 18 PROFUMO, S. **An introduction to particle dark matter**. Singapore: World Scientific, 2017.
- 19 BERTONE, G. **Particle dark matter: observations, models and searches**. Cambridge: Cambridge University Press, 2010.
- 20 FENG, J. *et al.* **Planning the future of US particle physics (snowmass 2013)**: chapter 4: cosmic frontier. 2014. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1401.6085.pdf>. Acesso em: 30 ago. 2021.
- 21 BERTONE, G.; TAIT, T. M. A new era in the search for dark matter. **Nature**, v. 562, n. 7725, p. 51–56, 2018. DOI: 10.1038/s41586-018-0542-z.
- 22 JUNGMAN, G.; KAMIONKOWSKI, M.; GRIEST, K. Supersymmetric dark matter. **Physics Reports**, v. 267, n. 5-6, p. 195–373, 1996. DOI: 10.1016/0370-1573(95)00058-5.
- 23 KANEMURA, S. *et al.* Can WIMP dark matter overcome the nightmare scenario? **Physical Review D**, v. 82, p. 055026, Sept. 2010. DOI: 10.1103/PhysRevD.82.055026.
- 24 POSPELOV, M.; RITZ, A.; VOLOSHIN, M. Secluded WIMP dark matter. **Physics Letters B**, v. 662, n. 1, p. 53–61, 2008. DOI: 10.1103/PhysRevD.82.055026.
- 25 HODGES, H. M. Mirror baryons as the dark matter. **Physical Review D**, v. 47, p. 456–459, Jan. 1993. DOI: 10.1103/PhysRevD.47.456.
- 26 FOOT, R.; LEW, H.; VOLKAS, R. A model with fundamental improper spacetime symmetries. **Physics Letters B**, v. 272, n. 1-2, p. 67–70, 1991. DOI: 10.1016/0370-2693(91)91013-L.
- 27 BATELL, B. *et al.* Solar gamma rays powered by secluded dark matter. **Physical Review D**, v. 81, p. 075004, Apr. 2010. DOI: 10.1103/PhysRevD.81.075004.
- 28 MICHELL, J. On the means of discovering the distance, magnitude, &c. of the fixed stars.... by the rev. John Michell, bdfrs in a letter to Henry Cavendish, esq. frs and as. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I**, v. 74, p. 35–57, 1784. DOI: 10.1098/rstl.1784.0008.
- 29 BESSEL, F. Extract of a letter from on the proper motions of Procyon and Sirius. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 6, p. 136–141, 1844. DOI: 10.1093/mnras/6.11.136a.
- 30 ADAMS, J. C. Explanation of the observed irregularities in the motion of Uranus, on the hypothesis of disturbance by a more distant planet; with a determination of the mass, orbit, and position of the disturbing body. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 7, p. 149–152, 1846. DOI: 10.1093/mnras/7.9.149.

- 31 KAPTEYN, J. C. 80. first attempt at a theory of the arrangement and motion of the sidereal system. *In*: LANG, K. R.; GINGERICH, O. (ed.). **A source book in astronomy and astrophysics, 1900–1975**. Harvard: Harvard University Press, 2013. p. 542–549. DOI: 10.4159/harvard.9780674366688.c87.
- 32 JEANS, J. H. The motions of stars in a Kapteyn universe. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 82, p. 122–132, 1922. DOI: 10.1093/mnras/82.3.122.
- 33 Lindblad, P. O. Bertil Lindblad’s early work: the two-dimensional classification of stellar spectra at low dispersion. **Journal of Astronomical History and Heritage**, v. 4, n. 2, p. 163–170, Dec. 2001.
- 34 OORT, J. H. The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems. **Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands**, v. 6, n. 238, p. 249, 1932.
- 35 SALAS, P. F.; WIDMARK, A. Dark matter local density determination: recent observations and future prospects. **Reports on Progress in Physics**, v. 84, n. 10, p. 104901, Oct. 2021. DOI: 10.1088/1361-6633/ac24e7.
- 36 HUCHRA, J. P. Galactic structure and evolution. *In*: MEYERS, R. A. (ed.). **Encyclopedia of physical science and technology**. 3rd ed. ed. New York: Academic Press, 2003. p. 369–387.
- 37 HUBBLE, E.; HUMASON, M. L. The velocity-distance relation among extra-galactic nebulae. **Astrophysical Journal**, v. 74, p. 43, 1931. DOI: 10.1086/143323.
- 38 HOLMBERG, E. On the clustering tendencies among the nebulae. **Astrophysical Journal**, v. 92, p. 200, 1940. DOI: 10.1086/144344.
- 39 SANDERS, R. H. **The dark matter problem: a historical perspective**. Cambridge: Cambridge University Press, 2010.
- 40 SCHWARZSCHILD, M. Mass distribution and mass-luminosity ratio in galaxies. **Astronomical Journal**, v. 59, p. 273, 1954. DOI: 10.1086/107013.
- 41 BABCOCK, H. W. The rotation of the Andromeda nebula. **Lick Observatory Bulletin**, v. 19, p. 41–51, 1939. DOI: 10.5479/ADS/bib/1939LicOB.19.41B.
- 42 RUBIN, V. C.; FORD JR, W. K. Rotation of the Andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. **Astrophysical Journal**, v. 159, p. 379, 1970. DOI: 10.1086/150317.
- 43 PROFUMO, S.; GIANI, L.; PIATTELLA, O. F. An introduction to particle dark matter. **Universe**, v. 5, n. 10, p. 213, 2019. DOI: 10.3390/universe5100213.
- 44 BINNEY, J.; TREMAINE, S. **Galactic dynamics**. Princeton: Princeton University Press, 2011. (Princeton series in astrophysics, v. 13).
- 45 HULST, H. Van de; RAIMOND, E.; WOERDEN, H. V. Rotation and density distribution of the Andromeda nebula derived from observations of the 21-cm line. **Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands**, v. 14, n. 480, p. 1, 1957.

