Clarissa Martins Siqueira

Matéria Escura no Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo

João Pessoa - PB

2015

Clarissa Martins Siqueira

Matéria Escura no Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física, Centro de Ciências Exatas e da Natureza, Universidade Federal da Paraíba, como requisito parcial para obtenção do título de Mestra em Física, área de concentração Física de Partículas Elementares.

Universidade Federal da Paraíba

Centro de Ciências Exatas e da Natureza

Programa de Pós-Graduação Stricto Sensu em Física

Orientador: Paulo Sérgio Rodrigues da Silva

João Pessoa - PB

2015

S618m Siqueira, Clarissa Martins.
Matéria escura no Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo / Clarissa Martins Siqueira.- João Pessoa, 2015.
117f. : il.
Orientador: Paulo Sérgio Rodrigues da Silva
Dissertação (Mestrado) - UFPB/CCEN
1. Física. 2. Matéria escura. 3. Supersimetria. 4. MSSM. 5. Abundância relíquia. 6. Detecção direta SI e SD.

UFPB/BC CDU: 53(043)

Ata da Sessão Pública da Defesa de Dissertação de **Mestrado** da aluna **Clarissa Martins Siqueira**, candidata ao Título de Mestre em Física na Área de Concentração Física das Partículas Elementares e Campos.

Aos vinte e sete dias do mês de fevereiro do ano de dois mil e quinze, às 10h00, na sala de reuniões do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal da Paraíba, reuniram-se os membros da Banca Examinadora constituída para examinar a candidata ao grau de Mestre em Física na área de Física das Partículas Elementares e Campos, **Clarissa Martins Siqueira**. A comissão examinadora composta pelos professores doutores: Paulo Sérgio Rodrigues da Silva (DF/UFPB), orientador e presidente da banca examinadora, Fábio Leal de Melo Dahia (DF/UFPB) e Nicolás Bernal Hernandez (IFT/São Paulo-SP). Dando início aos trabalhos, o Prof. Paulo Sérgio Rodrigues da Silva comunicou aos presentes a finalidade da reunião. A seguir, passou a palavra a candidata para que a mesma fizesse, oralmente, a exposição do trabalho de dissertação intitulado "*Matéria escura no modelo padrão supersimétrico mínimo*". Concluída a exposição, a candidata foi argüida pela Banca Examinadora que emitiu o seguinte parecer: **"aprovada".** Assim sendo, deve a Universidade Federal da Paraíba expedir o respectivo diploma de Mestre em Física na forma da lei. E para constar, eu, Danilo Wilson Lemos Menezes, servindo de Secretário, lavrei a presente ata que vai assinada por mim mesmo e pelos membros da Banca Examinadora. João Pessoa, **27 de fevereiro de 2015**.

Prof. Dr. Paulo Sérgio Rodrigues da Silva
Orientador - UFPB

Prof. Dr. Fábio Leal de Melo Dahia
UFPB

Prof. Dr. Nicolás Bernal Hernandez
IFT/São Paulo-SP

Danilo Wilson Lemos Menezes
Secretário

À meu querido pai (in memoriam).

Agradecimentos

A Deus, por me conceder sabedoria durante esta caminhada.

Em especial, a minha querida mãe, pela dedicação, paciência, apoio e incentivo, sempre guerreira e enfrentando qualquer coisa necessária para que eu pudesse prosseguir.

A meus irmãos, Érico Siqueira e Ednilsa Ramalho, pelo apoio, paciência e ajuda em todo o tempo.

A meu querido namorado Antonio Santos, pela paciência, zelo e carinho em todos os momentos. Sempre buscando respostas ao meu lado e ajudando a sanar minhas dúvidas.

A meu orientador Paulo Sérgio, um dos pilares para a construção deste trabalho, sempre tão cuidadoso em todos os detalhes, desde a preparação das aulas, atentando para que pudéssemos extrair o sentido físico das coisas, até na minuciosa correção desta dissertação, sempre disponível para responder aos meus questionamentos. Uma referência para mim como orientador e professor.

Aos outros três pilares, Carlos Pires, fundador do Grupo de Física e Cosmologia de Partículas da UFPB, pelo apoio, incentivo e pelas, quase sempre (risos), tão bem colocadas analogias. Farinaldo Queiroz, que me iniciou nos estudos de Matéria Escura, e me acompanhou desde a graduação em minha pesquisa até a reta final, sempre me incentivando a prosseguir e, muitas vezes, mesmo em meio às suas obrigações, se mantendo disponível. Maria Luiza Cescato, grande professora e incentivadora, seus ensinamentos permanecerão comigo sempre.

A minha querida amiga Maíra Dutra, que junto à Antonio Santos formou junto comigo o tripleto de Matéria Escura da UFPB. Juntas choramos, sorrimos e enfrentamos todas as dificuldades e temos vencido. Obrigada por fazer parte desta caminhada.

Aos meus queridos amigos, companheiros de sala e de grupo, Adriano Sampieri e Geilson Ferreira, pelo grande auxílio com os pacotes numéricos SARAH e SSP, sempre disponíveis para discutir e tirar dúvidas, essenciais. E ao meu amigo Jamerson Rodrigues, pelas discussões em Supersimetria sempre relevantes.

A minha amiga mais chegada que irmã Rafaela Araújo, que esteve presente em todos os momentos me apoiando e incentivando, e quando necessário me mandando parar de estudar!

Aos meus queridos amigos Matheus Araújo e Horácio Santana, que estiveram presentes ao entrar e sair deste mestrado.

A todos os integrantes do Grupo de Física e Cosmologia de Partículas da UFPB,

nas palavras da professora Maria Luiza, este é o melhor grupo! Estamos sempre todos juntos colaborando para o crescimento mútuo, e tem funcionado.

A banca examinadora, por ter aceitado o convite, em especial ao amigo Nicolás Bernal, excelente em seus comentários, tendo uma contribuição significativa para a finalização deste trabalho.

A CAPES, pelo apoio financeiro, imprescindível para a realização da pesquisa.

... although the symmetries are hidden from us,
we can sense that they are latent in nature,
governing everything about us. That's the most
exciting idea I know: that nature is much simpler
than it looks. Nothing makes me more hopeful that
our generation of human beings may actually hold
the key to the universe in our hands - that perhaps
in our lifetimes we may be able to tell why all
of what we see in this immense universe of
galaxies and particles is logically inevitable.

S. Weinberg

Resumo

Um dos principais problemas que permeia a Física de Partículas e Cosmologia é a Matéria Escura (ME), que compõe cerca de 26% do conteúdo energético do Universo. As principais evidências que apontam para a sua existência nos fornecem importantes características, tais como, ser neutra, estável (com tempo de vida maior que a idade do Universo), fria ou morna, pouco interagente com partículas do Modelo Padrão de Física de Partículas (MP)e suficientemente abundante. O MP não fornece um candidato que supre estas características, sendo necessário estendê-lo. Uma das mais sofisticadas extensões do MP é a Supersimetria, que além de resolver o problema da ME, soluciona outros que estão presentes no MP, dentre eles, a hierarquia e a unificação dos acoplamentos de gauge. Tal modelo implica na inclusão de uma nova simetria que coloca bósons e férmions em pé de igualdade. A versão mínima supersimétrica do MP é o Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MSSM), cujo candidato viável à ME é o neutralino, que se trata de um férmion composto pelos superparceiros dos bósons de gauge e Higgs neutros. Neste trabalho, fizemos uma análise do neutralino como candidato à ME no cenário CMSSM ou mSUGRA, que contém 5 parâmetros livres, M_0, $M_{1/2}$, $\tan\beta$, $sinal(\mu)$ e A_0, para três análises distintas. Na primeira variamos apenas os parâmetros M_0 e $M_{1/2}$ para três valores distintos da $\tan\beta$ e na segunda e terceira variamos todos os parâmetros com exceção do $sinal(\mu)$. Neste estudo, utilizamos algumas ferramentas computacionais, entre as quais, SARAH, SPheno, SSP e micrOMEGAs, no intuito de obter abundância e seção de choque de espalhamento de ME neste cenário. Obtidos os gráficos, comparamos com os resultados experimentais mais recentes, para a abundância utilizamos dados do satélite Planck, para a seção de choque de espalhamento independente de spin, o LUX e XENON1T (2017) e para dependente de spin, XENON100 e verificamos suas implicações na viabilidade do modelo.

Palavras-chaves: Matéria Escura. Supersimetria. MSSM. Abundância Relíquia. Detecção Direta SI e SD.

Abstract

One of the main problems that permeates the Particle Physics and Cosmology is the Dark Matter (DM), which makes up about 26% of the energy content of the Universe. The main evidence pointing to its existence provides us with important features, such as being neutral, stable (with lifetime over the age of the Universe), cold or warm, weakly interacting with Particle Physics Standard Model (SM) particles and sufficiently abundant. The SM does not provide a candidate who meets these characteristics and hence it is necessary to extend it. One of the most sophisticated extensions of the SM is the Supersymmetry, that in addition to solving the problem of DM, explains other unsolved puzzles that are present in SM, among them, the hierarchy and the unification of the gauge couplings. This model implies the inclusion of a new symmetry that puts bosons and fermions in equal footing. The minimal supersymmetric version of the SM is the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM), whose viable candidate is the neutralino, which is a fermion composed of superpartners of neutral Higgs and gauge bosons. In this work, we performed the neutralino analysis as DM candidate in CMSSM or mSUGRA scenario, which contains 5 free parameters, M_0, $M_{1/2}$, $\tan\beta$, $sign(\mu)$ and A_0, for two different analyzes. In the first one we varied the M_0 and $M_{1/2}$ parameters for three different values of $\tan\beta$ while in the second and third one we varied all parameters except the $sign(\mu)$. In this study, we use some computational tools, including, SARAH, SPheno, SSP and Micromegas, in order to obtain DM Relic Abundance and DM scattering cross section in this scenario. We compared our results with the most recent experimental data, namely, we have used Planck satellite data for the relic abundance, LUX and XENON1T (prospect) for the spin-independent scattering cross section and XENON100 for the spin dependent one. We finally analyzed the implications concerning the viability of the MSSM under the light of the DM problem.

Key-words: Dark Matter. Supersymmetry. MSSM. Relic Abundance. SD and SI direct detection.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Expansão do Universo. (DODELSON, 2003) 22
Figura 2 – Diagrama de Hubble para Supernovas tipo Ia (para $z \ll 1$), mostrando a linearidade distância vs redshift medida experimentalmente (OLIVE; GROUP, 2014a). 23
Figura 3 – Abundâncias de ^4He ($Y = \rho(^4He)/\rho_b$), D, ^3He e ^7Li preditas pela BBN. A faixa vertical indica a região de concordância com a densidade de bárions medida pela CMB. As regiões mostarda (caixas) indicam as abundâncias observadas (OLIVE; GROUP, 2014a). 25
Figura 4 – Partículas em uma caixa de lado L colidindo elasticamente (PERKINS, 2009). 28
Figura 5 – Três eras dominantes no Universo, radiação, matéria e energia escura <http://www.nicadd.niu.edu/~bterzic/PHYS652/>. 29
Figura 6 – Evolução do fator de escala $a(t)$ com o tempo <http://www.nicadd.niu.edu/~bterzic/PHYS652/>. 30
Figura 7 – Evolução do número de graus de liberdade $g_\star(T)$ com a temperatura. . 33
Figura 8 – Ilustração da curva esperada pela física Newtoniana (esquerda) e o que se observa experimentalmente (direita). 39
Figura 9 – Curva de Rotação da galáxia espiral NGC 6503. (BEGEMAN et al., 1991) 40
Figura 10 – Imagens de dois Aglomerados (Abell 2390 e MS2137.3-2353) inferidos por Raio-X (telescópio Chandra) e por lentes gravitacionais (telescópio Hubble) (FABIAN; ALLEN, 2003) 43
Figura 11 – A ilustração mostra como os arcos (imagens múltiplas) se formam através do efeito de lentes gravitacionais. 44
Figura 12 – Aglomerado da Bala (CLOWE et al., 2006). 45
Figura 13 – Esquerda: Anisotropias na temperatura do Espectro de Potências Angular da CMB medido pelo satélite Planck (ADE et al., 2013). Direita: Esquematização de como observamos as regiões dentro (vermelho) e fora (amarelo) do horizonte de eventos. 47
Figura 14 – Abundância de Energia Escura vs Abundância de Matéria. Resultados do Planck implicam em um Universo plano ($\Omega_m + \Omega_\Lambda \simeq 1$) (ADE et al., 2015). 48

Figura 15 – Mapeamento de 543 aglomerados de galáxias usando 2dFGRS. Os painéis superiores representam a região Norte, enquanto os inferiores a região Sul. O lado esquerdo mostra apenas galáxias e aglomerados de alta densidade, no direito apenas baixa densidade (EINASTO et al., 2007a). 50
Figura 16 – Regiões de Exclusão de CHAMPs (linhas sólidas) e NeutralCHAMPs (linhas pontilhadas). A combinação dos resultados exclui CHAMPs como candidatos à ME (TAOSO et al., 2008). 54
Figura 17 – Regiões de Exclusão de SIMPs no plano massa de SIMPs *versus* seção de choque SIMP-nucleon (TAOSO et al., 2008). 54
Figura 18 – Evolução da densidade de número de partículas estáveis considerando produção térmica (HOOPER, 2009). 62
Figura 19 – Precisão dos satélites COBE, WMAP e Planck (<http://www.tuxboard.com/planck-nous-devoile-lenfance-de-lunivers/planck-cobe-1992-wmap-2003/>). 63
Figura 20 – Possíveis tipos de detecção de ME (BI et al., 2013). 64
Figura 21 – Esquema de espalhamento no referencial do centro de massa com seus respectivos quadri-momenta. 65
Figura 22 – Distinção entre recuos nucleares (WIMPs) e eletrônicos (ruído). Nêutrons também podem interagir com núcleos. 69
Figura 23 – Limites experimentais atuais em detecção direta de ME para interação spin-independente no plano $\sigma_{SI} \times m_\chi$. A primeira figura mostra o vínculo experimental do LUX (SCHUMANN, 2014) comparado a outros experimentos, enquanto a segunda mostra o que esperamos do limite experimental do XENON1T (APRILE, 2013), que claramente será mais restritivo que o LUX. 70
Figura 24 – Principais limites em detecção direta de ME dependente de spin (SCHUMANN, 2015). 71
Figura 25 – Possíveis canais de produção primária e secundária de ME (VITALE; MORSELLI, 2009). 71
Figura 26 – Distribuição de ME na galáxia de acordo com os principais perfis de halo (CIRELLI et al., 2011). 72
Figura 27 – Limites superiores experimentais atuais do telescópio Fermi-LAT e o que se espera do CTA (FUNK, 2013). Mostramos diversos vínculos do Fermi-LAT de fluxos de raios-γ provenientes de diferentes fontes, a região mais clara mostra a sensibilidade futura do CTA. A faixa preta mostra a pequena região "padrão", compatível com a abundância correta de ME. 74

Figura 28 – Alguns diagramas que fornecem correções na massa do bóson de Higgs no MSSM. 78
Figura 29 – Decaimento do Próton (MARTIN, 2010). 81
Figura 30 – Evolução RG dos parâmetros de massa no mSUGRA (OLIVE, 2003). . 86
Figura 31 – Gráfico M_0 *versus* $M_{1/2}$. A região azul está aproximadamente em concordância com o resultado do Planck (ADE et al., 2014), a verde mostra a região sub-abundante, a vermelha a região de exclusão devido ao vínculo sobre a massa do chargino fornecido pelo LEP ($M_{\tilde{C}_1^{\pm}} > 103.5$ GeV) e na região cinza claro o neutralino deixa de ser LSP. Gráficos para três valores distintos da $\tan\beta$. 89
Figura 32 – Gráfico dos parâmetros de mistura α e η dos neutralinos *versus* abundância de ME, o valor para cada parâmetro varia de 0 até 1, e fornece a percentagem de cada componente mencionada, o parâmetro α está relacionado à componente bino, o parâmetro η à componente wino. E podemos observar que a componente bino é predominante. 90
Figura 33 – Gráfico dos parâmetros de mistura α e η dos neutralinos *versus* abundância de ME, o valor para cada parâmetro varia de 0 até 1, e fornece a percentagem de cada componente mencionada, ambos os parâmetros γ e δ correspondem às componentes tipo higgsino. Observamos uma percentagem insignificante destes parâmetros confirmando a predominância das componentes bino. 91
Figura 34 – Gráfico M_0 *versus* $M_{1/2}$ para a Análise 2. Os pontos azuis estão em concordância com o resultado do Planck, a região verde é sub-abundante e os pontos cinza são superabundantes. Aqui estamos tomando a massa do Higgs de acordo com os experimentos atuais ($M_h = 125 \pm 2$ GeV). . 92
Figura 35 – Gráfico Ωh^2_{DM} *versus* $M_{\tilde{N}_1}$. Todos os pontos estão de acordo com a massa do tipo-Higgs ($M_h = 125 \pm 2$ GeV). Os pontos azuis mostram a pequena região de concordância com o resultado do satélite Planck, com massa de ME em torno de 300 GeV. A região vermelha é a excluída pelo vínculo do LEP sobre a massa do chargino. 92
Figura 36 – Gráfico Ωh^2 *versus* $M_{\tilde{N}_1}$. Todos os pontos estão de acordo com a massa do Higgs padrão ($M_h = 125 \pm 2$ GeV). Os pontos azuis mostram a pequena região de concordância com o Planck, com a massa da ME em torno de 500 GeV e em torno de 60 GeV. Para massa pequena, obtivemos compatibilidade com a análise do vínculo da largura invisível do Higgs pelo LEP e LHC. A região vermelha é a excluída pelo vínculo do LEP sobre a massa do chargino. 93
Figura 37 – Principais canais que contribuem para detecção direta de ME no MSSM. 94

Figura 38 – Gráfico σ_{SD} *versus* $M_{\tilde{N}_1}$ para três valores da $\tan\beta$. Os pontos azuis estão de acordo com o resultado do satélite Planck, os pontos verdes são sub-abundantes, os pontos cinza são superabundantes, os pontos vermelhos fornecem a região de massa excluída do chargino pelo LEP, os pontos laranja fornecem o Higgs 125 ± 2 GeV e os pontos ciano estão em concordância com o resultado do satélite Planck e a massa do Higgs. 95
Figura 39 – Gráfico σ_{SD} *versus* $M_{\tilde{N}_1}$. Todos os pontos estão de acordo com a massa do Higgs padrão ($M_h = 125 \pm 2$ GeV). Os pontos azuis estão de acordo com o Planck, os pontos verdes são sub-abundantes e os pontos cinza são superabundantes. Os pontos vermelhos estão excluídos pelo vínculo do LEP sobre a massa do chargino. 96
Figura 40 – Gráfico σ_{SD} *versus* $M_{\tilde{N}_1}$. Todos os pontos estão de acordo com a massa do Higgs padrão ($M_h = 125 \pm 2$ GeV). Os pontos azuis estão de acordo com o Planck, os pontos verdes são sub-abundantes e os pontos cinza são superabundantes. Para massa pequena, obtivemos compatibilidade com a análise do vínculo da largura invisível do Higgs pelo LEP e LHC. Os pontos vermelhos estão excluídos pelo vínculo do LEP sobre a massa do chargino. 96
Figura 41 – Gráfico σ_{SI} *versus* $M_{\tilde{N}_1}$ para três valores da $\tan\beta$. Os pontos azuis estão de acordo com o Planck, os pontos verdes são sub-abundantes, os pontos cinza são superabundantes, os pontos vermelhos fornecem a região de massa excluída do chargino pelo LEP, os pontos laranja fornecem o Higgs 125 ± 2 GeV e os pontos ciano estão em concordância com o Planck e a massa do Higgs. 97
Figura 42 – Gráfico σ_{SI} *versus* $M_{\tilde{N}_1}$. Todos os pontos estão de acordo com a massa do Higgs padrão ($M_h = 125 \pm 2$ GeV). Os pontos azuis estão de acordo com o Planck, os pontos verdes são sub-abundantes e os pontos cinza são superabundantes. Os pontos vermelhos estão excluídos pelo vínculo do LEP sobre a massa do chargino. 98
Figura 43 – Gráfico σ_{SI} *versus* $M_{\tilde{N}_1}$. Todos os pontos estão de acordo com a massa do Higgs padrão ($M_h = 125 \pm 2$ GeV). Os pontos azuis estão de acordo com o Planck, os pontos verdes são sub-abundantes e os pontos cinza são superabundantes. Para massa pequena, obtivemos compatibilidade com a análise do vínculo da largura invisível do Higgs pelo LEP e LHC. Os pontos vermelhos estão excluídos pelo vínculo do LEP sobre a massa do chargino. 99
Figura 44 – Principais canais que contribuem para a abundância de ME (HOOPER, 2009) 115

Figura 45 – Principais canais que contribuem para a abundância de ME na região do Planck (Canal $\bar{t}t$). 116
Figura 46 – Principais canais que contribuem para a abundância de ME na região do Planck (Canal $W^{\pm}$). 116
Figura 47 – Principais canais que contribuem para a Seção de Choque de Espalhamento de ME. 117

Lista de tabelas

Tabela 1 – Soluções da equação de Friedmann para um Universo plano. 29
Tabela 2 – Evolução do parâmetro $g_\star(T)$ à medida que o Universo expande para o Modelo Padrão de Física de Partículas (OLIVE; GROUP, 2014a). . . . 33
Tabela 3 – Parâmetros Cosmológicos (OLIVE; GROUP, 2014a). 47
Tabela 4 – Comparação entre os parâmetros cosmológicos utilizando dados dos satélites Planck e WMAP (WP) + Planck (ADE et al., 2015). 63
Tabela 5 – Principais canais de aniquilação de ME primários e os respectivos produtos observados na Terra. 73
Tabela 6 – Supermultipletos quirais no Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MARTIN, 2010) cujas propriedades de transformação pelo grupo de gauge do MP são dados na última coluna. 77
Tabela 7 – Supermultipletos de gauge no Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MARTIN, 2010) com as cargas associadas. 77
Tabela 8 – Supercampos de Higgs e de matéria com suas respectivas propriedades de transformação (BAER; TATA, 2006). 80
Tabela 9 – Auto-estados de gauge e de massa das partículas do MSSM. 85
Tabela 10 – Conjunto de parâmetros utilizados na Análise 1. 87
Tabela 11 – Conjunto de parâmetros utilizados na Análise 2. 88
Tabela 12 – Conjunto de parâmetros utilizados na Análise 3. 88

Lista de abreviaturas e siglas

BBN	Nucleossíntese do Big Bang
CTA	Cherenkov Array Telescope
CG	Centro Galáctico
CHAMP	Partícula Maciça Carregada
CMB	Radiação Cósmica de Fundo
FRLW	Friedmann-Robertson-Lemaître-Walker
GL	Graus de Liberdade
IGRB	Ruído Isotrópico de Raios γ
KK	Kaluza-Klein
LHC	Grande Colisor de Hádrons
LKP	Partícula KK mais Leve
LSP	Parceiro Supersimétrico Mais Leve
MACHO	Objeto Maciço Compacto de Halo
ME	Matéria Escura
MP	Modelo Padrão de Física de Partículas
MSSM	Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo
QES	Quebra Espontânea de Simetria
SD	Dependente de Spin
SI	Independente de Spin
SIMP	Partícula Maciça Fortemente Interagente
SUSY	Supersimetria
UED	Dimensões Extras Universais
WIMP	Partícula Maciça Fracamente Interagente

Sumário

Lista de ilustrações 10

Lista de tabelas 15

Introdução 19

1 COSMOLOGIA PADRÃO 21
1.1 O Universo Observado 21
1.2 A métrica e as Equações de Friedmann 25
1.3 Termodinâmica do Universo Primordial 30
1.3.1 Entropia 34
1.4 Contribuição de diferentes componentes para a Densidade de Energia do Universo 35
1.5 Período de Transição Matéria-Radiação 38

2 MATÉRIA ESCURA 39
2.1 Evidências de Matéria Escura 40
2.1.1 Em escalas galácticas 40
2.1.2 Em escalas de aglomerados de galáxias 41
2.1.2.1 Medidas de Raio-X em Gás Quente 41
2.1.2.2 Lentes Gravitacionais 42
2.1.2.3 Colisões de Aglomerados de Galáxias 44
2.1.3 Em escalas cosmológicas 46
2.1.3.1 CMB 46
2.1.3.2 Formação de Estruturas 48
2.2 Principais Candidatos 52
2.2.1 CHAMPs e SIMPs 53
2.2.2 Áxions 55
2.2.3 Neutrinos 55
2.2.4 WIMPs 56
2.3 Produção Térmica de WIMPs no Cenário Padrão 59
2.4 Métodos de Detecção 64
2.4.1 Detecção Direta 65
2.4.1.1 Experimentos de Detecção Direta: LUX e Xenon1T 68
2.4.2 Detecção Indireta 70

3 MODELO PADRÃO SUPERSIMÉTRICO MÍNIMO 75

3.1 Superpotencial . . . 79
3.2 Neutralino como candidato à ME no MSSM . . . 82

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES . . . 87
4.1 Abundância . . . 88
4.2 Detecção Direta . . . 94
4.2.1 Dependente de Spin . . . 94
4.2.2 Independente de Spin . . . 96

Conclusões . . . 102

Referências . . . 102

APÊNDICES 112

APÊNDICE A – NOTAÇÕES E CONVENÇÕES . . . 113

APÊNDICE B – PRINCIPAIS CANAIS NO MSSM . . . 115
B.1 Canais que contribuem para abundância . . . 115
B.2 Canais que contribuem na região do Planck . . . 116
B.3 Canais que contribuem para a Seção de Choque de Espalhamento . 117

Introdução

Um dos problemas mais intrigantes e fascinantes de nossa época, a massa faltante no Universo, ou simplesmente, Matéria Escura (ME), surgiu na década de 30, através de medidas de curvas de rotação de aglomerados de galáxias (ZWICKY, 1933), e à medida que os anos se passaram a hipótese se confirmou através de diversos outros métodos, dentre eles, lentes gravitacionais (FERRERAS et al., 2008), colisões de aglomerados de galáxias (CLOWE et al., 2004; CLOWE et al., 2006; BRADAC et al., 2008) e Radiação Cósmica de Fundo (CMB) (ADE et al., 2013). Existem duas principais formas de explicar ME, a primeira modificando a dinâmica newtoniana, com as teoria conhecidas como MOND (MILGROM, 1983), a outra é considerando que a ME é uma partícula (BERTONE, 2010b), e esta última será a considerada neste trabalho.

O problema da ME no Universo, parece exigir uma conexão indissociável entre os aspectos de escala cosmológica, bem descritos no contexto da Relatividade Geral e os de escala microscópica, coroados com o modelo padrão das interações eletrofracas (MP). Nesta dissertação, pretende-se discorrer sobre este enigma, do ponto de vista da Física de Partículas Elementares, tratando o problema como uma consequência do espectro de partículas extras que invariavelmente populam os modelos além do MP.

A partir das evidências gravitacionais podemos inferir algumas características da ME como partícula, temos que ela deve ser ser neutra, estável (com tempo de vida maior que a idade do Universo), fria ou morna, pouco interagente com partículas do Modelo Padrão de Física de Partículas (MP)e suficientemente abundante. O MP não possui candidato adequado, logo, o problema da ME implica em física nova, isto é, física além do MP.

O MP apesar de ser um modelo extremamente sólido e testado com grande precisão, não consegue explicar uma série de problemas, dentre eles massa de neutrinos (ALTARELLI; FERUGLIO, 1999), o problema da constante cosmológica (CARROLL, 2001), ME (EINASTO, 2009), a unificação das constantes de acoplamento (MARTIN, 2010) e o problema das divergências quadráticas (AOKI; ISO, 2012). Tais limitações refletem a possibilidade de que o MP esteja embebido em uma teoria maior, ou seja, que seja o limite de baixas energias de uma teoria mais fundamental.

A supersimetria é uma das extensões mais sofisticadas do MP, sendo capaz de explicar uma série de fenômenos que estão além deste modelo, dentre eles o problema das divergências quadráticas (AOKI; ISO, 2012), a unificação dos acoplamentos de gauge (MARTIN, 2010) e ME (EINASTO, 2009). De forma geral, modelos supersimétricos incluem uma nova simetria que torna possível conectar estados bosônicos e fermiônicos,

além disso, é a extensão máxima viável da álgebra de Poincaré. Tal modelo, mesmo sendo extremamente sofisticado e interessante fenomenologicamente, consiste de um grande desafio para os experimentais, pois duplica o número de partículas no espectro, o que implica na inclusão de vários parâmetros livres na teoria. Uma das maneiras de driblar isto, é supondo, por exemplo, que as massas dos superparceiros convergem para um único valor na escala de grande unificação (GUT). Em particular, a supersimetrização do MP leva ao que chamamos de modelo padrão supersimétrico mínimo (ou MSSM na sigla em Inglês), que possui mais de cem parâmetros livres. Num cenário que se supõe a unificação das interações (exceto a gravitação) numa escala de GUT, para o MSSM, temos uma versão deste modelo com apenas cinco parâmetros livres, o chamado CMSSM ou mSUGRA (siglas do inglês para Constrained Minimal Supersymmetric Standard Model e minimal Supergravity, respectivamente).

Neste trabalho pretendemos abordar o modelo CMSSM/mSUGRA com o intuito de explicar ME. No MSSM ou em qualquer modelo supersimétrico, cada partícula padrão ganha um parceiro diferindo apenas pela massa e spin. Por exemplo, um elétron passa a ter um superparceiro, chamado selétron cujo spin será nulo. Neste modelo se faz necessária a inclusão de um novo dubleto de Higgs, responsável por dar massa aos quarks tipo down e aos léptons. Veremos que a inclusão deste novo dubleto é importante na correção das divergências quadráticas. Os superparceiros dos bósons de gauge e de higgs neutros compõe as partículas chamadas neutralinos. As partículas supersimétricas são protegidas pela paridade-R, aparecendo sempre aos pares, o que concede estabilidade à partícula supersimétrica mais leve (LSP da sigla em Inglês). Sendo assim, o neutralino mais leve é um forte candidato à ME, apresentando todas as característica necessárias para tal.

Portanto, é possível calcular os observáveis relacionados à ME, dentre eles a abundância relíquia, as seções de choque de aniquilação e espalhamento e verificar seus impactos sobre o modelo. Neste estudo, utilizando o cenário CMSSM/mSUGRA e utilizando pacotes numéricos apropriados, calculamos alguns dos observáveis mencionados e comparamos com os resultados experimentais recentes.

Esta dissertação foi organizada da seguinte forma: no capítulo 1 faremos uma breve descrição do Modelo Cosmológico Padrão com ênfase em ME; no capítulo 2 apresentaremos uma descrição geral da ME, incluindo um estudo das evidências, dos principais candidatos, do cálculo de sua abundância e dos principais métodos de detecção; no capítulo 3 descreveremos o MSSM, também com enfoque em ME; no capítulo 4, obteremos os observáveis relacionados à ME que iremos comparar com os resultados experimentais atuais e futuros, finalmente, no último capítulo apresentaremos conclusões e perspectivas.

1 Cosmologia Padrão

A base necessária para que possamos compreender os principais aspectos relacionados à Matéria Escura (ME) está na Cosmologia Padrão, que consiste no Modelo que descreve a física associada à origem e evolução do Universo, também conhecido como Modelo Cosmológico Padrão. Neste capítulo abordaremos os principais conceitos associados a este Modelo.

1.1 O Universo Observado

Um dos conceitos fundamentais no qual está baseado o Modelo Cosmológico Padrão é o Princípio Cosmológico. Este princípio estabelece a homogeneidade e isotropia do Universo em largas escalas. Ou seja, não há direção preferencial e a matéria está distribuída uniformemente (WEINBERG, 2008).

Empiricamente, a melhor evidência dessa homogeneidade e isotropia é observada através da Radiação Cósmica de Fundo (CMB) ou superfície de último espalhamento (KOLB; TURNER, 1990). Trata-se de uma radiação que permeia nosso Universo e nos dá informações a respeito do Universo Primordial, sobre a qual iremos falar em mais detalhes posteriormente, quando tratarmos das evidências de Matéria Escura (ADE et al., 2014). As anisotropias observadas na CMB, estritamente relacionadas a este processo de formação, são da ordem de 10^{-5} (OLIVE; GROUP, 2014a), dando sustentação ao Princípio Cosmológico.

A expansão do Universo é outra característica fundamental da Cosmologia Padrão. Podemos pensar no Universo como uma grade expandindo (ver figura 1), e associar à essa expansão um conjunto de coordenadas que a acompanha (comóvel). Também é conveniente definir o fator de escala a, que caracteriza a expansão, relacionando a distância física entre duas galáxias (d) à distância comóvel (x), $d = ax$.

Por definição, podemos expressar o redshift (numa aproximação para $v \ll c$) como segue,

$$z \equiv \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} \simeq v_{12}, \tag{1.1}$$

sendo z o redshift, $\lambda_{o,e}$ o comprimento de onda observado e emitido, respectivamente, e v_{12} a velocidade relativa entre as galáxias (OLIVE; GROUP, 2014a). Aqui estamos tomando $\hbar = c = 1$. Podemos, ainda, relacioná-lo ao fator de escala da seguinte forma,

$$1 + z \equiv \frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{a(t_o)}{a(t_e)}, \tag{1.2}$$

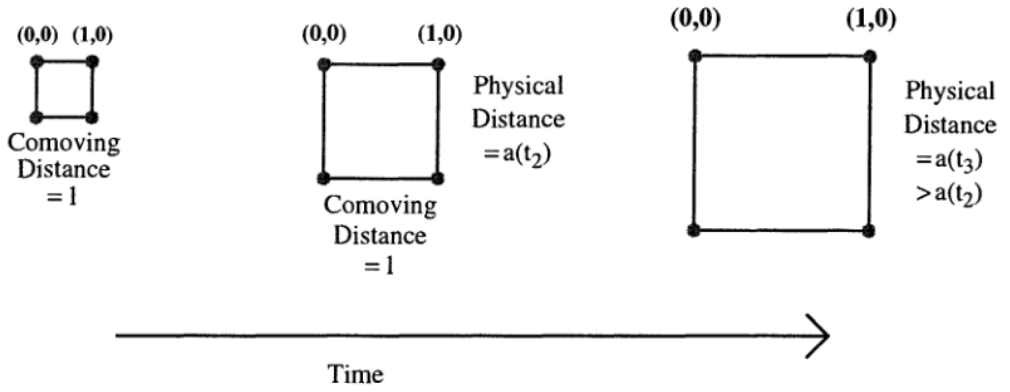

Figura 1 – Expansão do Universo. (DODELSON, 2003)

que será importante posteriormente. Logo, medir o quanto as linhas espectrais estão deslocadas é o mesmo que medir o quão rápido as galáxias estão se afastando de nós. E é o que esperamos de um Universo em expansão.

Esta ideia da expansão surgiu em 1929, quando Hubble (HUBBLE, 1929) observou que galáxias próximas estão se afastando de nós (ver figura 2), ou seja, que existe uma relação de proporção entre distância e redshift, que foi verificada experimentalmente e obedece à seguinte relação,

$$z = H_0 d_L, \tag{1.3}$$

sendo H_0 a constante de Hubble, que é a medida de quão rápido o Universo está se expandindo hoje ($H_0 = \frac{\dot{a}(t)|_{t=t_0}}{a(t_0)}$, por convenção tomamos sempre $a(t_0) = 1$ hoje, o que implica que quanto maior o redshift menor o fator de escala, isto é, que estamos olhando para um Universo mais jovem) e d_L é a distância luminosidade[1], expressa abaixo,

$$d_L^2 \equiv \frac{\mathcal{L}}{4\pi\mathcal{F}}, \tag{1.4}$$

onde $\mathcal{L}$ é a luminosidade do objeto e $\mathcal{F}$ o fluxo observado.

Vimos que é possível relacionar distância comóvel e distância física ($d = ax$), logo, $v = \dot{d} = \dot{a}x = H_0 d$ (visto que a distância comóvel não varia com o tempo), chamada Lei de Hubble. Assim, é possível perceber que a relação redshift *versus* distância está diretamente relacionada à expansão. O diagrama de Hubble ainda é a maior evidência de expansão do Universo.

O valor atual para o parâmetro é expresso em geral, por conta da Lei de Hubble, em unidades de velocidade e distância,

$$H_0 = 100h\ km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}, \tag{1.5}$$

onde h é a incerteza associada ao valor de expansão de Hubble, que atualmente (satélite Planck) é $h = 0.673 \pm 0.012$ (ADE et al., 2014). Um megaparsec (Mpc), unidade de

[1] Uma das medidas de distância cosmológica.

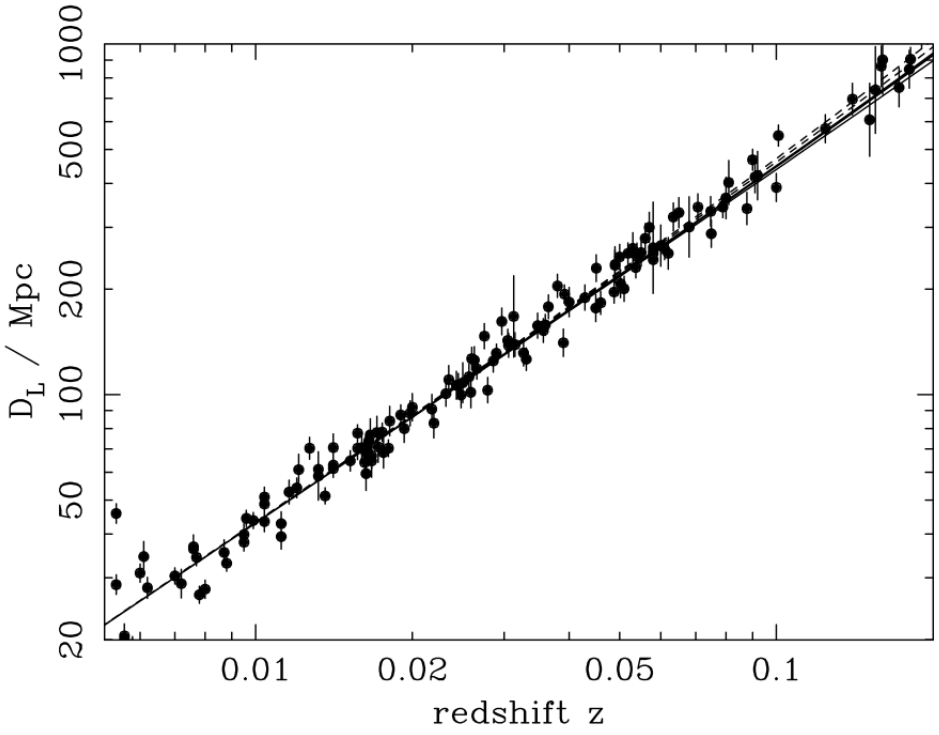

Figura 2 – Diagrama de Hubble para Supernovas tipo Ia (para $z \ll 1$), mostrando a linearidade distância vs redshift medida experimentalmente (OLIVE; GROUP, 2014a).

distância astronômica, equivale a 3.0856×10^{24}cm. Tal valor é um pouco menor do que o observado anteriormente, por experimentos como WMAP (JAROSIK et al., 2011), cujo valor era de $h \sim 0.72$. A diferença entre estas medidas tem sido estudadas.

Até agora discutimos duas características importantes do Universo, a expansão e a homogeneidade e isotropia. Mas, outro importante teste do Modelo Cosmológico é a idade do Universo. Em princípio, poderíamos pensar num Universo eterno, mas com a expansão é de se esperar que ele era menor, mais quente e mais denso à medida que voltamos no tempo. Existem várias formas de se medir a idade do Universo, dentre elas, usando a taxa de expansão do Universo, datando elementos radioativos, considerando o resfriamento de estrelas anãs brancas, dentre outros (DODELSON, 2003). Todos estes métodos convergem para um Universo com idade da ordem de Gyr[2].