- 46 FREEMAN, K. C. On the disks of spiral and S0 galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 160, p. 811, 1970. DOI: 10.1086/150474.
- 47 ROGSTAD, D.; SHOSTAK, G. Gross properties of five Scd galaxies as determined from 21-centimeter observations. **Astrophysical Journal**, v. 176, p. 315, 1972. DOI: 10.1086/151636.
- 48 ROBERTS, M.; ROTS, A. Comparison of rotation curves of different galaxy types. **Astronomy and Astrophysics**, v. 26, p. 483–485, 1973. Disponível em: <https://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1973A%26A....26..483R>. Acesso em: 30 jul. 2022.
- 49 BOSMA, A. The distribution and kinematics of neutral hydrogen in spiral galaxies of various morphological types. 1978. Tese (Doutorado) — Rijksuniversiteit to Groningen., 1978. Disponível em: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1978PhDT.....195B>. Acesso em: 30 jul. 2022.
- 50 BEGEMAN, K.; BROEILS, A.; SANDERS, R. Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 249, n. 3, p. 523–537, 1991. DOI: 10.1093/mnras/249.3.523.
- 51 MILGROM, M. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. **Astrophysical Journal**, v. 270, p. 365–370, July 1983. DOI: 10.1086/161130.
- 52 CÉSAR, H. L.; POMPEIA, P. J.; STUDART, N. The gravitational deflection of light: From newton to einstein. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 41, 2019. DOI: 10.1590/1806-9126-RBEF-2019-0238.
- 53 DAVISSON, C. J.; GERMER, L. H. Reflection and refraction of electrons by a crystal of nickel. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, v. 14, n. 8, p. 619–627, 1928. DOI: 10.1073/pnas.14.8.619.
- 54 DYSON, F. W.; EDDINGTON, A. S.; DAVIDSON, C. IX. a determination of the deflection of light by the Sun's gravitational field, from observations made at the total eclipse of may 29, 1919. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A: containing papers of a mathematical or physical character**, v. 220, n. 571-581, p. 291–333, 1920. DOI: 10.1098/rsta.1920.0009.
- 55 WALD, R. M. **General relativity**. Chicago: Chicago University Press, 1984.
- 56 GRAVITATIONAL lensing in action. 2011. Disponível em <https://esahubble.org/images/heic1106c/>. Acesso em: 20 ago. 2022.
- 57 EINSTEIN, A. Lens-like action of a star by the deviation of light in the gravitational field. **Science**, v. 84, n. 2188, p. 506–507, 1936. DOI: 10.1126/science.84.2188.506.
- 58 ESA/HUBBLE. Hubble captures a "five-star" rated gravitational lens. 2006. Disponível em: <https://esahubble.org/images/heic0606b/>. Acesso em: 20 ago. 2022.
- 59 ESA/HUBBLE & NASA. Cosmic cloning. 2018. Disponível em: <https://esahubble.org/images/potw1814a/>. Acesso em: 20 ago. 2022.

- 60 SHELDON, E. S. *et al.* The galaxy-mass correlation function measured from weak lensing in the sloan digital sky survey. **Astronomical Journal**, v. 127, n. 5, p. 2544, 2004. DOI: 10.1086/383293.
- 61 ABBOTT, T. *et al.* Dark energy survey year 3 results: cosmological constraints from galaxy clustering and weak lensing. **Physical Review D**, v. 105, p. 023520, Jan. 2022. DOI: 10.1103/PhysRevD.105.023520.
- 62 CHANG, K.; REFSDAL, S. Flux variations of QSO 0957+ 561 a, b and image splitting by stars near the light path. **Nature**, v. 282, n. 5739, p. 561–564, 1979. DOI: 10.1086/383293.
- 63 FREESE, K.; FIELDS, B.; GRAFF, D. Limits on stellar objects as the dark matter of our halo: Nonbaryonic dark matter seems to be required. 1999. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9904401>. Acesso em: 23 out. 2022.
- 64 PERKINS, D. H. **Particle astrophysics**. Oxford: Oxford University Press, 2009.
- 65 CARR, B.; CLESSE, S.; GARCÍA-BELLIDO, J. Primordial black holes from the QCD epoch: linking dark matter, baryogenesis, and anthropic selection. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 501, n. 1, p. 1426–1439, 2021. DOI: 10.1093/mnras/staa3726.
- 66 CALCINO, J.; GARCIA-BELLIDO, J.; DAVIS, T. M. Updating the MACHO fraction of the Milky Way dark halo with improved mass models. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 479, n. 3, p. 2889–2905, 2018. DOI: 10.1093/mnras/sty1368.
- 67 GREGO, L. *et al.* Galaxy cluster gas mass fractions from Sunyaev-Zeldovich effect measurements: constraints on Ω_M . **Astrophysical Journal**, v. 552, n. 1, p. 2, 2001. DOI: 10.1086/320443.
- 68 BAHCALL, J.; SARAZIN, C. Parameters and predictions for the X-ray emitting gas of Coma, Perseus, and Virgo. **Astrophysical Journal**, v. 213, p. L99–L103, 1977. DOI: 10.1086/182418.
- 69 ALLEN, S.; SCHMIDT, R.; FABIAN, A. Cosmological constraints from the x-ray gas mass fraction in relaxed lensing clusters observed with chandra. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 334, n. 2, p. L11–L15, 2002. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2002.05601.x.
- 70 GAVAZZI, R. *et al.* The sloan lens ACS survey. IV. the mass density profile of early-type galaxies out to 100 effective radii. **Astrophysical Journal**, v. 667, n. 1, p. 176, 2007. DOI: 10.1086/519237.
- 71 OGURI, M. *et al.* The sloan digital sky survey quasar lens search. III. constraints on dark energy from the third data release quasar lens catalog. **Astronomical Journal**, v. 135, n. 2, p. 512, 2008. DOI: 10.1088/0004-6256/135/2/512.
- 72 HARVEY, D. *et al.* The nongravitational interactions of dark matter in colliding galaxy clusters. **Science**, v. 347, n. 6229, p. 1462–1465, 2015. DOI: 10.1126/science.1261381.
- 73 FAMAHEY, B.; MCGAUGH, S. S. Modified newtonian dynamics (MOND): observational phenomenology and relativistic extensions. **Living Reviews in Relativity**, v. 15, n. 1, p. 1–159, 2012. DOI: 10.12942/lrr-2012-10.

- 74 THE EUROPEAN SPACE AGENCY. **The bullet cluster**. 2007. Disponível em: https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2007/07/The_Bullet_Cluster2. Acesso em: 12 set. 2022.
- 75 RANDALL, S. W. *et al.* Constraints on the self-interaction cross section of dark matter from numerical simulations of the merging galaxy cluster 1E 0657–56. **Astrophysical Journal**, v. 679, n. 2, p. 1173, 2008. DOI: 10.1086/587859.
- 76 ALPHER, R. A.; HERMAN, R. Evolution of the universe. **Nature**, v. 162, n. 4124, p. 774–775, 1948. DOI: 10.1038/162774b0.
- 77 GAMOW, G. The evolution of the universe. **Nature**, v. 162, n. 4122, p. 680–682, 1948. DOI: 10.1038/162680a0.
- 78 FABRIS, J. C. *et al.* The cosmic microwave background. **Astrophysics and Space Science Proceedings**, v. 45, p. 369, 2016.
- 79 PENZIAS, A. A.; WILSON, R. W. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. **Astrophysical Journal**, v. 142, p. 419–421, 1965. DOI: 10.1086/148307.
- 80 ZYLA, P. A. *et al.* Review of particle physics. **Progress of Theoretical and Experimental Physics**, v. 2020, n. 8, p. 1–2093, 2020. DOI: 10.1093/ptep/ptaa104.
- 81 EUROPEAN SOUTHERN OBSERVATORY. Skjematisk framstilling AV Universets Historie. 2016. Disponível em: <https://www.eso.org/public/norway/images/eso1620a/>. Acesso em: 14 set. 2022.
- 82 FIXSEN, D. *et al.* The cosmic microwave background spectrum from the full COBE* FIRAS data set. **Astrophysical Journal**, v. 473, n. 2, p. 576, 1996. DOI: 10.1086/178173.
- 83 BENNETT, C. L. *et al.* Nine-year Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: final maps and results. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 208, n. 2, p. 20, 2013. DOI: 10.1088/0067-0049/208/2/20.
- 84 REPHAELI, Y. Comptonization of the cosmic microwave background: the Sunyaev-Zeldovich effect. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 33, p. 541–580, 1995. DOI: 10.1146/annurev.aa.33.090195.002545.
- 85 SHAPLEY, H. A catalogue of 7,889 external galaxies in horologium and surrounding regions. **Annals of Harvard College Observatory**, v. 88, p. 105–162, 1935. Disponível em: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1935AnHar..88..105S>. Acesso em: 16 set. 2022.
- 86 HERSCHEL, J. F. W. Catalogue of nebulae and clusters of stars. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**, p. 1–137, 1864. Disponível em: <https://www.jstor.org/stable/108864S>. Acesso em: 16 set. 2022.
- 87 SHANE, C. D.; WIRTANEN, C. A. The distribution of extragalactic nebulae. **Astronomical Journal**, v. 59, p. 285–304, 1954. DOI: 10.1086/107014.
- 88 ZWICKY, F.; HERZOG, E. Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies. Pasadena: Caltech, 1968.
- 89 ABELL, G. O. The distribution of rich clusters of galaxies. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 3, p. 211, 1958. DOI: 10.1086/190036.

- 90 PEEBLES, P. Statistical analysis of catalogs of extragalactic objects. I. theory. **Astrophysical Journal**, v. 185, p. 413–440, 1973. DOI: 10.1086/152431.
- 91 HAUSER, M.; PEEBLES, P. Statistical analysis of catalogs of extragalactic objects. II. the Abell catalog of rich clusters. **Astrophysical Journal**, v. 185, p. 757–786, 1973. DOI: 10.1086/152453.
- 92 PEEBLES, P. J. E.; HAUSER, M. G. Statistical analysis of catalogs of extragalactic objects. III. the Shane-Wirtanen and Zwicky catalogs. **Astrophysical Journal Supplement**, v. 28, p. 19, 1974. DOI: 10.1086/190308.
- 93 PEEBLES, P. Statistical analysis of catalogs of extragalactic objects. IV. cross-correlation of the Abell and Shane-Wirtanen catalogs. **Astrophysical Journal Supplement**, v. 28, p. 37, 1974. DOI: 10.1086/190309.
- 94 PEEBLES, P. **Physical cosmology**. Princeton: Princeton University Press, 1971. (Princeton series in physics).
- 95 ZEL'DOVICH, Y. B. Gravitational instability: an approximate theory for large density perturbations. **Astronomy and Astrophysics**, v. 5, p. 84–89, 1970. Disponível em: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1970A&A.....5...84Z>. Acesso em: 16 set. 2022.
- 96 EINASTO, J. Dark matter. 2009. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/0901.0632.pdf>. Acesso em: 16 set. 2022.
- 97 DOROSHKEVICH, A. *et al.* Two-dimensional simulation of the gravitational system dynamics and formation of the large-scale structure of the universe. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 192, n. 2, p. 321–337, 1980. DOI: 10.1093/mnras/192.2.321.
- 98 ZELDOVICH, Y. B.; EINASTO, J.; SHANDARIN, S. Giant voids in the universe. **Nature**, v. 300, n. 5891, p. 407–413, 1982. DOI: 10.1038/300407a0.
- 99 COLLESS, M. *et al.* The 2df galaxy redshift survey: spectra and redshifts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 328, n. 4, p. 1039–1063, 2001. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2001.04902.x.
- 100 BLANTON, M. R. *et al.* Sloan digital sky survey IV: mapping the Milky Way, nearby galaxies, and the distant universe. **Astronomical Journal**, v. 154, n. 1, p. 28, July 2017. Disponível em: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017AJ....154...28B>. Acesso em: 17 set. 2022.
- 101 CROTON, D. J. *et al.* The many lives of active galactic nuclei: cooling flows, black holes and the luminosities and colours of galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 365, n. 1, p. 11–28, 2006. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2005.09675.x.
- 102 MAKSIMOVA, N. A. *et al.* Abacussummit: a massive set of high-accuracy, high-resolution N-body simulations. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 508, n. 3, p. 4017–4037, 2021. DOI: 10.1093/mnras/stab2484.
- 103 LIDDLE, A. R.; LYTH, D. H. **Cosmological inflation and large-scale structure**. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.

- 104 EISENSTEIN, D. J. *et al.* Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 633, n. 2, p. 560, 2005. DOI: 10.1086/466512.
- 105 PEEBLES, P. J. E. **The large-scale structure of the universe**. Princeton: Princeton University Press, 1980.
- 106 DODELSON, S. **Modern cosmology**. Amsterdam: Elsevier, 2003.
- 107 DODELSON, S. The real problem with MOND. **International Journal of Modern Physics D**, v. 20, n. 14, p. 2749–2753, 2011. DOI: 10.1142/S0218271811020561.
- 108 KADOTA, K.; SEKIGUCHI, T.; TASHIRO, H. A new constraint on millicharged dark matter from galaxy clusters. 2016. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1602.04009>. Acesso em 10 out. 2022.
- 109 SIGURDSON, K. *et al.* Dark-matter electric and magnetic dipole moments. **Physical Review D**, v. 70, p. 083501, Oct. 2004. DOI: 10.1103/PhysRevD.70.083501.
- 110 STADLER, J.; BÖHM, C. Constraints on γ -CDM interactions matching the Planck data precision. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2018, n. 10, p. 009, 2018. DOI: 10.1088/1475-7516/2018/10/009.
- 111 VIEL, M. *et al.* Warm dark matter as a solution to the small scale crisis: new constraints from high redshift Lyman- α forest data. **Physical Review D**, v. 88, p. 043502, Aug. 2013. DOI: 10.1103/PhysRevD.88.043502.
- 112 GRIEST, K. Galactic microlensing as a method of detecting massive compact halo objects. **Astrophysical Journal**, v. 366, p. 412–421, 1991. DOI: 10.1086/169575.
- 113 WYRZYKOWSKI, L. *et al.* The OGLE view of microlensing towards the Magellanic Clouds–IV. OGLE-III SMC data and final conclusions on MACHOs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 416, n. 4, p. 2949–2961, 2011. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.19243.x.
- 114 TISSERAND, P. *et al.* Limits on the MACHO content of the galactic halo from the EROS-2 survey of the Magellanic Clouds. **Astronomy & Astrophysics**, v. 469, n. 2, p. 387–404, 2007. DOI: 10.1051/0004-6361:20066017.
- 115 ABBOTT, B. P. *et al.* Binary black hole mergers in the first Advanced LIGO observing run. **Physical Review X**, v. 6, p. 041015, Oct. 2016. DOI: 10.1103/PhysRevX.6.041015.
- 116 ABBOTT, B. *et al.* Binary black hole population properties inferred from the first and second observing runs of Advanced LIGO and Advanced Virgo. **Astrophysical Journal Letters**, v. 882, n. 2, p. L24, 2019. DOI: 10.3847/2041-8213/ab3800.
- 117 BIRD, S. *et al.* Did LIGO detect dark matter? **Physical Review Letters**, v. 116, p. 201301, May 2016. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.201301.
- 118 CLESSE, S.; GARCÍA-BELLIDO, J. The clustering of massive primordial black holes as dark matter: measuring their mass distribution with advanced ligo. **Physics of the Dark Universe**, v. 15, p. 142–147, 2017. DOI: 10.1016/j.dark.2016.10.002.