Outro teste importante do Modelo Cosmológico é a Nucleossíntese Primordial ou Nucleossíntese do Big Bang (BBN). A teoria prediz a abundância dos elementos leves, D, ^3He, ^4He e ^7Li, que foram produzidos cerca de $t \simeq 0.01$ a 100s após o Big Bang, quando o Universo era muito denso e quente, ainda no período dominado por radiação. A produção dos primeiros elementos é sensível às condições físicas neste período, em especial ao desacoplamento de neutrinos (relacionado ao decaimento beta), que ocorre

[2] 10^9 anos.

quando o Universo tem apenas 1s, à uma temperatura de aproximadamente 1 MeV. Tal desacoplamento tem influência na razão neutron-próton que traz implicações sobre a abundância dos elementos leves.

A comparação das abundâncias preditas com as observadas fornece um poderoso teste da Cosmologia Padrão, fornecida pelo parâmetro η, que é razão bárion-fóton. O valor atual medido pela razão D/H (COOKE et al., 2013) fornece,

$$5.7 \times 10^{-10} < \eta < 6.7 \times 10^{-10}. \tag{1.6}$$

Este parâmetro se relaciona com a abundância de bárions da seguinte forma,

$$\Omega_b = 3.66 \times 10^7 \eta h^{-2}. \tag{1.7}$$

A partir das anisotropias da CMB é possível obter a abundância de bárions Ω_b. A medida mais recente foi obtida pelo satélite Planck (ADE et al., 2014) fornecendo $\Omega_b h^2 = 0.0221 \pm 0.0003$ que nos dá o valor $\eta = (6.05 \pm 0.07) \times 10^{-10}$. Este resultado pode ser usado para predizer a abundância dos elementos leves. Na figura 3 mostramos a abundância de elementos leves prevista pela BBN, as regiões mostarda (caixas) mostram as abundâncias observadas, a faixa vertical mostra a região de concordância com os resultados da CMB para abundância de bárions, a região vertical mais larga indica concordância com a BBN (95% C.L.) (CYBURT, 2004).

A BBN fornece um vínculo forte sobre a abundância de bárions, em torno de 5% do conteúdo de energia total do Universo, e como a densidade de matéria prevista está em torno de 20% a 30%, podemos concluir a partir da BBN que boa parte da matéria que constitui nosso Universo é não-bariônica, ou seja, BBN prevê Matéria Escura não-bariônica. Ela também vincula a inclusão de novas partículas leves do ponto de vista de Física de Partículas (DODELSON, 2003), pois como já mencionamos anteriormente a BBN é sensível às condições físicas naquele período e a inclusão de novas partículas leves altera o número de graus de liberdade efetivo ($g_\star(T)$), que será definido posteriormente, levando a uma taxa de expansão do Universo mais rápida (veremos na próxima seção como H se relaciona com a densidade de energia, e como esta se relaciona com os graus de liberdade efetivos), o que implica que os neutrinos desacoplam mais cedo, alterando a razão nêutron-próton e consequentemente a predição da abundância de Hélio (^{4}He).

No que segue falaremos sobre a métrica Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker usada para descrever o Universo e a principal equação que rege sua dinâmica, a equação de Friedmann.

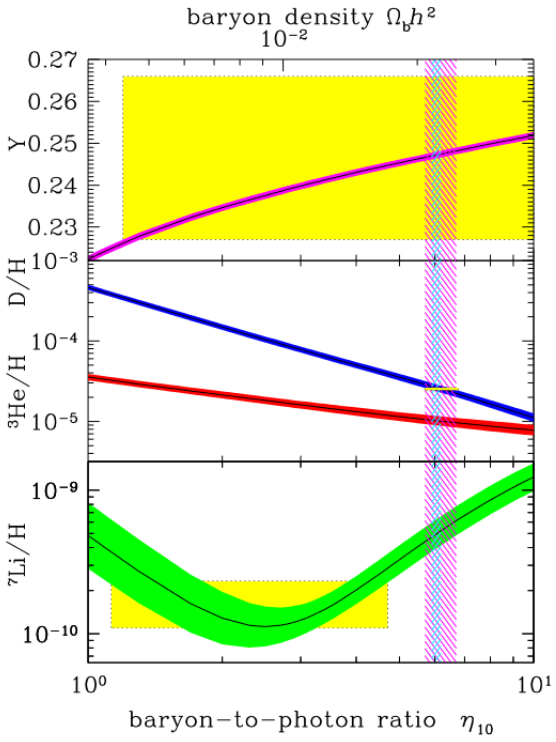

Figura 3 – Abundâncias de ^4He ($Y = \rho(^4He)/\rho_b$), D, ^3He e ^7Li preditas pela BBN. A faixa vertical indica a região de concordância com a densidade de bárions medida pela CMB. As regiões mostarda (caixas) indicam as abundâncias observadas (OLIVE; GROUP, 2014a).

1.2 A métrica e as Equações de Friedmann

De forma geral, a distância física entre dois pontos num espaço quadridimensional é dada por,

$$ds^2 = \sum_{\mu,\nu=0}^{3} g_{\mu\nu} x^\mu x^\nu, \tag{1.8}$$

esta quantidade é invariante por mudança de coordenadas e o tensor métrico $g_{\mu\nu}$, cuja forma depende do sistema de coordenadas escolhido, descreve a geometria do espaço.

Diante do exposto a respeito de homogeneidade e isotropia do Universo, é conveniente utilizar uma métrica que é função de dois parâmetros cosmológicos importantes, que são a curvatura do espaço k e o fator de escala $a(t)$. Esta métrica é a de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FRLW) e é dada por,

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)\left[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right], \tag{1.9}$$

aqui estamos considerando Unidades Naturais ($\hbar = c = 1$). O parâmetro k assume os valores 0 (geometria plana), $+1$ (geometria fechada) e -1 (geometria aberta), e $a(t)$ é o fator de escala.

A partir das Equações de Einstein (EINSTEIN, 1916) é possível relacionar a métrica ao conteúdo de matéria e energia do Universo,

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\mathcal{R}g_{\mu\nu} \equiv G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}, \tag{1.10}$$

onde $G_{\mu\nu}$ é o tensor de Einstein, $T_{\mu\nu} \equiv Diag(\rho, -P, -P, -P)$[3] é o tensor energia-momento, Λ é a constante cosmológica, $R_{\mu\nu}$ é o tensor de Ricci, $\mathcal{R}$ é o escalar de Ricci e G é a constante gravitacional. O tensor de Ricci pode ser expresso em termos do símbolo de Christoffel,

$$R_{\mu\nu} = \Gamma^{\alpha}_{\mu\nu,\alpha} - \Gamma^{\alpha}_{\mu\alpha,\nu} + \Gamma^{\alpha}_{\beta\alpha}\Gamma^{\beta}_{\mu\nu} - \Gamma^{\alpha}_{\beta\nu}\Gamma^{\beta}_{\mu\alpha}, \tag{1.11}$$

sendo $\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu,\alpha} \equiv \frac{\partial\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu}}{\partial x^{\alpha}}$. A expressão acima torna-se mais conveniente pois o símbolo de Christoffel depende explicitamente da métrica,

$$\Gamma^{\mu}_{\alpha\beta} = \frac{g^{\mu\nu}}{2}\left[\frac{\partial g_{\alpha\nu}}{\partial x^{\beta}} + \frac{\partial g_{\beta\nu}}{\partial x^{\alpha}} - \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^{\nu}}\right]. \tag{1.12}$$

Usando a métrica de FRLW, obtemos a seguinte expressão para o tensor de Ricci,

$$R_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -3\frac{\ddot{a}}{a} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{2\dot{a}^2+a\ddot{a}+2k}{1-kr^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -(2\dot{a}^2+a\ddot{a}+2k)r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -(2\dot{a}^2+a\ddot{a}+2k)r^2\sin^2\theta \end{pmatrix}.$$

Assim, podemos obter o escalar de Ricci,

$$\mathcal{R} \equiv g^{\mu\nu}R_{\mu\nu} = -6\left(\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2}\right). \tag{1.13}$$

Colocando os resultados acima nas equações de Einstein, obtemos as expressões que descrevem a dinâmica do Universo. A primeira componente R_{00} nos dá a equação de Friedmann (FRIEDMANN, 1922),

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2}. \tag{1.14}$$

E as componentes espaciais R_{ii} nos dão a seguinte expressão,

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{\Lambda}{3} - \frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P). \tag{1.15}$$

que é conhecida como a equação da aceleração.

Desprezando o termo da constante cosmológica ($\Lambda = 0$) na equação de Friedmann, podemos reescrevê-la de uma forma mais conveniente,

$$\frac{k}{H^2a^2} = \frac{\rho}{3H^2/(8\pi G)} - 1 \equiv \Omega - 1, \tag{1.16}$$

[3] ρ representa a densidade de energia total do Universo ($\rho = \rho_m + \rho_r + \rho_v$), sendo ρ_m a densidade de matéria, ρ_r a densidade de radiação, ρ_v a densidade de vácuo ou da constante cosmológica e P é a pressão exercida por um fluido perfeito.

onde definimos,

$$\Omega \equiv \frac{\rho}{\rho_c}, \qquad \rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G}, \tag{1.17}$$

esta expressão nos trás implicações importantes. Como k indica qual a curvatura do Universo, temos que, dependendo da curvatura, a abundância deverá obedecer às seguintes relações para a geometria do Universo,

$$k = +1 \quad \Rightarrow \quad \Omega > 1 \quad (FECHADO) \tag{1.18}$$

$$k = 0 \quad \Rightarrow \quad \Omega = 1 \quad (PLANO) \tag{1.19}$$

$$k = -1 \quad \Rightarrow \quad \Omega < 1 \quad (ABERTO), \tag{1.20}$$

onde estamos adotando Ω como sendo a abundância total, ou seja, a somatória dos Ω's de matéria (Ω_m), radiação (Ω_r) e energia de vácuo (Ω_Λ) ou constante cosmológica ($\Omega = \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda$), o valor observado pela CMB para a densidade de energia total atual é aproximadamente igual a unidade (OLIVE; GROUP, 2014a), implicando em um Universo plano.

A equação de fluido descreve como a densidade de energia do Universo ρ evolui com o tempo, e pode ser obtida como segue. Tomemos a derivada temporal da equação de Friedmann (1.14),

$$\frac{\ddot{a}}{a} - \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G a}{6\dot{a}}\dot{\rho} + \frac{k}{a^2}, \tag{1.21}$$

substituindo o primeiro termo da expressão acima pela equação da aceleração (1.15) e o segundo pela própria equação de Friedmann (1.14), obtemos,

$$\dot{\rho} = -3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + P), \tag{1.22}$$

que é a equação desejada. Ela também pode ser obtida por argumentos termodinâmicos (conservação da energia).

Podemos obter as equações de estado para um Universo dominado por matéria e radiação de forma bastante simples. Consideremos um gás em uma caixa cúbica de lado L, consistindo de N partículas de massa m, velocidade peculiar v e momentum $p = mv$ colidindo elasticamente conforme a figura 4.

A força exercida por uma única partícula ao colidir com a caixa na direção x é,

$$F_x = \frac{mv_x^2}{L}, \tag{1.23}$$

como estamos considerando N partículas na caixa temos,

$$F_x = \frac{Nm\left\langle v_x^2 \right\rangle}{L}, \tag{1.24}$$

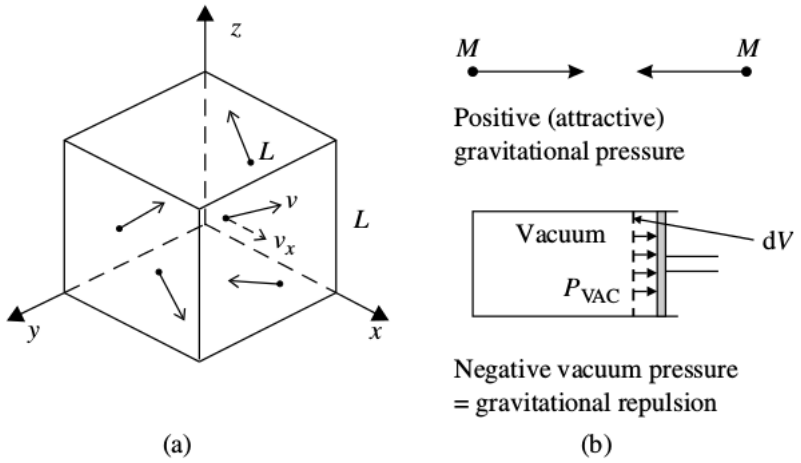

Figura 4 – Partículas em uma caixa de lado L colidindo elasticamente (PERKINS, 2009).

como o Universo é isotrópico, teremos $v_x^2 = v^2/3$, de forma que a força exercida em cada uma das três direções será,

$$F = \frac{Nm\left\langle v^2\right\rangle}{3L}. \tag{1.25}$$

Assim, a pressão sobre uma parede será,

$$P = \frac{F}{A} = \frac{Nm\left\langle v^2\right\rangle}{3L^3} = \frac{1}{3}mn\left\langle v^2\right\rangle = \frac{1}{3}n\left\langle pv\right\rangle, \tag{1.26}$$

onde tomamos $n = \frac{N}{L^3} = \frac{N}{V}$.

No caso de um gás não-relativístico, temos que a densidade de energia cinética média é dada por $\epsilon = \frac{nmv^2}{2}$. De forma que a pressão será,

$$P = \frac{2}{3}\epsilon = \frac{2}{3}\rho c^2 \times \left(\frac{v}{c}\right)^2. \tag{1.27}$$

Como para um gás não-relativístico temos $v \ll c$, a contribuição para a pressão é desprezível, e é conveniente tomar $P = 0$.

No caso de uma gás relativístico, $\epsilon = npc$, logo a pressão será,

$$P = \frac{1}{3}npc = \frac{1}{3}\rho c^2. \tag{1.28}$$

A partir das equações (1.27) e (1.28), vemos que é possível estabelecer uma relação entre densidade de energia e pressão. Definamos ω como sendo o parâmetro que relaciona estas duas quantidades de forma que $P = \omega\rho$, então temos para matéria $\omega = 0$ e para radiação $\omega = \frac{1}{3}$. Substituindo esta relação na equação (1.22), obtemos,

$$\dot{\rho} = -3(1+\omega)\rho\frac{\dot{a}}{a}. \tag{1.29}$$

Integrando a equação acima, obtemos,

$$\rho \propto a^{-3(1+\omega)}, \tag{1.30}$$

que estabelece como a densidade de energia, para determinado conteúdo do Universo, varia com o fator de escala. Na figura 5 mostramos o gráfico da densidade de energia em termos do fator de escala à medida que o Universo expande, deixando clara a distinção entre as duas era dominantes no Universo, radiação e matéria. A figura inclui também a energia de vácuo ou energia escura, cujo fator $w = -1$, que passou a ser dominante apenas recentemente, sendo responsável pela expansão acelerada do Universo.

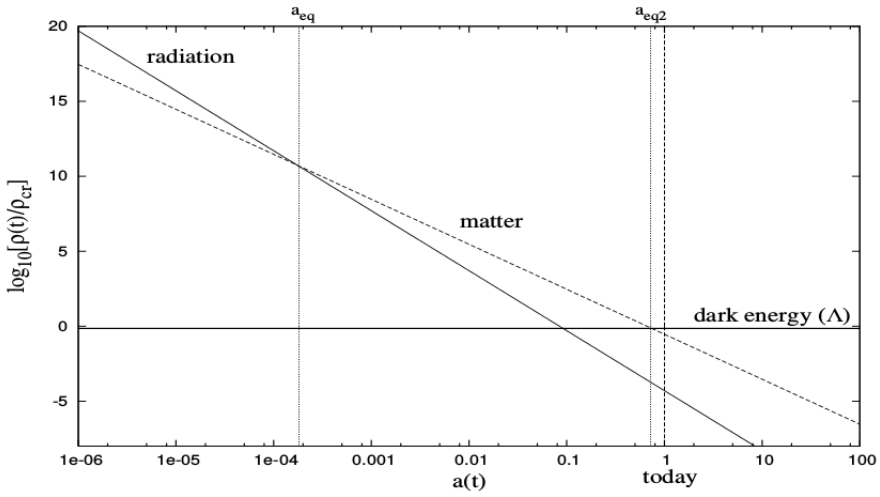

Figura 5 – Três eras dominantes no Universo, radiação, matéria e energia escura <http://www.nicadd.niu.edu/~bterzic/PHYS652/>.

Inserindo a expressão (1.30) na equação de Friedmann, considerando um Universo plano ($k = 0$) e desprezando a constante cosmológica, podemos integrar com relação ao tempo, obtendo a seguinte expressão,

$$a(t) \propto t^{2/[3(1+\omega)]}, \tag{1.31}$$

que relaciona o fator de escala e o tempo.

Desta forma, obtivemos as principais relações entre os observáveis para um Universo dominado por matéria e para um Universo dominado por radiação, resumidas na tabela 1.

Matéria	$\omega = 0$	$\rho \propto a^{-3}$	$a(t) \propto t^{2/3}$	$H = 2/(3t)$
Radiação	$\omega = 1/3$	$\rho \propto a^{-4}$	$a(t) \propto t^{1/2}$	$H = 1/(2t)$
Energia Escura	$\omega = -1$	$\rho \propto 1$	-	$H = \sqrt{\Lambda/3}$

Tabela 1 – Soluções da equação de Friedmann para um Universo plano.

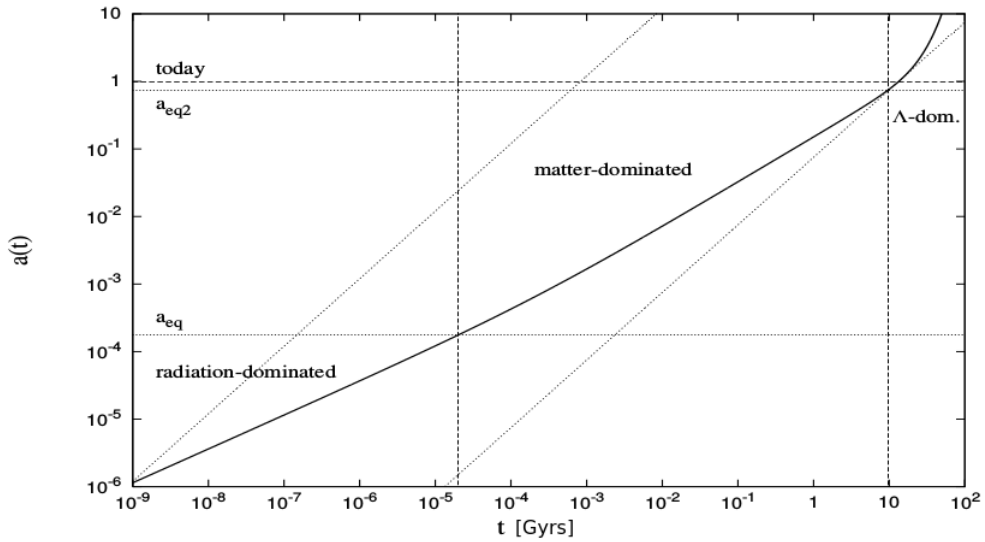

Figura 6 – Evolução do fator de escala $a(t)$ com o tempo <http://www.nicadd.niu.edu/~bterzic/PHYS652/>.

A figura 6 mostra a evolução do fator de escala com o tempo e a temperatura até hoje ($T = 3K$). É importante notar que existiram duas eras dominantes, radiação e matéria, e que recentemente (a partir de aproximadamente 9.8 Gyrs) uma nova componente passou a ser dominante, a energia escura, responsável pela expansão acelerada do Universo. Quando o Universo era jovem, muito quente e denso, todas as partículas que estavam no banho térmico eram relativísticas ($T \gg m$) e chamamos esta era de dominada por radiação, à medida que o Universo expandiu e esfriou as partículas foram deixando de ser relativísticas ($T \ll m$) e o Universo passou a ser dominado por matéria.

Na seção seguinte usaremos artifícios termodinâmicos para fazer uma descrição mais detalhada da evolução do Universo.

1.3 Termodinâmica do Universo Primordial

Experimentos precisos (satélites como Cobe (SMOOT et al., 1992), WMAP (BENNETT et al., 2003) e Planck (ADE et al., 2014)) nos mostram que a radiação cósmica de fundo apresenta um espectro de corpo negro, ou seja, havia equilíbrio térmico entre elétrons e fótons antes do desacoplamento. Neste período, o Universo tinha aproximadamente 380.000 anos, com $z \sim 1100$ e estava a uma temperatura de aproximadamente 3000 K. Com base nisto, é possível usar a Termodinâmica do equilíbrio para descrever o processo de evolução do Universo. Faremos uma breve revisão de alguns conceitos termodinâmicos importantes a seguir.

A pressão P, densidade de número n e densidade de energia ρ de um gás diluído de partículas pouco interagentes são dados em termos da função de distribuição no espaço

de fase $f(p)$ por,

$$P = \frac{g}{(2\pi)^3}\int \frac{|p|^2}{3E} f(p) d^3p, \tag{1.32}$$

$$n = \frac{g}{(2\pi)^3}\int f(p) d^3p, \tag{1.33}$$

$$\rho = \frac{g}{(2\pi)^3}\int E(p) f(p) d^3p, \tag{1.34}$$

onde g é o número de graus de liberdade interno e $E = \sqrt{|p|^2 + m^2}$ é dada pela relação de dispersão. Para espécies em equilíbrio cinético, a função de distribuição $f(p)$ é dada pelas distribuições de Fermi-Dirac e Bose-Einstein,

$$f(p) = \frac{1}{exp[(E-\mu)/T \pm 1]}, \tag{1.35}$$

sendo μ o potencial químico, onde $+1$ é usado para distribuição de Fermi-Dirac e -1 para Bose-Einstein.

É mais conveniente usar como variável de integração a energia, temos que $d^3p = 4\pi p^2 dp$, usando a relação de dispersão, chegamos a,

$$d^3p = 4\pi(E^2 - m^2)^{1/2} E dE, \tag{1.36}$$

substituindo a equação (1.36) em (1.32), (1.33) e (1.34), ficamos com,

$$P = \frac{g}{2\pi^2}\int_m^\infty \frac{(E^2-m^2)^{3/2}}{exp[(E-\mu)/T \pm 1]} dE, \tag{1.37}$$

$$n = \frac{g}{2\pi^2}\int_m^\infty \frac{(E^2-m^2)^{1/2}}{exp[(E-\mu)/T \pm 1]} E dE, \tag{1.38}$$

$$\rho = \frac{g}{2\pi^2}\int_m^\infty \frac{(E^2-m^2)^{1/2}}{exp[(E-\mu)/T \pm 1]} E^2 dE, \tag{1.39}$$

a seguir tomamos os limites relativístico e não-relativístico das expressões acima:

- Limite relativístico ($T \gg m$) - Devido ao equilíbrio químico no Universo Primordial, estamos tomando o limite $T \gg \mu$.
  - Para férmions:

$$P = \frac{\rho}{3}, \tag{1.40}$$

$$n = \frac{3}{4}\frac{\zeta(3)}{\pi^2} g T^3, \tag{1.41}$$

$$\rho = \frac{7}{8}\frac{\pi^2}{30} g T^4. \tag{1.42}$$

– Para bósons:

$$P = \frac{\rho}{3}, \tag{1.43}$$

$$n = \frac{\zeta(3)}{\pi^2} g T^3, \tag{1.44}$$

$$\rho = \frac{\pi^2}{30} g T^4, \tag{1.45}$$

sendo $\zeta(3) = 1.20206...$ a função zeta de Riemann de 3.

- Limite não-relativístico ($m \gg T$) - Neste caso, teremos os mesmos valores de n, P e ρ para bósons e férmions.

$$P = nT, \tag{1.46}$$

$$n = g\left(\frac{mT}{2\pi}\right)^{3/2} exp[-(m-\mu)/T], \tag{1.47}$$

$$\rho = mn. \tag{1.48}$$

Como mencionamos na seção anterior, na era primordial o Universo era essencialmente dominado por radiação. Logo em uma boa aproximação é conveniente usar apenas as equações de radiação para descrevê-lo. Quando levamos em conta bósons e férmions as expressões podem ser reescritas como segue,

$$\rho = \frac{\pi^2}{30} g_\star(T) T^4, \tag{1.49}$$

$$P = \frac{\rho}{3} = \frac{1}{3}\frac{\pi^2}{30} g_\star(T) T^4, \tag{1.50}$$

onde definimos $g_\star(T)$ como o número de graus de liberdade relativísticos (cuja massa é muito menor que a temperatura) das espécies,

$$g_\star(T) \equiv \sum_{i=bosons} g_i \left(\frac{T_i}{T}\right)^4 + \frac{7}{8} \sum_{i=fermions} g_i \left(\frac{T_i}{T}\right)^4, \tag{1.51}$$

sendo T a temperatura dos fótons no banho térmico, T_i a temperatura de cada partícula, seja ela bóson ou férmion, e o g_i, o número de graus de liberdade relativísticos para bósons e férmions, o fator 7/8 entra devido a diferença na estatística entre bósons e férmions já mencionada antes.

A figura 7 mostra a evolução dos graus de liberdade efetivos $g_\star(T)$ em função da expansão do Universo. Este comportamento de $g_\star(T)$ se deve ao fato de que à medida que o Universo esfria as partículas mais pesadas se desacoplam do plasma (ver tabela 2)[4], deixando de contar como grau de liberdade relativístico. A diferença entre os graus de liberdade hoje (linhas tracejada e contínua) está relacionada à incerteza no número de graus de liberdade efetivo dos neutrinos.

[4] T_c corresponde à temperatura de transição confinamento-desconfinamento de quarks e hádrons.

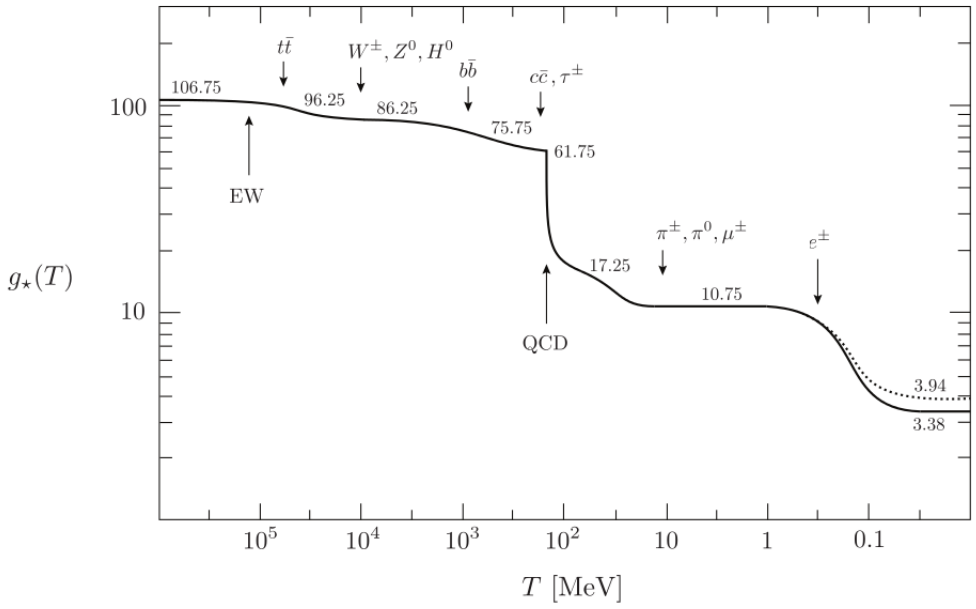

Figura 7 – Evolução do número de graus de liberdade $g_\star(T)$ com a temperatura.

Temperatura	Partículas no banho térmico	$4g_\star(T)$
$T < m_e$	γ's+ν's	29
$m_e < T < m_\mu$	$e^{\pm}$	43
$m_\mu < T < m_\pi$	$\mu^{\pm}$	57
$m_\pi < T < T_c^{\dagger}$	π's	69
$T_c < T < m_{strange}$	$\pi's + u, \bar{u}, d, \bar{d}$+ glúons	205
$m_s < T < m_{charm}$	$s, \bar{s}$	247
$m_c < T < m_\tau$	$c, \bar{c}$	289
$m_\tau < T < m_{bottom}$	$\tau^{\pm}$	303
$m_b < T < m_{W,Z}$	$b, \bar{b}$	345
$m_{W,Z} < T < m_{Higgs}$	$W^{\pm}, Z$	381
$m_H < T < m_{top}$	H^0	385
$m_t < T$	$t, \bar{t}$	427

Tabela 2 – Evolução do parâmetro $g_\star(T)$ à medida que o Universo expande para o Modelo Padrão de Física de Partículas (OLIVE; GROUP, 2014a).

O conceito de desacoplamento relaciona-se diretamente à taxa de expansão do Universo (H) e à taxa de interação entre as partículas (Γ). Quando a taxa de interação entre as partículas é muito maior que a taxa de expansão do Universo ($\Gamma \gg H$), temos que o tempo de interação é muito menor que o tempo de expansão,

$$\Gamma \equiv \frac{1}{t_i} \gg H \equiv \frac{1}{t_H}, \tag{1.52}$$

isto é, há tempo para as partículas interagirem. À medida que o Universo expande e esfria, a taxa de interação se iguala a de expansão ($\Gamma \sim H$), ou seja, o tempo que as partículas levam para interagir se iguala ao tempo de expansão ($t_i \sim t_H$), este momento caracteriza o desacoplamento da partícula do banho térmico. Após este período, o Universo expande

antes que as partículas possam interagir ($t_c > t_H$), de forma que as partículas desacopladas evoluem independentemente do banho térmico.

No que segue, estudaremos como a entropia se comporta à medida que o Universo expande.

1.3.1 Entropia

A densidade de entropia s é dada por,

$$s = \frac{\rho + P}{T}, \tag{1.53}$$

usando a relação entre pressão e densidade de energia para radiação, temos,

$$s = \frac{4\rho}{3T}. \tag{1.54}$$

Considerando bósons e férmions, a entropia pode ser escrita numa forma mais geral,

$$s = \frac{2\pi^2}{45} g_{\star s}(T) T^3, \tag{1.55}$$

sendo $g_{\star s}(T)$ definido por,

$$g_{\star s}(T) \equiv \sum_{i=bosons} g_i \left(\frac{T_i}{T}\right)^3 + \frac{7}{8} \sum_{i=fermions} g_i \left(\frac{T_i}{T}\right)^3. \tag{1.56}$$

É importante notar que se há equilíbrio térmico para todas as espécies, $g_{\star s}(T) = g_\star(T)$.

Podemos obter a conservação da entropia notando que, das equações (1.49) e (1.50) para radiação, temos,

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\rho + P}{T} = s, \tag{1.57}$$

e que $\frac{dP}{dt} = \frac{dP}{dT}\frac{dT}{dt}$, logo,

$$\dot{T} s = \dot{P}. \tag{1.58}$$

Tomando a derivada temporal da expressão (1.57) e substituindo $\dot{P}$ por (1.58), obtemos,

$$\dot{\rho} = \dot{s} T. \tag{1.59}$$

Finalmente, substituindo (1.57) e (1.59) na equação de fluido (1.22), chegamos a,

$$\begin{aligned} \dot{s}T + 3\frac{\dot{a}}{a}\underbrace{(\rho + P)}_{sT} &= 0 \\ \dot{s} + 3\frac{\dot{a}}{a}s &= 0 \qquad \times a^3 \\ \dot{s}a^3 + 3\dot{a}a^2 s &= 0 \\ \frac{d}{dt}(sa^3) &= 0. \end{aligned} \tag{1.60}$$

Da conservação da entropia, para espécies no equilíbrio, temos que $s \propto a^{-3}$, então $g_{\star s}(T)T^3a^3$ permanece constante enquanto o Universo expande. Uma das consequências importantes deste resultado é que a temperatura evolui da seguinte forma,

$$T \propto g_{\star s}(T)^{-1/3}a^{-1}. \tag{1.61}$$

Se $g_{\star s}(T)$ é constante, temos que $T \propto a^{-1}$. Mas se há desacoplamento de partículas, $g_{\star s}(T)$ irá diminuir, pois após desacoplar do plasma, a partícula desacoplada transfere sua entropia para o banho térmico, fazendo com que a temperatura deste diminua menos suavemente (DODELSON, 2003).

No que segue, obteremos as contribuições das diferentes componentes para a densidade de energia do Universo.

1.4 Contribuição de diferentes componentes para a Densidade de Energia do Universo

Com base nos cálculos de densidade de energia, podemos obter a contribuição para a abundância total de diferentes componentes do Universo, dentre eles, os fótons, os neutrinos, os bárions e a matéria.

- Fótons

  A abundância de fótons no Universo é dada por,

  $$\Omega_\gamma = \frac{\rho_\gamma}{\rho_c}. \tag{1.62}$$

  Usando a expressão para densidade de radiação (1.49), tomando $g = 2$ (graus de liberdade do fóton devido as duas polarizações), ficamos com,

  $$\rho_\gamma = \frac{\pi^2}{15}(T_\gamma)^4. \tag{1.63}$$

  Lembrando que $T \propto a^{-1}$, podemos relacionar T_γ com a temperatura do fóton hoje $T_{\gamma 0}$ da seguinte forma, $T_{\gamma 0}a(t_0) = T_\gamma a$, obtendo assim que $T_\gamma = T_{\gamma 0}/a$, onde tomamos $a(t_0) = 1$. Então, a expressão (1.62) pode ser reescrita da seguinte forma,

  $$\Omega_\gamma = \frac{\rho_\gamma}{\rho_c} = \frac{\pi^2}{15}\left(\frac{2.75\,K}{a}\right)^4 \frac{1}{8.098 \times 10^{-11}h^2\mathrm{eV}^4}, \tag{1.64}$$

  onde tomamos o valor da densidade crítica $\rho_c = 8.098 \times 10^{-11}h^2\mathrm{eV}^4$ e da temperatura dos fótons $T_{\gamma 0} = 2.75$ K (OLIVE; GROUP, 2014a). Logo, obtemos,

  $$\Omega_\gamma = \frac{2.47 \times 10^{-5}}{h^2a^4}, \tag{1.65}$$

  sendo esta a contribuição da abundância de fótons para a total.

- Bárions

  De forma similar, a abundância de bárions é dada por,

  $$\Omega_b = \frac{\rho_b}{\rho_c}. \tag{1.66}$$

  Como $\rho_b \propto a^{-3}$, podemos relacionar ρ_b com a abundância de bárions hoje ρ_{b0}, de forma que obtemos,

  $$\Omega_b = \frac{\rho_{b0}}{\rho_c a^3} = \frac{\Omega_{b0}}{a^3}. \tag{1.67}$$

  A abundância de bárions $\Omega_b h^2$ pode ser medida experimentalmente por uma série de fontes, dentre elas, das galáxias, do espectro de quasares distantes, das anisotropias da CMB e através da nucleossíntese primordial. Todas essas fontes convergem para $\Omega_b h^2 \simeq 0.02$ (OLIVE; GROUP, 2014a). Entretanto, veremos que a abundância de matéria no Universo é bem maior do que isso.

- Matéria

  É possível inferir a densidade de matéria no Universo por outros meios além de interações com a luz, geralmente envolvendo medidas gravitacionais do sistema. Esta abundância, assim como a bariônica é dada por,

  $$\Omega_m = \frac{\rho_m}{\rho_c} = \frac{\Omega_{m0}}{a^3}, \tag{1.68}$$

  onde estamos tomando $\Omega_m = \Omega_b + \Omega_{nb}$, sendo Ω_{nb}, a abundância de matéria não-bariônica.

  A maioria das medidas convergem para $\Omega_m \simeq 0.3$. Ou seja, a maior parte do conteúdo de matéria do Universo é composto por uma matéria não-bariônica, que por não interagir com a luz recebeu o nome de Matéria Escura.

- Neutrinos

  A contribuição da densidade de neutrinos não é medida diretamente devido à sua interação ser estritamente fraca, mas é possível prevê-la teoricamente. Uma forma de obtê-la é relacionando sua temperatura com a do fóton usando a constância da entropia, como faremos a seguir.

  Os neutrinos desacoplaram do plasma pouco antes da era de aniquilação elétron-pósitron, de forma que os fótons, e não os neutrinos, foram reaquecidos por conta deste desacoplamento. Assim, antes do desacoplamento, todas as partículas do banho estavam em equilíbrio térmico, e havia contribuição para os graus de liberdade relativísticos do bóson, fóton (2), e dos férmions, elétron (2), pósitron (2), três neutrinos (3×1) e três anti-neutrinos (3×1), então a densidade de entropia em a_1

será[5]

$$\begin{aligned} s(a_1) &= \frac{2\pi^2}{45}T_1^3[2+\frac{7}{8}(2+2+3+3)], \\ &= \frac{43\pi^2}{90}T_1^3. \end{aligned} \tag{1.69}$$

Após a aniquilação elétron-pósitron sobram apenas neutrinos e fótons como partículas relativísticas, mas com temperaturas distintas, lembremos que os neutrinos já haviam desacoplado, logo,

$$s(a_2) = \frac{2\pi^2}{45}\left[2T_\gamma^3 + \frac{7}{8}6T_\nu^3\right]. \tag{1.70}$$

Usando a conservação da entropia (sa^3), temos,

$$\frac{43\pi^2}{90}T_1^3a_1^3 = \frac{2\pi^2}{45}\left[2T_\gamma^3 + \frac{7}{8}6T_\nu^3\right]a_2^3 \tag{1.71}$$

$$\frac{43}{2}(T_1a_1)^3 = 4\left[\left(\frac{T_\gamma}{T_\nu}\right)^3 + \frac{21}{8}\right](a_2T_\nu(a_2))^3. \tag{1.72}$$

Como a temperatura do neutrino evolui com a^{-1}, temos que $T_1a_1 = T_\nu(a_2)a_2$. Assim, a razão entre a temperatura do neutrino e a do fóton será,

$$\frac{T_\nu}{T_\gamma} = \left(\frac{4}{11}\right)^{1/3}. \tag{1.73}$$

Então, podemos calcular a densidade de energia dos neutrinos,

$$\rho_\nu = \frac{\pi^2}{30}6\frac{7}{8}T_\nu^4 \tag{1.74}$$

$$= \frac{\pi^2}{30}6\frac{7}{8}\left(\frac{4}{11}\right)^{4/3}T_\gamma^4 \tag{1.75}$$

$$= 3\frac{7}{8}\left(\frac{4}{11}\right)^{4/3}\rho_\gamma. \tag{1.76}$$

Logo, dividindo por ρ_c, obtemos sua abundância,

$$\Omega_\nu = \frac{\rho_\nu}{\rho_c} = \frac{1.68\times10^{-5}}{h^2a^4}. \tag{1.77}$$

Apesar de estarmos considerando aqui neutrinos sem massa (oscilações de neutrinos implicam em neutrinos com massa, ou seja, física além do MP), esta é uma boa aproximação no limite de altas energias, por exemplo, quando estudarmos na seção seguinte a igualdade matéria-radiação esta aproximação é válida, pois a massa do neutrino é desprezível à temperatura em que esta ocorre.

[5] Como existem apenas neutrinos de mão esquerda no MP, contamos apenas um grau de liberdade para cada neutrino.

1.5 Período de Transição Matéria-Radiação

Como já foi mencionado, houve um longo período dominado por radiação e em seguida outro dominado por matéria. Agora, vamos obter a época de igualdade matéria-radiação e verificar a viabilidade de um modelo que contém unicamente matéria bariônica e suas implicações no processo de formação de estruturas.

No período dominado por radiação, tínhamos predominantemente neutrinos e fótons contribuindo para Ω_r:

$$\Omega_r = \Omega_\gamma + \Omega_\nu. \tag{1.78}$$

Usando as equações (1.65) e (1.77) na expressão acima, obtemos,

$$\Omega_r = \frac{4.15 \times 10^{-5}}{h^2 a^4}. \tag{1.79}$$

Para obter o período de igualdade matéria-radiação, devemos igualar a densidade de matéria à densidade de radiação. Faremos esta análise tomando um Universo dominado unicamente por matéria bariônica e, posteriormente, incluindo a componente escura e ver quais serão as implicações. Para o primeiro caso, teremos,

$$\rho_r = \rho_b \tag{1.80}$$

$$\frac{4.15 \times 10^{-5}}{h^2 a_{eq}^4} = \frac{\Omega_b h^2}{h^2 a_{eq}^3}, \tag{1.81}$$

que nos dá o seguinte valor para o fator de escala na época de igualdade matéria-radiação,

$$a_{eq} = 1.88 \times 10^{-3} \Rightarrow (1 + z_{eq}) \simeq 550, \tag{1.82}$$

onde tomamos $\Omega_b h^2 = 0.02207$ (ADE et al., 2014). Um período de transição tão tardio levaria a problemas com o processo de formação de estruturas, neste caso o desacoplamento de fótons, e consequentemente, o período de recombinação teria ocorrido durante a era dominada por radiação (mais detalhes na subseção 2.1.3.2).

Se levarmos em conta a existência de matéria não-bariônica, teremos,

$$a_{eq} = 1.38 \times 10^{-4} \Rightarrow (1 + z_{eq}) \simeq 7200, \tag{1.83}$$

onde consideramos $\Omega_m h^2 \simeq 0.3$, que é coerente com o processo de formação de estruturas. Neste caso o desacoplamento dos fótons teria ocorrido na era dominada por matéria.

Durante esta revisão de alguns conceitos relacionados ao Modelo Padrão Cosmológico vimos a necessidade de inclusão de matéria não-bariônica. No que segue, iremos nos aprofundar nos estudos a respeito desta matéria. Iniciaremos com as principais evidências, prosseguiremos com os principais candidatos e métodos de detecção, tomando sempre o ponto de vista de física de partículas.

2 Matéria Escura

O primeiro indício da existência de ME no Universo surgiu a partir dos estudos da dinâmica da nossa galáxia por James Jeans (1922) (JEANS, 1922) e por Jacobus Kapteyn (1922) (KAPTEYN, 1922). Através de oscilações verticais de estrelas em torno da galáxia é possível inferir a densidade de matéria na vizinhança solar, enquanto Kapteyn constatou a partir dos estudos que a densidade de matéria explicava o movimento vertical observado, Jeans constatou que não, ou seja, que deveria existir uma matéria não-luminosa.

A segunda evidência surgiu na década de 1930, quando Fritz Zwicky (ZWICKY, 1933) observou que a velocidade de dispersão das galáxias do aglomerado Coma era muito maior do que a prevista pela física Newtoniana. Diante das observações ele sugeriu a existência de uma matéria faltante. Posteriormente, uma séria de medidas foram feitas, incluindo cálculos de velocidades de galáxias espirais e elípticas confirmando as medidas de Zwicky (ver figura 8) e nos anos 80 surgiu a explicação de que as diferenças observadas poderiam ser devido a uma matéria não-bariônica, a ME.

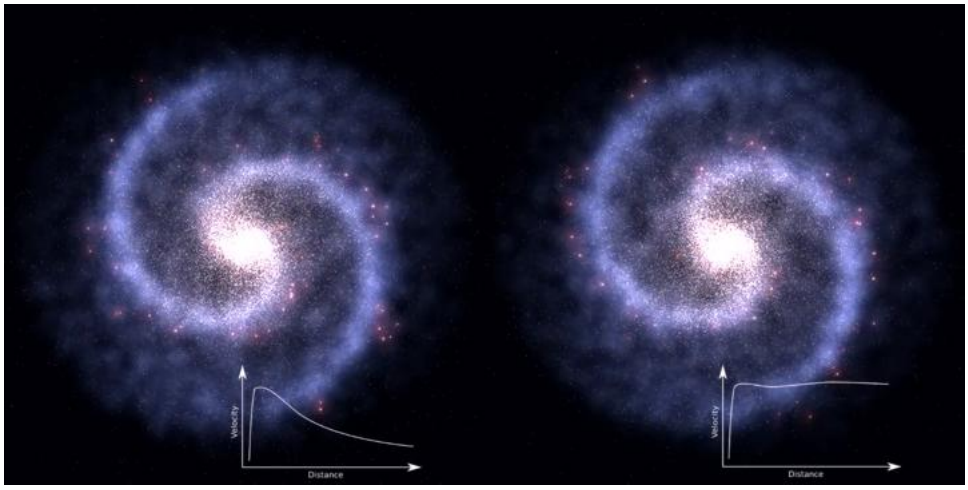

Figura 8 – Ilustração da curva esperada pela física Newtoniana (esquerda) e o que se observa experimentalmente (direita).

A partir disto, houve grandes avanços em Cosmologia e a evidência de uma matéria não-bariônica foi inferida por diversos meios, desde estudos da dinâmica de galáxias (JEANS, 1922; KAPTEYN, 1922), curvas de rotação (BABCOCK, 1939; OORT, 1940; RUBIN; FORD JR., 1970), formação de estruturas (BERTONE et al., 2005), nucleossíntese (EINASTO, 2009) e espectro da CMB (PENZIAS; WILSON, 1965; ADE et al., 2013). Além de ME, por estes meios também foi confirmada a existência de uma Energia Escura, que foi associada à constante cosmológica (vista no capítulo anterior na equação 1.14), responsável pela expansão acelerada do Universo, que está além de nosso interesse neste

trabalho.

Sendo assim, a ME consiste de um grande desafio tanto do ponto de vista de Física de Partículas quanto de Cosmologia. Encontrar quais os possíveis candidatos que podem dar conta de todas estas evidências não é tarefa fácil. Além disto, como estamos supondo o ponto de vista de Física de Partículas, os métodos de detecção também consistem de um grande desafio. Neste capítulo iremos abordar as principais evidências de ME, quais os principais candidatos e as principais formas de detecção desta partícula.

2.1 Evidências de Matéria Escura

2.1.1 Em escalas galácticas

Uma das evidências mais importantes da existência de ME surgiu através da medida da velocidade de rotação das galáxias (velocidade de estrelas e gases) com base na física Newtoniana. No coração da galáxia a massa se relaciona com a velocidade da seguinte forma,

$$M(r) \propto \frac{rv^2}{G} \tag{2.1}$$

sendo G a constante gravitacional. Considerando uma distribuição de matéria na galáxia aproximadamente esférica e uniforme, temos $M(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho$, substituindo na expressão (2.1), obtemos uma relação de proporcionalidade entre v e r ($v \propto r$) no centro da galáxia, que concorda com os dados experimentais.

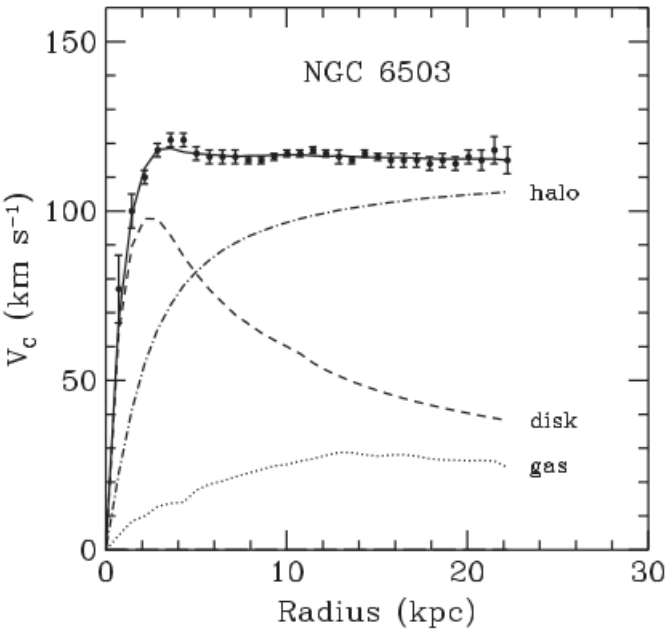

Figura 9 – Curva de Rotação da galáxia espiral NGC 6503. (BEGEMAN et al., 1991)

O problema surge quando nos afastamos do centro da galáxia, pois, teoricamente, a massa passa a ser constante, e temos que $v \propto r^{-1/2}$, ou seja, a medida que nos afastamos do centro da galáxia esperamos uma diminuição da velocidade. Experimentalmente, observamos que a velocidade ao invés de diminuir se mantém constante, de acordo com a figura 9, ou seja, da expressão (2.1) temos $M(r) \propto r$, o que implica num halo de ME de densidade[1] $\rho \propto \frac{1}{r^2}$.

Em estudos com galáxias espirais, uma série de medidas foram feitas dentre elas, Babcock (BABCOCK, 1939), analisou o espectro da galáxia M31, e obteve uma grande discrepância em sua velocidade de rotação, já em estudos feitos por Oort (OORT, 1940), foi obtida a razão massa-luminosidade $M/\mathcal{L} \sim 250$, indicando a existência de muito mais massa do que se observa através da interação com a luz.

Após alguns anos, estudos foram feitos usando ondas de rádio, para a galáxia M31, e foi obtido o valor de $M/\mathcal{L} \sim 20$ a cerca de 30kpc do centro da galáxia e $M/\mathcal{L} \sim 2$ para o centro da galáxia (HULST et al., 1954). Ainda estudando a dinâmica da mesma galáxia, agora usando além de ondas de rádio, telescópios ópticos, Rubin & Ford (RUBIN; FORD JR., 1970) obtiveram o mesmo comportamento plano ao se distanciar do seu centro. Outros estudos envolvendo galáxias elípticas forneceram os mesmos resultados.

Diante deste cenário, foi feita uma série de estudos para tentar explicar o porquê de uma velocidade de rotação tão alta, mas nenhum envolvendo dinâmica de estrelas obteve êxito. A explicação mais plausível foi que a existência de um halo de matéria não-luminosa estava dando esta contribuição extra ao conteúdo de matéria da galáxia, fazendo com que a velocidade se mantivesse constante a medida que nos afastamos do centro da galáxia.

Em escala galáctica existem várias outras evidências, dentre elas com relação à dinâmica da galáxia, velocidade de dispersão de galáxias anãs, lentes gravitacionais fracas de galáxias distantes, entre outras, que não entraremos em detalhes aqui, para os leitores interessados indicamos (EINASTO, 2009; IOCCO et al., 2015).

2.1.2 Em escalas de aglomerados de galáxias

2.1.2.1 Medidas de Raio-X em Gás Quente

Em escalas de aglomerados de galáxias, uma forma de inferir a densidade de matéria é medindo o raio-X emitido pelo gás quente intra-aglomerado em equilíbrio hidrodinâmico, desde que a densidade e a temperatura do gás sejam conhecidas. A equação da hidrodinâmica é dada por,

$$\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr} = -a(r), \tag{2.2}$$

[1] Estamos tomando $M(r) \equiv 4\pi \int \rho(r) r^2 dr$

sendo ρ, P e $a(r)$ a densidade, pressão e aceleração do gás. Definindo a massa média molecular μ como sendo,

$$\mu = \frac{\langle m \rangle}{m_P}, \tag{2.3}$$

sendo $\langle m \rangle$ a massa média do gás e m_P a massa do próton, a densidade do gás será dada por,

$$\rho_g = n\langle m \rangle = n\mu m_P. \tag{2.4}$$

Assim, se tomamos o gás como sendo ideal, a pressão será $P = \frac{\rho_g KT}{\mu m_p}$, substituindo na expressão (2.2), obtemos,

$$M(r) = -\frac{KTr^2}{G\mu m_p}\left(\frac{d(ln\rho)}{dr} + \frac{d(lnT)}{dr}\right), \tag{2.5}$$

onde m_p é a massa do próton, μ é a largura média molecular e tomamos a aceleração gravitacional $a(r) = \frac{GM(r)}{r^2}$, assim, dada a temperatura e a densidade do gás é possível inferir a massa do aglomerado (SCHNEIDER, 2006).

Usando os dados do satélite Einstein X-ray, foi possível determinar, com certa incerteza por conta da imprecisão na temperatura, a massa dos aglomerados Coma, Perseus e Virgo (BAHCALL; SARAZIN, 1977). A massa inferida do gás foi de apenas 0.1 da massa total. Estudos mais recentes usando dados do satélite Chandra, permitiram obter não apenas a massa de grupos e aglomerados de galáxias, mas também a massa de galáxias vizinhas (JORDAN et al., 2004), na figura 10 mostramos uma comparação entre a massa inferida por meio de raios-X e por meio de lentes gravitacionais, sobre as quais falaremos a seguir. A quantidade de matéria inferida através do gás quente é sempre muito menor que a massa total, confirmando a presença de ME.

2.1.2.2 Lentes Gravitacionais

De acordo com a teoria da Relatividade Geral de Einstein, concentrações de massa modificam a métrica do espaço-tempo, de forma que a luz deixa de se propagar em linha reta quando se depara com objetos de campo gravitacional intenso, como estrelas, galáxias e aglomerados de galáxias. Quanto mais maciço o objeto, maior será o campo gravitacional gerado e mais defletida será a trajetória da luz. Este efeito é conhecido como lentes gravitacionais e a partir do desvio da luz é possível inferir a quantidade de massa.

Existem três classes de lentes gravitacionais: as fortes, que ocorrem quando a lente é muito maciça e a fonte próxima, neste caso temos a formação de arcos, anéis e imagens múltiplas de fácil visibilidade, sendo em geral utilizada para inferir a massa de objetos como aglomerados; as lentes fracas, ocorrem quando as lentes não são tão maciças, provocando apenas distorções no sinal da fonte, sendo necessária a análise cuidadosa do ruído, utilizada geralmente para inferir a massa de galáxias (luminosa e escura); e as microlentes, em que a lente é pouco maciça, de forma que não há distorção, apenas o sinal

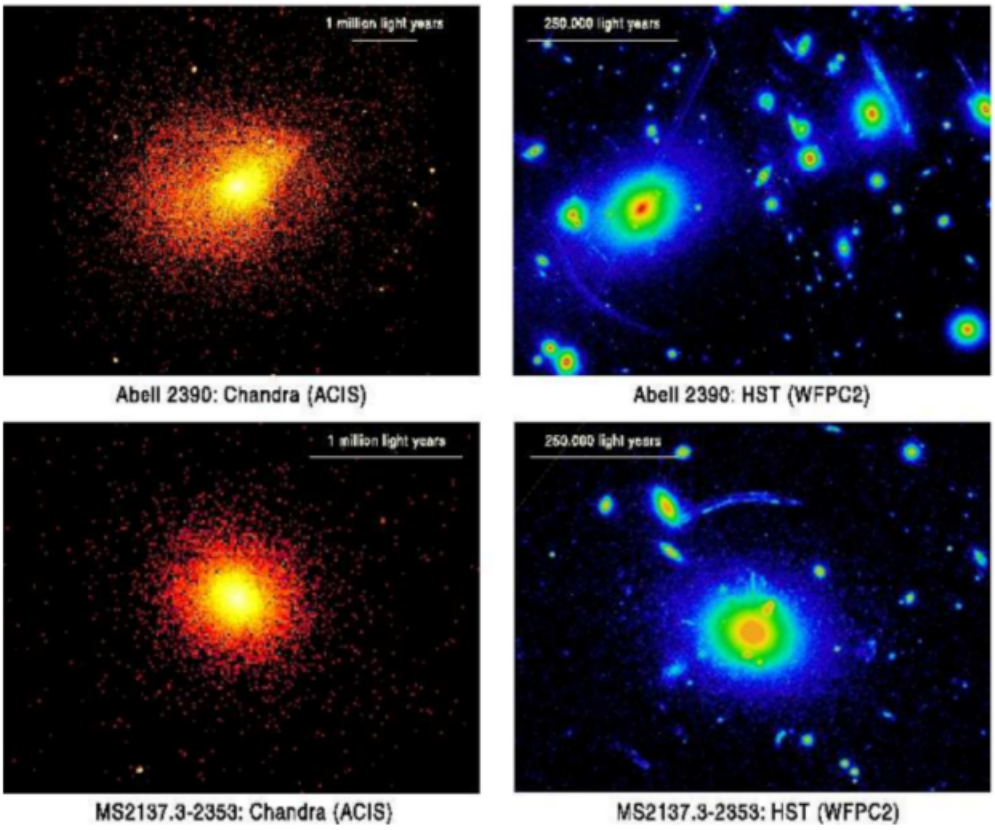

Figura 10 – Imagens de dois Aglomerados (Abell 2390 e MS2137.3-2353) inferidos por Raio-X (telescópio Chandra) e por lentes gravitacionais (telescópio Hubble) (FABIAN; ALLEN, 2003)

da fonte fica com mais brilho (EINASTO, 2009), utilizadas geralmente para medir a massa de MACHOs[2]. Na figura 11, mostramos como os arcos se formam através dos efeitos de lentes gravitacionais.

Conflitando resultados de Raio-X com resultados de lentes gravitacionais, é possível observar qual a quantidade de matéria visível e de ME presente em aglomerados de galáxias.

Este é um dos aspectos mais importantes das lentes gravitacionais para Cosmologia, através delas é possível fazer um mapeamento da quantidade e distribuição de ME no Universo, pois exibe um efeito puramente gravitacional. As conclusões que podemos tirar a respeito de ME diante disto é que, se supusermos que a Relatividade Geral é válida, galáxias e aglomerados de galáxias são dominados por ME; além disso, a razão massa-luminosidade das galáxias aumenta com a massa e com o raio, ou seja, quanto mais maciça a galáxia maior a quantidade de ME (FERRERAS et al., 2008). Este efeito também nos ajuda a verificar a existência de ME através das colisões de aglomerados de galáxias, sobre as quais falaremos a seguir.

[2] Objetos Maciços Compactos de Halo.

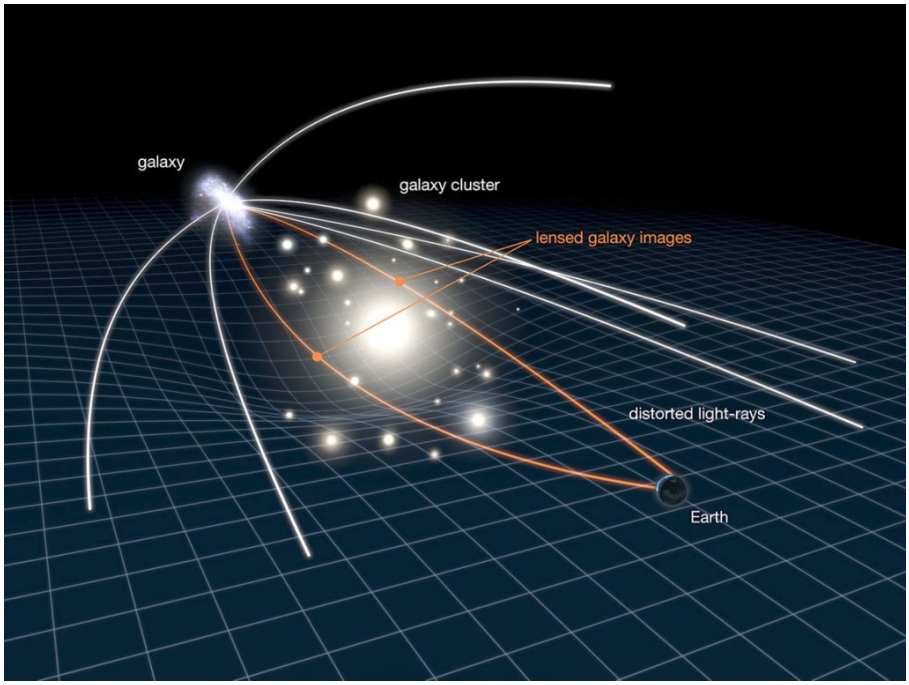

Figura 11 – A ilustração mostra como os arcos (imagens múltiplas) se formam através do efeito de lentes gravitacionais.

2.1.2.3 Colisões de Aglomerados de Galáxias

Dentre as principais evidências de ME está o Aglomerado da Bala - 1E0657-56 (CLOWE et al., 2004; CLOWE et al., 2006) e, de observações mais recentes, o MACS J0025.4-1222 (BRADAC et al., 2008), que foram duas colisões de aglomerados de galáxias, cujo mapeamento foi feito através de lentes gravitacionais fortes e fracas. A importância destes eventos consiste na possibilidade de visualizar a fraca interação de ME e distinguir entre o centro de massa das matérias bariônica e escura.

Quando há colisão entre dois aglomerados, através do mapeamento de lentes, é possível definir a localização do centro de massa e consequentemente da ME (região azul no painel direito da figura 12), e usando medidas de raio-X, emitido devido à colisão entre a matéria bariônica dos dois aglomerados, podemos inferir onde está localizada a matéria visível (tons alaranjados e vermelhos). Da figura 12, no painel da esquerda, temos as curvas de nível associadas à distribuição de matéria de cada aglomerado após a colisão, no painel da direita, temos a imagem em raio-X (tons alaranjados e vermelhos), obtida pelo satélite Chandra, mostrando que os centros de massa da matéria total inferida por lentes não coincidem com os da emissão de raio-X observada. Neste evento, também foi possível perceber que as regiões azuis inferidas pelas lentes para cada aglomerado passam uma através da outra praticamente sem interagir.

Como já havíamos mencionado, neste trabalho temos como foco o ponto de vista de Física de Partículas, mas não podemos deixar de mencionar a existência de teorias

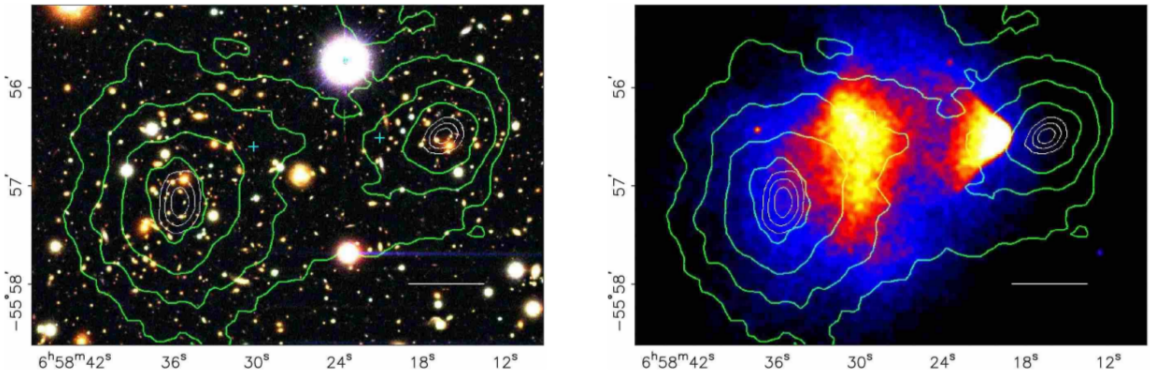

Figura 12 – Aglomerado da Bala (CLOWE et al., 2006).

que tem como base que ME pode ser um efeito puramente gravitacional, que implica na necessidade de uma Modificação da Dinâmica Newtoniana (MOND) (MILGROM, 1983). Os efeitos destas Colisões de Aglomerados dificultam a viabilidade de teorias tipo MOND, justamente por não haver explicação para o centro de massa não coincidir com o da matéria bariônica.

Voltando para o ponto de vista de Física de Partículas, através de estudos feitos em cima do Aglomerado da Bala e de MACS J0025.4-1222 foi possível estabelecer vínculos sobre a seção de choque de auto-interação de ME. Usando modelos teóricos e simulações numéricas de hidrodinâmica, para o aglomerado da bala foi obtido o seguinte limite superior (RANDALL et al., 2008),

$$\frac{\sigma}{m} < 1.25 \;\; cm^2 g^{-1}, \tag{2.6}$$

e para MACS J0025.4-1222 (BRADAC et al., 2008),

$$\frac{\sigma}{m} < 4 \;\; cm^2 g^{-1}, \tag{2.7}$$

com 68% C.L, onde σ/m é a seção de choque de auto-interação de Matéria Escura sobre sua massa. Resultados ainda mais recentes fornecem,

$$\frac{\sigma}{m} < 0.47 \;\; cm^2 g^{-1}, \tag{2.8}$$

com 95% C.L (HARVEY et al., 2015).

Estes limites baseiam-se na ação conjunta de lentes gravitacionais fortes, fracas e na razão massa-luminosidade, mas ainda não são muito precisos, devendo, portanto, ser usados com cautela. Agora, partiremos para as evidências de ME em escalas cosmológicas.

2.1.3 Em escalas cosmológicas

2.1.3.1 CMB

Antes do período de recombinação[3] a radiação não permitia a formação de átomos neutros estando acoplada ao plasma, de forma que o Universo era opaco até atingir uma temperatura de aproximadamente $T = 3000\text{K}$ ($z \simeq 1100$). A partir deste período os fótons já não tinham energia suficiente para ionizar os átomos, desacoplando do plasma, permitindo assim a formação dos primeiros átomos neutros. Em seguida, os fótons passaram a viajar livremente no espaço, esta é a radiação que observamos hoje, permeando todo o nosso Universo, a qual dá-se o nome de radiação cósmica de fundo (CMB da sigla em Inglês).

Descoberta em 1965 por Penzias e Wilson (PENZIAS; WILSON, 1965), a CMB estabelece um forte vínculo sobre os parâmetros cosmológicos. Seu espectro concorda com o de Corpo Negro a uma temperatura de aproximadamente 2.7K e é um dos pilares do Modelo de Big Bang quente. Apesar de notavelmente uniforme, o espectro da CMB apresenta anisotropias da ordem de 10^{-5}, medidas pelos satélites COBE (SMOOT et al., 1992), WMAP (BENNETT et al., 2003) e Planck (ADE et al., 2015).

As flutuações na temperatura da CMB podem ser expandidas em termos dos harmônicos esféricos,

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{\ell,m} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi), \tag{2.9}$$

cuja variância C_ℓ, que descreve o espectro de flutuações, dependendo dos parâmetros densidade de matéria, constante de Hubble, entre outros, é dada por,

$$C_\ell \equiv \left\langle |a_{\ell m}|^2 \right\rangle \equiv \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2. \tag{2.10}$$

Diferentes regiões do céu são separadas pelo ângulo θ, este ângulo relaciona-se com o multipolo ℓ através da relação $\theta = 180^\circ \ /\ell$. No tempo do desacoplamento, a região que corresponde ao Universo causalmente conectado (dentro do horizonte de partículas) corresponde a apenas 1° hoje ($\ell \sim 200$), e à medida que aumentamos o ângulo ($\ell \lesssim 20$), partimos para regiões causalmente desconectadas (ver figura 13 (direita)).

Diante do exposto acima vale questionar, como temos regiões que são causalmente desconectadas em equilíbrio térmico de acordo com a CMB? A teoria mais aceita para explicar essa questão foi inicialmente proposta por Alan Guth nos anos 80 (GUTH, 1981) e supõe que o Universo sofreu uma expansão muito grande (com velocidade maior que a da luz) durante um período de tempo muito curto, chamada Teoria da Inflação. Esta proposta resolve o problema do horizonte (problema do Modelo Cosmológico Padrão), prevendo que antes do período inflacionário tudo estava causalmente conectado, e por isso

[3] Período de formação dos primeiros átomos neutros.

enxergamos equilíbrio térmico durante o período de desacoplamento dos fótons, onde as regiões já não estão causalmente conectadas, e também prevê as flutuações na densidade de matéria e temperatura necessárias para o processo de formação de estruturas, sobre o qual falaremos na próxima seção.

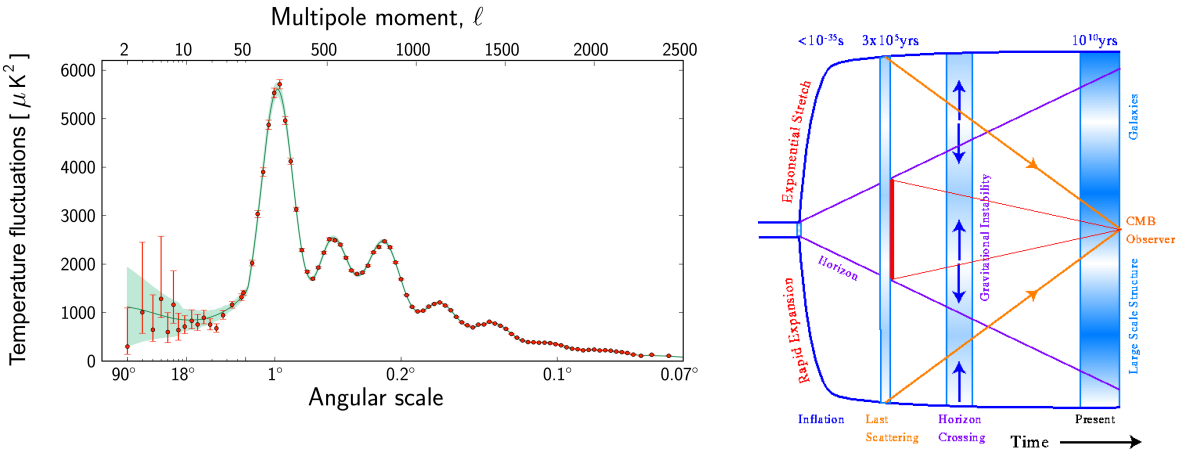

Figura 13 – Esquerda: Anisotropias na temperatura do Espectro de Potências Angular da CMB medido pelo satélite Planck (ADE et al., 2013). Direita: Esquematização de como observamos as regiões dentro (vermelho) e fora (amarelo) do horizonte de eventos.

O comportamento das anisotropias (ver figura 13) da CMB está diretamente relacionado aos parâmetros cosmológicos. A localização do primeiro pico nos fornece a geometria espacial (aproximadamente plana), enquanto que as oscilações acústicas estão relacionadas aos outros parâmetros cosmológicos, por exemplo, densidades de ME, bariônica e energia escura, para maiores detalhes recomendamos a referência (PERKINS, 2008). Logo, ajustando os parâmetros do modelo ΛCDM à curva do espectro de potência, obtemos os parâmetros cosmológicos, dentre eles a Abundância de ME (ver Tabela 3).

Descrição	Símbolo	Resultados do Planck
Parâmetro Físico de Densidade Bariônica	$\Omega_b h^2$	0.02230 ± 0.00014
Parâmetro Físico de Densidade de Matéria Escura	$\Omega_c h^2$	0.1188 ± 0.0010
Índice Espectral Escalar	n_s	0.9667 ± 0.0040
Parâmetro de Profundidade ótica de reionização	τ	0.066 ± 0.013
Amplitude de Flutuação de Curvatura	$\Delta^2_{\mathcal{R}}$	$2.441^{+0.088}_{-0.092} \times 10^{-9}$
Constante de Hubble reduzida[4]	h	0.6774 ± 0.0046
Amplitude de Flutuação em $8h^{-1}$ Mpc	σ_8	0.8159 ± 0.0086
Parâmetro de Densidade de Matéria	Ω_m	0.3089 ± 0.0057
Parâmetro de Densidade de Energia Escura	Ω_Λ	0.6911 ± 0.0062

Tabela 3 – Parâmetros Cosmológicos (OLIVE; GROUP, 2014a).

De acordo com os dados recentes do Planck (ADE et al., 2015), a abundância de

bárions é dada por

$$\Omega_b h^2 = 0.02230 \pm 0.00014 \tag{2.11}$$

enquanto que a abundância de matéria não-bariônica é

$$\Omega_{nb} h^2 = 0.1188 \pm 0.0010 \tag{2.12}$$

ou seja, a análise do espectro da CMB nos mostra um Universo dominado por matéria e energia escuras (ver figura 14).

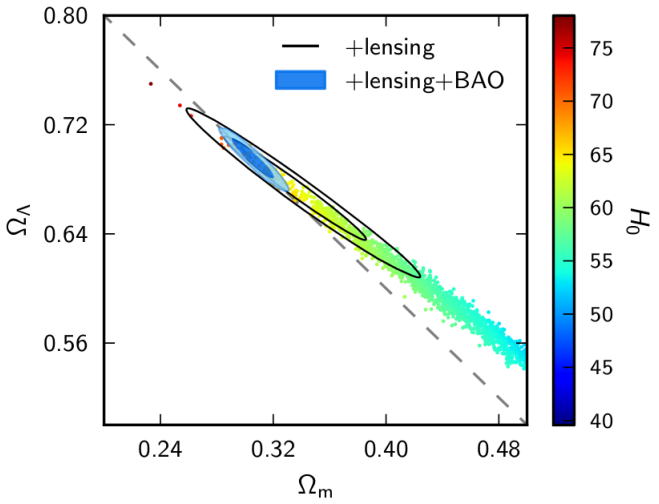

Figura 14 – Abundância de Energia Escura vs Abundância de Matéria. Resultados do Planck implicam em um Universo plano ($\Omega_m + \Omega_\Lambda \simeq 1$) (ADE et al., 2015).

A significativa contribuição da componente escura de matéria no Universo a torna uma peça chave para o processo de formação de estruturas. Veremos a seguir sua fundamental importância neste processo.

2.1.3.2 Formação de Estruturas

A distribuição das galáxias e aglomerados de galáxias no céu nos fornece uma importante pista a respeito do processo de formação de estruturas. Ainda nos anos 30, iniciou-se um mapeamento das galáxias por Harlow Shapley (SHAPLEY, 1935) no observatório de Harvard. Shapley constatou que as galáxias estavam distribuídas uniformemente, dando embasamento à homogeneidade e isotropia em largas escalas.

Posteriormente, uma série de observações foram realizadas, através do observatório Lick e do telescópio Palomar Schmidt, e os pesquisadores, dentre eles Abell (ABELL et al., 1989) e Zwicky (ZWICKY et al., 1961), concluíram que havia um padrão no processo de aglomeração de galáxias, de forma que os aglomerados de galáxias também tinham uma tendência a se aglomerar. Estes conjuntos de aglomerados foram chamados de superaglomerados ou nuvens de galáxias. A conclusão destes estudos foi que existe uma

hierarquia na aglomeração de galáxias, mas que não deveria se estender a largas escalas por conta do Princípio Cosmológico.

A partir da década de 70, detectores mais sensíveis foram construídos, e foi possível fazer um mapeamento mais detalhado da distribuição de galáxias. Neste mapeamento foi descoberta a existência de espaços vazios entre os grupos de galáxias (GREGORY; THOMPSON, 1978). Ainda nesta década, modelos de formação de estruturas foram elaborados por Zel'dovich (ZELDOVICH, 1970), teoria "panqueca", e Peebles (PEEBLES, 1971), modelos de aglomeração hierárquica.

Zel'dovich desenvolveu um modelo no qual as estruturas no Universo eram formadas primeiro em largas escalas e posteriormente em pequenas escalas (referido como de cima para baixo). Enquanto que Peebles desenvolveu um modelo em que pequenas estruturas eram formadas primeiro, e grandes estruturas depois (referido como de baixo para cima).

Através de simulações numéricas, foi possível testar a validade do modelo "panqueca", e foram constatados dois problemas, o primeiro estava relacionados aos espaços vazios, que não apareciam nas simulações, o segundo se devia ao fato das pequenas perturbações na densidade de matéria (sobre as quais falaremos a seguir), que se refletem como as anisotropias no espectro da CMB, não serem suficientes para formar estruturas no tempo correto. Neste cenário, temos que após o desacoplamento dos fótons, passamos a observar a formação dos primeiros átomos (a partir das perturbações iniciais), e há um crescimento em cadeia (crescimento das perturbações), átomos, moléculas, etc, assim, com a ajuda do potencial gravitacional gerado pelas próprias partículas, formam-se as estruturas. Este cenário corresponde a um setor escuro dominado, por exemplo, por neutrinos (Hot Dark Matter), que por serem relativísticos tornariam o processo de formação de estruturas de cima para baixo, sobre o qual falaremos com mais detalhes na próxima seção.

Diante disto, recentemente, novos mapeamentos, ainda mais detalhados, foram feitos usando medidas de redshift usando 2dF Galaxy Redshift Survey (2dFGRS) (EINASTO et al., 2007b), tanto do hemisfério Norte quanto Sul de nossa galáxia, confirmando a presença de filamentos e espaços vazios entre os grupos de galáxias. A figura 15 mostra nas imagens superiores o norte galáctico, enquanto que as inferiores o Sul galáctico, o lado esquerdo mostra apenas galáxias e aglomerados de alta densidade, e no direito apenas baixa densidade. No total foram mapeados 543 aglomerados de galáxias (EINASTO et al., 2007a).

Diante do problema relacionado aos modelos de ME Quente, e unindo tanto as informações associadas a CMB quanto a estruturas em largas escalas, diversos cenários incluindo candidatos à ME Frios foram propostos, dentre eles, modelos com áxions, gravitinos, fotinos, etc. Estes modelos ficaram conhecidos como Modelos de ME Fria (ΛCMD), que incluem tanto ME fria (do inglês CDM, Cold Dark Matter) quanto energia escura (Λ), e simulações numéricas mostraram que havia concordância com os resultados

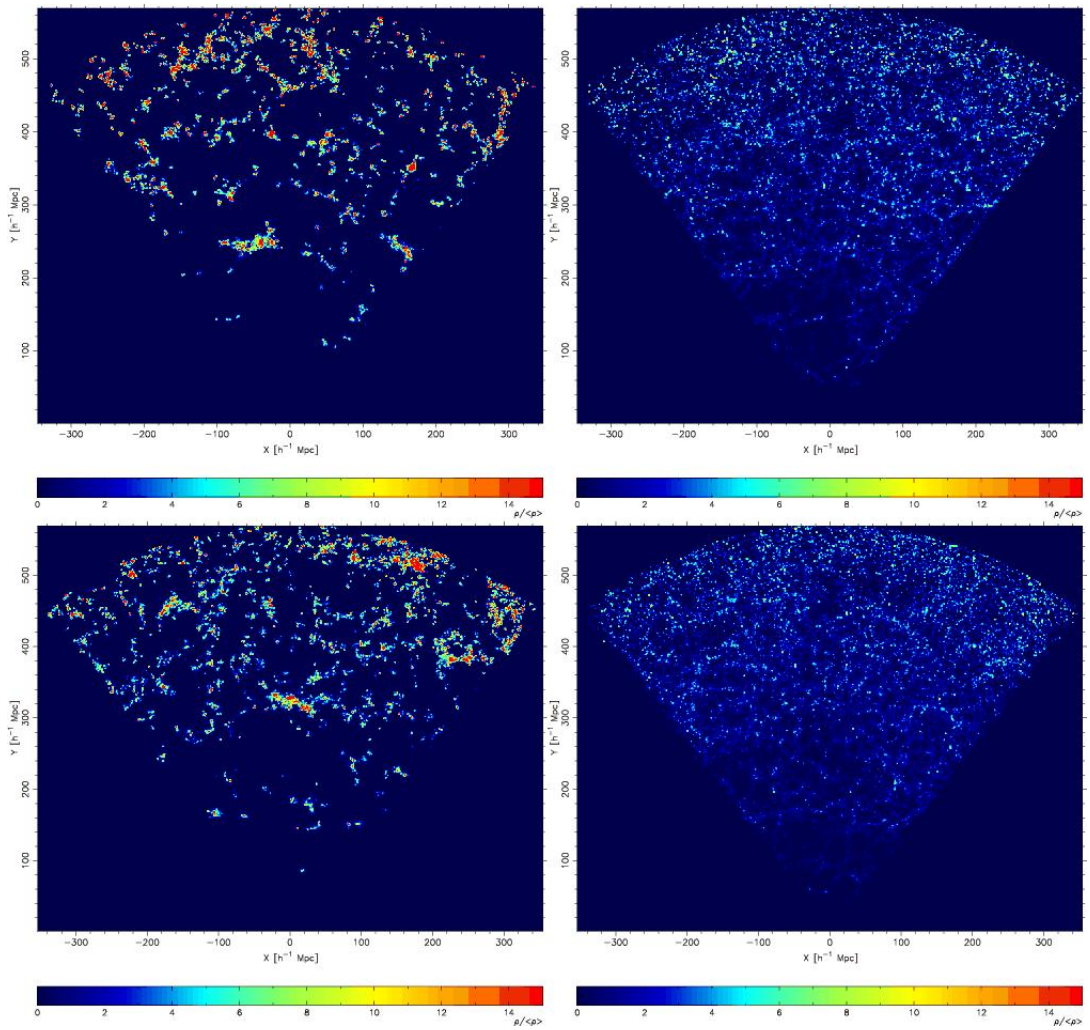

Figura 15 – Mapeamento de 543 aglomerados de galáxias usando 2dFGRS. Os painéis superiores representam a região Norte, enquanto os inferiores a região Sul. O lado esquerdo mostra apenas galáxias e aglomerados de alta densidade, no direito apenas baixa densidade (EINASTO et al., 2007a).

experimentais.