- 119 CARR, B. J.; HAWKING, S. W. Black holes in the early universe. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 168, n. 2, p. 399–415, 1974. DOI: 10.1093/mnras/168.2.399.
- 120 HAWKING, S. W. Particle creation by black holes. *In*: GIBBONS, G.W.; HAWKING, S.W. (ed.). **Euclidean quantum gravity**. Singapore: World Scientific, 1975. p. 167–188.
- 121 GAGGERO, D. *et al.* Searching for primordial black holes in the radio and X-ray sky. **Physical Review Letters**, v. 118, p. 241101, June 2017. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.241101.
- 122 INOUE, Y.; KUSENKO, A. New X-ray bound on density of primordial black holes. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2017, n. 10, p. 034, 2017. DOI: 10.1088/1475-7516/2017/10/034.
- 123 POULIN, V. *et al.* CMB bounds on disk-accreting massive primordial black holes. **Physical Review D**, v. 96, p. 083524, Oct. 2017. DOI: 10.1103/PhysRevD.96.083524.
- 124 BARNACKA, A.; GLICENSTEIN, J.-F.; MODERSKI, R. New constraints on primordial black holes abundance from femtolensing of gamma-ray bursts. **Physical Review D**, v. 86, p. 043001, Aug. 2012. DOI: 10.1103/PhysRevD.86.043001.
- 125 CAPELA, F.; PSHIRKOV, M.; TINYAKOV, P. Constraints on primordial black holes as dark matter candidates from star formation. **Physical Review D**, v. 87, p. 023507, Jan. 2013. DOI: 10.1103/PhysRevD.87.023507.
- 126 KETOV, S. V.; KHLOPOV, M. Y. Cosmological probes of supersymmetric field theory models at superhigh energy scales. **Symmetry**, v. 11, n. 4, p. 511, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.3390/sym11040511>. Acesso em: 10 out. 2022.
- 127 CARR, B. *et al.* Constraints on primordial black holes. **Reports on Progress in Physics**, v. 84, n. 11, p. 116902, 2021. DOI: 10.1088/1361-6633/ac1e31.
- 128 MILGROM, M. A modification of the Newtonian dynamics-implications for galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 270, p. 371–383, 1983. DOI: 10.1086/161130.
- 129 MCGAUGH, S. S. The baryonic Tully–Fisher relation of gas-rich galaxies as a test of Λ CDM and MOND. **Astronomical Journal**, v. 143, n. 2, p. 40, 2012. DOI: 10.1088/0004-6256/143/2/40.
- 130 SANDERS, R. Clusters of galaxies with modified Newtonian dynamics. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 342, n. 3, p. 901–908, 2003. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2003.06596.x.
- 131 FAMAHEY, B.; MCGAUGH, S. Challenges for Λ CDM and MOND. **Journal of Physics: conference series**, v. 437, n. 1, p. 012001, 2013. DOI: 10.1088/17426596/437/1/012001/meta.
- 132 BEKENSTEIN, J. D. Relativistic gravitation theory for the modified Newtonian dynamics paradigm. **Physical Review D**, v. 70, p. 083509, Oct. 2004. DOI: 10.1103/PhysRevD.70.083509.

- 133 DESAI, S.; KAHYA, E. O.; WOODARD, R. P. Reduced time delay for gravitational waves with dark matter emulators. **Physical Review D**, v. 77, p. 124041, June 2008. DOI: 10.1103/PhysRevD.77.124041.
- 134 ABBOTT, B. P. *et al.* GW170817: observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. **Physical Review Letters**, v. 119, n. 16, p. 161101, 2017. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.161101.
- 135 BORAN, S. *et al.* GW170817 falsifies dark matter emulators. **Physical Review D**, v. 97, p. 041501, Feb 2018. DOI: 10.1103/PhysRevD.97.041501.
- 136 LESGOURGUES, J.; PASTOR, S. Massive neutrinos and cosmology. **Physics Reports**, v. 429, n. 6, p. 307–379, 2006. DOI: 10.1016/j.physrep.2006.04.001.
- 137 BERRYMAN, J. M. *et al.* **Neutrino self-interactions**: a white paper. 2022. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/2203.01955>. Acesso em: 22 out. 2022.
- 138 FOLLIN, B. *et al.* First detection of the acoustic oscillation phase shift expected from the cosmic neutrino background. **Physical Review Letters**, v. 115, n. 9, Aug. 2015. DOI: 10.1103/physrevlett.115.091301.
- 139 DASGUPTA, B.; KOPP, J. Sterile neutrinos. **Physics Reports**, v. 928, p. 1–63, 2021. DOI: 10.1016/j.physrep.2021.06.002.
- 140 DODELSON, S.; WIDROW, L. M. Sterile neutrinos as dark matter. **Physical Review Letters**, v. 72, p. 17–20, Jan. 1994. DOI: 10.1103/PhysRevLett.72.17.
- 141 ABAZAJIAN, K.; FULLER, G. M.; PATEL, M. Sterile neutrino hot, warm, and cold dark matter. **Physical Review D**, v. 64, p. 023501, May 2001. DOI: 10.1103/PhysRevD.64.023501.
- 142 PADUROIU, S. Warm dark matter in simulations. **Universe**, v. 8, n. 2, p. 76, 2022. DOI: 10.3390/universe8020076.
- 143 DANILOV, M. Review of sterile neutrino searches at very short-baseline reactor experiments. **Physica Scripta**, v. 97, n. 9, p. 094001, Aug. 2022. DOI: 10.1088/1402-4896/ac81fd.
- 144 GASKINS, J. M. A review of indirect searches for particle dark matter. **Contemporary Physics**, v. 57, n. 4, p. 496–525, 2016. DOI: 10.1080/00107514.2016.1175160.
- 145 BULBUL, E. *et al.* Detection of an unidentified emission line in the stacked X-ray spectrum of galaxy clusters. **Astrophysical Journal**, v. 789, n. 1, p. 13, 2014. DOI: 10.1088/0004-637X/789/1/13.
- 146 JELTEMA, T.; PROFUMO, S. Discovery of a 3.5 keV line in the Galactic Centre and a critical look at the origin of the line across astronomical targets. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 450, n. 2, p. 2143–2152, 2015. DOI: 10.1093/mnras/stv768.
- 147 PECCEI, R. D.; QUINN, H. R. CP conservation in the presence of pseudoparticles. **Physical Review Letters**, v. 38, p. 1440–1443, June 1977. DOI: 10.1103/PhysRevLett.38.1440.