De forma geral, observamos hoje um Universo localmente inomogêneo, com homogeneidade apenas em largas escalas, e o objetivo de modelos de formação de estruturas é compreender como surgiram as primeiras inomogeneidades e como elas evoluíram com o passar do tempo. O modelo mais aceito para o surgimento das inomogeneidades é a inflação, que está além de nosso interesse aqui, aos leitores interessados recomendamos a referência (OLIVE, 1990). Quanto à evolução, o papel da ME é essencial.

Quando nos referimos ao período de igualdade matéria-radiação, seção (1.5), vimos que ao considerarmos a densidade de matéria (ρ_m) como sendo puramente matéria bariônica haveria um comprometimento do processo de formação de estruturas (formação tardia). No que segue, vamos deixar claro o porquê desta formação de estruturas tardia.

Em princípio temos uma sopa primordial, que contém pequenas inomogeneidades

que são tratadas como pequenas perturbações até primeira ordem na densidade de energia do Universo, ou seja, perturbações de ordem zero caracterizam um Universo homogêneo e isotrópico. Sem usar cálculos perturbativos, de forma heurística, podemos obter como estas perturbações evoluem com o fator de escala para um Universo dominado por matéria e radiação.

Consideremos como ruído o Universo FRLW, e dentro dele uma região homogênea, esférica com densidade de energia um pouco diferente, ambas obedecendo à equação de Friedmann (estamos colocando índice 0 para a região não perturbada e 1 para a região perturbada). De forma que temos,

$$H_1^2 + \frac{kc^2}{a_1^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho_1 \tag{2.13}$$

$$H_0^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_0, \tag{2.14}$$

para a região levemente perturbada e não perturbada, respectivamente. Consideramos o Universo plano na era primordial, por isso o termo de curvatura foi desprezado.

Devemos exigir que as duas regiões evoluam em igual taxa, afinal ambas pertencem a mesma sopa primordial, diferindo apenas pela densidade, então $H_0 = H_1$. Considerando que a diferença de densidade da região perturbada é muito pequena, podemos tomar $a_1 \simeq a_0$. Assim, das equações (2.13) e (2.14), obtemos,

$$\delta \equiv \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} = \frac{3kc^2}{8\pi G}\frac{1}{\rho_0 a^2} \propto (\rho_0 a^2)^{-1}. \tag{2.15}$$

Usando os dados da tabela 1, podemos obter a variação das perturbações com relação ao fator de escala para um Universo dominado por matéria ($\rho_{0m} \propto a^{-3}$) e para um Universo dominado por radiação ($\rho_{0r} \propto a^{-4}$),

$$\delta \propto \begin{cases} a^2, & \text{para antes de } a_{eq} \text{ (radiação)}, \\ a, & \text{para depois de } a_{eq} \text{ (matéria)}. \end{cases}$$

Este resultado nos mostra que as perturbações evoluem mais lentamente no período dominado por radiação, lembrando que estamos admitindo que a taxa de expansão do Universo atual é máxima e igual a unidade.

Na seção (1.5), vimos que as componentes do Universo determinam o período de transição matéria-radiação. Observamos que para um Universo dominado unicamente por matéria bariônica a transição é tardia, e a recombinação ocorre ainda no período dominado por radiação. Neste cenário, sem a inclusão da componente de ME, temos dois fatores que influenciam na formação de estruturas, tanto a evolução das perturbações mencionada no parágrafo anterior, quanto a questão gravitacional, pois como mencionado anteriormente a evolução das perturbações dependem do potencial gravitacional gerado unicamente pela matéria bariônica, pós-recombinação.

A inclusão da componente escura nos trás duas vantagens principais. A primeira se deve ao fato de levar o período de transição matéria-radiação para antes do desacoplamento de fótons (antes da recombinação, veja seção 1.5), ou seja, a recombinação ocorre no período dominado por matéria. A segunda por permitir que as perturbações evoluam mais rapidamente, pois ME não interage com fótons (em nível de árvore), gerando assim um potencial gravitacional adicional, de forma que quando os primeiros átomos estão sendo formados já existe um campo gravitacional gerado pela aglomeração de ME, permitindo a formação de estruturas no tempo correto.

Como já havíamos mencionado, quando temos ME Quente o livre caminho médio grande comparado à ME fria não permite a formação de estruturas em pequenas escalas, apenas em largas escalas (acima de 11.3 $\mathrm{Mpc}(\Omega_b h^2)^{-1}$) (ALTMANN et al., 1998), levando a um cenário de cima para baixo. Como observacionalmente temos que as galáxias são mais antigas que os aglomerados, este cenário é descartado.

No cenário do ΛCDM (com ME Fria), o processo de formação de pequenas estruturas começa cedo, logo após a recombinação em regiões de alta densidade de matéria escura. Com os efeitos gravitacionais formam-se galáxias, aglomerados e superaglomerados, refletindo um cenário de baixo para cima. Filamentos e espaços vazios estão presentes, concordando em boa precisão com o que observamos em largas escalas sendo, portanto, este o modelo mais aceito hoje.

Entretanto, algumas discrepâncias surgiram em simulações cosmológicas mais recentes com ME Fria. O número de galáxias anãs observado é muito menor do que o previsto por simulações (KAUFFMANN et al., 1993; KLYPIN et al., 1999; MOORE et al., 1999), para a via láctea a diferença é maior que uma ordem de grandeza (POPOLO et al., 2014). Vários processos astrofísicos alternativos tem sido propostos para diminuir esta diferença (SIMON; GEHA, 2007; POPOLO et al., 2014), logo tal cenário não descarta ME Fria, que continua sendo um dos modelos mais aceitos atualmente. Porém, cenários com ME Morna também resolvem o problema e tem sido estudados (TAOSO et al., 2008).

No que segue, falaremos em mais detalhes sobre os principais candidatos, no contexto de Física de Partículas, que podem contribuir para o conteúdo de energia do Universo como ME.

2.2 Principais Candidatos

Mostramos uma série de evidências que levam à existência de uma matéria desconhecida no Universo. Através dos dados de curvas de Rotação de Galáxias e medidas de Raio-X foi possível inferir a existência desta matéria faltante. Com colisões de aglomerados de galáxias inferimos não só a existência, como também a natureza pouco interagente, esta evidência também dificulta teorias tipo MOND. Pelo espectro da CMB foi possível

inferir sua contribuição para a densidade de energia do Universo. Nucleossíntese associada aos dados da CMB, predizem que ela deve ser essencialmente não-bariônica. Além disso, vínculos de Formação de Estruturas mostram que ela deve ser, ao menos em boa parte (nada impede que na natureza haja mais de um tipo de ME), fria.

Em suma, temos que a ME deve ser fracamente interagente, estável ou com tempo de vida maior que a idade do Universo, suficientemente abundante e fria, além das características mencionadas, veremos na seção seguinte que ela deve ser efetivamente neutra. À medida que estas características foram surgindo uma série de candidatos foram propostos sobre os quais falaremos a seguir.

2.2.1 CHAMPs e SIMPs

O surgimento de partículas carregadas (elétricas ou de cor) estáveis em extensões do Modelo Padrão levam à possibilidade de candidatos à ME, como veremos, por exemplo, em Supersimetria com as partículas supersimétricas mais leves (LSPs) carregadas. Dentre elas, partículas maciças carregadas (CHAMPs, do inglês "Charged Massive Particles") e partículas maciças fortemente interagentes (SIMPs, do inglês "Strongly Interacting Massive Particles") foram propostas na literatura (TAOSO et al., 2008), que são partículas que carregam carga elétrica e de cor, respectivamente.

Para CHAMPs, cálculos de Abundância relíquia foram feitos e valores de massa que forneciam a abundância correta estavam entre 1 e 1000 TeV, obviamente, o fato de interagir com fótons também deveria levar a ajustes no processo de formação de estruturas (RUJULA et al., 1990). Outra proposta foi que uma partícula eletricamente carregada poderia se acoplar a outras formando átomos neutros anômalos, chamados NeutralCHAMPs. Por exemplo, sendo um CHAMP, X^+ poderia se acoplar a um elétron formando um estado ligado similar a um hidrogênio pesado. Obviamente, a evolução no Universo de CHAMPs e NeutralCHAMPs é distinta, levando a valores distintos para a abundância. De Rújula et al. concluíram que havia uma preferência para produção de NeutralCHAMPs.

Diante da possibilidade de uma ME eletricamente carregada uma série de vínculos experimentais foram estudados, dentre eles, vínculos de formação de galáxias, de hidrogênio anômalo em água pesada, de isótopos anômalos pesados, raios cósmicos, entre outros. Estes vínculos estão expressos na figura 16, mostrando que ME eletricamente carregada ou proveniente de partículas eletricamente carregadas presentes na constituição de átomos neutros anômalos está excluída.

Outros possíveis candidatos carregados são as SIMPs, que são candidatos à ME que carregam carga de cor (grupo $SU(3)_c$). Tais candidatos poderiam estar presentes em modelos supersimétricos (CHACKO et al., 1997) e em "Mirror Models" (BEREZHIANI;

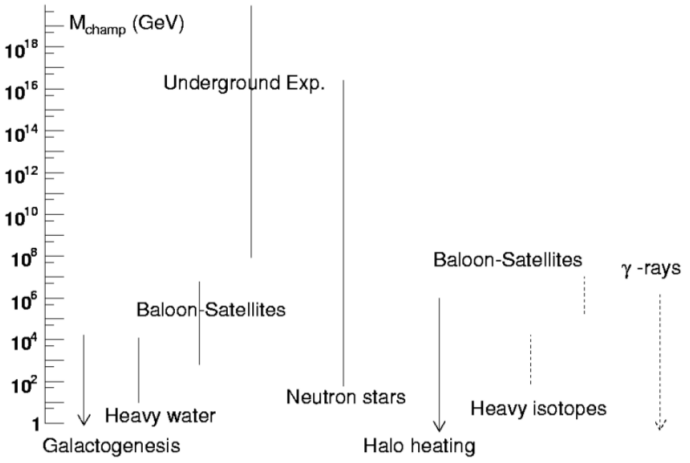

Figura 16 – Regiões de Exclusão de CHAMPs (linhas sólidas) e NeutralCHAMPs (linhas pontilhadas). A combinação dos resultados exclui CHAMPs como candidatos à ME (TAOSO et al., 2008).

MOHAPATRA, 1995). Estes pártons[5] pesados se acoplariam a outras partículas coloridas formando hádrons neutros em cor.

Os principais vínculos associados à partículas que interagem fortemente estão em sua seção de choque muito alta, isto é, a forte interação com bárions. Tais partículas podem romper discos de galáxias espirais, modificar o espectro da CMB, são fortemente vinculados por detectores terrestres, além de satélite e balões (detecção indireta via raios-X), todos esses vínculos estão apresentados na figura 17.

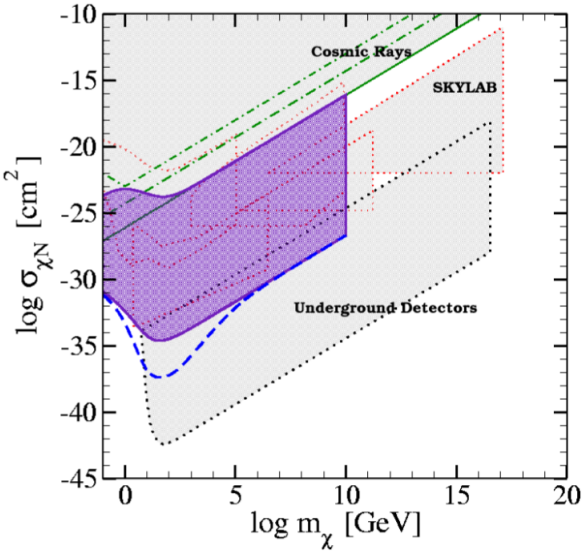

Figura 17 – Regiões de Exclusão de SIMPs no plano massa de SIMPs *versus* seção de choque SIMP-nucleon (TAOSO et al., 2008).

[5] Constituintes dos hádrons que carregam cor.

Entretanto, apesar de haver uma vasta região excluída, uma ME pesada, com massa em torno de 10^{20} e 10^{33}GeV, ou leve, na escala de sub-GeV (HOCHBERG et al., 2014), ainda é capaz de driblar estes vínculos. Diante deste cenário fortemente vinculado, partiremos agora para a análise de possíveis candidatos neutros.

2.2.2 Áxions

Os áxions são partículas extremamente leves e neutras, que surgem a partir da quebra espontânea da simetria global de Peccei-Quinn, no chamado Mecanismo Peccei-Quinn (PECCEI; QUINN, 1977). Este mecanismo foi proposto com o intuito de resolver o Problema de CP-forte, e nos traz como um bônus um possível candidato à ME. Apesar de extremamente leves (num alcance entre 10^{-5} e 10^{-2} eV), por apresentar um livre caminho médio muito curto, são considerados uma ME Fria. A depender do mecanismo de produção, áxions com massa de aproximadamente 10 μeV fornecem a abundância correta de ME (BERGSTROM, 2009).

Uma das características mais relevantes para a fenomenologia de áxions, é que eles podem se acoplar com campos elétricos e magnéticos através da seguinte interação,

$$\mathcal{L}_{a\gamma} = g_{a\gamma}\mathbf{E}.\mathbf{B}a, \tag{2.16}$$

sendo $g_{a\gamma}$ a constante de acoplamento, $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$, os campos magnético e elétrico, e a o campo do áxion. Tal interação permite a conversão áxion-fóton na presença de campos eletromagnéticos intensos, algo ainda não observado, o que impõe vínculos fortes ao acoplamento $g_{a\gamma}$. Diante disso, a busca por excessos de fótons na galáxia pode nos dar informação a respeito da distribuição e da massa de áxions no halo galáctico.

Assim, áxions além de preencher as características essenciais de um bom candidato à ME, podem deixar uma assinatura em detectores de raios-X sendo, portanto, candidatos bem motivados. Agora, iremos analisar como possíveis candidatos os neutrinos, tanto os padrão quanto neutrinos estéreis.

2.2.3 Neutrinos

Os neutrinos do Modelo Padrão em princípio foram propostos como sendo sem massa, mas descobertas de fenômenos de oscilações de neutrinos mostraram que ao menos dois deles devem possuir massa. Estas massas tem sido fortemente vinculadas, e os limites atuais superiores para a soma das três massas de neutrinos é de $m_\nu = \sum_{i=1}^{3} m_i < 2$ eV (OLIVE; GROUP, 2014a). Aqui estaremos considerando neutrinos padrão com massa, e eles se encaixam no cenário de ME Quente, tendo desacoplado do plasma quando eram relativísticos à uma temperatura de cerca de 1 MeV. A abundância relíquia de neutrinos

depende da soma de suas massas,

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{m_\nu}{90}\text{eV}, \tag{2.17}$$

que, substituindo-se o limite superior acima mencionado para a soma das massas, nos forneceria uma abundância de ME de cerca de 10% do que se observa.

O fato dos neutrinos padrão serem relíquias quentes, leva a sérios problemas com o processo de formação de estruturas, levando a um cenário de cima para baixo, que está descartado, como já mencionamos na seção 2.1.3.2. Neutrinos são as únicas partículas do Modelo Padrão que são possíveis candidatos à ME, logo o problema da ME exige física além do MP, sobre a qual temos nos referido diversas vezes neste trabalho.

Outro possível neutrino como candidato à ME é o estéril. Eles entram na classe de candidatos à ME Morna, com massa da ordem de keV, e interagem unicamente de forma gravitacional, entretanto, podem se misturar com os neutrinos padrão. Um dos principais vínculos estudados está associado à produção de fótons via correções radiativas, experimentos atuais de Raio-X têm vinculado massa e ângulo de mistura destes candidatos (BOYARSKY et al., 2009). ME Morna tem se tornado uma opção interessante por causa dos problemas relacionados à Formação de Estruturas usando ME fria sobre a qual falamos na seção anterior. Agora falaremos sobre a principal classe de candidatos à ME, as WIMPs (abreviação do inglês para Weakly Interacting Massive Particle).

2.2.4 WIMPs

WIMPs são partículas maciças fracamente interagentes, cuja principal característica está associada ao fato de interagir fracamente, produzindo seções de choque na escala eletrofraca, que leva à abundância correta observada, bem como a possibilidade de detectá-la nos experimentos atuais que sondam justamente esta escala de energia. Este é o chamado milagre da WIMP. Além disso, WIMPs são previstas por muitas extensões do Modelo Padrão de Física de Partículas. Elas possuem um alcance de massa de dezenas de GeV até centenas de TeV, e uma seção de choque característica da escala eletrofraca.

De forma geral, esperamos que no Universo Primordial, a abundância de WIMPs diminua exponencialmente (somente se a matéria for não-relativística, ver seção 1.3) até que as reações que promovem esta diminuição se tornam insignificantes. Nesse ponto temos a igualdade entre a taxa de aniquilação e a taxa de expansão do Universo, e a abundância de ME por volume comóvel se torna constante (quanto maior a densidade de ME, menor a seção de choque de aniquilação). Então, a abundância das WIMPs se relaciona com a seção de choque da seguinte forma,

$$\Omega h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27}\text{cm}^3\text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{ani} v \rangle} \tag{2.18}$$

que para uma seção de choque fraca, nos fornece a abundância correta. WIMPs podem ser produzidas termicamente no cenário do modelo ΛCDM, isto é, através de interações com as partículas do plasma primordial, ou não-termicamente, através do decaimento de partículas que estão fora do equilíbrio. Este último é o caso das WIMPzillas, que são partículas pesadas produzidas no fim do período de inflação. Neste trabalho, temos como foco WIMPs padrão produzidas termicamente, que veremos que é o caso dos candidatos supersimétricos. Na seção 2.3 faremos os cálculos detalhados para obtenção da expressão (2.18) e da produção térmica de ME.

Dentre os principais candidatos à WIMPs temos os provenientes de modelos supersimétricos e de Dimensões Extras Universais (UED na sigla em Inglês). Falaremos a seguir sobre cada um deles.

Supersimetria

Modelos supersimétricos colocam em pé de igualdade férmions e bósons, ou seja, eles passam a fazer parte de um mesmo multipleto. Os operadores de simetria em SUSY conectam estados fermiônicos e bosônicos, isto é, cada partícula do modelo tem um superparceiro com spin diferindo por $\frac{\hbar}{2}$. Por exemplo, no Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MSSM), que é a extensão supersimétrica mínima do Modelo Padrão de Física de Partículas, o elétron, que é um férmion, possui como superparceiro o selétron, que é um bóson.

Por construção, o modelo apresenta problemas com a estabilidade do próton, tal problema levou à inclusão de uma nova simetria, a paridade-R, é esta simetria que garante a estabilidade do candidato à ME, que no caso será a LSP do modelo. Dentre os possíveis LSPs, poderiam estar partículas carregadas que, por serem estáveis, formariam átomos anômalos. Vários experimentos foram realizados em busca destes átomos, mas nenhum deles obteve êxito, descartando partículas carregadas como LSP (NITZ et al., 1986; RICH et al., 1987; SMITH, 1988). Assim, para LSPs restaram as partículas neutras, que se ajustam muito bem às características de um setor escuro, dentre elas temos o axino, o sneutrino e o neutralino, sobre os quais falaremos a seguir.

Os axinos são os parceiros supersimétricos dos áxions, que são partículas pseudo-escalares que surgem a partir da quebra da simetria $U(1)_{PQ}$ em extensões que incluem o mecanismo de Peccei-Quinn (PECCEI; QUINN, 1977) para resolver o Problema de CP Forte (para mais detalhes ver (OLIVE; GROUP, 2014b)). Seu alcance de massa abrange desde eV até GeV, podem ser produzidos termicamente ou não e podem ser quentes, mornos ou frios. Além disso, são extremamente fracamente interagentes e difíceis de serem produzidos em colisores. Em estudos recentes, Queiroz *et al.*, mostraram, também, a possibilidade de conectar axinos e energia escura, para maiores detalhes recomendamos a referência (QUEIROZ et al., 2014).

Os sneutrinos são os superparceiros dos neutrinos, são bósons de spin zero. Os sneutrinos de mão-esquerda são desfavorecidos por interagir relativamente forte com núcleos pesados (seção de choque da ordem de femtobarns), sendo excluídos num alcance de massa de poucos GeV até vários TeV por experimentos de detecção direta de ME (FALK et al., 1994). Entretanto, sneutrinos de mão-direita ou misturas entre estados de mão-direita e mão-esquerda, presentes em extensões do MSSM, são candidatos viáveis, sendo compatíveis com detecção direta (LEE et al., 2007; ARINA; FORNENGO, 2007).

Os neutralinos são os candidatos mais comuns em modelos supersimétricos. No MSSM existem quatro neutralinos, que são uma combinação linear dos superparceiros do bóson neutro B e da componente neutra do W, o bino ($\tilde{\mathrm{B}}$) e o wino ($\tilde{\mathrm{W}}^3$), respectivamente, e dos superparceiros dos Higgs neutros, os higgsinos ($\tilde{\mathrm{H}}_1$ e $\tilde{\mathrm{H}}_2$), todos férmions de Majorana. Dependendo da região do espaço de parâmetros, estes neutralinos podem ser tipo higgsino, tipo wino ou tipo bino. Eles fornecem a abundância correta e serão detalhadamente discutidos no próximo capítulo.

O quarto candidato supersimétrico é o gravitino, que é o superparceiro do gráviton[6], e possui spin 3/2. Gravitinos interagem apenas gravitacionalmente, logo não estariam em equilíbrio térmico com o plasma. Especula-se que ele pode ser resultado do decaimento da segunda parceira supersimétrica mais leve (NLSP), os NLSPs mais cotados são os parceiros supersimétricos do tau (τ), o stau ($\tilde{\tau}$), do top (t), o stop ($\tilde{t}$), e do neutrino (ν), o sneutrino ($\tilde{\nu}$). Pesquisas no LHC têm buscado assinaturas destas partículas supersimétricas, ainda sem nenhum êxito (BERTONE, 2010b). Outra possibilidade é considerar o gravitino como ME Morna, com massa da ordem de keV, mas já não entraria na classe de WIMPs.

No capítulo seguinte faremos uma análise detalhada do neutralino como candidatos à ME no MSSM. No que segue, falaremos sobre os principais candidatos em Modelos de UED.

Dimensões Extras Universais

Em modelos de Dimensões Extras, consideramos que o nosso espaço quadridimensional está embebido em um cenário de dimensões espaciais maiores. No cenário de UED todas as partículas do Modelo Padrão podem se propagar nas dimensões extras e cada campo é expandido em modos de Fourier, em que o modo zero corresponde às partículas padrão, por exemplo, léptons e quarks ordinários. Os modos diferentes de zero são conhecidos como modos de Kaluza-Klein (KK) possuem os mesmos números quânticos que os modos zero (campos padrão), inclusive o spin, diferentemente da supersimetria.

O parceiro KK mais leve (LKP), tem sua estabilidade garantida pela paridade-KK, que é uma simetria introduzida na teoria com o intuito de preservar a conservação

[6] Partícula elementar hipotética que seria mediadora da Interação Gravitacional.

do momentum em dimensões espaciais maiores, para detalhes indicamos a referência (HOOPER; PROFUMO, 2007). Portanto, se trata de um candidato viável à ME.

No cenário mais simples, temos cinco dimensões com uma UED compactada de raio R. Neste caso, o candidato à ME é o chamado fóton KK, que é uma mistura das primeiras excitações dos bóson de hipercarga fraca $B^{(1)}$ e $W^{3(1)}$, de forma análoga ao caso não excitado. Todavia, como a mistura é insignificante para a primeira excitação, temos que o fóton KK é essencialmente composto pelo bóson $B^{(1)}$. A massa da n-ésima excitação de KK, em nível de árvore, é dada por,

$$m^{(n)} = \sqrt{(n/R)^2 + m_{EW}^2} \tag{2.19}$$

sendo m_{EW} a massa do modo zero. A expressão acima relaciona a massa do estado excitado ao raio da dimensão extras. Usando vínculos do Planck para obter a abundância correta, podemos estabelecer um vínculo sobre a massa do bóson $B^{(1)}$, entre 0.5 e 1 TeV. Medidas do LHC impõem um vínculo sobre o raio de $R^{-1} > 1.4$ TeV (AAD et al., 2012b) pela colaboração ATLAS e $R^{-1} > 1.38$ (CHATRCHYAN et al., 2013) pela colaboração CMS.

Existem vários outros modelos em física de partículas que fornecem WIMPs como ME, dentre eles, modelos mínimos que incluem singletos escalares (MATSUMOTO et al., 2014; SANTOS, 2014b); Inert Higgs, que acrescenta um novo dubleto de Higgs que não se acopla aos férmions padrão (CHAKRABARTY et al., 2015); modelos portal Z', onde a interação ME-ordinária é mediada por um bóson de gauge Z' que surge da inclusão de uma nova simetria de gauge $U'(1)$ (ALVES et al., 2014; SANTOS, 2014a); Modelos referidos como 331, onde há uma extensão do setor fraco de $SU(2) \otimes U(1)$ para $SU(3) \otimes U(1)$ (SILVA, 2014; QUEIROZ, 2013; ALVES et al., 2013), além de modelos como Mirror Dark Matter (BLINNIKOV, 2014), todos tem sido testados e vinculados à medida que os experimentos, tanto de detecção direta e indireta de WIMPs quanto sua produção em colisores, vem se tornando mais sofisticados. No que segue, falaremos sobre o método de produção de ME que nos fornece a sua abundância, cuja observação é de vital importância nesta dissertação.

2.3 Produção Térmica de WIMPs no Cenário Padrão

Para obter a abundância relíquia de WIMPs no Universo devemos utilizar a equação de Boltzmann para um Universo FRLW (KOLB; TURNER, 1990), que é dada por,

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - \langle\sigma v\rangle(n^2 - n_0^2), \tag{2.20}$$

sendo n a densidade de número do WIMP, n_0 sua densidade de número no equilíbrio térmico, H a taxa de expansão de Hubble e $\langle\sigma v\rangle$ a média térmica da seção de choque de

aniquilação de WIMPs. O primeiro termo à direita desta equação representa a diminuição na densidade de número à medida que o Universo expande e o segundo termo está associado à variação na densidade de número devido à aniquilação em partículas padrão.

Usando a cinemática e a conservação da entropia podemos parametrizar a equação de Boltzmann em termos da temperatura. Obtivemos no capítulo 1 que para um universo dominado por radiação a seguinte relação é válida,

$$t = \frac{1}{2H}. \tag{2.21}$$

Substituindo a eq. (1.49),

$$\rho_r = \frac{\pi^2}{30} g_\star T^4, \tag{2.22}$$

na equação de Friedmann para um Universo plano ($k = 0$) desprezando a constante cosmológica ($\Lambda = 0$), temos,

$$H^2 = \frac{4\pi^3 G_N}{45} g_* T^4. \tag{2.23}$$

Substituindo (2.23) em (2.21), obtemos,

$$t = \sqrt{\frac{45}{16\pi^3 g_* G_N}} \frac{1}{T^2} \equiv \frac{\bigstar}{T^2}, \tag{2.24}$$

sendo g_* o número de graus de liberdade relativísticos, G_N a constante de gravitação Universal de Newton e definimos $\bigstar = \sqrt{\frac{45}{16\pi^3 g_* G_N}}$. Reescalando a temperatura em termos da massa da partícula, $x \equiv T/m$, ficamos com,

$$t = \frac{\bigstar}{x^2 m^2} \quad \rightarrow \quad dt = -\frac{2\bigstar}{x^3 m^2} dx. \tag{2.25}$$

Além disso, definindo $f \equiv n/T^3$ ou, em termos de x, $f \equiv n/(xm)^3$, teremos,

$$dn = \left(df + \frac{3n}{x^4 m^3} dx \right) x^3 m^3. \tag{2.26}$$

Substituindo (2.25) e (2.26) em (2.20), obtemos,

$$\frac{df}{dx} = m \sqrt{\frac{45}{4\pi^3 g_* G_N}} (f^2 - f_0^2) \langle \sigma v \rangle. \tag{2.27}$$

onde definimos $f_0 = n_0/T$. Iremos separar a solução da equação acima em três partes, a primeira antes, a segunda no momento e a terceira após o desacoplamento da WIMP.

Na era primordial n é próximo de seu valor no equilíbrio, isto é, $f \simeq f_0$, sendo f_0 o valor de f no equilíbrio. Para partículas não-relativísticas no equilíbrio vale a relação de dispersão ($E \simeq m + p^2/2m$) (para o caso relativístico recomendamos a referência (KOLB; TURNER, 1990)), e a densidade de número será dada por,

$$n_0 = \frac{g}{2\pi^3} \int d^3p \;\; e^{-E/T}, \tag{2.28}$$

substituindo a expressão acima para f_0, ficamos com,

$$f_0(x) = \frac{1}{T^3}\frac{4\pi g_*}{(2\pi)^3} e^{-m/T} \int_0^\infty p^2 dp \;\; e^{-p^2/(2mT)}, \tag{2.29}$$

que após alguma álgebra nos fornece,

$$f_0(x) = \frac{g^*}{2}\sqrt{\frac{1}{2\pi^3}} \;\; x^{-3/2} \;\; e^{-1/x}, \tag{2.30}$$

ou seja, no período em que $T \ll m$ temos que a densidade de número de WIMPs cai exponencialmente com a temperatura.

À medida que o Universo expande e esfria a taxa de aniquilação começa a se tornar desprezível e o termo de expansão começa a ser dominante, este é o conhecido período de desacoplamento. Neste momento, temos que as partículas saem do equilíbrio químico. Utilizando algumas aproximações (para maiores detalhes recomendamos a referência (MAMBRINI, 2015)), podemos estimar a temperatura de desacoplamento, que é dada por,

$$\frac{1}{x_F} = log\left[\frac{m}{2\pi^3}\sqrt{\frac{45}{4\pi^3 g_* G_N}}\langle\sigma v\rangle\sqrt{x_F}\right], \tag{2.31}$$

sendo x_F o valor tomado no desacoplamento. Resolvendo a equação acima iterativamente, obtemos $T_F \simeq m/20$.

Por fim, podemos tomar $f^2 \gg f_0^2$ e integrar a equação de Boltzmann para obter a densidade de ME hoje,

$$\frac{df}{dx} = m\sqrt{\frac{45}{4\pi^3 g_* G_N}}\langle\sigma v\rangle f^2, \tag{2.32}$$

onde integramos para o x no período do desacoplamento (x_f) até hoje ($T \simeq 0$ que implica em $x \simeq 0$), que nos fornece,

$$n(T_0) = \frac{1}{m}\left(\frac{T_0}{T_\gamma}\right)^3 T_\gamma^3\sqrt{\frac{4\pi^3 g_* G_N}{45}}\left[\int_0^{x_F}\langle\sigma v\rangle dx\right]^{-1} \tag{2.33}$$

sendo T_0 a temperatura da WIMP e T_γ a temperatura dos fótons hoje (CMB)[7]. A abundância relíquia, ou densidade relativa, da WIMP é definida por,

$$\Omega_{WIMP}h^2 = \frac{\rho_{WIMP}}{\rho_c} = \frac{\rho_{WIMP}}{8.1\times10^{-47}GeV^4}, \tag{2.34}$$

sendo,

$$\rho_{WIMP} = mn(T_0), \quad M_{Pl} = \sqrt{\frac{1}{G_N}}. \tag{2.35}$$

Substituindo (2.33) e (2.35) em (2.34), obtemos,

$$\Omega_{WIMP}h^2 = \frac{1.66}{M_{Pl}\times8.1\times10^{-47}GeV^4}\left(\frac{T_0}{T_\gamma}\right)^3 T_\gamma^3\sqrt{g_*}\left[\int_0^{x_F}\langle\sigma v\rangle dx\right]^{-1}. \tag{2.36}$$

[7] Devido ao perído distinto de desacoplamento temos diferentes temperaturas para o WIMP e o fóton.

Vemos que há uma dependência explícita da abundância de ME com a seção de choque de aniquilação, que depende do modelo de Física de Partículas adotado, ou seja, o cálculo da abundância da WIMP requer que saibamos todos os canais de aniquilação. Se no modelo existirem partículas com massa próxima a da WIMP devemos levar em conta canais de co-aniquilação para obter a abundância precisa, pois estas contribuições são bastante relevantes.

Na figura 18 mostramos a dependência da densidade de número com o tempo (ou inverso da temperatura do banho térmico). Neste ponto entendemos a importância das WIMPs fenomenologicamente, pois a exigência para se obter a abundância correta de WIMPs é que a seção de choque esteja na escala eletrofraca, que tem sido testada hoje.

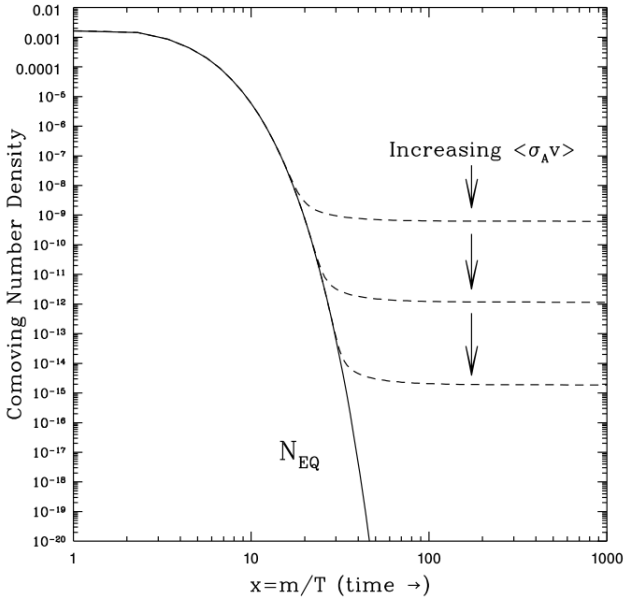

Figura 18 – Evolução da densidade de número de partículas estáveis considerando produção térmica (HOOPER, 2009).

Dentre os experimentos que fornecem a abundância de ME temos os satélites COBE, WMAP e Planck, sendo o mais atual o último. Na figura 19, mostramos a evolução na precisão das medições, além disso na tabela 4, mostramos a comparação entre os resultados. O valor observado para abundância pelo satélite Planck combinado ao WMAP é de $\Omega_{WIMP}h^2 = 0.1198(26)$ (OLIVE; GROUP, 2014a), este é um dos mais restritivos vínculos sobre ME e de extrema importância para vincular extensões do MP. No capítulo 4 faremos a análise da abundância de Neutralinos no modelo MSSM sob a luz dos resultados combinados WMAP+Planck.

No que segue, falaremos sobre os principais métodos de detecção das WIMPs, dentre eles, detecção direta, indireta e de colisor.

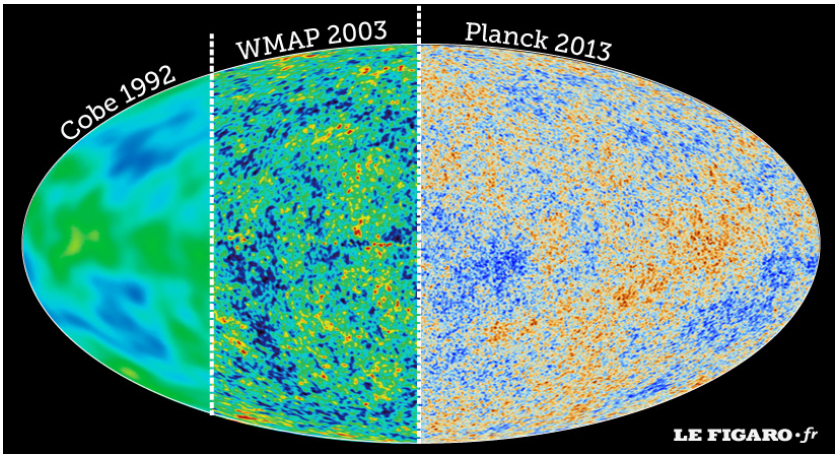

Figura 19 – Precisão dos satélites COBE, WMAP e Planck (<http://www.tuxboard.com/planck-nous-devoile-lenfance-de-lunivers/planck-cobe-1992-wmap-2003/>).

	Planck		*Planck*+WP	
Parameter	Best fit	68% limits	Best fit	68% limits
$\Omega_b h^2$	0.022068	0.02207 ± 0.00033	0.022032	0.02205 ± 0.00028
$\Omega_c h^2$	0.12029	0.1196 ± 0.0031	0.12038	0.1199 ± 0.0027
$100\theta_{MC}$	1.04122	1.04132 ± 0.00068	1.04119	1.04131 ± 0.00063
τ	0.0925	0.097 ± 0.038	0.0925	$0.089^{+0.012}_{-0.014}$
n_s	0.9624	0.9616 ± 0.0094	0.9619	0.9603 ± 0.0073
$\ln(10^{10} A_s)$	3.098	3.103 ± 0.072	3.0980	$3.089^{+0.024}_{-0.027}$
Ω_Λ	0.6825	0.686 ± 0.020	0.6817	$0.685^{+0.018}_{-0.016}$
Ω_m	0.3175	0.314 ± 0.020	0.3183	$0.315^{+0.016}_{-0.018}$
σ_8	0.8344	0.834 ± 0.027	0.8347	0.829 ± 0.012
z_{re}	11.35	$11.4^{+4.0}_{-2.8}$	11.37	11.1 ± 1.1
H_0	67.11	67.4 ± 1.4	67.04	67.3 ± 1.2
$10^9 A_s$	2.215	2.23 ± 0.16	2.215	$2.196^{+0.051}_{-0.060}$
$\Omega_m h^2$	0.14300	0.1423 ± 0.0029	0.14305	0.1426 ± 0.0025
$\Omega_m h^3$	0.09597	0.09590 ± 0.00059	0.09591	0.09589 ± 0.00057
Y_P	0.247710	0.24771 ± 0.00014	0.247695	0.24770 ± 0.00012
Age/Gyr	13.819	13.813 ± 0.058	13.8242	13.817 ± 0.048
z_*	1090.43	1090.37 ± 0.65	1090.48	1090.43 ± 0.54
r_*	144.58	144.75 ± 0.66	144.58	144.71 ± 0.60
$100\theta_*$	1.04139	1.04148 ± 0.00066	1.04136	1.04147 ± 0.00062
z_{drag}	1059.32	1059.29 ± 0.65	1059.25	1059.25 ± 0.58
r_{drag}	147.34	147.53 ± 0.64	147.36	147.49 ± 0.59
k_D	0.14026	0.14007 ± 0.00064	0.14022	0.14009 ± 0.00063
$100\theta_D$	0.161332	0.16137 ± 0.00037	0.161375	0.16140 ± 0.00034
z_{eq}	3402	3386 ± 69	3403	3391 ± 60
$100\theta_{eq}$	0.8128	0.816 ± 0.013	0.8125	0.815 ± 0.011
$r_{drag}/D_V(0.57)$	0.07130	0.0716 ± 0.0011	0.07126	0.07147 ± 0.00091

Tabela 4 – Comparação entre os parâmetros cosmológicos utilizando dados dos satélites Planck e WMAP (WP) + Planck (ADE et al., 2015).

2.4 Métodos de Detecção

Existem três métodos de detecção de ME como partícula, a detecção direta, a indireta e a de colisor (ver figura 20). Uma série de experimentos tem sido construídos com o intuito de buscar qualquer informação relevante a respeito desta partícula. Assim, vários experimentos têm vinculado seção de choque dependente (SD) e independente de spin (SI), seção de choque de aniquilação e intervalo de massa para estas WIMPs. Com isto, diversas extensões do MP têm sido vinculadas, e a complementaridade entre os experimentos tem sido extremamente importante.