- 148 CHRISTENSON, J. H. *et al.* Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson. **Physical Review Letters**, v. 13, p. 138–140, July 1964. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.138.
- 149 WILCZEK, F. Problem of strong P and T invariance in the presence of instantons. **Physical Review Letters**, v. 40, p. 279–282, Jan. 1978. DOI: 10.1103/PhysRevLett.40.279.
- 150 WEINBERG, S. A new light boson? **Physical Review Letters**, v. 40, p. 223–226, Jan. 1978. DOI: 10.1103/PhysRevLett.40.223.
- 151 IRASTORZA, I. G.; REDONDO, J. New experimental approaches in the search for axion-like particles. **Progress in Particle and Nuclear Physics**, v. 102, p. 89–159, 2018. DOI: 10.1016/j.pnpnp.2018.05.003.
- 152 MARSH, D. J. Axion cosmology. **Physics Reports**, v. 643, p. 1–79, 2016. DOI: 10.1016/j.physrep.2016.06.005.
- 153 DU, N. *et al.* Search for invisible axion dark matter with the axion dark matter experiment. **Physical Review Letters**, v. 120, p. 151301, Apr. 2018. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.151301.
- 154 BARTRAM, C. *et al.* Search for invisible axion dark matter in the 3.3–4.2 μ eV mass range. **Physical Review Letters**, v. 127, n. 26, p. 261803, Dec. 2021. DOI: 10.1103/PhysRevLett.127.261803.
- 155 STEFFEN, F. D. Dark-matter candidates. **European Physical Journal C**, v. 59, n. 2, p. 557–588, 2009. DOI: 10.1140/epjc/s10052-008-0830-0.
- 156 WEINBERG, D. H. *et al.* Cold dark matter: controversies on small scales. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, v. 112, n. 40, p. 12249–12255, 2015. DOI: 10.1073/pnas.1308716112.
- 157 LEE, B. W.; WEINBERG, S. Cosmological lower bound on heavy-neutrino masses. **Physical Review Letters**, v. 39, p. 165–168, July 1977. DOI: 10.1103/PhysRevLett.39.165.
- 158 DICUS, D. A.; KOLB, E. W.; TEPLITZ, V. L. Cosmological upper bound on heavy-neutrino lifetimes. **Physical Review Letters**, v. 39, p. 168–171, July 1977. DOI: 10.1103/PhysRevLett.39.168.
- 159 HUT, P. Limits on masses and number of neutral weakly interacting particles. **Physics Letters B**, v. 69, n. 1, p. 85–88, 1977. DOI: 10.1016/0370-2693(77)90139-3.
- 160 KOLB, E. W.; TURNER, M. S. **The early universe**. Boca Raton: CRC press, 1990.
- 161 GRIEST, K.; SECKEL, D. Cosmic asymmetry, neutrinos and the sun. **Nuclear Physics B**, v. 283, p. 681–705, 1987. DOI: 10.1016/0550-3213(87)90293-8.
- 162 GONDOLO, P.; GELMINI, G. Cosmic abundances of stable particles: improved analysis. **Nuclear Physics B**, v. 360, n. 1, p. 145–179, 1991. DOI: 10.1016/0550-3213(91)90438-4.

- 163 BÉLANGER, G. *et al.* micrOMEGAs: version 1.3. **Computer Physics Communications**, v. 174, n. 7, p. 577–604, 2006. DOI: 10.1016/j.cpc.2005.12.005.
- 164 BRINGMANN, T. *et al.* Darksusy 6: an advanced tool to compute dark matter properties numerically. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2018, n. 07, p. 033, 2018. DOI: 10.1088/1475-7516/2018/07/033.
- 165 ARBEY, A.; MAHMOUDI, F. SuperIso relic v3. 0: a program for calculating relic density and flavour physics observables: extension to NMSSM. **Computer Physics Communications**, v. 182, n. 7, p. 1582–1583, 2011. DOI: 10.1016/j.cpc.2011.03.019.
- 166 ARBEY, A.; MAHMOUDI, F. Dark matter and the early Universe: a review. **Progress in Particle and Nuclear Physics**, p. 103865, Apr. 2021. DOI: 10.1016/j.ppnp.2021.103865.
- 167 GOODMAN, M. W.; WITTEN, E. Detectability of certain dark-matter candidates. **Physical Review D**, v. 31, p. 3059–3063, June 1985. DOI: 10.1103/PhysRevD.31.3059.
- 168 APRILE, E. *et al.* Constraining the spin-dependent WIMP-nucleon cross sections with XENON1T. **Physical Review Letters**, v. 122, p. 141301, Apr. 2019. DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.141301.
- 169 BERTONE, G.; HOOPER, D.; SILK, J. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. **Physics Reports**, v. 405, n. 5-6, p. 279–390, 2005. DOI: 10.1016/j.physrep.2004.08.031.
- 170 RADZIG, A. A.; SMIRNOV, B. M. **Reference data on atoms, molecules, and ions**. Heidelberg: Springer Science & Business Media, 2012.
- 171 AMOLE, C. *et al.* Dark matter search results from the complete exposure of the PICO-60 C 3 F 8 bubble chamber. **Physical Review D**, v. 100, p. 022001, July 2019. DOI: 10.1103/PhysRevD.100.022001.
- 172 BILLARD, J. *et al.* Direct detection of dark matter—APPEC committee report. **Reports on Progress in Physics**, 2022. DOI: 10.1088/1361-6633/ac5754.
- 173 XIA, J. *et al.* PandaX-II constraints on spin-dependent WIMP-nucleon effective interactions. **Physics Letters B**, v. 792, p. 193–198, 2019. DOI: 10.1016/j.physletb.2019.02.043.
- 174 AKERIB, D. *et al.* Limits on spin-dependent WIMP-nucleon cross section obtained from the complete lux exposure. **Physical Review Letters**, v. 118, p. 251302, June 2017. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.251302.
- 175 AARTSEN, M. *et al.* Search for annihilating dark matter in the sun with 3 years of icecube data. **European Physical Journal C**, v. 77, n. 3, p. 1–12, 2017. DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-4689-9.
- 176 ADRIÁN-MARTÍNEZ, S. *et al.* Limits on dark matter annihilation in the sun using the ANTARES neutrino telescope. **Physics Letters B**, v. 759, p. 69–74, 2016. DOI: 10.1016/j.physletb.2016.05.019.