Figura 20 – Possíveis tipos de detecção de ME (BI et al., 2013).

Na detecção direta, como estamos embebidos em um halo de ME esperamos que a WIMP possa interagir com núcleos do nosso detector. Dependendo do tipo de interação, colocamos vínculos sobre seção de choque SI e/ou SD. Dentre os principais experimentos recentes, podemos destacar o DAMA (BERNABEI et al., 2010), Cogent (AALSETH et al., 2014), CDMS (AGNESE et al., 2014), XENON (BROWN, 2014) e LUX (AKERIB et al., 2014).

Na detecção indireta de ME, esperamos observar através de telescópios e satélites, fluxos de produtos da aniquilação ou decaimento de ME. Como um exemplo, esperamos que haja uma grande densidade de ME no centro da galáxia ou no centro do sol, cujas observações astrofísicas relativas ao fluxo de partículas do MP, sejam elas anti-partículas, neutrinos ou fótons, nos fornecem vínculos sobre a seção de choque de aniquilação e espalhamento de WIMPs.

Outra forma de observar ME é através de colisores. Em experimentos como LHC é possível produzir partículas de ME através da aniquilação de partículas padrão, vinculando seção de choque de aniquilação de WIMPs. Modelos tem sido fortemente vinculados através deste método (CLINE et al., 2013; PESKIN, 2014; BERLIN et al., 2014).

Na figura 20, mostramos estes três tipos de detecção, e nas próximas seções detalharemos os tipos de detecção direta e indireta. Falaremos também sobre os principais experimentos atuais, dando ênfase aos vínculos mais recentes.

2.4.1 Detecção Direta

Experimentos de detecção direta de ME obtém a energia de recuo nuclear e a taxa de eventos, provenientes do espalhamento elástico ou inelástico de WIMPs com núcleos de detectores subterrâneos. A detecção direta de WIMPs é difícil, tanto pela sua interação muito fraca quanto pela dificuldade em distinguir o ruído[8], mesmo assim esperamos que haja este espalhamento, por causa do contínuo fluxo de WIMPs em torno da Via Láctea, aproximadamente[9] $10^4(GeV/m_\chi)cm^{-2}s^{-1}$ (milhares de WIMPs atravessam cada cm^2 da Terra em apenas $1s$), e esperamos também que através de forte blindagem dos detectores, sejamos capazes de distinguir o ruído.

A taxa de eventos depende da seção de choque diferencial de espalhamento elástico WIMP-nucleon ($\sigma_{\chi N}$), da densidade local de WIMPs (ρ_0), da distribuição de velocidades da ME ($f(v)$), da massa da WIMP (m_χ) e da massa do nucleon (m_N), conforme mostramos a seguir (BERTONE et al., 2005),

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho_0}{m_N m_\chi} \int_{v_{min}}^{\infty} v f(v) \frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R}(v, E_R) dv. \tag{2.37}$$

Considerando o espalhamento WIMP-nucleon no referencial do centro de massa (ver figura 21), temos que o momentum transferido pode ser obtido através da variável de Mandelstam t, $|q|^2 = -t = -(p_1^\mu - p_3^\mu)^2$, sendo $|q|$ o momentum transferido, p_1^μ o quadri-momentum da partícula inicial (ME) e p_3^μ o quadri-momentum da partícula final (quarks), de forma que ficamos com,

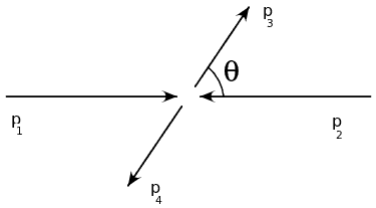

Figura 21 – Esquema de espalhamento no referencial do centro de massa com seus respectivos quadri-momenta.

$$-t = |q|^2 = 2\mu^2 v^2 (1 - \cos\theta), \tag{2.38}$$

[8] Outras possíveis interações que podem produzir efeitos parecidos com o de WIMPs.

[9] Estamos considerando o fluxo de WIMPs: $\Phi_\chi = \frac{\rho_\chi}{m_\chi}\langle v \rangle$, sendo $\rho_\chi = 0.3$ GeV cm^{-3} a densidade local padrão de ME, $m_\chi = 100$ GeV e $\langle v \rangle = 220$ km s^{-1} a velocidade média da WIMP na Terra.

sendo $\mu = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$ a massa reduzida, e θ o ângulo de espalhamento no referencial do centro de massa. A velocidade relativa da WIMP com relação à Terra é da ordem de 100 km/s, de forma que estamos tratando de um sistema não relativístico. Assim, a energia de recuo nuclear será dada por,

$$E_R = \frac{|q|^2}{2m_N} = \frac{\mu^2 v^2 (1 - \cos\theta)}{m_N}. \tag{2.39}$$

No limite no qual o ângulo de espalhamento tende à 180°, temos a situação em que a WIMP praticamente não se espalha com o nucleon do detector, o que possibilita extrair a velocidade mínima necessária para provocar uma reação no nucleon. Esta velocidade é dada por,

$$v_{min} = \sqrt{\frac{m_N E_R}{2\mu^2}}. \tag{2.40}$$

Portanto, a taxa de eventos total, somada sobre todas as energias de recuo possíveis, é a seguinte,

$$R = \int_{E_T}^{\infty} dE_R \frac{\rho_0}{m_N m_\chi} \int_{v_{min}}^{\infty} v f(v) \frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R}(v, E_R) dv, \tag{2.41}$$

sendo E_T a energia mínima a qual o detector é sensível, isto é, o limiar de energia que pode gerar sinal em cada detector.

A seção de choque WIMP-nucleon é, mais fundamentalmente, o resultado de uma soma sobre as interações entre os quarks e as WIMPs, que fornece uma interação efetiva WIMP-nucleon. Tal seção de choque depende completamente do modelo de física de partículas, que nos fornece o espalhamento entre os quarks e glúons e as WIMPs. De forma geral, ela pode ser dividida em uma parte SD e outra SI,

$$\frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R} = \left(\frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R}\right)_{SI} + \left(\frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R}\right)_{SD}. \tag{2.42}$$

A seção de choque de espalhamento $\sigma_{\chi N}$ pode ser reescrita em termos da amplitude de espalhamento $\mathcal{M}$ utilizando a Regra de Ouro de Fermi, em unidade de densidade de número de partículas, que é dada por,

$$\sigma_s v = \Gamma = 2\pi |\mathcal{M}_s|^2 \rho(E), \tag{2.43}$$

sendo σ_s a seção de choque de espalhamento, v a velocidade e $\rho(E)$ a densidade de estados para o estado final. A densidade de estados $\rho(E)$ final para uma WIMP com energia não-relativística, será a seguinte,

$$\rho(E) = \frac{dN}{dE} = \frac{4\pi}{(2\pi\hbar c)^3} E^2 N, \tag{2.44}$$

sendo N o número total de estados acessíveis ao sistema, de forma que é possível reescrever a seção de choque diferencial da seguinte forma,

$$\frac{d\sigma_s}{dq^2} = \frac{1}{\pi v^2} |\mathcal{M}|^2. \tag{2.45}$$

onde q é o momento transferido e v é a velocidade relativa entre a WIMP e o núcleo.

Usando a expressão acima, podemos reescrever a equação (2.42) em termos da amplitude de espalhamento. Tal amplitude $\mathcal{M}$ será diferente para seções de choque SD e SI (GOLWALA, 2000). Levando em consideração ambas as contribuições, a seção de choque diferencial toma a seguinte forma,

$$\frac{d\sigma_{\chi N}}{dq^2} = \frac{1}{4\mu_N^2 v^2}(\sigma_0^{SI} F_{SI}^2(q^2) + \sigma_0^{SD} F_{SD}^2(q^2)), \tag{2.46}$$

onde $\sigma_0^{SD,SI}$ é a seção de choque total calculada para o momentum transferido nulo (separamos a dependência do momento) e $F_{SD,SI}(q^2)$ o fator de forma (GOLWALA, 2000), que expressa a dependência com a forma do núcleo.

A diferença entre as duas seções de choque está associada ao tipo de interação entre WIMPs e quarks, isto é, está diretamente relacionada ao modelo de física de partículas. As seções de choque SD são aquelas cujo acoplamento entre quarks e WIMPs é do tipo vetor-axial (BERTONE, 2010a), considerando, por exemplo, que a ME é um férmion de Dirac ou Majorana, a lagrangeana pode ser dada por,

$$\mathcal{L} \supset \alpha_q^A (\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma_5\chi)(\bar{q}\gamma_\mu\gamma_5 q), \tag{2.47}$$

sendo α_q^A o acoplamento axial. A seção de choque diferencial mais geral possível neste caso, é dada por,

$$\left(\frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R}\right)_{SD} = \frac{16 m_N}{\pi v^2}\Lambda G_F^2 J(J+1)F(E_R), \tag{2.48}$$

onde G_F é a constante de Fermi, J é o spin do núcleo e Λ é um coeficiente que depende da física de partículas e da distribuição do spin nuclear J entre os nucleons.

As seções de choque SI estão associadas a acoplamentos entre quarks e WIMPs escalares e vetoriais (BERTONE, 2010a). A lagrangeana pode ser expressa da seguinte forma,

$$\mathcal{L} \supset \alpha_q^S (\bar{\chi}\chi)(\bar{q}q) + \alpha_q^V (\bar{\chi}\gamma^\mu\chi)(\bar{q}\gamma_\mu q), \tag{2.49}$$

sendo α_q^A e α_q^V os acoplamentos escalares e vetoriais. A seção de choque diferencial é dada pela seguinte expressão,

$$\left(\frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R}\right)_{SI} = \frac{2m_N}{\pi v^2}\left[[Z f^p + (A-Z)f^n]^2 + \frac{B_N^2}{256}\right] F^2(E_R), \tag{2.50}$$

sendo Z o número atômico, A o número de massa, $f^{p,n}$ os acoplamento WIMP-próton e WIMP-nêutron (determinados experimentalmente). Definimos B_N da seguinte forma,

$$B_N \equiv \alpha_u^V (A+Z) + \alpha_d^V (2A-Z), \tag{2.51}$$

sendo $\alpha_{u,d}^V$ os acoplamentos vetoriais para quarks tipo up e down. O primeiro termo do lado direito da expressão (2.52) representa a parte escalar e o segundo a parte vetorial. Para maiores detalhes nestes cálculos recomendamos a referência (BERTONE, 2010a).

Em geral, os acoplamentos de WIMPs com prótons e nêutrons são aproximadamente iguais ($f^p \simeq f^n$), de forma que, em boa aproximação, a seção de choque diferencial SI pode ser dada por,

$$\left(\frac{d\sigma_{\chi N}}{dE_R}\right)_{SI} = \frac{2m_N}{\pi v^2} A^2 (f^p)^2 F^2(E_R). \tag{2.52}$$

Então, vimos que existe uma dependência com o momento angular nuclear J para a seção de choque SD, e uma dependência com o número de massa A para seções de choque SI. Como os experimentos de detecção direta geralmente são feitos com alvos de núcleos pesados, tais como, Iodo, Silício, Germânio e Xenônio, geralmente estes experimentos são mais sensíveis a seções de choque SI. Neste trabalho teremos como foco os resultados de experimentos cujo núcleo alvo é o xenônio, que são os mais restritivos em detecção direta hoje, dentre eles o LUX (AKERIB et al., 2014) e Xenon1T (futuro) (APRILE, 2013), sobre os quais falaremos a seguir.

2.4.1.1 Experimentos de Detecção Direta: LUX e Xenon1T

Diante da dificuldade em detectar WIMPs, experimentos de detecção direta são desafiadores, uma série de cuidados com a blindagem devem ser tomados, além da necessidade de uma grande sensibilidade do detector, visto que, a energia de recuo esperada para uma WIMP com velocidade de aproximadamente 220 km/s está em torno de 10^{-3} keV (PANCI, 2014).

Portanto, em geral os detectores devem ser subterrâneos, para evitar que raios cósmicos interajam com núcleos-alvo do detector, também devem ser revestidos por materiais blindados, para evitar que partículas provenientes de decaimentos no túnel, tais como, nêutrons e partículas α, provoquem recuos nucleares análogos às WIMPs. Além disso, devem ser capazes de distinguir múltiplos espalhamentos, pois é praticamente impossível que a partícula de ME interaja mais de uma vez no detector.

Dentre os métodos de detecção da energia liberada pelo recuo nuclear consequente do espalhamento WIMP-nucleon, temos a detecção por cintilação, por fônons e por ionização.

Na detecção por cintilação, a WIMP ao interagir com o detector excita o núcleo-alvo cintilador, que ao voltar ao seu estado fundamental (de-excitação) emite um sinal luminoso, este sinal pode ser detectado por meio de fotomultiplicadores. Dentre os principais materiais cintiladores temos o NaI (Iodeto de Sódio) e o xenônio.

Na detecção por fônons, ao interagir com o detector as WIMPs provocam um pequeno aumento na temperatura, que pode ser medido por detectores criogênicos com baixíssimas temperaturas (em torno de mK).

Outro método de detecção é por ionização, no qual a interação das WIMPs provoca

a emissão de pares elétron-íon, que podem ser detectados por campos sensíveis à carga elétrica.

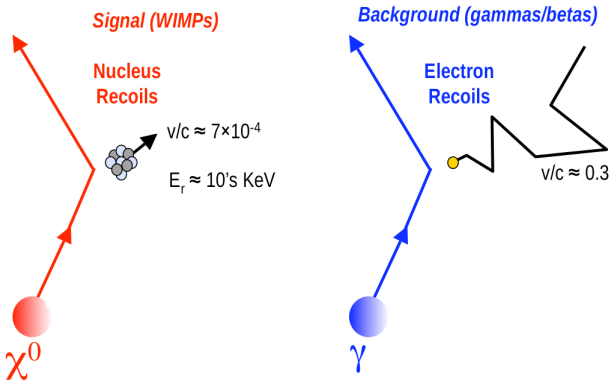

Figura 22 – Distinção entre recuos nucleares (WIMPs) e eletrônicos (ruído). Nêutrons também podem interagir com núcleos.

A maioria dos experimentos utiliza mais de um método de detecção, no intuito de obter mais precisão nos resultados e, além disso, permitir a distinção entre espalhamentos nucleares e eletrônicos (GOLWALA, 2000), pois apenas nêutrons e ME são capazes de interagir com o núcleo (ver figura 22 da direita) enquanto que outras partículas do ruído em geral interagem com elétrons provocando uma energia de ionização bem maior (ver figura 22 da esquerda), assim, através de calibração com fótons e nêutrons, alguns detectores são capazes de distinguir sinais provenientes do ruído e das WIMPS.

Os experimentos cujo material é o xenônio (líquido e gasoso) são os mais restritivos atualmente. Eles utilizam dois métodos de detecção, que são a cintilação e a ionização, sendo, portanto, capazes de distinguir com boa precisão recuos eletrônicos de nucleares. Além do mais, possuem uma boa sensibilidade a WIMPs cuja seção de choque é SI, por possuir um alto número de massa A, conforme vimos na equação (2.52). São capazes, também, de detectar as SD através dos isótopos estáveis do xenônio ($Xe^{129,131}$) que possuem nêutrons não-pareados com momento angular nuclear não nulo (J).

Os principais experimentos SI baseados em xenônio são o XENON10, XENON100 e XENON1T (futuro) (BROWN, 2014) e o LUX (AKERIB et al., 2014) cujos limites experimentais são mostrados na figura 23. Além destes existem vários outros experimentos de detecção direta SI, dentre eles, DAMA (BERNABEI et al., 2008), CoGent (AALSETH et al., 2014), CRESST (ANGLOHER et al., 2012), COUPP (BEHNKE et al., 2012), CDMS II (AGNESE et al., 2013b; AGNESE et al., 2013a), cujos resultados convergem para uma ME leve. Como se pode ver na figura, existe um conflito entre os resultados para seção de choque SI. Por exemplo, o experimento DAMA afirma ter observado WIMPs na região mostrada, porém a região está excluída pelos experimentos XENON e LUX. A análise detalhada destes outros experimentos está além de nosso interesse nesta dissertação,

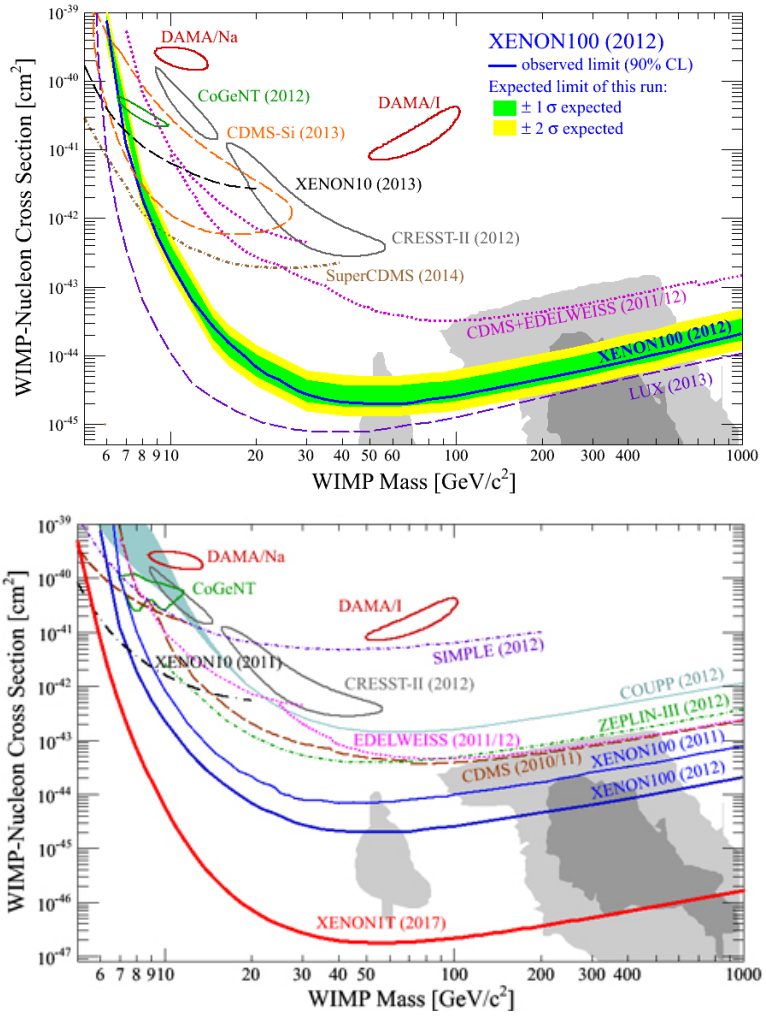

Figura 23 – Limites experimentais atuais em detecção direta de ME para interação spin-independente no plano $\sigma_{SI} \times m_\chi$. A primeira figura mostra o vínculo experimental do LUX (SCHUMANN, 2014) comparado a outros experimentos, enquanto a segunda mostra o que esperamos do limite experimental do XENON1T (APRILE, 2013), que claramente será mais restritivo que o LUX.

para maiores detalhes recomendamos as referências acima citadas.

Para seção de choque SD o XENON100 está entre os mais restritivos e mostramos na figura 24 os principais limites experimentais. No que segue, falaremos brevemente sobre detecção indireta de ME.

2.4.2 Detecção Indireta

Outro importante método de detecção de ME, apesar de não utilizarmos nesta análise, é a indireta. O fato de estarmos embebidos em um halo de ME nos leva à possibilidade de que produtos de sua aniquilação ou decaimento cheguem até nós. Logo, qualquer fluxo de partículas, dentre as principais fótons, antipartículas e neutrinos, além do esperado astrofisicamente, pode ser indício da aniquilação ou decaimento de ME. Na

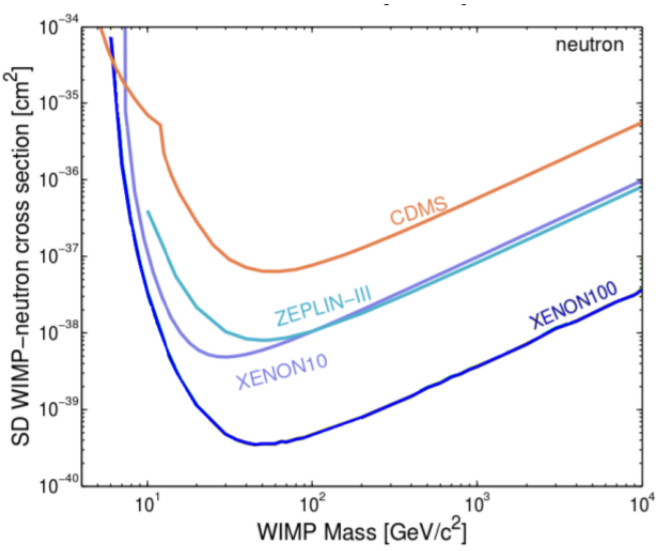

Figura 24 – Principais limites em detecção direta de ME dependente de spin (SCHUMANN, 2015).

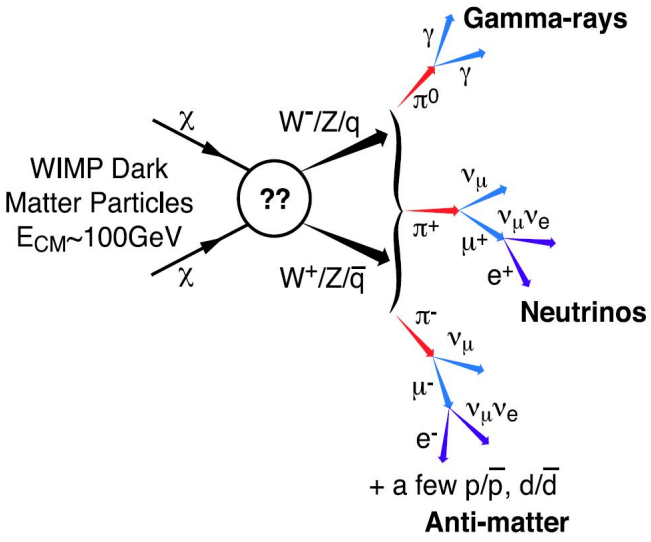

Figura 25 – Possíveis canais de produção primária e secundária de ME (VITALE; MORSELLI, 2009).

figura 25 mostramos alguns dos possíveis canais de aniquilação para uma energia de centro de massa $E_{CM} = 100$ GeV.

Portanto, devemos levar em consideração a distribuição de ME na galáxia, quais os seus possíveis canais de aniquilação e as perdas de energia sofridas na propagação das partículas de onde elas se aniquilaram até nós.

Dentre os principais perfis de halo de ME, que determinam como esta matéria se distribui na galáxia, temos o perfil Navarro, Frenk and White (NFW) (NAVARRO et al., 1996), Einasto (GRAHAM et al., 2006; NAVARRO et al., 2010), Isothermal

(BEGEMAN et al., 1991; BAHCALL; SONEIRA, 1980), Burket (BURKERT, 1996) e Moore (DIEMAND et al., 2004). Os perfis de halo NFW, Einasto e Moore baseiam-se em simulações numéricas de N-corpos, enquanto que os perfis Isothermal e Burket em curvas de rotações de galáxias. Algumas simulações atuais estão considerando bárions, que apesar de praticamente insignificantes com relação à densidade de ME, podem interferir nos perfis de halo (CIRELLI et al., 2011). Na figura 26 mostramos os gráficos da densidade de ME (ρ_{DM}) *versus* a distância ao centro da galáxia (r) para cada perfil mencionado. As diferenças entre os perfis são observadas principalmente no centro da galáxia, portanto, é importante que análises de fluxos de partículas vindas do centro da galáxia levem em conta diferentes perfis.

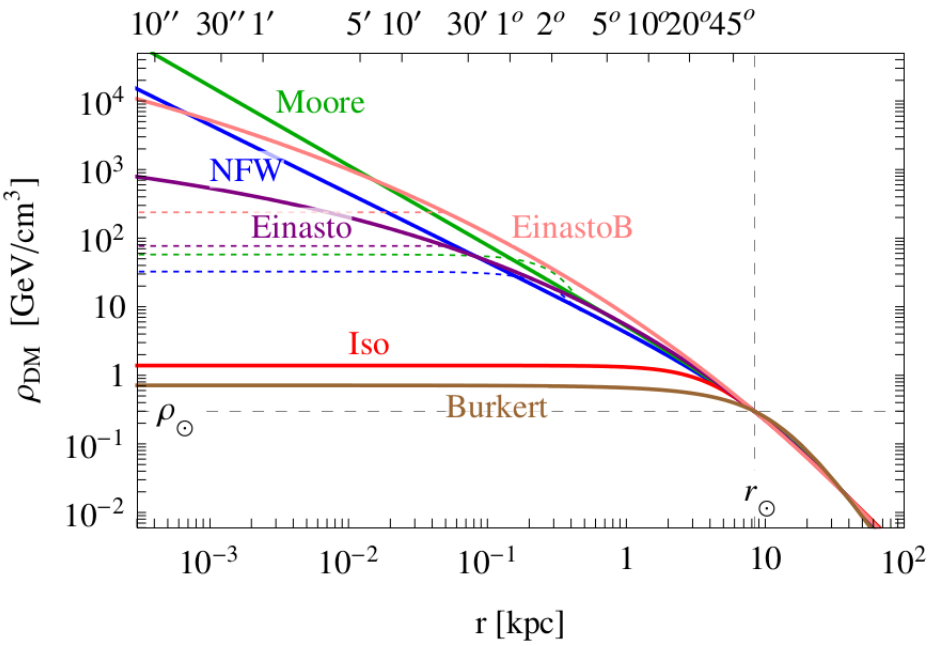

Figura 26 – Distribuição de ME na galáxia de acordo com os principais perfis de halo (CIRELLI et al., 2011).

Como já havíamos exposto, as partículas de ME se aniquilam em partículas do MP, o que chamaremos aqui de produção primária, e dentre os principais canais de produção primária, supondo que estamos tratando de WIMPs, temos elétrons, múons, quarks, bósons de gauge e suas respectivas antipartículas. As partículas estáveis se propagam até nós, mas as instáveis poderão decair produzindo o que chamamos de canais secundários ou, para o caso dos quarks, passar pelo processo conhecido como hadronização, isto é, formação de hádrons (prótons, nêutrons, dêuterons). Na tabela 5, colocamos as partículas primárias que são produzidas com seus respectivos produtos observados com nossos telescópios e/ou satélites.

Os principais pacotes numéricos que simulam a propagação das partículas são o Pythia (SJOSTRAND et al., 2008) e o Herwig (CORCELLA et al., 2001). Partículas

Canais primários	O que observamos
$e^{\pm}$	$e^{\pm}$, γ
$\mu^{\pm}$	$e^{\pm}$, γ, ν, $\bar{\nu}$
q, $\bar{q}$	p, $\bar{p}$, d, $\bar{d}$, γ, ν, $\bar{\nu}$
$W^{\pm}$, Z	$e^{\pm}$, γ, ν, $\bar{\nu}$, p, $\bar{p}$, d, $\bar{d}$

Tabela 5 – Principais canais de aniquilação de ME primários e os respectivos produtos observados na Terra.

carregadas tendem a ser desviadas por campos magnéticos e pela intensa interação com as partículas do meio e, portanto, muitas vezes tem suas direções desviadas com relação à fonte. Partículas neutras como fótons e neutrinos não são desviadas, fornecendo-nos informações a respeito da localização da fonte astrofísica que está emitindo os sinais, o que torna detecção de Raios γ bastante importante. Outra importante fonte de informação é a de antipartículas, visto que seu percentual no Universo é bastante suprimido. Tais fluxos podem ser provenientes de aniquilação de ME, pois produz a mesma proporção de partículas e antipartículas. Em linhas gerais, precisamos olhar para os canais e alcance de energia e comparar com o ruído de processos astrofísicos já conhecidos.

O fluxo esperado proveniente da aniquilação de ME é obtido por meio de uma equação de difusão. Cada produto de aniquilação obedecerá a uma equação específica, por exemplo, para elétrons e pósitrons temos,

$$\frac{d\Phi_{e^{\pm}}}{dE}(E,\vec{x}) = \frac{v_{e^{\pm}}}{4\pi b(E,\vec{x})}\frac{1}{2}\left(\frac{\rho(\vec{x})}{M_{\chi}}\right)^2 \sum_f \langle\sigma v\rangle_f \int_E^{M_{\chi}} dE_s \frac{dN^f_{e^{\pm}}}{dE}(E_s) I(E,E_s,\vec{x}), \tag{2.53}$$

sendo $b(E,\vec{x})$ o parâmetro associado à perda de energia devido a processos como espalhamento Compton, radiação síncrotron, entre outros, $\rho(\vec{x})$ a densidade de ME, o índice f corre sobre todos os possíveis canais de aniquilação que fornecem como produto $e^{\pm}$, $\frac{dN}{dE}$ a densidade de estados e $I(E,E_s,\vec{x})$ é a função de halo generalizada, que leva em consideração toda a parte astrofísica associada à propagação da partícula, por exemplo, interação com gases e campos magnéticos.

Quanto aos raios γ, para a produção direta, isto é, via aniquilação de ME em nível de loop (ou em nível de árvore se a ME for mili-carregada), temos a seguinte expressão para o fluxo,

$$\frac{d\Phi_{\gamma}}{d\Omega dE} = \frac{1}{2}\frac{r_{\odot}}{4\pi}\left(\frac{\rho_{\odot}}{M_{\chi}}\right)^2 J \sum_f \langle\sigma v\rangle_f \frac{dN^f_{\gamma}}{dE}, \tag{2.54}$$

o fator J leva em consideração a parte astrofísica do observador até a fonte, sendo, portanto, integrado sobre a linha de visão (l.o.s) e definido por,

$$J = \int_{l.o.s} \frac{ds}{r_{\odot}}\left(\frac{\rho(r(s,\theta))}{\rho_{\odot}}\right)^2, \tag{2.55}$$

sendo ρ a densidade de ME, o índice $\odot$ indica a localização do sistema solar na galáxia.

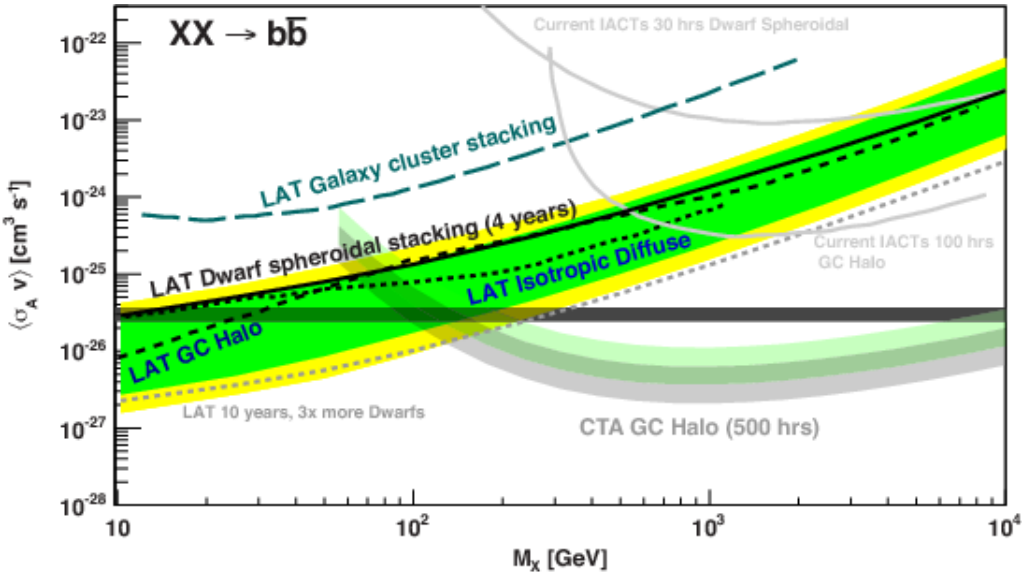

Figura 27 – Limites superiores experimentais atuais do telescópio Fermi-LAT e o que se espera do CTA (FUNK, 2013). Mostramos diversos vínculos do Fermi-LAT de fluxos de raios-γ provenientes de diferentes fontes, a região mais clara mostra a sensibilidade futura do CTA. A faixa preta mostra a pequena região "padrão", compatível com a abundância correta de ME.

Dentre os principais instrumentos de detecção de raios γ temos o Fermi-LAT, o H.E.S.S, o Veritas e futuramente o Cherenkov Array Telescope (CTA). Na figura 27, mostramos os limites experimentais atuais do Fermi-LAT e também a sensibilidade do CTA. Dentre os limites do Fermi-LAT temos os vínculos de galáxias esferoidais anãs (linha sólida preta), do ruído isotrópico de raios γ (IGRB) (pontilhado) e do centro galáctico (CG) (tracejado) usando perfil de halo NFW. Temos também a sensibilidade esperada do CTA para o CG para dois perfis distintos de halo, o NFW (cinza claro) e o Einasto (verde claro).

Assim, encerramos nossa discussão a respeito de ME, falaremos a seguir do Modelo sobre o qual faremos a análise da viabilidade de seu possível candidato à ME, o neutralino no cenário do MSSM vinculado CMSSM/mSUGRA.

3 Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo

O MP, apesar de ser uma teoria extremamente precisa e que fornece uma excelente descrição do mundo microscópico até a escala de TeV, não consegue descrever certos fenômenos como massa de neutrinos, hierarquia, Matéria Escura, dentre outros. Tais problemas nos levam à constatação de que o MP deve estar embebido em uma teoria maior, isto é, uma teoria que seja capaz de descrever a física em mais altas escalas de energia.

Uma das mais elegantes e sofisticadas extensões do MP é a Supersimetria (SUSY). Uma das principais motivações de SUSY consiste no fato de resolver o problema da hierarquia, além disso, teorias supersimétricas fornecem solução para o problema da ME e a unificação dos acoplamentos das interações fraca, forte e eletromagnética em altas energias, além de outros. E uma de suas características mais importantes é a previsibilidade e possível testabilidade, pois em cenários onde a massa dos superparceiros está em torno de poucos TeV, é possível observar seus traços em aceleradores como LHC. Tais características tornam SUSY uma das mais bem motivadas teorias atuais (MARTIN, 2010). Baseada na inclusão de uma nova simetria do espaço-tempo, a supersimetria relaciona bósons e férmions, ou seja, o operador espinorial de supersimetria (Q) leva estados fermiônicos em estados bosônicos e vice-versa,

$$Q|fermion\rangle = |boson\rangle \qquad Q|boson\rangle = |fermion\rangle, \tag{3.1}$$

de forma que o conteúdo de campos do modelo é duplicado. A lagrangeana que descreve qualquer modelo supersimétrico deve conter mesmo número de graus de liberdade para férmions e bósons.

É importante ressaltar que quando aplicamos duas vezes o operador de supersimetria (Q) obtemos uma translação, garantindo que a supersimetria é uma simetria do espaço-tempo. Isto nos leva, consequentemente, a uma necessidade de extensão da álgebra de Poincaré, que inclui rotações, translações e boosts, cujas relações de comutação são dadas por,

$$\begin{aligned} [P_\mu, P_\nu] &= 0, \\ [M_{\mu\nu}, P_\lambda] &= i(g_{\nu\lambda}P_\mu - g_{\mu\lambda}P_\nu), \\ [M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] &= -i(g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} + g_{\mu\sigma}M_{\nu\rho} + g_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} + g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho}), \end{aligned} \tag{3.2}$$

sendo $P_\mu \equiv i\partial_\mu$ o gerador das translações espaciais e temporais e $M_{\mu\nu}$ o tensor covariante que define a álgebra das transformações de Lorentz[1] (boosts e rotações).

[1] Sendo $M_{ij} = \epsilon_{ijk}J_k$ e $M_{0i} = -M_{i0} = -K_i$, onde J_k é o gerador das rotações e K_i o gerador dos boosts

Após a inclusão do operador de supersimetria, a álgebra passa a ser a álgebra de supersimetria conhecida como álgebra super-Poincaré, definida pelas relações de comutação e anti-comutação (devido ao caráter espinorial de Q), que inclui além das relações (3.2) as seguintes,

$$\begin{aligned} [P_\mu, Q_a] &= 0, \\ [M_{\mu\nu}, Q_a] &= -(\frac{1}{2}\sigma_{\mu\nu})_{ab} Q_b, \\ \{Q_a, \bar{Q}_b\} &= 2(\gamma^\mu)_{ab} P_\mu, \end{aligned} \tag{3.3}$$

onde os índices a e b variam sobre todas as cargas dos grupos de simetria associados e γ_μ são as matrizes de Dirac (ver apêndice A). Definimos $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$. Como consequência da primeira das relações (3.3), temos que o operador de supersimetria Q comuta com o operador P^2, o que implica que os superparceiros terão a mesma massa. Além disso, o operador de SUSY comuta com os operadores das transformações de gauge, isto é, todos os números quânticos dos superparceiros são os mesmos, logo, terão mesma carga elétrica, mesmo isospin fraco e mesma carga de cor, com exceção do spin que difere pelo fator de 1/2.

A versão supersimétrica mínima do MP é o Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo, mais conhecido pela sigla que vem do inglês, MSSM, e trata-se do modelo em que analisaremos o problema da DM daqui por diante nesta dissertação. O MSSM é capaz de resolver alguns problemas que o MP não resolve, mas não todos, de forma que existem várias outras versões supersimétricas de extensões do MP. Para a nomenclatura do MSSM ficou estabelecido que cada parceiro de spin-0 dos quarks e léptons terá acrescido a letra "s" como prefixo, por exemplo, quarks serão squarks e léptons serão sléptons, e para cada superparceiro fermiônico dos bósons escalares e vetoriais será adicionado o sufixo "ino", por exemplo, dos bóson de gauge serão chamados gauginos e do higgs, higgsinos. Cada parceiro supersimétrico será representado por um "$\sim$". Assim temos, por exemplo, que os superparceiros do elétron de mão-direita e de mão-esquerda serão representados por $\tilde{e}_L$ e $\tilde{e}_R$. É importante perceber que apesar de estarmos discriminando os parceiros supersimétricos dos férmions quirais com rótulos de quiralidade, trata-se apenas de uma denotação prática, sem qualquer intenção de associar o conceito de quiralidade a campos escalares.

É importante enfatizar que por questão de consistência da teoria (cancelamento de anomalias) existe a necessidade da inclusão de um novo dubleto de Higgs além do padrão. Em teorias supersimétricas um único dubleto de Higgs, cuja hipercarga é $Y = 1/2$, é suficiente para dar massa apenas aos quarks tipo-up, para que possamos dar massa aos quarks tipo-down e aos léptons carregados, se faz necessária a inclusão de um dubleto cuja hipercarga é $Y = -1/2$. Se lembrarmos do MP, para dar massa a todas as partículas, precisamos rotacionar o dubleto da seguinte forma $\tilde{\phi} = i\sigma_2\phi^*$, onde ϕ é o Higgs padrão e σ_2 é a segunda componente da matriz de Pauli (definida no apêndice A). Em SUSY,

Nomes		Spin 0	Spin 1/2	$(SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y)$
squarks, quarks	Q	$(\tilde{u}_L \quad \tilde{d}_L)^T$	$(u_L \quad d_L)^T$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
(×3 famílias)	$\bar{u}$	$\tilde{u}_R^*$	$u_R^\dagger$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
	$\bar{d}$	$\tilde{d}_R^*$	$d_R^\dagger$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
sléptons, léptons	L	$(\tilde{\nu} \quad \tilde{e}_L)^T$	$(\nu \quad e_L)^T$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
(×3 famílias)	$\bar{e}$	$\tilde{e}_R^*$	$e_R^\dagger$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
higgs, higgsinos	H_u	$(H_u^+ \quad H_u^0)^T$	$(\tilde{H}_u^+ \quad \tilde{H}_u^0)^T$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{2})$
	H_d	$(H_d^0 \quad H_d^-)^T$	$(\tilde{H}_d^0 \quad \tilde{H}_d^-)^T$	$(\mathbf{1}, \bar{\mathbf{2}}, -\frac{1}{2})$

Tabela 6 – Supermultipletos quirais no Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MARTIN, 2010) cujas propriedades de transformação pelo grupo de gauge do MP são dados na última coluna.