- 177 PENNING, B. The pursuit of dark matter at colliders—an overview. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, v. 45, n. 6, p. 063001, 2018. DOI: 10.1088/1361-6471/aabea7.
- 178 ATLAS COLLABORATION. **ATLAS first collisions of LHC Run 3**. 2022. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/2814924>. Acesso em: 12 set. 2022.
- 179 ATLAS COLLABORATION. **Dark matter summary plots for s -channel, 2HDM+ a and Dark Higgs models**. 2022. Disponível em: <http://cds.cern.ch/record/2816368>. Acesso em: 12 set. 2022.
- 180 AGHANIM, N. *et al.* Planck 2018 results-VI. cosmological parameters. **Astronomy & Astrophysics**, v. 641, p. A6, 2020. DOI: 10.1051/0004-6361/201833910.
- 181 ANDO, S. *et al.* Dark matter annihilation or unresolved astrophysical sources? anisotropy probe of the origin of the cosmic gamma-ray background. **Physical Review D**, v. 75, p. 063519, Mar. 2007. DOI: 10.1103/PhysRevD.75.063519.
- 182 VITALE, V.; MORSELLI, A. Indirect search for dark matter from the center of the Milky Way with the Fermi-large area telescope. 2009. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/0912.3828>. Acesso em: 12 set. 2022.
- 183 ANGELIS, A. D.; GALANTI, G.; RONCADELLI, M. Transparency of the Universe to gamma-rays. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 432, n. 4, p. 3245–3249, 2013. DOI: 10.1093/mnras/stt684.
- 184 WOOD, M. *et al.* **Prospects for Indirect Detection of Dark Matter with CTA**. 2013. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1305.0302>. Acesso em: 12 set. 2022.
- 185 ATWOOD, W. *et al.* The large area telescope on the Fermi gamma-ray space telescope mission. **Astrophysical Journal**, v. 697, n. 2, p. 1071, 2009. DOI: 10.1088/0004-637X/697/2/1071.
- 186 MURGIA, S. The Fermi–LAT galactic center excess: evidence of annihilating dark matter? **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, v. 70, p. 455–483, 2020. DOI: 10.1146/annurev-nucl-101916-123029.
- 187 HOOPER, D.; LINDEN, T. The gamma-ray pulsar population of globular clusters: implications for the GeV excess. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2016, n. 08, p. 018, 2016. DOI: 10.1088/1475-7516/2016/08/018.
- 188 ABAZAJIAN, K. N.; KAPLINGHAT, M. Detection of a gamma-ray source in the Galactic Center consistent with extended emission from dark matter annihilation and concentrated astrophysical emission. **Physical Review D**, v. 86, p. 083511, Oct. 2012. DOI: 10.1103/PhysRevD.86.083511.
- 189 DAYLAN, T. *et al.* The characterization of the gamma-ray signal from the central Milky Way: a case for annihilating dark matter. **Physics of the Dark Universe**, v. 12, p. 1–23, 2016. DOI: 10.1016/j.dark.2015.12.005.
- 190 STRIGARI, L. E. Dark matter in dwarf spheroidal galaxies and indirect detection: a review. **Reports on Progress in Physics**, v. 81, n. 5, p. 056901, 2018. DOI: 10.1088/1361-6633/aaae16.

- 191 ALBERT, A. *et al.* Searching for dark matter annihilation in recently discovered Milky Way satellites with fermi-lat. **Astrophysical Journal**, v. 834, n. 2, p. 110, 2017. DOI: 10.3847/1538-4357/834/2/110.
- 192 HOLDER, J. *et al.* VERITAS: status and highlights. 2011. DOI: 10.48550/arXiv.1111.1225.
- 193 ALEKSIĆ, J. *et al.* Optimized dark matter searches in deep observations of segue 1 with MAGIC. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2014, n. 02, p. 008, 2014. DOI: 10.1088/1475-7516/2014/02/008.
- 194 ABDALLAH, H. *et al.* Search for dark matter annihilations towards the inner galactic halo from 10 years of observations with HESS. **Physical Review Letters**, v. 117, p. 111301, Sept. 2016. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.111301.
- 195 DORO, M. *et al.* Dark matter and fundamental physics with the Cherenkov Telescope Array. **Astroparticle Physics**, v. 43, p. 189–214, 2013. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.08.002.
- 196 ABEYSEKARA, A. *et al.* A search for dark matter in the galactic halo with HAWC. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2018, n. 02, p. 049, 2018. DOI: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2018/02/049>.
- 197 CAO, Z. *et al.* **LHAASO**: science and status. 2014. Disponível em: <https://s3.cern.ch/inspire-prod-files-d/d3532d9b84d75079e7c61001750c09a8>. Acesso em: 22 out. 2022.
- 198 VIANA, A. *et al.* Searching for dark matter in the Galactic halo with a wide field of view TeV gamma-ray observatory in the Southern Hemisphere. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2019, n. 12, p. 061, 2019. DOI: 10.1088/1475-7516/2019/12/061.
- 199 LONGAIR, M. S. **High energy astrophysics**. Cambridge: Cambridge university Press, 2010.
- 200 BARWICK, S. *et al.* Measurements of the cosmic-ray positron fraction from 1 to 50 GeV. **Astrophysical Journal**, v. 482, n. 2, p. L191, 1997. DOI: 10.1086/310706.
- 201 KIRN, T. *et al.* The AMS-02 TRD on the international space station. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment**, v. 706, p. 43–47, 2013. DOI: 10.1016/j.nima.2012.05.010.
- 202 PICOZZA, P. *et al.* PAMELA—A payload for antimatter matter exploration and light-nuclei astrophysics. **Astroparticle Physics**, v. 27, n. 4, p. 296–315, 2007. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2006.12.002.
- 203 GIESEN, G. *et al.* AMS-02 antiprotons, at last! secondary astrophysical component and immediate implications for dark matter. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2015, n. 09, p. 023, 2015. DOI: 10.1088/1475-7516/2015/09/023.

- 204 LÓPEZ, A. *et al.* Fermi/LAT observations of dwarf galaxies highly constrain a dark matter interpretation of excess positrons seen in AMS-02, HEAT, and PAMELA. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2016, n. 03, p. 033, 2016. DOI: 10.1088/1475-7516/2016/03/033.
- 205 ADRIAN-MARTINEZ, S. *et al.* Letter of intent for KM3NeT 2.0. **Journal of Physics G: nuclear and particle physics**, v. 43, n. 8, p. 084001, 2016. DOI: 10.1088/0954-3899/43/8/084001.
- 206 DESAI, S. *et al.* Search for dark matter WIMPs using upward through-going muons in Super-Kamiokande. **Physical Review D**, v. 70, p. 083523, Oct. 2004. DOI: 10.1103/PhysRevD.70.083523.
- 207 ARAMAKI, T. *et al.* Antideuteron sensitivity for the GAPS experiment. **Astroparticle Physics**, v. 74, p. 6–13, 2016. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2015.09.001.
- 208 CONRAD, J.; REIMER, O. Indirect dark matter searches in gamma and cosmic rays. **Nature Physics**, v. 13, n. 3, p. 224–231, 2017. DOI: 10.1038/nphys4049.
- 209 CIRELLI, M. *et al.* PPC 4 DM ID: a poor particle physicist cookbook for dark matter indirect detection. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2011, n. 03, p. 051, 2011. DOI: 10.1088/1475-7516/2011/03/051.
- 210 DAVIS, M. *et al.* The evolution of large-scale structure in a universe dominated by cold dark matter. **Astrophysical Journal**, v. 292, p. 371–394, 1985. DOI: 10.1086/163168.
- 211 NAVARRO, J. F. The structure of cold dark matter halos. *In*: BENDER, R.; DAVIES, R. L. (ed.). INTERNATIONAL ASTRONOMICAL UNION, 171., 1996, Heidelberg. **Proceedings [...]**. Heidelberg: Springer, 1996. p. 255–258. DOI: 10.1017/S0074180900232452.
- 212 MERRITT, D. *et al.* Empirical models for dark matter halos. i. nonparametric construction of density profiles and comparison with parametric models. **Astronomical Journal**, v. 132, n. 6, p. 2685, 2006. DOI: 10.1086/508988.
- 213 NAVARRO, J. F. *et al.* The diversity and similarity of simulated cold dark matter haloes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 402, n. 1, p. 21–34, 2010. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2009.15878.x.
- 214 DIEMAND, J.; MOORE, B.; STADEL, J. Convergence and scatter of cluster density profiles. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 353, n. 2, p. 624–632, Sept. 2004. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2004.08094.x.
- 215 BURKERT, A. The structure of dark matter halos in dwarf galaxies. *In*: BENDER, R.; DAVIES, R. L. (ed.). INTERNATIONAL ASTRONOMICAL UNION, 171., 1996, Heidelberg. **Proceedings [...]**. Heidelberg: Springer, 1996. p. 175–178. DOI: 10.1086/309560.
- 216 AMSLER, C. *et al.* Review of particle physics. **Physics Letters B**, v. 667, n. 1-5, p. 1–6, 2008. DOI: 10.1016/j.physletb.2008.07.018.

- 217 CATENA, R.; ULLIO, P. A novel determination of the local dark matter density. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2010, n. 08, p. 004–004, Aug. 2010. DOI: 10.1088/1475-7516/2010/08/004.
- 218 XUE, X. X. *et al.* The Milky Way’s circular velocity curve to 60 kpc and an estimate of the dark matter halo mass from the kinematics of ~ 2400 SDSS blue horizontal-branch stars. **Astrophysical Journal**, v. 684, n. 2, p. 1143–1158, Sept. 2008. DOI: 10.1086/589500.
- 219 TISSERA, P. B. *et al.* Dark matter response to galaxy formation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 406, n. 2, p. 922–935, 2010. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2010.16777.x.
- 220 BLOK, W. D. The core-cusp problem. **Advances in Astronomy**, Hindawi, v. 2010, 2010. DOI: 10.1155/2010/789293.
- 221 CAUTUN, M. *et al.* The Milky Way total mass profile as inferred from Gaia DR2. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 494, n. 3, p. 4291–4313, 2020. DOI: 10.1093/mnras/staa1017.
- 222 IOCCO, F.; BENITO, M. An estimate of the DM profile in the galactic bulge region. **Physics of the Dark Universe**, v. 15, p. 90–95, 2017. DOI: 10.1016/j.dark.2016.12.004.
- 223 FUNK, S. Indirect detection of dark matter with γ rays. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, v. 112, n. 40, p. 12264–12271, 2015. DOI: 10.1073/pnas.1308728111.
- 224 BRINGMANN, T.; WENIGER, C. Gamma ray signals from dark matter: concepts, status and prospects. **Physics of the Dark Universe**, v. 1, n. 1-2, p. 194–217, 2012. DOI: 10.1016/j.dark.2012.10.005.
- 225 MARDON, J. *et al.* Dark matter signals from cascade annihilations. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2009, n. 05, p. 016, 2009. DOI: 10.1088/1475-7516/2009/05/016.
- 226 FORTIN, J.-F. *et al.* Gamma ray spectra from dark matter annihilation and decay. 2009. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/0908.2258>. Acesso em: 22 out. 2022.
- 227 SJÖSTRAND, T. *et al.* An introduction to PYTHIA 8.2. **Computer Physics Communications**, v. 191, p. 159–177, 2015. DOI: 10.1016/j.cpc.2015.01.024.
- 228 ROSZKOWSKI, L.; SESSOLO, E. M.; TROJANOWSKI, S. WIMP dark matter candidates and searches—current status and future prospects. **Reports on Progress in Physics**, v. 81, n. 6, p. 066201, 2018. DOI: 10.1088/1361-6633/aab913.
- 229 MATEO, M. Dwarf galaxies of the local group. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 36, n. 1, p. 435–506, 1998. DOI: 10.1146/annurev.astro.36.1.435.
- 230 BRINGMANN, T. *et al.* Constraining dark matter annihilation with the isotropic γ -ray background: updated limits and future potential. **Physical Review D**, v. 89, n. 2, p. 023012, 2014. DOI: 10.1103/physrevd.89.023012.

- 231 ACKERMANN, M. *et al.* Constraints on the galactic halo dark matter from Fermi-LAT diffuse measurements. **Astrophysical Journal**, v. 761, n. 2, p. 91, 2012. DOI: 10.1088/0004-637X/761/2/91.
- 232 FORTES, E.; PLEITEZ, V.; STECKER, F. Secluded WIMPs, QED with massive photons, and the galactic center gamma-ray excess. **Astroparticle Physics**, v. 74, p. 87–95, 2016.
- 233 KIM, Y. G. *et al.* Secluded singlet fermionic dark matter driven by the fermi gamma-ray excess. **Physical Review D**, v. 93, p. 075023, Apr. 2016. DOI: 10.1103/PhysRevD.93.075023.
- 234 CALORE, F. *et al.* A tale of tails: dark matter interpretations of the Fermi GeV excess in light of background model systematics. **Physical Review D**, v. 91, p. 063003, Mar. 2015. DOI: 10.1103/PhysRevD.91.063003.
- 235 ALVES, A. *et al.* Dark matter complementarity and the Z' portal. **Physical Review D**, v. 92, p. 083004, Oct. 2015. DOI: 10.1103/PhysRevD.92.083004.
- 236 JACQUES, T. *et al.* Complementarity of DM searches in a consistent simplified model: the case of Z' . **Journal of High Energy Physics**, v. 2016, n. 10, p. 1–38, 2016. DOI: 10.1007/JHEP10(2016)071.
- 237 CAMPOS, M. D. *et al.* Search for right-handed neutrinos from dark matter annihilation with gamma-rays. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2017, n. 07, p. 016, 2017. DOI: 10.1088/1475-7516/2017/07/016.
- 238 NOMURA, Y.; THALER, J. Dark matter through the axion portal. **Physical Review D**, v. 79, p. 075008, Apr. 2009. DOI: 10.1103/PhysRevD.79.075008.
- 239 BARNES, P. *et al.* Simple hidden sector dark matter. **Physical Review D**, v. 102, p. 075019, Oct. 2020. DOI: 10.1103/PhysRevD.102.075019.
- 240 ELOR, G. *et al.* Model-independent indirect detection constraints on hidden sector dark matter. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2016, n. 06, p. 024, 2016. DOI: 10.1088/1475-7516/2016/06/024.
- 241 ELOR, G.; RODD, N. L.; SLATYER, T. R. Multi-step cascade annihilations of dark matter and the Galactic Center excess. **Physical Review D**, v. 91, p. 103531, May 2015. DOI: 10.1103/PhysRevD.91.103531.
- 242 SIVERTSSON, S.; EDSJÖ, J. Accurate calculations of the WIMP halo around the sun and prospects for its gamma-ray detection. **Physical Review D**, v. 81, p. 063502, Mar. 2010. DOI: 10.1103/PhysRevD.81.063502.
- 243 MARTIN, S. P. A supersymmetry primer. *In*: KANE, G. L. (ED.). **Perspectives on supersymmetry**. New York: World Scientific, 1998. p. 1–98. DOI: 10.1142/9789812839657_0001.
- 244 ZENTNER, A. R. High-energy neutrinos from dark matter particle self-capture within the sun. **Physical Review D**, v. 80, p. 063501, Sept. 2009. DOI: 10.1103/PhysRevD.80.063501.