Nomes	Spin 1/2	Spin 1	$(SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y)$
gluinos, glúons	$\tilde{g}$	g	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
winos, bósons W	$\tilde{W}^\pm \; \tilde{W}^0$	$W^\pm \; W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
bino, bóson B	$\tilde{B}^0$	B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Tabela 7 – Supermultipletos de gauge no Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MARTIN, 2010) com as cargas associadas.

um único dubleto levaria a inconsistências com a teoria (anomalias de gauge), portanto, a inclusão do novo dubleto nos fornece a solução para este problema (BAER; TATA, 2006). Definiremos os dubletos de Higgs por $H_u = (H_u^+, H_u^0)^T$ e $H_d = (H_d^0, H_d^-)^T$. Seus superparceiros são denotados por $\tilde{H}_u$ e $\tilde{H}_d$, nas tabelas 6 e 7 definimos todas as partículas do MSSM com suas respectivas cargas e spins.

Mencionamos anteriormente que um dos problemas que estão além da descrição física do MP é o problema da hierarquia, também conhecido como naturalidade ou divergências quadráticas. Tal problema consiste na correção da massa do higgs em nível de loop, levando a uma massa várias ordens de grandeza maior que o esperado. Todas as partículas que interagem com o higgs e que, consequentemente, adquirem massa através do higgs, fornecem correções em sua massa (ver diagramas 28). Tais correções são proporcionais ao logaritmo do "cut-off" na integral, Λ_{UV} (possivelmente uma escala de grande unificação da ordem de 10^{14-16} GeV), ou são quadráticas neste "cut-off", o que implicaria em ajustes extremamente finos na massa do Higgs em cada ordem em teoria de perturbação. A deselegância de um tal resultado leva a crer que esta situação teórica possa não corresponder à realidade da física das partículas elementares.

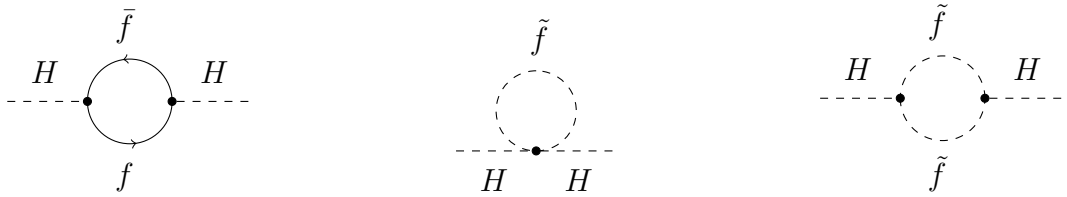

Figura 28 – Alguns diagramas que fornecem correções na massa do bóson de Higgs no MSSM.

Por exemplo, temos que acoplamentos fermiônicos (ver diagrama 28 da esquerda), cujo termo na lagrangeana é dado por $-\lambda_f \bar{f} f H$, levam à seguinte correção na massa do higgs (h),

$$\Delta m_h^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2}\Lambda_{UV}^2 + ..., \tag{3.4}$$

sendo Λ_{UV} o momento de corte ultravioleta utilizado para regularizar a integral do loop e as reticências representam correções de ordem mais alta. No MSSM estas correções são canceladas pelos superparceiros escalares dos quarks e léptons. Tais escalares se acoplam com o higgs, cujo termo na lagrangeana é $\lambda_s HHSS$ (ver figura 28 direita), e fornecem uma contribuição para a massa do higgs de acordo com,

$$\Delta m_h^2 = \frac{\lambda_s}{16\pi^2}\Lambda_{UV}^2 + ..., \tag{3.5}$$

se tomarmos $|\lambda_f|^2 = \lambda_s$ teremos as correções necessárias para cancelar as divergências.

Mencionamos que os parceiros supersimétricos devem possuir a mesma massa (ver pg. 76), tal afirmação leva a um pequeno problema, se houvessem partículas diferindo apenas pelo spin com exatamente as mesmas características, experimentos como o LHC já teriam observado os parceiros supersimétricos das partículas leves ou sem massa. Logo, devemos supor que a supersimetria é uma simetria quebrada, de tal maneira que a diferença de massa entre as partículas e seus parceiros supersimétricos residam na escala de centenas de GeV, a fim de garantir sua não observância. Atualmente existem modelos bem motivados teoricamente para esta quebra, pois não se sabe exatamente como ela ocorreu (LUTY, 2005). Através destes modelos, podemos inferir quais termos surgiriam na lagrangeana, então utilizamos a chamada quebra soft de SUSY, que é uma quebra explícita, ou seja, que ocorre através da inclusão de termos que violam explicitamente a supersimetria no superpotencial. Tal quebra é chamada soft pois não altera significativamente os acoplamentos da lagrangeana não gerando problemas com as divergências quadráticas (MARTIN, 2010).

Discutidos os principais aspectos que envolvem teorias supersimétricas partiremos para a construção do superpotencial no MSSM.

3.1 Superpotencial

Para que possamos construir qualquer modelo supersimétrico devemos dispor do grupo de simetria associado, que em nosso caso será o padrão, $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$). Devemos selecionar o conteúdo de matéria, todos os campos serão promovidos a supercampos quirais ou de gauge, consistente com a construção de uma teoria invariante por transformações de Poincaré, supersimétricas e de gauge, além de ser renormalizável. É importante enfatizar que temos a inclusão de um novo dubleto de higgs com hipercarga oposta. Com a simetria e os campos em mãos, será necessário construir o superpotencial, que deve ser invariante por todas as simetrias mencionadas e fenomenologicamente viável. Com o superpotencial podemos computar a lagrangeana mestra, que descreve qualquer modelo supersimétrico, também construída com base em todos os princípios de simetria, garantindo a viabilidade da teoria. Finalmente, incluímos os termos de quebra soft, que contém os termos de quebra de supersimetria.

A lagrangeana mestra é dada por,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= \sum_i (D_\mu S_i)^\dagger (D^\mu S_i) + \frac{i}{2}\sum_i \bar{\psi}_i \not{D}\psi_i + \sum_{\alpha,A}\left[\frac{i}{2}\bar{\lambda}_{\alpha A}(\not{D}\lambda)_{\alpha A} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu\alpha A}F^{\mu\nu}_{\alpha A}\right] \\
&- \sqrt{2}\sum_{i,\alpha,A}\left(S_i^\dagger g_\alpha t_{\alpha A}\bar{\lambda}_{\alpha A}\frac{1-\gamma_5}{2}\psi_i + h.c.\right) \\
&- \frac{1}{2}\sum_{\alpha,A}\left[\sum_i S_i^\dagger g_\alpha t_{\alpha A} S_i + \xi_{\alpha A}\right]^2 - \sum_i \left|\frac{\partial \hat{f}}{\partial \hat{S}_i}\right|^2_{\hat{S}=S} \\
&- \frac{1}{2}\sum_{i,j}\bar{\psi}_i\left[\left(\frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial \hat{S}_i \partial \hat{S}_j}\right)_{\hat{S}=S}\frac{1-\gamma_5}{2} + \left(\frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial \hat{S}_i \partial \hat{S}_j}\right)^\dagger_{\hat{S}=S}\frac{1+\gamma_5}{2}\right]\psi_j,
\end{aligned} \tag{3.6}$$

sendo as derivadas covariantes dadas por,

$$D_\mu S = \partial_\mu S + i\sum_{\alpha,A} g_\alpha t_{\alpha A} V_{\mu\alpha A} S, \tag{3.7}$$

$$D_\mu \psi = \partial_\mu \psi + i\sum_{\alpha,A} g_\alpha (t_{\alpha A} V_{\mu\alpha A})\psi_L - i\sum_{\alpha,A} g_\alpha (t^*_{\alpha A} V_{\mu\alpha A})\psi_R, \tag{3.8}$$

$$(\not{D}\lambda)_{\alpha A} = \not{\partial}\lambda_{\alpha A} + i g_\alpha \left(t^{adj}_{\alpha B}\not{V}_{\alpha B}\right)_{AC}\lambda_{\alpha C}, \tag{3.9}$$

$$F_{\mu\nu\alpha A} = \partial_\mu V_{\nu\alpha A} - \partial_\nu V_{\mu\alpha A} - g_\alpha f_{\alpha ABC} V_{\mu\alpha B} V_{\nu\alpha C}. \tag{3.10}$$

Os índices i e j discriminam o tipo de campo, o índice A está associado ao grupo de gauge e o índice α permite acoplamentos mais gerais, para quando não estamos tratando de uma teoria de gauge simples. Os campos λ (fermiônicos) e V_μ (bosônicos) representam as componentes do supercampo de gauge, os campos S (bosônicos) e ψ (fermiônicos) representam as componentes do supercampo quiral, $\hat{f}$ representa o superpotencial, t_α representa os geradores do grupo de simetria, t^{adj}_α representa os geradores do grupo de simetria na representação adjunta, ξ um fator adicionado para manter a lagrangeana

Field	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
$\hat{L} = \begin{pmatrix} \hat{\nu}_{eL} \\ \hat{e}_L \end{pmatrix}$	**1**	**2**	-1
$\hat{E}^c$	**1**	**1**	2
$\hat{Q} = \begin{pmatrix} \hat{u}_L \\ \hat{d}_L \end{pmatrix}$	**3**	**2**	$\frac{1}{3}$
$\hat{U}^c$	$\mathbf{3}^*$	**1**	$-\frac{4}{3}$
$\hat{D}^c$	$\mathbf{3}^*$	**1**	$\frac{2}{3}$
$\hat{H}_u = \begin{pmatrix} \hat{h}_u^+ \\ \hat{h}_u^0 \end{pmatrix}$	**1**	**2**	1
$\hat{H}_d = \begin{pmatrix} \hat{h}_d^- \\ \hat{h}_d^0 \end{pmatrix}$	**1**	$\mathbf{2}^*$	-1

Tabela 8 – Supercampos de Higgs e de matéria com suas respectivas propriedades de transformação (BAER; TATA, 2006).

invariante de gauge para o caso não-abeliano (termo D de Fayet-Iliopoulos) e g_α representa os acoplamentos de gauge para o α-ésimo fator de grupo. Os campos de higgs e fermiônicos são promovidos a supercampos quirais de mão esquerda e os campos de gauge são promovidos a supercampos de gauge. É importante ressaltar que cada supercampo contém o mesmo número de graus de liberdade fermiônicos e bosônicos.

A primeira linha da lagrangeana mestra (3.6) descreve como se dá as interações envolvendo bósons de gauge, a segunda linha descreve as interações dos gauginos com as componentes escalares e fermiônicas, a terceira linha descreve o potencial escalar e a quarta linha as interações de Yukawa que fornecem os termos de massa para os férmions.

Como já havíamos falado a construção do superpotencial deve, obviamente, ser invariante sob todas as simetrias do modelo. O superpotencial que se adequa as simetrias do MP é o seguinte,

$$\hat{f} = \mu \hat{H}_u^a \hat{H}_{da} + \sum_{i,j=1,3} \left[(\mathbf{f}_u)_{ij} \epsilon_{ab} \hat{Q}_i^a \hat{H}_u^b \hat{U}_j^c + (\mathbf{f}_d)_{ij} \hat{Q}_i^a \hat{H}_{da} \hat{D}_j^c + (\mathbf{f}_e)_{ij} \hat{L}_i^a \hat{H}_{da} \hat{E}_j^c \right], \tag{3.11}$$

sendo a e b índices de dubleto $SU(2)_L$, $\hat{H}_u$ e $\hat{H}_d$ os supercampos de Higgs, $\hat{Q}^a$, $\hat{U}^c$, $\hat{D}^c$ os supercampos associados aos quarks e $\hat{L}^a$, $\hat{E}^c$ os supercampos associados aos léptons, na tabela 8, mostramos todos os supercampos com suas respectivas propriedades de transformação. Todos os termos estão contraídos, sendo que o segundo termo, por envolver dois multipletos que se transformam na mesma representação **2** de $SU(2)_L$ exige o tensor anti-simétrico ϵ_{ab} para tal. Todos os índices de cor estão trivialmente contraídos, e estão implícitos. O superpotencial também é invariante por hipercarga ($U(1)_Y$).

Os números bariônicos (B), 1/3 ($-1/3$) para quarks (anti-quarks), e leptônicos (L), 1 (-1) para léptons (anti-léptons), e zero para ambos supercampos de higgs e gauge, também são conservados no superpotencial. Entretanto, podem existir termos no superpotencial

que não conservam estes números quânticos, mas conservam todas as outras simetrias mencionadas. Por exemplo, para o MSSM, poderíamos ter termos que violam número leptônico,

$$\hat{f}_{\not L} = \sum_{i,j,k} \left[\lambda_{ijk} \epsilon_{ab} \hat{L}_i^a \hat{L}_j^b \hat{E}_k^c + \lambda'_{ijk} \epsilon_{ab} \hat{L}_i^a \hat{Q}_j^b \hat{D}_k^c \right] + \sum_i \mu'_i \epsilon_{ab} \hat{L}_i^a \hat{H}_u^b, \tag{3.12}$$

e violam número bariônico,

$$\hat{f}_{\not B} = \sum_{i,j,k} \lambda''_{ijk} \hat{U}_i^c \hat{D}_j^c \hat{D}_k^c, \tag{3.13}$$

mas que são consistentes com as simetrias padrão $(SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y)$. Tais termos são perigosos pois levam ao decaimento do próton. Por exemplo, os termos dos potenciais acima mencionados $\lambda''^{*112} u_1 d_1 \tilde{s}_R$ e $\lambda'^{112} e_1 u_1 \tilde{s}_R$ nos fornecem o diagrama 29. Usando vínculos de violação de números leptônico e bariônico, é possível impor limites sobre estes acoplamentos, de forma que eles são bastante suprimidos, para maiores detalhes recomendamos as referências (MARTIN, 2010; BHATTACHARYYA; CHOUDHURY, 1995; BHATTACHARYYA, 1997).

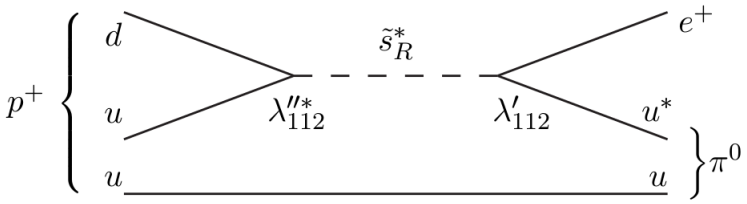

Figura 29 – Decaimento do Próton (MARTIN, 2010).

Entretanto, no MSSM para que termos como estes, que violam número leptônico e bariônico, sejam proibidos no superpotencial, incluímos uma simetria Z_2, que neste caso é a paridade R (FARRAR; FAYET, 1978), definida por,

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2s} \tag{3.14}$$

sendo s o spin da partícula associada. As partículas padrão são pares e as partículas supersimétricas são ímpares por paridade R. Esta simetria deve ser conservada em cada termo da lagrangeana, de forma que só são possíveis termos no superpotencial com pares de partículas supersimétricas, evitando termos que violam as simetrias de número leptônico e bariônico. A inclusão desta nova simetria é de extrema importância, pois leva a um parceiro supersimétrico estável, o LSP.

No MSSM, o LSP da teoria, em princípio, pode ser uma partícula neutra ou eletricamente carregada, entretanto, um superparceiro estável eletricamente carregado poderia se ligar a outras partículas carregadas formando átomos neutros anômalos, conforme mencionado na subseção 2.2.1. Esta possibilidade já foi descartada por experimentos que buscam por tais átomos. Logo, a possibilidade que nos resta é de uma LSP neutra, que

se mostra um possível bom candidato à ME não-bariônica, sobre o qual discutiremos em detalhes na próxima seção.

Por fim, devemos incluir os termos de quebra soft, cuja lagrangeana mais geral possível para o MSSM é dada por,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{soft} = & - \left[\hat{Q}_i^\dagger \mathbf{m}^2_{Qij} \hat{Q}_j + \hat{d}^\dagger_{Ri} \mathbf{m}^2_{Dij} \hat{d}_{Rj} + \hat{u}^\dagger_{Ri} \mathbf{m}^2_{Uij} \hat{u}_{Rj}\right. \\
& + \left. \hat{L}_i^\dagger \mathbf{m}^2_{Lij} \hat{L}_j + \hat{e}^\dagger_{Ri} \mathbf{m}^2_{Eij} \hat{e}_{Rj} + m^2_{Hu}|H_u|^2 + m^2_{Hd}|H_d|^2\right] \\
& - \frac{1}{2}\left[M_1 \bar{\lambda}_0 \lambda_0 + M_2 \bar{\lambda}_A \lambda_A + M_3 \bar{\tilde{g}}_B \tilde{g}_B\right] \\
& - \frac{i}{2}\left[M'_1 \bar{\lambda}_0 \gamma_5 \lambda_0 + M'_2 \bar{\lambda}_A \gamma_5 \lambda_A + M'_3 \bar{\tilde{g}}_B \gamma_5 \tilde{g}_B\right] \\
& + \left[(\mathbf{a_u})_{ij} \epsilon_{ab} \tilde{Q}^a_i H^b_u \tilde{u}^\dagger_{Rj} + (\mathbf{a_d})_{ij} \tilde{Q}^a_i H_{da} \tilde{d}^\dagger_{Rj} + (\mathbf{a_e})_{ij} \tilde{L}^a_i H_{da} \tilde{e}^\dagger_{Rj} + h.c.\right] \\
& + \left[(\mathbf{c_u})_{ij} \epsilon_{ab} \tilde{Q}^a_i H^{*b}_d \tilde{u}^\dagger_{Rj} + (\mathbf{c_d})_{ij} \tilde{Q}^a_i H^*_{ua} \tilde{d}^\dagger_{Rj} + (\mathbf{c_e})_{ij} \tilde{L}^a_i H^*_{ua} \tilde{e}^\dagger_{Rj} + h.c.\right] \\
& + \left[b H^a_u H_{da} + h.c.\right],
\end{aligned} \tag{3.15}$$

sendo as matrizes de massa hermitianas, contendo cada uma delas 6 parâmetros reais e três imaginários. Os três parâmetros de massa dos gauginos são reais. As matrizes **a** e **c** que descrevem as interações trilineares são, em geral, 3×3 e complexas, como as matrizes de Yukawa. Os parâmetros m^2_{Hu} e m^2_{Hd} são reais, e o parâmetro b, em geral, é complexo.

Discutidos os principais aspectos das teorias supersimétricas e com a lagrangeana completa do MSSM em mãos podemos obter, após a quebra de simetria eletrofraca, os auto-estados de massa e as interações do modelo. No que segue, iremos nos concentrar nos termos da lagrangeana associados ao neutralino, que será nosso candidato à Matéria Escura estudado neste Modelo.

3.2 Neutralino como candidato à ME no MSSM

Como já discutido na seção anterior, a supersimetria nos fornece um parceiro supersimétrico mais leve cuja estabilidade é garantida pela paridade R. Comentamos, também, que esse candidato deve ser neutro, e sendo neutro temos duas importantes opções, o sneutrino e o neutralino. Entretanto, como comentado na seção 2.2.4, os sneutrinos possuem uma seção de choque de espalhamento WIMP-nucleon muito alta, na região de massa entre poucos GeV até centenas de TeV, que é a região que forneceria a abundância correta (FALK et al., 1994), sendo, portanto, excluídos por experimentos de detecção direta de Matéria Escura. Logo, no MSSM nos resta como principal candidato o neutralino mais leve.

O neutralino é uma composição de higgsinos e gauginos neutros, como já havíamos discutido os superparceiros dos bósons de gauge e dos higgs neutros podem se misturar. Neste modelo, temos dois dubletos de higgs complexos,

$$\begin{pmatrix} h_u^+ \\ h_u^0 \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} h_d^0 \\ h_d^- \end{pmatrix},$$

como cada componente é complexa, temos oito graus de liberdade para os dois dubletos. Com a quebra espontânea de simetria, as componentes neutras adquirem valor esperado de vácuo e três goldstones são reabsorvidos para dar massa aos três bósons vetoriais padrão, Z^0 e $W^\pm$, os 5 graus de liberdade que sobram ficam livres no espectro, sendo um deles o pseudoescalar A e dois escalares neutros h e H (um higgs neutro e outro pesado) e dois escalares carregados $H^\pm$, para uma revisão detalhada, indicamos a referência (MARTIN, 2010). Os seus respectivos superparceiros são,

$$\begin{pmatrix} \tilde{h}_u^+ \\ \tilde{h}_u^0 \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} \tilde{h}_d^0 \\ \tilde{h}_d^- \end{pmatrix},$$

que se misturam com os superparceiros dos bósons de gauge do setor fraco, (B^0, W^3, W^1, W^2). As componentes eletricamente carregadas se misturam para formar os charginos e as componentes neutras se misturam para formar os neutralinos.

Selecionaremos as componentes interessantes tanto do superpotencial quanto da lagrangeana para obter esta mistura explicitamente, isto é, nos restringiremos aos termos bilineares da lagrangeana que envolvem apenas os superparceiros dos bósons de gauge e higgs. Do superpotencial, somando sobre os índices de dubleto, temos,

$$\hat{f} \supset \mu(\hat{h}_u^0 \hat{h}_d^0 + \hat{h}_u^+ \hat{h}_d^-). \tag{3.16}$$

Substituindo a expressão acima no seguinte termo da lagrangeana mestra (3.6),

$$\mathcal{L} \supset -\frac{1}{2}\sum_{i,j} \bar{\psi}_i \left[\left(\frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial \hat{S}_i \partial \hat{S}_j} \right)_{\hat{S}=S} \frac{1-\gamma_5}{2} + \left(\frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial \hat{S}_i \partial \hat{S}_j} \right)^\dagger_{\hat{S}=S} \frac{1+\gamma_5}{2} \right] \psi_j \tag{3.17}$$

obtemos os bilineares fermiônicos,

$$\mathcal{L}_m \supset -\frac{\mu}{2}\left(\bar{\psi}_{h_u^0}\psi_{h_d^0} + \bar{\psi}_{h_d^0}\psi_{h_u^0}\right) - \frac{\mu}{2}\left(\bar{\psi}_{h_u^+}\psi_{h_d^-} + \bar{\psi}_{h_d^-}\psi_{h_u^+}\right). \tag{3.18}$$

A mistura entre gauginos e higgsinos surge do seguinte termo da lagrangeana mestra,

$$\mathcal{L}_m \supset \sqrt{2}\sum_{i,\alpha,A}\left(S_i^\dagger g_\alpha t_{\alpha A}\bar{\lambda}_{\alpha A}\frac{1-\gamma_5}{2}\psi_i + h.c.\right), \tag{3.19}$$

somando sobre os índices de grupo, obtemos,

$$\mathcal{L}_m \supset \sqrt{2}\sum_i\left(S_i^\dagger\left[g\left(t_1\bar{\lambda}_1 + t_2\bar{\lambda}_2 + t_3\bar{\lambda}_3\right) + g'\frac{Y}{2}\right]\frac{1-\gamma_5}{2}\psi_i + h.c.\right), \tag{3.20}$$

sendo $t_1 = \frac{\sigma_1}{2}$, $t_2 = \frac{\sigma_2}{2}$ e $t_3 = \frac{\sigma_3}{2}$ os geradores do grupo $SU(2)_L$ e Y o gerador do grupo $U(1)_Y$, g e g' são os acoplamentos associados a cada grupo. Somando sobre os índices de

campo e substituindo os geradores correspondentes, ficamos com,

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_m \supset & -\frac{\sqrt{2}}{2}\begin{pmatrix}(h_u^+)^* & (h_u^0)^*\end{pmatrix}\begin{pmatrix}g\bar{\lambda_3}+g'\bar{\lambda}_0 & g\bar{\lambda_1}-ig\bar{\lambda}_2\\ g\bar{\lambda_1}+ig\bar{\lambda}_2 & -g\bar{\lambda_3}+g'\bar{\lambda}_0\end{pmatrix}P_L\begin{pmatrix}\psi_{h_u^+}\\ \psi_{h_u^0}\end{pmatrix} \\ & -\frac{\sqrt{2}}{2}\begin{pmatrix}(h_d^0)^* & (h_d^-)^*\end{pmatrix}\begin{pmatrix}-g\bar{\lambda_3}-g'\bar{\lambda}_0 & -g\bar{\lambda_1}-ig\bar{\lambda}_2\\ -g\bar{\lambda_1}+ig\bar{\lambda}_2 & g\bar{\lambda_3}-g'\bar{\lambda}_0\end{pmatrix}P_L\begin{pmatrix}\psi_{h_d^0}\\ \psi_{h_d^-}\end{pmatrix}+h.c.\end{aligned} \tag{3.21}$$

sendo P_L o projetor de mão esquerda (ver apêndice A). No que segue, tomaremos $(h_d^0, h_d^-) \equiv (v_d, 0)$ e $(h_u^+, h_u^0) \equiv (v_u, 0)$, onde v_u e v_d são os valores esperados de vácuo das componentes neutras dos campos h_u^0 e h_d^0, respectivamente, lembrando que estamos interessados apenas nos bilineares. Além disso, a partir de agora escolheremos apenas as componentes neutras, que são de nosso interesse. Após alguma álgebra, obtemos,

$$\mathcal{L}_m \supset \frac{v_u g}{\sqrt{2}}\bar{\lambda}_3\psi_{h_u^0} - \frac{v_u g'}{\sqrt{2}}\bar{\lambda}_0\psi_{h_u^0} - \frac{v_d g}{\sqrt{2}}\bar{\lambda}_3\psi_{h_d^0} + \frac{v_d g'}{\sqrt{2}}\bar{\lambda}_3\psi_{h_d^0}. \tag{3.22}$$

Por fim, temos as contribuições dos termos de quebra soft,

$$\mathcal{L} \supset -\frac{1}{2}M_1\bar{\lambda}_0\lambda_0 - M_2\bar{\lambda}_3\lambda_3. \tag{3.23}$$

Unindo as expressões (3.18), (3.22) e (3.23), obtemos a mistura entre gauginos e higgsinos buscada. Podemos expressar a mistura da seguinte forma,

$$\mathcal{L}_{mass} = -\frac{1}{2}\begin{pmatrix}\bar{\psi}_{h_u^0} & \bar{\psi}_{h_d^0} & \bar{\lambda_3} & \bar{\lambda_0}\end{pmatrix}\mathcal{M}\begin{pmatrix}\psi_{h_u^0}\\ \psi_{h_d^0}\\ \lambda_3\\ \lambda_0\end{pmatrix}, \tag{3.24}$$

sendo a matriz de massa $\mathcal{M}$ dada por,

$$\mathcal{M} \equiv \begin{pmatrix}0 & \mu & -\frac{gv_u}{\sqrt{2}} & \frac{g'v_u}{\sqrt{2}}\\ \mu & 0 & \frac{gv_d}{\sqrt{2}} & -\frac{g'v_d}{\sqrt{2}}\\ -\frac{gv_u}{\sqrt{2}} & \frac{gv_d}{\sqrt{2}} & M_2 & 0\\ \frac{g'v_u}{\sqrt{2}} & -\frac{g'v_d}{\sqrt{2}} & 0 & M_1\end{pmatrix}. \tag{3.25}$$

Podemos, ainda, reescrever a matriz de massa usando a massa do bóson Z (obtida do termo cinético do bóson de Higgs), que é dada por,

$$m_Z = \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{gv_u}{s_\beta c_w} = \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{g'v_u}{s_\beta s_w} = \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{gv_d}{c_\beta c_w} = \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{g'v_d}{c_\beta s_w} \tag{3.26}$$

onde definimos $\tan\beta \equiv v_u/v_d$ e $\tan\theta_w = g'/g$, sendo θ_w o ângulo de Weinberg e estamos usando a notação $s_w = \sin\theta_w$, $c_w = \cos\theta_w$, $s_\beta = \sin\beta$ e $c_\beta = \cos\beta$. Substituindo na matriz de massa, obtemos,

$$\mathcal{M} \equiv \begin{pmatrix}0 & \mu & -s_\beta c_w m_z & s_\beta s_w m_z\\ \mu & 0 & c_\beta c_w m_z & -s_\beta c_w m_z\\ -s_\beta c_w m_z & c_\beta c_w m_z & M_2 & 0\\ s_\beta s_w m_z & -c_\beta s_w m_z & 0 & M_1\end{pmatrix}. \tag{3.27}$$

Nome	Spin 0	P_R	Auto-estados de gauge	Auto-estados de massa
Higgs	0	+1	H_u^0, H_d^0, H_u^+, H_d^-	h^0, H^0, A^0, $H^\pm$
Squarks	0	-1	$\tilde{u}_L$, $\tilde{u}_R$, $\tilde{d}_L$, $\tilde{d}_R$ $\tilde{s}_L$, $\tilde{s}_R$, $\tilde{c}_L$, $\tilde{c}_R$ $\tilde{t}_L$, $\tilde{t}_R$, $\tilde{b}_L$, $\tilde{b}_R$	mesmos mesmos $\tilde{t}_1$, $\tilde{t}_2$, $\tilde{b}_1$, $\tilde{b}_2$
Sléptons	0	-1	$\tilde{e}_L$, $\tilde{e}_R$, $\tilde{\nu}_e$ $\tilde{\mu}_L$, $\tilde{\mu}_R$, $\tilde{\nu}_\mu$ $\tilde{\tau}_L$, $\tilde{\tau}_R$, $\tilde{\nu}_\tau$	mesmos mesmos $\tilde{\tau}_1$, $\tilde{\tau}_2$, $\tilde{\nu}_\tau$
Neutralinos	1/2	-1	λ_0 ($\tilde{B}^0$), λ_3 ($\tilde{W}^3$), $\psi_{h_u^0}$, $\psi_{h_d^0}$	$\tilde{N}_1$, $\tilde{N}_2$, $\tilde{N}_3$, $\tilde{N}_4$
Charginos	1/2	-1	λ^1 e λ^2 ($\tilde{W}^\pm = (\lambda_1 \pm i\lambda_2)/\sqrt{2}$), $\psi_{h_u^+}$, $\psi_{h_d^-}$	$\tilde{C}_1^\pm$, $\tilde{C}_2^\pm$
Gluinos	1/2	-1	$\tilde{g}$	mesmos

Tabela 9 – Auto-estados de gauge e de massa das partículas do MSSM.

Notemos que esta matriz depende explicitamente de cinco parâmetros, sendo um deles fixo, o ângulo de mistura eletrofraco $\sin\theta_w = 0.23126(5)$ (OLIVE; GROUP, 2014a) e quatro parâmetros livres, μ, $\tan\beta$, M_1 e M_2.

Após a diagonalização da matriz de massa, obtemos os auto-estados de massa,

$$\tilde{N}_i = \mathbf{N}_{ij}\psi_j^0, \tag{3.28}$$

sendo $\mathbf{N}_{ij}$ a matriz que diagonaliza $\mathcal{M}$. Explicitamente temos para o nosso LSP,

$$\tilde{N}_1 = \alpha\tilde{B}^0 + \eta\tilde{W}^3 + \gamma\psi_{h_u^0} + \delta\psi_{h_d^0} \tag{3.29}$$

onde α, η, γ e δ são dependentes dos parâmetros acima mencionados, tais parâmetros nos forneceram informações sobre a composição do neutralino mais leve. A matriz $\mathbf{N}_{ij}$ tem uma forma bastante complexa e pouco intuitiva, de forma que não explicitaremos aqui. Entretanto, olhando apenas para a matriz $\mathcal{M}$, podemos ter noção da composição do neutralino mais leve, por exemplo, se tomamos o parâmetro $\mu \ll M_1, M_2$, teremos um neutralino LSP tipo-higgsino, se tomamos $M_1 \ll \mu, M_2$, teremos um neutralino LSP tipo-bino, e se tomamos $M_2 \ll M_1, \mu$ teremos um neutralino LSP tipo-wino.

De forma análoga ao caso do neutralino, é possível obter as massas de todas as partículas supersimétricas, que foge ao escopo desta dissertação e que pode ser encontrado, por exemplo, na Ref. (MARTIN, 2010). Na tabela 9, mostramos todos os auto-estados de massa do MSSM, onde negligenciamos a mistura das duas primeiras famílias de spartículas.

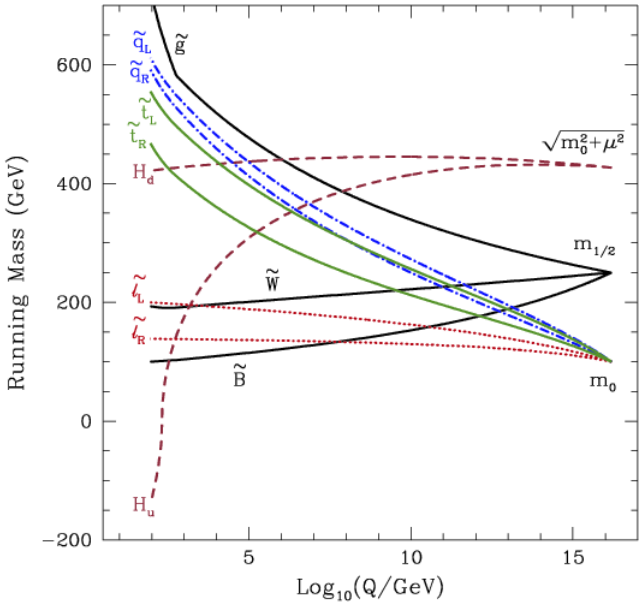

Figura 30 – Evolução RG dos parâmetros de massa no mSUGRA (OLIVE, 2003).

Até agora, não especificamos qualquer modelo de quebra de SUSY, o que nos leva a mais de cem parâmetros livres na teoria. Neste trabalho, usaremos o cenário *Supergravidade Mínima* (mSUGRA), que propõe um modelo onde a quebra de SUSY ocorre num setor escuro, mediado para o setor visível via interações gravitacionais. Neste cenário as massas dos superparceiros escalares e fermiônicos convergem para um único valor na escala de GUT, m_0 e $m_{1/2}$, respectivamente. O comportamento das curvas que descrevem a evolução das massas desde a escala eletrofraca até a escala de GUT é dado pelas equações do grupo de renormalização (RGE), como descrito no gráfico 30. Utilizando este cenário há uma restrição no espaço de parâmetros para apenas cinco parâmetros livres, que são A_0 (acoplamento trilinear comum a todas spartículas), $\tan\beta$, sinal(μ), m_0 (massas comum dos escalares) e $m_{1/2}$ (massas comum dos sférmions), tornando a análise bastante simplificada.

No capítulo seguinte, faremos a análise numérica da abundância, detecção direta e indireta dos neutralinos, utilizando alguns pacotes numéricos específicos disponíveis na rede.

4 Resultados e Discussões

Até o momento discutimos os principais aspectos teóricos relacionados tanto ao Modelo Cosmológico, quanto à ME e ao MSSM. Neste capítulo faremos uma aplicação deste estudo, analisando a possibilidade do neutralino como possível candidato à ME no MSSM. Para isto, utilizamos alguns pacotes numéricos, dentre eles o SARAH (STAUB, 2014; STAUB et al., 2012), no intuito de extrair os vértices do modelo, o SPheno (POROD, 2003; POROD; STAUB, 2012), para diagonalizar as matrizes de massa e gerar os arquivos de dados com todos os parâmetros do modelo (chamado LesHouches), o micrOMEGAs (BELANGER et al., 2014; BELANGER et al., 2006; BELANGER et al., 2002), para fazer os cálculos de abundância e seção de choque da ME e o SSP (STAUB et al., 2012), para fazer a varredura nos parâmetros livres da teoria e gerar os gráficos.

Conforme mencionamos no capítulo anterior, para fazer esta análise utilizamos o cenário CMSSM/mSUGRA, que contém cinco parâmetros livres, que são M_0, $M_{1/2}$, $\tan\beta$, $sinal(\mu)$ e A_0, definidos no capítulo anterior. Os cálculos foram realizados numericamente fazendo uso dos pacotes numéricos acima mencionados, com base na teoria estudada na seção 2.3, para a abundância de ME, e na seção 2.4, para as seções de choque de espalhamento WIMP-nucleon na análise de detecção direta de ME.

Neste trabalho fizemos três análises (que chamaremos análise 1, análise 2 e análise 3), na primeira delas variamos apenas os parâmetros M_0 e $M_{1/2}$ para três valores distintos da $\tan\beta$, fixando $sinal(\mu)$ e A_0, com o objetivo de estudar o impacto do parâmetro $\tan\beta$ nos resultados, além disso para comparar com estudos feitos anteriormente (HOOPER, 2009). Na tabela 10 mostramos os intervalos utilizados.

Parâmetro	Intervalo/Valor
M_0	$0 \rightarrow 5000$ GeV
$M_{1/2}$	$0 \rightarrow 2000$ GeV
$\tan\beta$	10, 35 e 50
$sinal(\mu)$	> 0
A_0	0

Tabela 10 – Conjunto de parâmetros utilizados na Análise 1.

Na segunda análise (análise 2), variamos todos os parâmetros, com exceção do $sinal(\mu)$ que mantivemos maior que zero, enxergando, assim, o impacto dos parâmetros trilineares de quebra soft A_0 nos resultados. Na tabela 11, mostramos os intervalos de variação dos parâmetros.

Parâmetro	Intervalo/Valor
M_0	$0 \rightarrow 5000$ GeV
$M_{1/2}$	$0 \rightarrow 2000$ GeV
$\tan\beta$	$5 \rightarrow 55$
$sinal(\mu)$	> 0
A_0	$-5000 \rightarrow +5000$

Tabela 11 – Conjunto de parâmetros utilizados na Análise 2.

Na terceira análise (análise 3), variamos todos os parâmetros, análogo à análise 2, porém tomamos valores entre 5 e 20 TeV para o parâmetro M_0 e verificamos seu impacto sobre os observáveis de ME. Na tabela 12, mostramos os intervalos de variação dos parâmetros.

Parâmetro	Intervalo/Valor
M_0	$5000 \rightarrow 20000$ GeV
$M_{1/2}$	$0 \rightarrow 2000$ GeV
$\tan\beta$	$5 \rightarrow 55$
$sinal(\mu)$	> 0
A_0	$-5000 \rightarrow +5000$

Tabela 12 – Conjunto de parâmetros utilizados na Análise 3.

Nas três análises consideramos os vínculos sobre a massa do chargino mais leve $M_{\tilde{C}_1^{\pm}} > 103.5$ GeV obtidos pelo LEP (OLIVE; GROUP, 2014a) e também regiões em que o neutralino deixa de ser LSP. Quando não expressarmos isto explicitamente nos gráficos significa que toda a região está de acordo com os vínculos. Além disso, tomamos o valor do parâmetro $sinal(\mu) > 0$, pela preferência relacionada ao vínculo fornecido pelo cálculo do momento magnético anômalo do múon $(g-2)_\mu$ (ELLIS et al., 2001; MOHANTY et al., 2013). Na Análise 1 não fixamos a massa do Higgs, no sentido de recuperar resultados anteriores (HOOPER, 2009), já na Análise 2 e 3, todos os gráficos estão dentro do intervalo $M_h = 125 \pm 2$ GeV. Fixamos a massa do top (t) em 172.9 GeV.

No que segue, mostraremos os resultados obtidos para abundância e seção de choque de espalhamento SD e SI comparando com os resultados experimentais recentes.

4.1 Abundância

Para a abundância de ME fizemos as três análises e observamos que apenas uma pequena região concorda com os dados experimentais. No apêndice B.1, explicitamos os principais canais que contribuem para a abundância de ME de forma geral e especificamente na região favorecida pelos dados do satélite Planck.

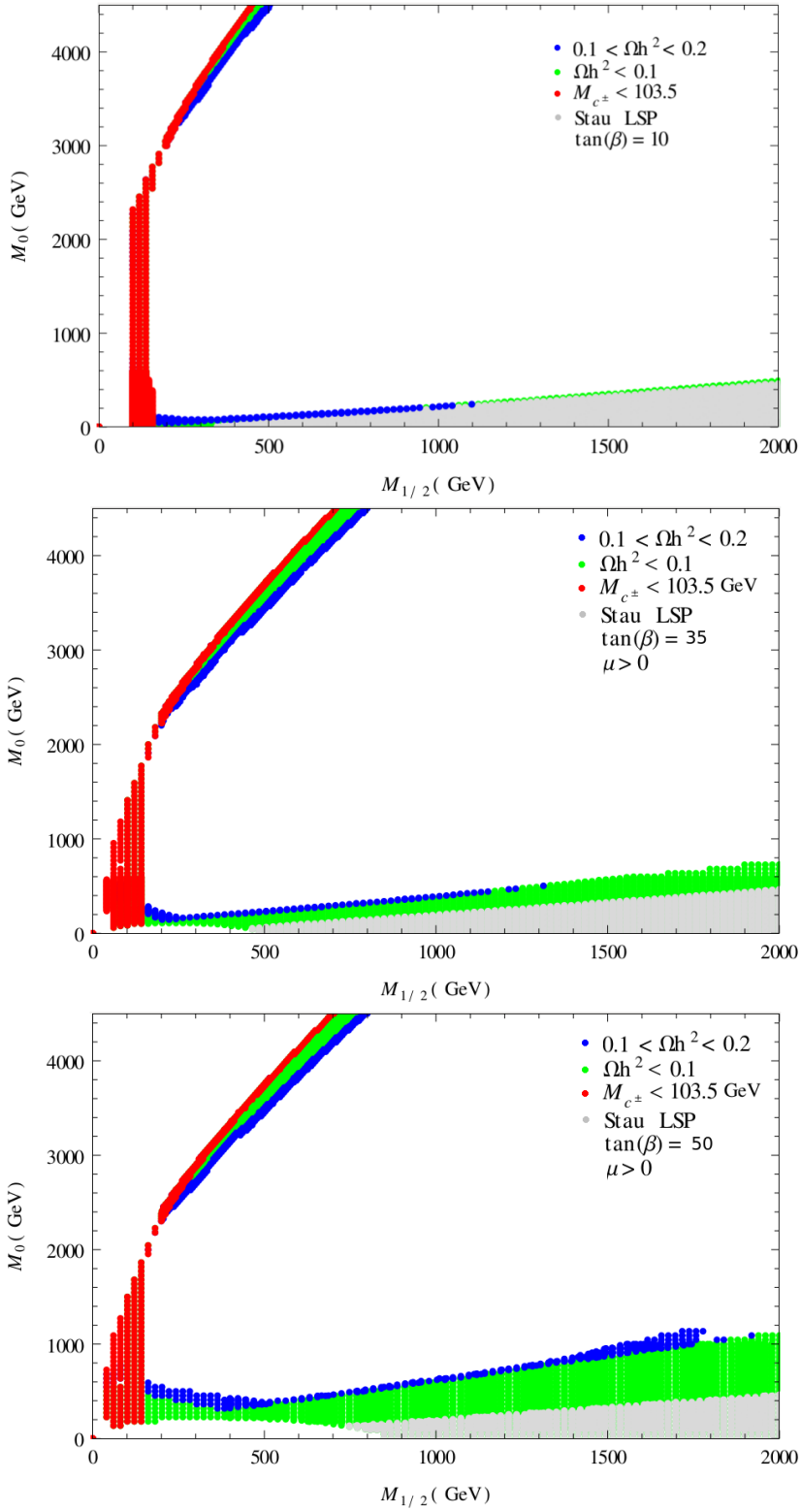

Figura 31 – Gráfico M_0 *versus* $M_{1/2}$. A região azul está aproximadamente em concordância com o resultado do Planck (ADE et al., 2014), a verde mostra a região sub-abundante, a vermelha a região de exclusão devido ao vínculo sobre a massa do chargino fornecido pelo LEP ($M_{\tilde{C}_1^{\pm}} > 103.5$ GeV) e na região cinza claro o neutralino deixa de ser LSP. Gráficos para três valores distintos da $\tan\beta$.

Para a primeira análise (ver tabela 10) obtivemos os resultados mostrados na figura 31. Tal comportamento se deve ao fato de termos escolhido unicamente a região que fornece a abundância correta e abaixo dela. Foi possível recuperar os resultados de estudos anteriores (HOOPER, 2009). Desta figura, enfatizando que a massa do bóson de Higgs não foi fixada no valor experimentalmente observado, podemos perceber que uma estreita parte do espaço de parâmetros é capaz de fornecer a abundância correta para um Universo essencialmente dominado por neutralinos. Além disso, observamos que à medida que aumentamos a tan β passamos a ter mais pontos em concordância com a região do Planck, conforme mostrado na referência (HOOPER, 2009).

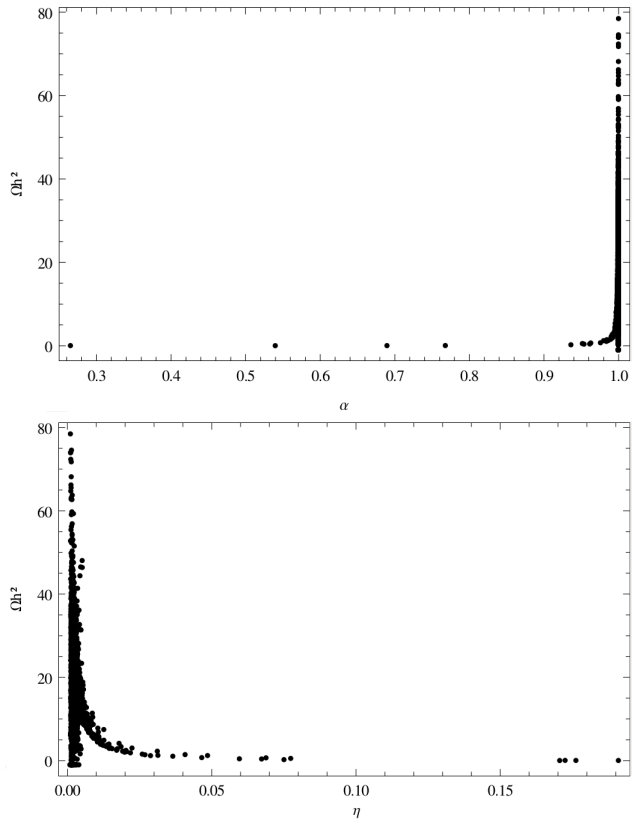

Figura 32 – Gráfico dos parâmetros de mistura α e η dos neutralinos *versus* abundância de ME, o valor para cada parâmetro varia de 0 até 1, e fornece a percentagem de cada componente mencionada, o parâmetro α está relacionado à componente bino, o parâmetro η à componente wino. E podemos observar que a componente bino é predominante.

Na figura 31, temos o gráfico M_0 *versus* $M_{1/2}$ para distintos valores da tan β (10, 35 e 50) e observamos seu impacto nos resultados. A região azul concorda, aproximadamente, com os resultados do satélite Planck (ADE et al., 2014), a verde é sub-abundante, a vermelha expressa a exclusão relacionada à massa do chargino fornecida pelo LEP (OLIVE; GROUP, 2014a) e a cinza é aquela na qual o neutralino deixa de ser LSP.

Na segunda análise (ver tabela 11), consideramos a massa do Higgs padrão ($m_h =$

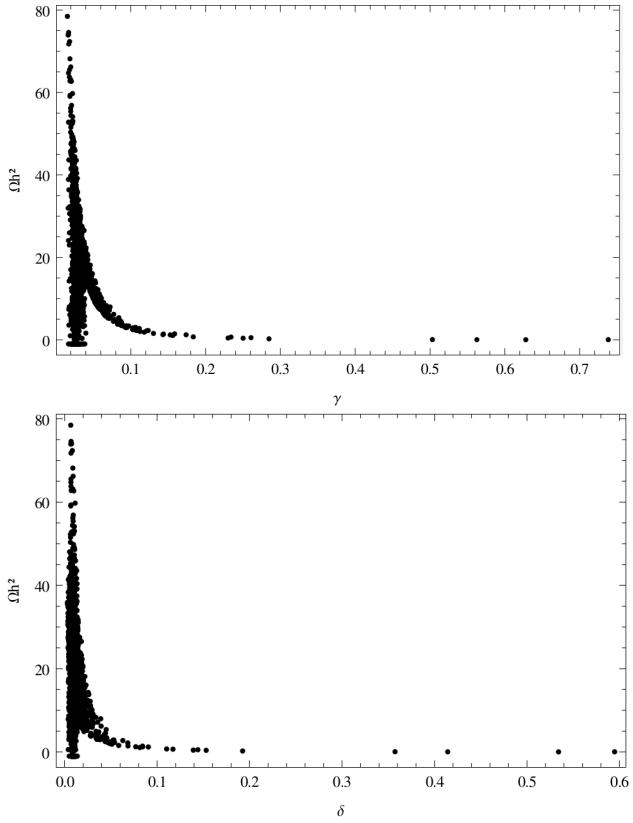

Figura 33 – Gráfico dos parâmetros de mistura α e η dos neutralinos *versus* abundância de ME, o valor para cada parâmetro varia de 0 até 1, e fornece a percentagem de cada componente mencionada, ambos os parâmetros γ e δ correspondem às componentes tipo higgsino. Observamos uma percentagem insignificante destes parâmetros confirmando a predominância das componentes bino.

125 ± 2 GeV), e todos os vínculos acima mencionados. Obtivemos que o neutralino para o CMSSM/mSUGRA é essencialmente tipo-bino, conforme mostrado nas figuras 32 e 33. Nestes gráficos observa-se como cada parâmetro de mistura se comporta com a abundância. De acordo com a equação 3.29, o parâmetro α é a componente bino, η a wino, e γ e δ higgsino, e cada parâmetro associado fornece a percentagem de cada componente. Vimos nos gráficos mencionados que o parâmetro predominante é o α, cuja componente associada é o bino. Este resultado também concorda com outros estudos feitos anteriormente por (BAER et al., 2012) e (ROSZKOWSKI et al., 2014b).

Além disso, analisamos o comportamento da abundância no espaço de parâmetros M_0 *versus* $M_{1/2}$ (ver figura 34), mostrando que diferentemente do estudo anterior, apenas uma pequena região fornece a abundância correta quando estamos considerando o neutralino como único candidato (pontos azuis). Tal cenário corresponde a altos valores de M_0 e isto se deve ao fato de estarmos restringindo o espaço para a massa correta do bóson de Higgs (BAER et al., 2012). Tal resultado nos impulsionou a realizar a terceira análise, sobre a qual falaremos a seguir.

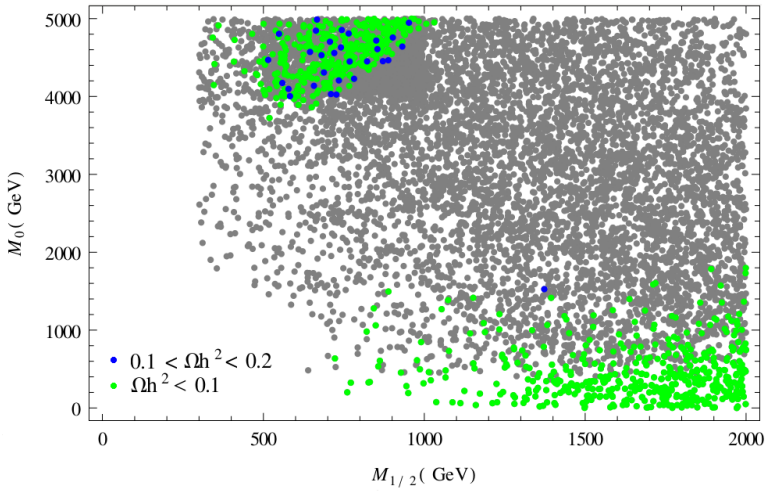

Figura 34 – Gráfico M_0 *versus* $M_{1/2}$ para a Análise 2. Os pontos azuis estão em concordância com o resultado do Planck, a região verde é sub-abundante e os pontos cinza são superabundantes. Aqui estamos tomando a massa do Higgs de acordo com os experimentos atuais ($M_h = 125 \pm 2$ GeV).

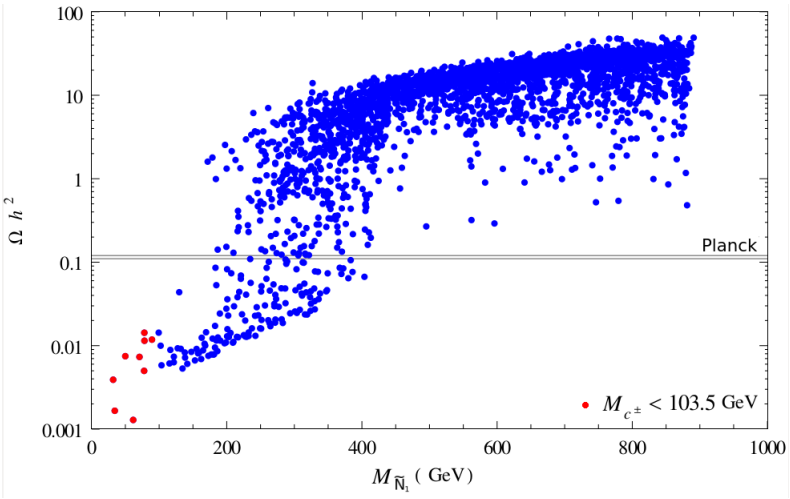

Figura 35 – Gráfico Ωh^2_{DM} *versus* $M_{\tilde{N}_1}$. Todos os pontos estão de acordo com a massa do tipo-Higgs ($M_h = 125 \pm 2$ GeV). Os pontos azuis mostram a pequena região de concordância com o resultado do satélite Planck, com massa de ME em torno de 300 GeV. A região vermelha é a excluída pelo vínculo do LEP sobre a massa do chargino.

O gráfico 35 nos mostra o comportamento da abundância *versus* a massa do neutralino mais leve. Observamos que a massa do neutralino mais leve que fornece a abundância correta está tipicamente entre 200 e 400 GeV. Os poucos pontos que concordam com a região fornecida pelo satélite Planck são devidos, predominantemente, ao canal $\tilde{N}_1\tilde{N}_1 \to \bar{t}t$ (em torno de 60%), predominantemente via troca de Z, $\tilde{q}$ e h, e em segundo lugar ao canal $\tilde{N}_1\tilde{N}_1 \to W^+W^-$ (em torno de 15% a 20%), que são mostrados explicitamente no apêndice B.2. A região vermelha fornece pontos cuja massa do chargino mais leve é excluída pelos resultados do LEP.

Na terceira análise, motivados pelos resultados obtidos na análise 2 e pelos estudos feitos por Baer *et al.* (BAER et al., 2012), fizemos a variação do parâmetro M_0 para valores maiores que 5 TeV, e obtivemos pontos em concordância com os resultados fornecidos pelo satélite Planck para a massa de ME variando entre 500 e 700 GeV (ver gráfico 36), cujos principais canais que contribuem para a região em acordo com o satélite Planck são $\tilde{N}_1\tilde{N}_1 \to \bar{t}t$ (cerca de 20%), $\tilde{N}_1\tilde{N}_1 \to W^+W^-$ (cerca de 20%) e de co-aniquilação com chargino. Além disso, obtivemos regiões compatíveis com o vínculo do Planck para baixa massa (em torno de $M_{\tilde{N}_1} \simeq 59$ GeV, região de ressonância do Higgs), cujos principais canais que contribuem para a região em acordo com o satélite Planck são $\tilde{N}_1\tilde{N}_1 \to \bar{b}b$ (cerca de 50%) e $\tilde{N}_1\tilde{N}_1 \to W^+W^-$ (cerca de 30%), utilizando o pacote HIGGSBOUNDS (BECHTLE et al., 2014), obtivemos os limites nesta região para a largura invisível do Higgs, os resultados foram compatíveis com LHC (AAD et al., 2012a; AAD et al., 2014; CHATRCHYAN, 2012; CHATRCHYAN et al., 2014) e LEP (SEARCHES, 2001), este resultado se estende para as análises de detecção direta SD e SI.

No que segue, faremos um estudo da seção de choque de espalhamento, mostrando que boa parte dos pontos em concordância com a região do Planck estão, ou excluídos, ou na iminência de serem sondados pelos experimentos atuais LHC e o que se espera do experimento XENON1T.

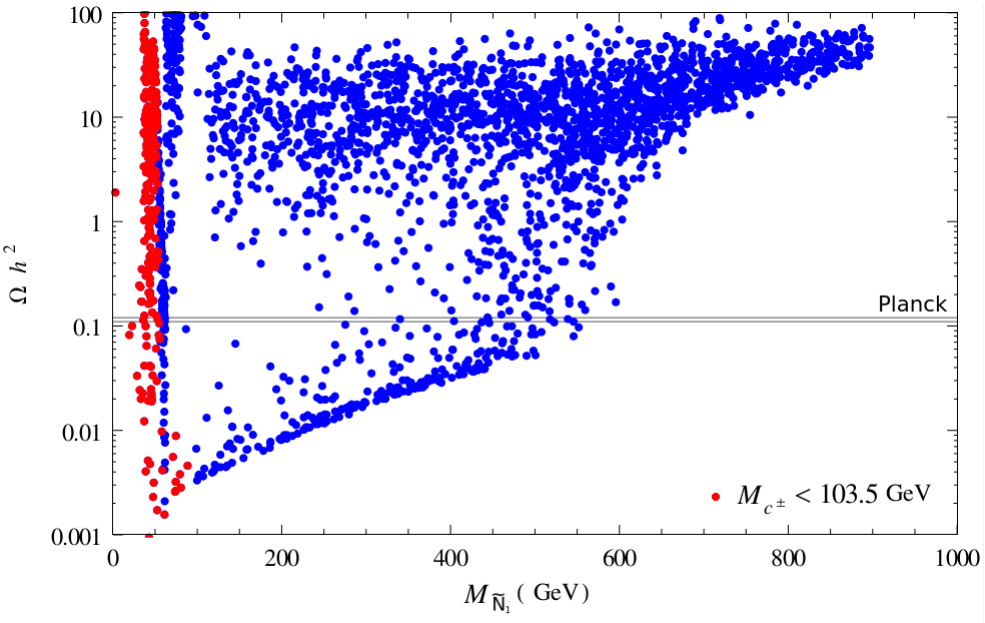

Figura 36 – Gráfico Ωh^2 *versus* $M_{\tilde{N}_1}$. Todos os pontos estão de acordo com a massa do Higgs padrão ($M_h = 125 \pm 2$ GeV). Os pontos azuis mostram a pequena região de concordância com o Planck, com a massa da ME em torno de 500 GeV e em torno de 60 GeV. Para massa pequena, obtivemos compatibilidade com a análise do vínculo da largura invisível do Higgs pelo LEP e LHC. A região vermelha é a excluída pelo vínculo do LEP sobre a massa do chargino.

4.2 Detecção Direta

Finalmente, fizemos a análise da seção de choque de espalhamento dependente e independente de spin comparando com os resultados do LUX (AKERIB et al., 2014) e XENON1T (BROWN, 2014) para SI e XENON100 (BROWN, 2014) para SD. Os principais canais responsáveis por estes espalhamentos são mostrados na figura 37, enquanto o conjunto completo de canais está exposto explicitamente no apêndice B.3.

4.2.1 Dependente de Spin

Para os estudos de detecção direta SD, para a Análise 1, obtivemos que boa parte do espaço de parâmetros está abaixo do limite superior do XENON100. Na figura 38,

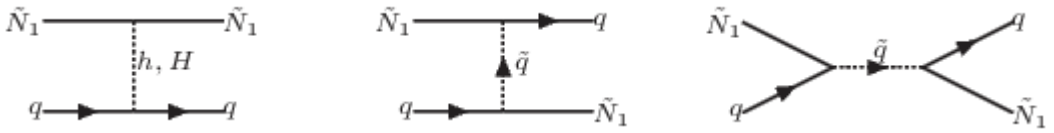

Figura 37 – Principais canais que contribuem para detecção direta de ME no MSSM.

mostramos os resultados explicitando a região em concordância com a massa do Higgs na faixa de 125 ± 2 GeV (laranja), a região em concordância com o Planck (azul) e a região sub-abundante (verde), a região ciano está em concordância tanto com a massa do Higgs quanto com a região fornecida pelo satélite Planck e os pontos vermelhos fornecem a região de massa excluída do chargino pelo LEP. Observamos que para $\tan\beta = 10$ a região do Planck está em desacordo com a região do Higgs, entretanto, à medida que aumentamos a tangente, tais valores passam a concordar. Mesmo assim, vemos que a região permitida é muito restrita.

Na Análise 2, obtivemos, também, uma boa região em concordância com os resultados do XENON100. Na figura 39, cujos pontos estão em concordância com o valor da massa do Higgs, $M_H = 125 \pm 2$ GeV, observamos que toda a região suficientemente abundante está abaixo do limite superior do XENON100 (azul), além da região sub-abundante (verde).

Na análise 3, motivados pelos resultados para abundância da análise 2 (região em concordância com o Planck para $M_0 > 4000$ GeV), observamos que tomando o parâmetro $M_0 > 5$ TeV, obtivemos a seção de choque dependente de spin em concordância com os resultados do satélite Planck para uma massa de ME entre 400 e 600 GeV, os resultados estão em acordo com a referência (BAER et al., 2012).

No que segue, mostraremos que os resultados para seção de choque SI são bem mais restritivos do que este e veremos com mais clareza o impacto de assumirmos o parâmetro $M_0 > 5$ TeV.

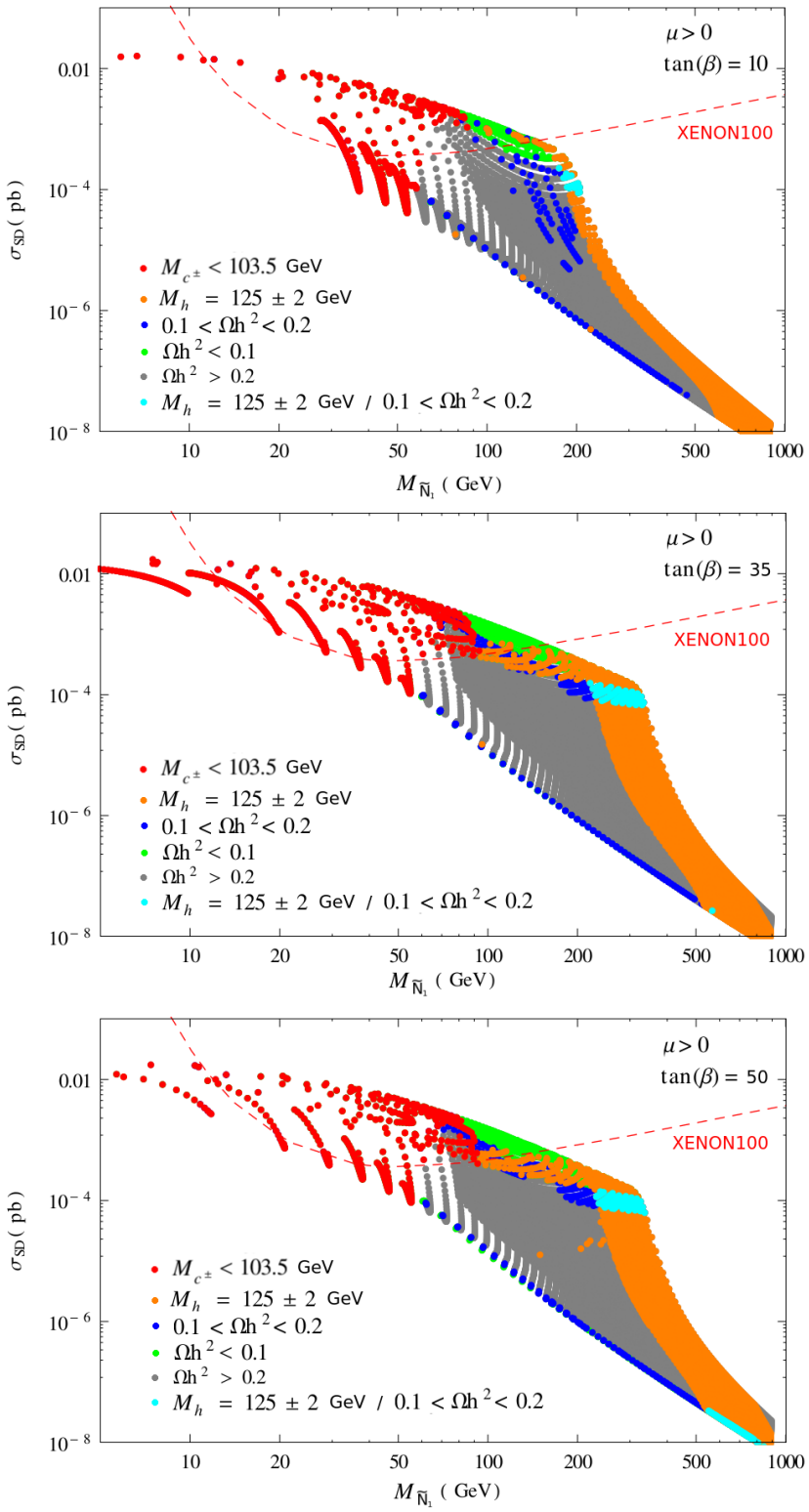

Figura 38 – Gráfico σ_{SD} *versus* $M_{\tilde{N}_1}$ para três valores da $\tan\beta$. Os pontos azuis estão de acordo com o resultado do satélite Planck, os pontos verdes são sub-abundantes, os pontos cinza são superabundantes, os pontos vermelhos fornecem a região de massa excluída do chargino pelo LEP, os pontos laranja fornecem o Higgs 125 ± 2 GeV e os pontos ciano estão em concordância com o resultado do satélite Planck e a massa do Higgs.

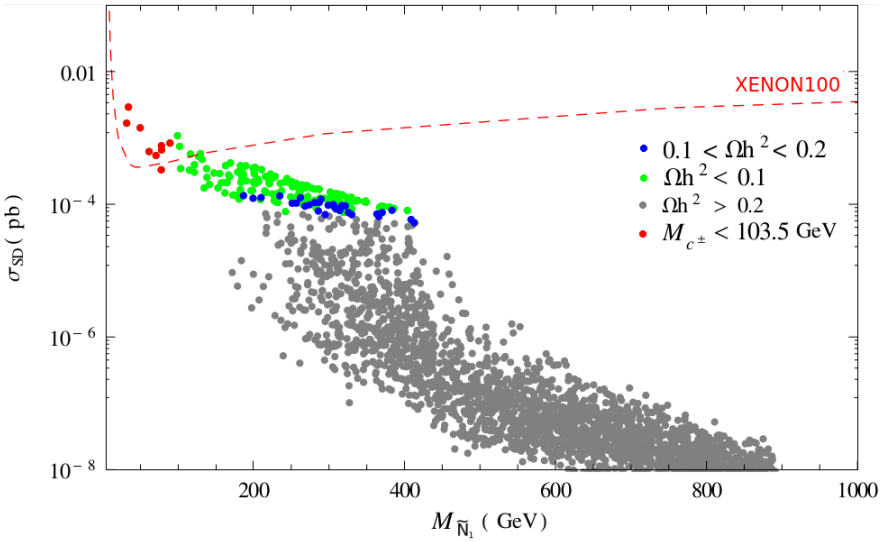

Figura 39 – Gráfico σ_{SD} *versus* $M_{\tilde{N}_1}$. Todos os pontos estão de acordo com a massa do Higgs padrão ($M_h = 125 \pm 2$ GeV). Os pontos azuis estão de acordo com o Planck, os pontos verdes são sub-abundantes e os pontos cinza são superabundantes. Os pontos vermelhos estão excluídos pelo vínculo do LEP sobre a massa do chargino.

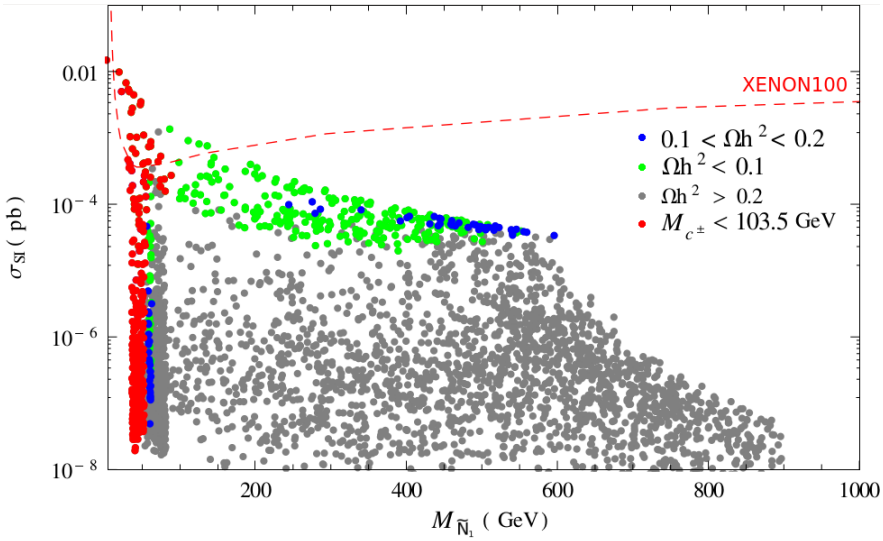

Figura 40 – Gráfico σ_{SD} *versus* $M_{\tilde{N}_1}$. Todos os pontos estão de acordo com a massa do Higgs padrão ($M_h = 125 \pm 2$ GeV). Os pontos azuis estão de acordo com o Planck, os pontos verdes são sub-abundantes e os pontos cinza são superabundantes. Para massa pequena, obtivemos compatibilidade com a análise do vínculo da largura invisível do Higgs pelo LEP e LHC. Os pontos vermelhos estão excluídos pelo vínculo do LEP sobre a massa do chargino.

4.2.2 Independente de Spin

Fizemos um estudo semelhante para a seção de choque de espalhamento SI. Em ambas as análises observamos um cenário extremamente restrito ao compararmos com o experimento recente LUX e com o que esperamos da sensibilidade do XENON1T, que

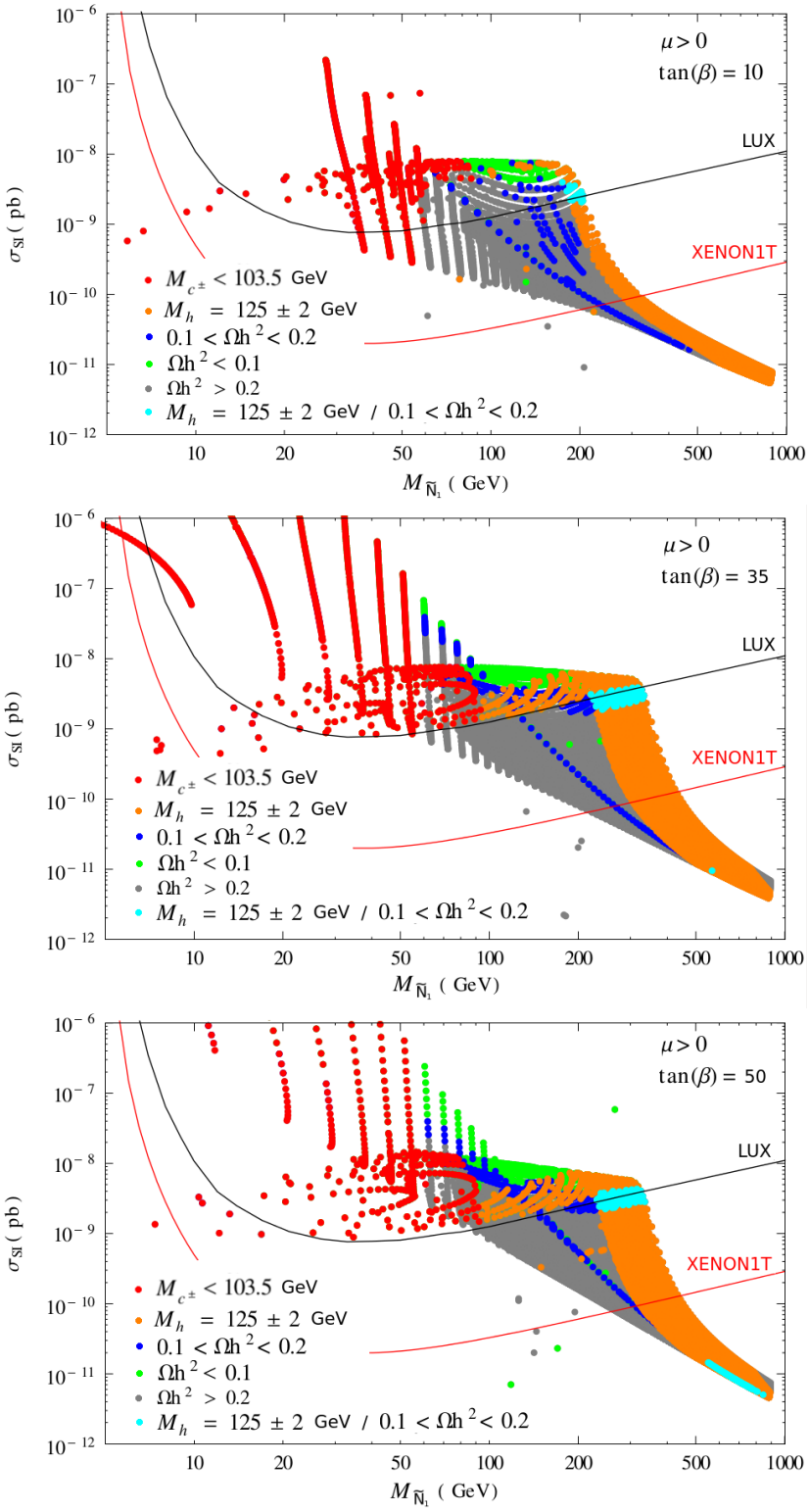

Figura 41 – Gráfico σ_{SI} *versus* $M_{\tilde{N}_1}$ para três valores da $\tan\beta$. Os pontos azuis estão de acordo com o Planck, os pontos verdes são sub-abundantes, os pontos cinza são superabundantes, os pontos vermelhos fornecem a região de massa excluída do chargino pelo LEP, os pontos laranja fornecem o Higgs 125 ± 2 GeV e os pontos ciano estão em concordância com o Planck e a massa do Higgs.

iniciará suas atividades em 2017.

Para a Análise 1, observamos um comportamento análogo ao SD, a região do Planck coincide com a da massa do Higgs gradativamente, a medida que aumentamos o valor da $\tan\beta$, porém, em um cenário muito mais restritivo. O resultado do LUX, atualmente, já restringe significativamente o espaço de parâmetros, e com a sensibilidade que esperamos do XENON1T, se eventos não forem observados, tornará o cenário ainda mais vinculado. Os resultados são mostrados na figura 41.

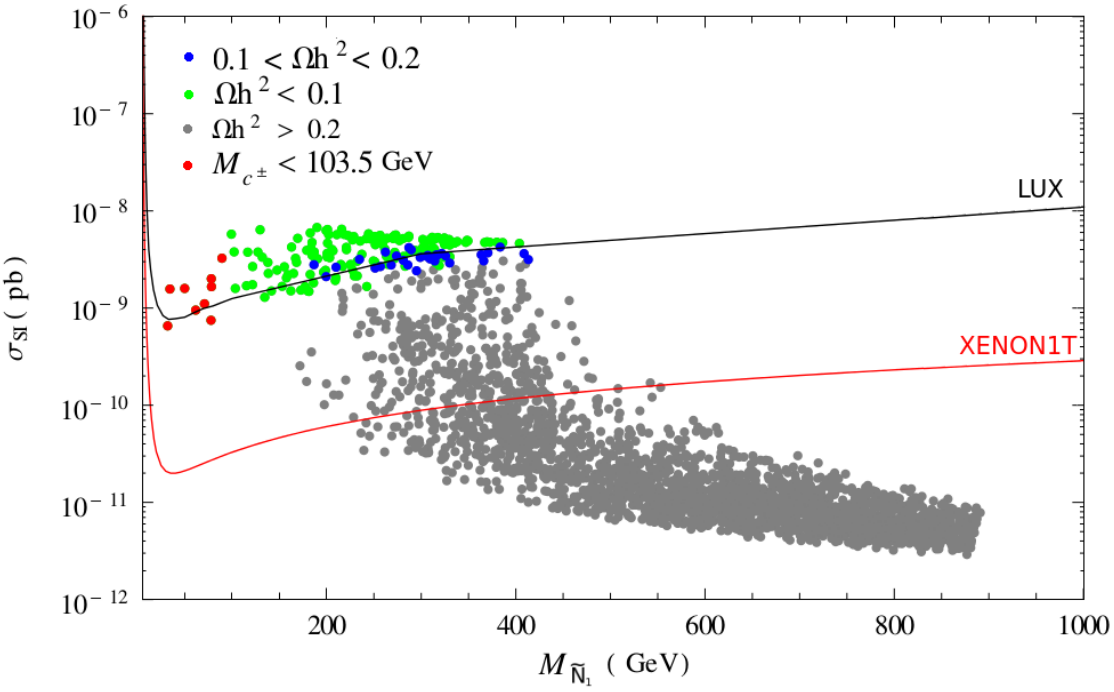

Figura 42 – Gráfico σ_{SI} *versus* $M_{\tilde{N}_1}$. Todos os pontos estão de acordo com a massa do Higgs padrão ($M_h = 125 \pm 2$ GeV). Os pontos azuis estão de acordo com o Planck, os pontos verdes são sub-abundantes e os pontos cinza são superabundantes. Os pontos vermelhos estão excluídos pelo vínculo do LEP sobre a massa do chargino.

Na análise 2, obtivemos os resultados de acordo com a massa do Higgs 125 ± 2 GeV, e observamos que a região que já estava bastante vinculada para os resultados do Planck está situada praticamente no limite superior do LUX, fornecendo pouquíssimos pontos não excluídos. Além disso, os pontos situados em seu limiar estão situados dentro da sensibilidade do XENON1T, conforme mostrado na figura 42.

Na análise 3, observamos o impacto do aumento do parâmetro m_0, que leva a uma região em concordância com os resultados do Planck e abaixo do limite do LUX (ver figura 43). A região em torno de 500 GeV está acima do limite a ser sondado pelo XENON1T. Entretanto, a pequena região para pequena massa, em torno de 60 GeV, está abaixo do resultado do XENON1T. Os resultados também concordam com os obtidos por Baer *et al.* (BAER et al., 2012).