- 245 SPERGEL, D. N.; PRESS, W. H. Effect of hypothetical, weakly interacting, massive particles on energy transport in the solar interior. **Astrophysical Journal**, v. 294, p. 663–673, July 1985. DOI: 10.1086/163336.
- 246 WIDMARK, A. Thermalization time scales for WIMP capture by the sun in effective theories. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2017, n. 05, p. 046, 2017. DOI: 10.1088/1475-7516/2017/05/046.
- 247 PETER, A. H. G. Dark matter in the solar system. II. WIMP annihilation rates in the Sun. **Physical Review D**, v. 79, p. 103532, May 2009. DOI: 10.1103/PhysRevD.79.103532.
- 248 ABREU, P. *et al.* **The southern wide-field gamma-ray observatory (SWG0): a next-generation ground-based survey instrument for VHE gamma-ray astronomy.** 2019. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1907.07737>. Acesso em: 30 out. 2022.
- 249 GOULD, A. Weakly interacting massive particle distribution in and evaporation from the sun. **Astrophysical Journal**, v. 321, p. 560–570, 1987. DOI: 10.1086/165652.
- 250 DAVÉ, R. *et al.* Halo properties in cosmological simulations of self-interacting cold dark matter. **Astrophysical Journal**, v. 547, n. 2, p. 574, 2001. Disponível em: DOI:10.1086/318417.
- 251 ARINA, C. *et al.* Solar γ rays as a complementary probe of dark matter. **Physical Review D**, v. 96, p. 063010, Sept 2017. DOI: 10.1103/PhysRevD.96.063010.
- 252 MOSKALENKO, I. V.; PORTER, T. A.; DIGEL, S. W. Inverse Compton scattering on solar photons, heliospheric modulation, and neutrino astrophysics. **Astrophysical Journal**, v. 652, n. 1, p. L65, 2006. DOI: 10.1086/509916.
- 253 ALBERT, A. *et al.* Constraints on spin-dependent dark matter scattering with long-lived mediators from TeV observations of the sun with HAWC. **Physical Review D**, v. 98, p. 123012, Dec. 2018. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.123012.
- 254 GOULD, A. Resonant enhancements in weakly interacting massive particle capture by the earth. **Astrophysical Journal**, v. 321, p. 571–585, 1987.
- 255 ROTT, C.; TANAKA, T.; ITOW, Y. Enhanced sensitivity to dark matter self-annihilations in the Sun using neutrino spectral information. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2011, n. 09, p. 029, 2011. DOI: 10.1088/1475-7516/2011/09/029.
- 256 SERENELLI, A. M. *et al.* New solar composition: the problem with solar models revisited. **Astrophysical Journal**, v. 705, n. 2, p. L123, 2009. DOI: 10.1088/0004-637X/705/2/L123.
- 257 ROTT, C.; SIEGAL-GASKINS, J. M.; BEACOM, J. F. New sensitivity to solar WIMP annihilation using low-energy neutrinos. **Physical Review D**, v. 88, n. 5, p. 055005, 2013.
- 258 PRESS, W. H.; SPERGEL, D. N. Capture by the sun of a galactic population of weakly interacting, massive particles. **Astrophysical Journal**, v. 296, p. 679–684, 1985. DOI: 10.1086/163485.

- 259 HAXTON, W. The solar neutrino problem. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 33, n. 1, p. 459–503, 1995. DOI: 10.1146/annurev.aa.33.090195.002331.
- 260 IANNI, A. Solar neutrinos and the solar model. **Physics of the Dark Universe**, v. 4, p. 44–49, 2014. DOI: 10.1016/j.dark.2014.06.002.
- 261 Krauss, L. M. *et al.* Cold dark matter candidates and the solar neutrino problem. **Astrophysical Journal**, v. 299, p. 1001–1006, Dec. 1985. DOI: 10.1086/163767.
- 262 GOULD, A. Cosmological density of WIMPs from solar and terrestrial annihilations. **Astrophysical Journal**, v. 388, p. 338–344, 1992. DOI: 10.1086/171156.
- 263 SILK, J.; OLIVE, K.; SREDNICKI, M. The photino, the sun, and high-energy neutrinos. **Physical Review Letters**, v. 55, p. 257–259, July 1985. DOI: 10.1103/PhysRevLett.55.257.
- 264 SREDNICKI, M.; OLIVE, K. A.; SILK, J. High-energy neutrinos from the Sun and cold dark matter. **Nuclear Physics B**, v. 279, n. 3-4, p. 804–823, 1987. DOI: 10.1016/0550-3213(87)90020-4.
- 265 RITZ, S.; SECKEL, D. Detailed neutrino spectra from cold dark-matter annihilations in the sun. **Nuclear Physics B**, v. 304, p. 877–908, 1988. DOI: 10.1016/0550-3213(88)90660-8.
- 266 ACTIS, M. *et al.* Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy. **Experimental Astronomy**, v. 32, n. 3, p. 193–316, 2011. DOI: 10.1007/s10686-011-9247-0.
- 267 ACHARYA, B. S. *et al.* **Science with the Cherenkov Telescope Array**. Heidelberg: World Scientific, 2018.
- 268 AALBERS, J. *et al.* DARWIN: towards the ultimate dark matter detector. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2016, n. 11, p. 017, 2016. DOI: 10.1088/1475-7516/2016/11/017.