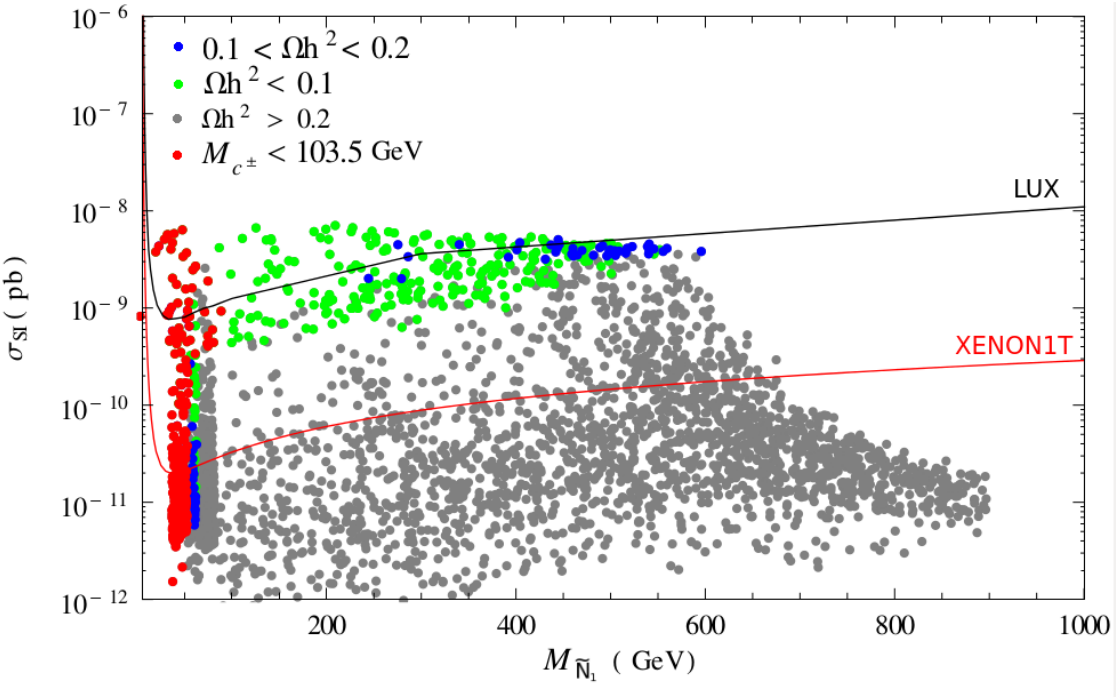

Figura 43 – Gráfico σ_{SI} *versus* $M_{\tilde{N}_1}$. Todos os pontos estão de acordo com a massa do Higgs padrão ($M_h = 125 \pm 2$ GeV). Os pontos azuis estão de acordo com o Planck, os pontos verdes são sub-abundantes e os pontos cinza são superabundantes. Para massa pequena, obtivemos compatibilidade com a análise do vínculo da largura invisível do Higgs pelo LEP e LHC. Os pontos vermelhos estão excluídos pelo vínculo do LEP sobre a massa do chargino.

Um estudo mais recente feito por Roszkowski *et al.* (ROSZKOWSKI et al., 2014b) nos mostra que aumentando ainda mais o intervalo para os parâmetros ($0.1 < M_0 < 20$ TeV, $0.1 < M_{1/2} < 10$ TeV, $-20 < A_0 < 20$ TeV, $3 < \tan\beta < 62$ e $\mu > 0$), é possível obter uma região que fornece a abundância correta abaixo da região do XENON1T, para ME tipo bino e uma região abaixo do resultado do LUX para ME tipo higgsino (com massa acima de 1 TeV).

O que se pôde observar nesta análise foi que ainda há espaço para estudos no CMSSM/mSUGRA, apesar de fortemente vinculado, temos boa parte do espaço de parâmetros prestes a ser posta à prova nos próximos anos, e ainda uma pequena região além dos vínculos atuais e esperados. A inclusão de novos candidatos à ME e/ou sua produção não-térmica podem aliviar os limites teóricos observados, para maiores detalhes recomendamos as referências (KELSO et al., 2013; KELSO et al., 2014; QUEIROZ, 2014; ALLAHVERDI et al., 2014; SINHA, 2014).

Outros estudos, ainda no MSSM, mas no cenário pMSSM (19 parâmetros livres) foram feitos recentemente (ROSZKOWSKI et al., 2014a), pelo mesmo grupo de pesquisadores da Polônia, mostrando que ainda há espaço a ser estudado também neste cenário. Inclusive, nesta análise foram estudados os vínculos sobre ME com mais de um candidato.

Conclusões e Perspectivas

O principal foco deste trabalho consistiu de realizar um estudo a respeito de ME para o MSSM no cenário mSUGRA. Com este objetivo, iniciamos nossos estudos com o Modelo Cosmológico Padrão para compreender as principais evidências e a descrição dos observáveis de ME. Com isto, fomos capazes de revisar toda a parte teórica associada à ME, que inclui todo o estudo das evidências, candidatos, abundância e métodos de detecção, além dos resultados experimentais recentes. Tendo em mãos a parte teórica e experimental associadas à ME, fizemos uma descrição sucinta do MSSM incluindo todos os seus principais aspectos, focando no principal candidato à ME, o neutralino. Finalmente, restringindo o espaço de parâmetros através do cenário de Supergravidade Mínima (mSUGRA), ficamos com apenas cinco parâmetros livres na teoria, M_0, $M_{1/2}$, $\tan\beta$, $sign(\mu)$ and A_0, tornando a análise viável. Assim, obtivemos os observáveis de ME para o candidato mencionado usando os pacotes numéricos SARAH, SPheno, SSP e micrOMEGAs. Tais pacotes foram essenciais para a realização do trabalho, visto que, devido a complexidade do modelo, é impraticável obter explicitamente as expressões analíticas para diversos observáveis. Obtidos os resultados foi possível comparar com os dados experimentais recentes e observar a viabilidade do modelo.

Quanto ao modelo, fizemos três análises, na primeira variamos os parâmetros M_0 e $M_{1/2}$ para três valores distintos da $\tan\beta$ fixando o $sign(\mu)$ em maior que zero e tomando o parâmetro de quebra soft trilinear nulo. Nesta primeira análise não definimos o valor para a massa do Higgs padrão, no intuito de reobter dados anteriores. O que observamos foi um cenário fortemente vinculado quando comparamos com o resultado do satélite Planck, com poucos pontos fornecendo a abundância de ME correta. A seção de choque independente de spin foi comparada com o experimento LUX e com o futuro experimento XENON1T, impondo restrições ainda mais fortes sobre pequeno espaço permitido pelo Planck. Além disso, percebemos um pequeno conflito, quando incluímos o vínculo da massa do Higgs padrão, vimos que para $\tan\beta = 10$, poucos pontos, que fornecem a abundância aferida pelo Planck, coincidem com os que estão em acordo com a massa do Higgs, entretanto a medida que aumentamos a $\tan\beta$ uma pequena região passou a coincidir. Para a seção de choque SD, comparamos com os resultados do XENON100 e observamos um comportamento semelhante ao SI, entretanto, não observamos um cenário tão fortemente vinculado como no caso SI.

Para a segunda e terceira análises, variamos os parâmetros M_0, $M_{1/2}$, $\tan\beta$ e A_0, fixando a massa do Higgs em $M_h = (125 \pm 2)$ GeV. Tais cenários mostraram-se também, fortemente vinculados. Neste estudo, fizemos a análise dos parâmetros e vimos que o neutralino no cenário do mSUGRA/CMSSM é essencialmente tipo-bino, e que fixar a

massa do Higgs leva a uma restrição sobre o parâmetro M_0, vimos que o neutralino só fornece a abundância correta (como único candidato) para $M_0 > 4000$ GeV. Para a análise 2, observamos poucos pontos em concordância com o satélite Planck, e que os poucos pontos viáveis ou estão excluídos ou iminência de serem excluídos pelos experimentos de detecção direta SI, LUX e XENON1T. Para a análise 3, observamos que o aumento do parâmetro M_0 levou ao surgimento de uma pequena região de baixa massa em acordo com o satélite Planck, em torno de 60 GeV, abaixo do limite do XENON1T, para esta região fizemos a análise do vínculo do decaimento invisível do Higgs, e vimos que está em acordo. Para as duas análises, no estudo de detecção direta SD, observamos um comportamento análogo ao SI, porém bem menos restritivo.

Concluímos desta análise que o cenário mSUGRA/CMSSM está fortemente vinculado na região do espaço de parâmetros estudada, e que esta região provavelmente será excluída pelo experimento XENON1T que iniciará suas atividades em 2017, com exceção da região de pequena massa. Diante deste cenário fortemente vinculado, como perspectiva, pretendemos fazer a análise para o MSSM no CMSSM/mSUGRA com dois candidatos à ME e comparar com os resultados atuais com um único candidato. Outro objetivo, motivados pelos resultados obtidos por Roszkowski *et al.* (ROSZKOWSKI et al., 2014a), consiste em fazer um estudo para dois candidatos à ME no cenário pMSSM. Além disso, este estudo serviu como base para que pudéssemos aprender a lidar com os pacotes numéricos e fazer estudos de ME em outros modelos supersimétricos mais abrangentes, que também será nosso objetivo futuramente.

Referências

AAD, G. et al. Search for charged Higgs bosons decaying via $H+ \to \tau\nu$ in top quark pair events using pp collision data at $sqrt(s) = 7$ TeV with the ATLAS detector. *JHEP*, v. 06, p. 039, 2012. Citado na página 93.

AAD, G. et al. Search for diphoton events with large missing transverse momentum in 7 TeV proton-proton collision data with the ATLAS detector. *Phys.Lett.*, B718, p. 411–430, 2012. Citado na página 59.

AAD, G. et al. Search for the Standard Model Higgs boson decay to $\mu^+\mu^-$ with the ATLAS detector. *Physics Letters*, B738, p. 68–86, 2014. Citado na página 93.

AALSETH, C. et al. Search for An Annual Modulation in Three Years of CoGeNT Dark Matter Detector Data. 2014. Citado 2 vezes nas páginas 64 e 69.

ABELL, G.; CORWIN JR., H.; OLOWIN, R. A catalog of rich clusters of galaxies. *Apjs*, v. 70, p. 1–138, maio 1989. Citado na página 48.

ADE, P. et al. Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results. 2013. Citado 4 vezes nas páginas 10, 19, 39 e 47.

ADE, P. et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *Astron.Astrophys.*, 2014. Citado 8 vezes nas páginas 12, 21, 22, 24, 30, 38, 89 e 90.

ADE, P. A. R. et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. 2015. Citado 6 vezes nas páginas 10, 15, 46, 47, 48 e 63.

AGNESE, R. et al. Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II. *Phys.Rev.Lett.*, v. 111, p. 251301, 2013. Citado na página 69.

AGNESE, R. et al. Silicon detector results from the first five-tower run of CDMS II. *Phys.Rev.*, D88, p. 031104, 2013. Citado na página 69.

AGNESE, R. et al. Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with SuperCDMS. *Phys.Rev.Lett.*, v. 112, n. 24, p. 241302, 2014. Citado na página 64.

AKERIB, D. et al. First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility. *Phys.Rev.Lett.*, v. 112, n. 9, p. 091303, 2014. Citado 4 vezes nas páginas 64, 68, 69 e 94.

ALLAHVERDI, R. et al. Correlation between Dark Matter and Dark Radiation in String Compactifications. *JCAP*, v. 1410, p. 002, 2014. Citado na página 99.

ALTARELLI, G.; FERUGLIO, F. Neutrino masses and mixings: A theoretical perspective. *Phys.Rept.*, v. 320, p. 295–318, 1999. Citado na página 19.

ALTMANN, M. F. et al. Proceedings, fourth SFB-375 Ringberg workshop 'neutrino astrophysics' held Ringberg Castle, Tegernsee, Germany, 20-24 October 1997. 1998. Citado na página 52.

ALVES, A. et al. Explaining the Higgs Decays at the LHC with an Extended Electroweak Model. *Eur.Phys.J.*, C73, n. 2, p. 2288, 2013. Citado na página 59.

ALVES, A.; PROFUMO, S.; QUEIROZ, F. S. The dark $Z^{'}$ portal: direct, indirect and collider searches. *JHEP*, v. 1404, p. 063, 2014. Citado na página 59.

ANGLOHER, G. et al. Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter Search. *Eur.Phys.J.*, C72, p. 1971, 2012. Citado na página 69.

AOKI, H.; ISO, S. Revisiting the Naturalness Problem – Who is afraid of quadratic divergences? –. *Phys.Rev.*, D86, p. 013001, 2012. Citado na página 19.

APRILE, E. The XENON1T Dark Matter Search Experiment. *Springer Proc.Phys.*, C12-02-22, p. 93–96, 2013. Citado 3 vezes nas páginas 11, 68 e 70.

ARINA, C.; FORNENGO, N. Sneutrino cold dark matter, a new analysis: Relic abundance and detection rates. *JHEP*, v. 0711, p. 029, 2007. Citado na página 58.

BABCOCK, H. W. The rotation of the Andromeda Nebula. *Lick Observatory Bulletin*, v. 19, p. 41–51, 1939. Citado 2 vezes nas páginas 39 e 41.

BAER, H.; BARGER, V.; MUSTAFAYEV, A. Neutralino dark matter in mSUGRA/CMSSM with a 125 GeV light Higgs scalar. *JHEP*, v. 1205, p. 091, 2012. Citado 4 vezes nas páginas 91, 93, 94 e 98.

BAER, H. W.; TATA, X. *Weak scale supersymmetry: from superfields to scattering events*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006. Citado 3 vezes nas páginas 15, 77 e 80.

BAHCALL, J.; SONEIRA, R. The universe at faint magnitudes. I - Models for the galaxy and the predicted star counts. *Apjs*, v. 44, p. 73–110, sep 1980. Citado na página 72.

BAHCALL, J. N.; SARAZIN, C. L. Parameters and predictions for the X-ray emitting gas of Coma, Perseus, and Virgo. *Apjl*, v. 213, p. L99–L103, maio 1977. Citado na página 42.

BECHTLE, P. et al. HiggsBounds-4: Improved Tests of Extended Higgs Sectors against Exclusion Bounds from LEP, the Tevatron and the LHC. *Eur. Phys. J.*, C74, p. 2693, 2014. Citado na página 93.

BEGEMAN, K.; BROEILS, A.; SANDERS, R. Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics. *Mnras*, v. 249, p. 523–537, abr. 1991. Citado 3 vezes nas páginas 10, 40 e 72.

BEHNKE, E. et al. First Dark Matter Search Results from a 4-kg CF_3I Bubble Chamber Operated in a Deep Underground Site. *Phys.Rev.*, D86, n. 7, p. 052001, 2012. Citado na página 69.

BELANGER, G. et al. MicrOMEGAs: A Program for calculating the relic density in the MSSM. *Comput.Phys.Commun.*, v. 149, p. 103–120, 2002. Citado na página 87.

BELANGER, G. et al. micrOMEGAs: Version 1.3. *Comput.Phys.Commun.*, v. 174, p. 577–604, 2006. Citado na página 87.

BELANGER, G. et al. micrOMEGAs 3: A program for calculating dark matter observables. *Comput.Phys.Commun.*, v. 185, p. 960–985, 2014. Citado na página 87.

BENNETT, C. et al. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results. *Apjs*, v. 148, p. 1–27, set. 2003. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 46.

BEREZHIANI, Z. G.; MOHAPATRA, R. N. Reconciling present neutrino puzzles: Sterile neutrinos as mirror neutrinos. *Phys.Rev.*, D52, p. 6607–6611, 1995. Citado na página 54.

BERGSTROM, L. Dark Matter Candidates. *New J.Phys.*, v. 11, p. 105006, 2009. Citado na página 55.

BERLIN, A.; HOOPER, D.; MCDERMOTT, S. D. Simplified dark matter models for the galactic center gamma-ray excess. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, v. 89, p. 115022, Jun 2014. Disponível em: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.89.115022>. Citado na página 64.

BERNABEI, R. et al. First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI. *Eur.Phys.J.*, C56, p. 333–355, 2008. Citado na página 69.

BERNABEI, R. et al. New results from DAMA/LIBRA. *Eur.Phys.J.*, C67, p. 39–49, 2010. Citado na página 64.

BERTONE, G. (Ed.). *Particle Dark Matter*. Cambridge University Press, 2010. Cambridge Books Online. ISBN 9780511770739. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1017/CBO9780511770739>. Citado na página 67.

BERTONE, G. (Ed.). *Particle Dark Matter, capítulos 13 e 14*. Cambridge University Press, 2010. Cambridge Books Online. ISBN 9780511770739. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1017/CBO9780511770739>. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 58.

BERTONE, G.; HOOPER, D.; SILK, J. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints. *Phys.Rept.*, v. 405, p. 279–390, 2005. Citado 2 vezes nas páginas 39 e 65.

BHATTACHARYYA, G. R-parity violating supersymmetric Yukawa couplings: A Minireview. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, v. 52A, p. 83–88, 1997. Citado na página 81.

BHATTACHARYYA, G.; CHOUDHURY, D. D and tau decays: Placing new bounds on R-parity violating supersymmetric coupling. *Mod.Phys.Lett.*, A10, p. 1699–1704, 1995. Citado na página 81.

BI, X.-J.; YIN, P.-F.; YUAN, Q. Status of Dark Matter Detection. *Front.Phys.China*, v. 8, p. 794–827, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 64.

BLINNIKOV, S. Mirror Matter and Other Models for Dark Matter. p. 25–38, 2014. Citado na página 59.

BOYARSKY, A.; RUCHAYSKIY, O.; SHAPOSHNIKOV, M. The Role of sterile neutrinos in cosmology and astrophysics. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, v. 59, p. 191–214, 2009. Citado na página 56.

BRADAC, M. et al. Revealing the properties of dark matter in the merging cluster MACSJ0025.4-1222. 2008. Citado 3 vezes nas páginas 19, 44 e 45.

BROWN, A. XENON dark matter searches: Results and the future. *AIP Conf.Proc.*, v. 1604, p. 313–318, 2014. Citado 3 vezes nas páginas 64, 69 e 94.

BURKERT, A. The Structure of dark matter halos in dwarf galaxies. *IAU Symp.*, v. 171, p. 175, 1996. Citado na página 72.

CARROLL, S. M. The Cosmological constant. *Living Rev.Rel.*, v. 4, p. 1, 2001. Citado na página 19.

CHACKO, Z. et al. Sparticle spectroscopy and phenomenology in a new class of gauge-mediated supersymmetry-breaking models. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, v. 56, p. 5466–5474, Nov 1997. Disponível em: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.56.5466>. Citado na página 53.

CHAKRABARTY, N. et al. Dark matter, neutrino masses and high scale validity of an inert Higgs doublet model. 2015. Citado na página 59.

CHATRCHYAN, S. Search for a Higgs boson in the decay channel H to ZZ(*) to q qbar $l-l+$ in pp collisions at $sqrt(s) = 7$ TeV. *JHEP*, v. 04, p. 036, 2012. Citado na página 93.

CHATRCHYAN, S. et al. Search for new physics in events with photons, jets, and missing transverse energy in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *JHEP*, v. 1303, p. 111, 2013. Citado na página 59.

CHATRCHYAN, S. et al. Search for invisible decays of Higgs bosons in the vector boson fusion and associated ZH production modes. *Eur. Phys. J.*, C74, p. 2980, 2014. Citado na página 93.

CIRELLI, M. et al. PPPC 4 DM ID: A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection. *JCAP*, v. 1103, p. 051, 2011. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 72.

CLINE, J. M.; DUPUIS, G.; LIU, Z. LHC constraints on dark matter with (130 GeV) gamma ray lines. *JHEP*, v. 1309, p. 065, 2013. Citado na página 64.

CLOWE, D. et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophys.J.*, v. 648, p. L109–L113, 2006. Citado 4 vezes nas páginas 10, 19, 44 e 45.

CLOWE, D.; GONZALEZ, A.; MARKEVITCH, M. Weak-Lensing Mass Reconstruction of the Interacting Cluster 1E 0657-558: Direct Evidence for the Existence of Dark Matter. *Apj*, v. 604, p. 596–603, abr. 2004. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 44.

COOKE, R. et al. Precision measures of the primordial abundance of deuterium. 2013. Citado na página 24.

CORCELLA, G. et al. HERWIG 6: An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes). *JHEP*, v. 0101, p. 010, 2001. Citado na página 72.

CYBURT, R. H. Primordial nucleosynthesis for the new cosmology: Determining uncertainties and examining concordance. *Phys.Rev.*, D70, p. 023505, 2004. Citado na página 24.

DIEMAND, J.; MOORE, B.; STADEL, J. Convergence and scatter of cluster density profiles. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, v. 353, p. 624, 2004. Citado na página 72.

DODELSON, S. *Modern Cosmology*. USA: Elsevier, 2003. Citado 5 vezes nas páginas 10, 22, 23, 24 e 35.

EINASTO, J. Dark Matter. *ArXiv e-prints*, jan. 2009. Citado 4 vezes nas páginas 19, 39, 41 e 43.

EINASTO, J. et al. Superclusters of galaxies from the 2dF redshift survey. II. Comparison with simulations. *Aap*, v. 462, p. 397–410, fev. 2007. Citado 3 vezes nas páginas 11, 49 e 50.

EINASTO, J. et al. Superclusters of galaxies from the 2dF redshift survey. I. The catalogue. *Aap*, v. 462, p. 811–825, fev. 2007. Citado na página 49.

EINSTEIN, A. Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. *Annalen der Physik*, v. 354, p. 769–822, 1916. Citado na página 26.

ELLIS, J. R.; NANOPOULOS, D. V.; OLIVE, K. A. Combining the muon anomalous magnetic moment with other constraints on the CMSSM. *Phys.Lett.*, B508, p. 65–73, 2001. Citado na página 88.

FABIAN, A.; ALLEN, S. X-rays from clusters of galaxies. 2003. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 43.

FALK, T.; OLIVE, K. A.; SREDNICKI, M. Heavy sneutrinos as dark matter. *Phys.Lett.*, B339, p. 248–251, 1994. Citado 2 vezes nas páginas 58 e 82.

FARRAR, G. R.; FAYET, P. Phenomenology of the Production, Decay, and Detection of New Hadronic States Associated with Supersymmetry. *Phys.Lett.*, B76, p. 575–579, 1978. Citado na página 81.

FERRERAS, I.; SAHA, P.; BURLES, S. Unveiling dark halos in lensing galaxies. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, v. 383, p. 857, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 43.

FRIEDMANN, A. Über die krümmung des raumes. *Zeitschrift fur Physik*, v. 10, p. 377–386, 1922. Citado na página 26.

FUNK, S. Indirect Detection of Dark Matter with gamma rays. 2013. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 74.

GOLWALA, S. R. *Exclusion Limits on the WIMP-Nucleon Elastic-Scattering Cross Section from the Cryogenic Dark Matter Search*. Tese (Doutorado) — University of California at Berkeley, 2000. Disponível em: <http://cosmology.berkeley.edu/preprints/cdms/golwalathesis/thesis.pdf>. Citado 2 vezes nas páginas 67 e 69.

GRAHAM, A. W. et al. Empirical models for Dark Matter Halos. I. Nonparametric Construction of Density Profiles and Comparison with Parametric Models. *Astron.J.*, v. 132, p. 2685–2700, 2006. Citado na página 71.

GREGORY, S.; THOMPSON, L. The Coma/A1367 supercluster and its environs. *Apj*, v. 222, p. 784–799, jun. 1978. Citado na página 49.

GUTH, A. H. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, v. 23, p. 347–356, Jan 1981. Disponível em: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.23.347>. Citado na página 46.

HARVEY, D. et al. The non-gravitational interactions of dark matter in colliding galaxy clusters. *Science*, v. 347, p. 1462–1465, 2015. Citado na página 45.

HOCHBERG, Y. et al. Mechanism for Thermal Relic Dark Matter of Strongly Interacting Massive Particles. *Phys.Rev.Lett.*, v. 113, p. 171301, 2014. Citado na página 55.

HOOPER, D. TASI 2008 Lectures on Dark Matter. p. 709–764, 2009. Citado 7 vezes nas páginas 11, 13, 62, 87, 88, 90 e 115.

HOOPER, D.; PROFUMO, S. Dark matter and collider phenomenology of universal extra dimensions. *Phys.Rept.*, v. 453, p. 29–115, 2007. Citado na página 59.

HUBBLE, E. A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. *PNAS*, v. 15, n. 3, p. 168–173, 1929. Citado na página 22.

HULST, H. C. van de; MULLER, C. A.; OORT, J. H. The spiral structure of the outer part of the Galactic System derived from the hydrogen emission at 21 cm wavelength. *Bain*, v. 12, p. 117, maio 1954. Citado na página 41.

IOCCO, F.; PATO, M.; BERTONE, G. Evidence for dark matter in the inner Milky Way. *Nature Phys.*, v. 11, p. 245–248, 2015. Citado na página 41.

JAROSIK, N. et al. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results. *Apjs*, v. 192, p. 14, fev. 2011. Citado na página 23.

JEANS, J. H. The motions of stars in a kapteyn-universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 82, n. 3, p. 122–132, 1922. Disponível em: <http://mnras.oxfordjournals.org/content/82/3/122.short>. Citado na página 39.

JORDAN, A. et al. The ACS Virgo Cluster Survey. III. Chandra and Hubble Space Telescope Observations of Low-Mass X-Ray Binaries and Globular Clusters in M87. *Apj*, v. 613, p. 279–301, set. 2004. Citado na página 42.

KAPTEYN, J. First Attempt at a Theory of the Arrangement and Motion of the Sidereal System. *Apj*, v. 55, p. 302, maio 1922. Citado na página 39.

KAUFFMANN, G.; WHITE, S.; GUIDERDONI, B. The Formation and Evolution of Galaxies Within Merging Dark Matter Haloes. *Mnras*, v. 264, p. 201, set. 1993. Citado na página 52.

KELSO, C. et al. A 331 WIMPy Dark Radiation Model. *Eur.Phys.J.*, C74, n. 3, p. 2797, 2014. Citado na página 99.

KELSO, C.; PROFUMO, S.; QUEIROZ, F. S. Nonthermal WIMPs as "Dark Radiation"in Light of ATACAMA, SPT, WMAP9 and Planck. *Phys.Rev.*, D88, n. 2, p. 023511, 2013. Citado na página 99.

KLYPIN, A. A. et al. Where are the missing Galactic satellites? *Astrophys.J.*, v. 522, p. 82–92, 1999. Citado na página 52.

KOLB, E. W.; TURNER, M. S. *Cosmology*. Chicago, USA: Addison-Wesley Publishing Company, 1990. Citado 3 vezes nas páginas 21, 59 e 60.

LEE, H.-S.; MATCHEV, K. T.; NASRI, S. Revival of the thermal sneutrino dark matter. *Phys.Rev.*, D76, p. 041302, 2007. Citado na página 58.

LUTY, M. A. 2004 TASI lectures on supersymmetry breaking. p. 495–582, 2005. Citado na página 78.

MAMBRINI, Y. *Lectures on Histories of Dark Matter in the Universe*. [s.n.], 2015. Disponível em: <http://www.ymambrini.com/My_World/Lectures.html>. Citado na página 61.

MARTIN, S. P. A Supersymmetry primer. *Adv.Ser.Direct.High Energy Phys.*, v. 21, p. 1–153, 2010. Citado 9 vezes nas páginas 12, 15, 19, 75, 77, 78, 81, 83 e 85.

MATSUMOTO, S.; MUKHOPADHYAY, S.; TSAI, Y.-L. S. Singlet Majorana fermion dark matter: a comprehensive analysis in effective field theory. *JHEP*, v. 1410, p. 155, 2014. Citado na página 59.

MILGROM, M. A Modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Astrophys.J.*, v. 270, p. 365–370, 1983. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 45.

MOHANTY, S.; RAO, S.; ROY, D. Reconciling the muon $g-2$ and dark matter relic density with the LHC results in nonuniversal gaugino mass models. *JHEP*, v. 1309, p. 027, 2013. Citado na página 88.

MOORE, B. et al. Dark matter substructure within galactic halos. *Astrophys.J.*, v. 524, p. L19–L22, 1999. Citado na página 52.

NAVARRO, J. F.; FRENK, C. S.; WHITE, S. D. The Structure of cold dark matter halos. *Astrophys.J.*, v. 462, p. 563–575, 1996. Citado na página 71.

NAVARRO, J. F. et al. The Diversity and Similarity of Cold Dark Matter Halos. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, v. 402, p. 21, 2010. Citado na página 71.

NITZ, D. et al. A search for anomalously heavy isotopes of low Z nuclei. *AIP Conf.Proc.*, v. 150, p. 1143–1147, 1986. Citado na página 57.

OLIVE, K.; GROUP, P. D. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, v. 38, n. 9, p. 090001, 2014. Disponível em: <http://stacks.iop.org/1674-1137/38/i=9/a=090001>. Citado 15 vezes nas páginas 10, 15, 21, 23, 25, 27, 33, 35, 36, 47, 55, 62, 85, 88 e 90.

OLIVE, K.; GROUP, P. D. Review of particle physics - axions and other very light bosons. *Chinese Physics C*, v. 38, n. 9, p. 626–644, 2014. Disponível em: <http://stacks.iop.org/1674-1137/38/i=9/a=090001>. Citado na página 57.

OLIVE, K. A. Inflation. *Phys.Rept.*, v. 190, p. 307–403, 1990. Citado na página 50.

OLIVE, K. A. TASI lectures on dark matter. p. 797–851, 2003. Citado 2 vezes nas páginas 12 e 86.

OORT, J. H. Some Problems Concerning the Structure and Dynamics of the Galactic System and the Elliptical Nebulae NGC 3115 and 4494. *Apj*, v. 91, p. 273, abr. 1940. Citado 2 vezes nas páginas 39 e 41.

PANCI, P. New Directions in Direct Dark Matter Searches. *Adv.High Energy Phys.*, v. 2014, p. 681312, 2014. Citado na página 68.

PECCEI, R.; QUINN, H. Cp conservation in the presence of pseudoparticles. *Physical Review Letters*, v. 38, p. 1440–1443, jun. 1977. Citado 2 vezes nas páginas 55 e 57.

PEEBLES, P. *Physical cosmology*. EUA: Princeton University Press, 1971. Citado na página 49.

PENZIAS, A.; WILSON, R. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *Apj*, v. 142, p. 419–421, jul. 1965. Citado 2 vezes nas páginas 39 e 46.

PERKINS, D. *Particle Astrophysics, capítulo 8*. Second. OUP Oxford, 2008. (Oxford). Disponível em: <http://books.google.com.br/books?id=fBNzZF7kLz4C>. Citado na página 47.

PERKINS, D. *Particle Astrophysics*. New York, NY, USA: Oxford University Press, 2009. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 28.

PESKIN, M. E. Supersymmetric dark matter in the harsh light of the large hadron collider. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2014. Disponível em: <http://www.pnas.org/content/early/2014/10/17/1308787111.abstract>. Citado na página 64.

POPOLO, A. D. et al. A unified solution to the small scale problems of the ΛCDM model. *JCAP*, v. 1404, p. 021, 2014. Citado na página 52.

POROD, W. SPheno, a program for calculating supersymmetric spectra, SUSY particle decays and SUSY particle production at e+ e- colliders. *Comput.Phys.Commun.*, v. 153, p. 275–315, 2003. Citado na página 87.

POROD, W.; STAUB, F. SPheno 3.1: Extensions including flavour, CP-phases and models beyond the MSSM. *Comput.Phys.Commun.*, v. 183, p. 2458–2469, 2012. Citado na página 87.

QUEIROZ, F. *Direct and Indirect Dark Matter Detection in Gauge Theories*. 247 p. Tese (Doutorado), 2013. Citado na página 59.

QUEIROZ, F. S. Non-thermal WIMPs as Dark Radiation. *AIP Conf.Proc.*, v. 1604, p. 83–90, 2014. Citado na página 99.

QUEIROZ, F. S.; SINHA, K.; WESTER, W. Rich tapestry: Supersymmetric axions, dark radiation, and inflationary reheating. *Phys.Rev.*, D90, n. 11, p. 115009, 2014. Citado na página 57.

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. *Astrophys.J.*, v. 679, p. 1173–1180, 2008. Citado na página 45.

RICH, J.; OWEN, D. L.; SPIRO, M. Experimental Particle Physics without accelerators. *Phys.Rept.*, v. 151, p. 239–364, 1987. Citado na página 57.

ROSZKOWSKI, L.; SESSOLO, E. M.; WILLIAMS, A. J. Prospects for dark matter searches in the pMSSM. 2014. Citado 2 vezes nas páginas 99 e 101.

ROSZKOWSKI, L.; SESSOLO, E. M.; WILLIAMS, A. J. What next for the CMSSM and the NUHM: Improved prospects for superpartner and dark matter detection. *JHEP*, v. 1408, p. 067, 2014. Citado 2 vezes nas páginas 91 e 99.

RUBIN, V. C.; FORD JR., W. K. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *Apj*, v. 159, p. 379, fev. 1970. Citado 2 vezes nas páginas 39 e 41.

RUJULA, A. de; GLASHOW, S.; SARID, U. Charged dark matter. *Nuclear Physics B*, v. 333, p. 173–194, mar. 1990. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1990NuPhB.333..173D>. Citado na página 53.

SANTOS, A. C. O. *Análise da Abundância e Detecção Direta num Modelo de Matéria Escura*. 90 p. Tese (Doutorado), 2014. Citado na página 59.

SANTOS, M. D. V. dos. *Observáveis de Matéria Escura como um Férmion de Majorana*. 97 p. Tese (Doutorado), 2014. Citado na página 59.

SCHNEIDER, P. *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*. New York, NY, USA: Springer, 2006. Citado na página 42.

SCHUMANN, M. Dual-Phase Liquid Xenon Detectors for Dark Matter Searches. *JINST*, v. 9, p. C08004, 2014. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 70.

SCHUMANN, M. Dark Matter 2014. 2015. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 71.

SEARCHES, L. H. W. G. for Higgs boson. Flavor independent search for hadronically decaying neutral Higgs bosons at LEP. 2001. Citado na página 93.

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. Citado na página 48.

SILVA, P. S. R. da. A Brief Review on WIMPs in 331 Electroweak Gauge Models. 2014. Citado na página 59.

SIMON, J.; GEHA, M. The Kinematics of the Ultra-faint Milky Way Satellites: Solving the Missing Satellite Problem. *Apj*, v. 670, p. 313–331, nov. 2007. Citado na página 52.

SINHA, K. Non-thermal dark matter: Prospects and challenges. *AIP Conf.Proc.*, v. 1604, p. 105–114, 2014. Citado na página 99.

SJOSTRAND, T.; MRENNA, S.; SKANDS, P. Z. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput.Phys.Commun.*, v. 178, p. 852–867, 2008. Citado na página 72.

SMITH, P. Terrestrial Searches for New Stable Particles. *Contemp.Phys.*, v. 29, p. 159–186, 1988. Citado na página 57.

SMOOT, G. et al. Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps. *Apjl*, v. 396, p. L1–L5, set. 1992. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 46.

STAUB, F. SARAH 4: A tool for (not only SUSY) model builders. *Comput.Phys.Commun.*, v. 185, p. 1773–1790, 2014. Citado na página 87.

STAUB, F. et al. A Tool Box for Implementing Supersymmetric Models. *Comput.Phys.Commun.*, v. 183, p. 2165–2206, 2012. Citado na página 87.

TAOSO, M.; BERTONE, G.; MASIERO, A. Dark Matter Candidates: A Ten-Point Test. *JCAP*, v. 0803, p. 022, 2008. Citado 4 vezes nas páginas 11, 52, 53 e 54.

VITALE, V.; MORSELLI, A. Indirect Search for Dark Matter from the center of the Milky Way with the Fermi-Large Area Telescope. 2009. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 71.

WEINBERG, S. *Cosmology*. New York, NY, USA: Oxford University Press, 2008. Citado na página 21.

ZELDOVICH, Y. Gravitational instability: An approximate theory for large density perturbations. *Aap*, v. 5, p. 84–89, mar. 1970. Citado na página 49.

ZWICKY, F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, v. 6, p. 110–127, 1933. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 39.

ZWICKY, F. et al. *Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies, Vol. I.* [S.l.: s.n.], 1961. Citado na página 48.

Apêndices

APÊNDICE A – Notações e Convenções

O tensor métrico de Minkowski $g_{\mu\nu}$ é definido por,

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{A.1}$$

Definimos os quadrivetores posição e momento covariantes da seguinte forma,

$$x_\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, \vec{x}), \qquad p_\mu = (E, \vec{p}), \tag{A.2}$$

e os contravariantes,

$$x^\mu = g^{\mu\nu} x_\nu, \qquad p^\mu = g^{\mu\nu} p_\nu. \tag{A.3}$$

As derivadas covariantes e contravariantes são definidas como segue,

$$\partial_\mu = \left(\frac{\partial}{\partial t}, \vec{\nabla} \right). \tag{A.4}$$

Matrizes de Pauli,

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \qquad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{A.5}$$

Matrizes de Dirac,

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad \gamma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\gamma_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \qquad \gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \tag{A.6}$$

Matriz γ_5,

$$\gamma_5 \equiv i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \tag{A.7}$$

Projetor de mão-esquerda,

$$P_L = \frac{1-\gamma_5}{2}. \tag{A.8}$$

Projetor de mão direita,

$$P_R = \frac{1+\gamma_5}{2}. \tag{A.9}$$

APÊNDICE B – Principais canais no MSSM

B.1 Canais que contribuem para abundância

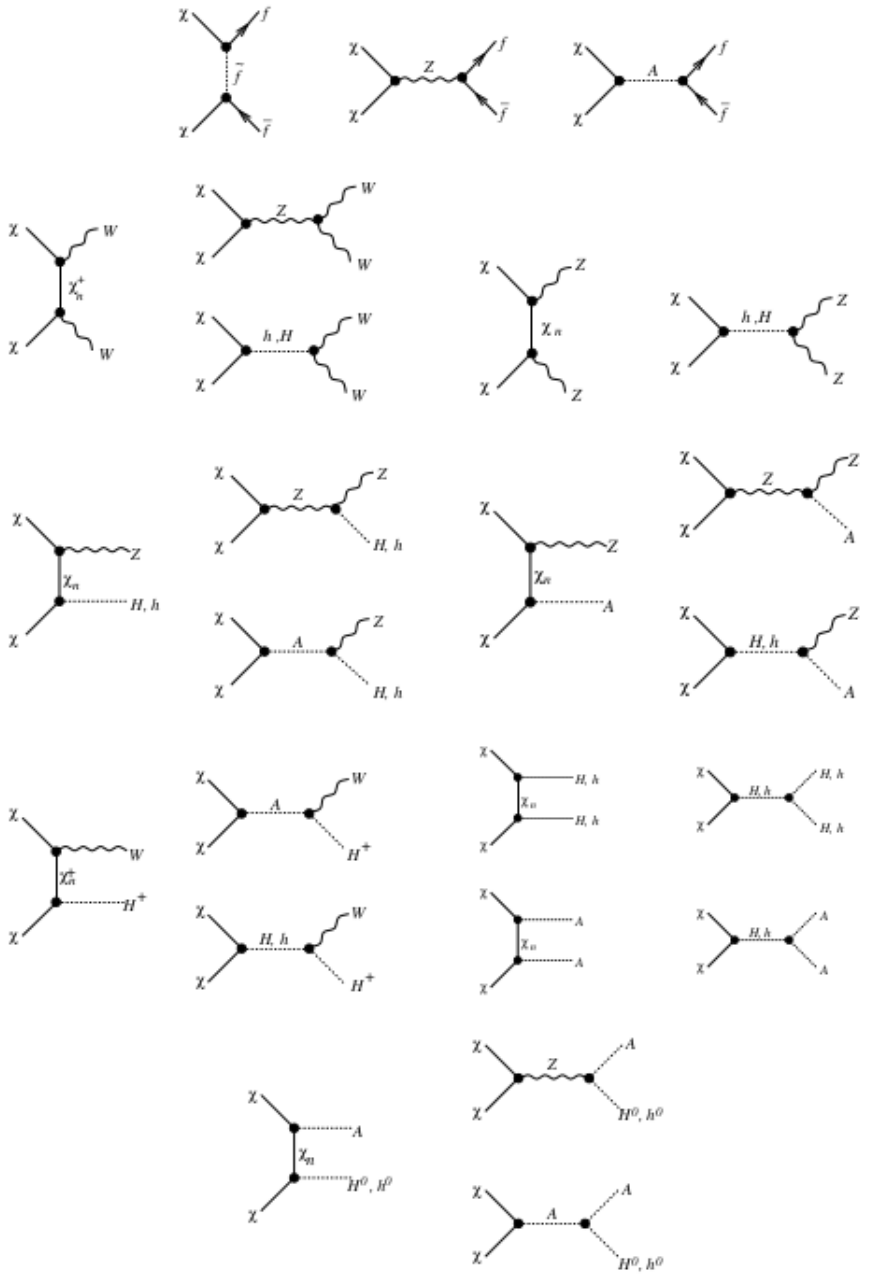

Figura 44 – Principais canais que contribuem para a abundância de ME (HOOPER, 2009)

B.2 Canais que contribuem na região do Planck

.

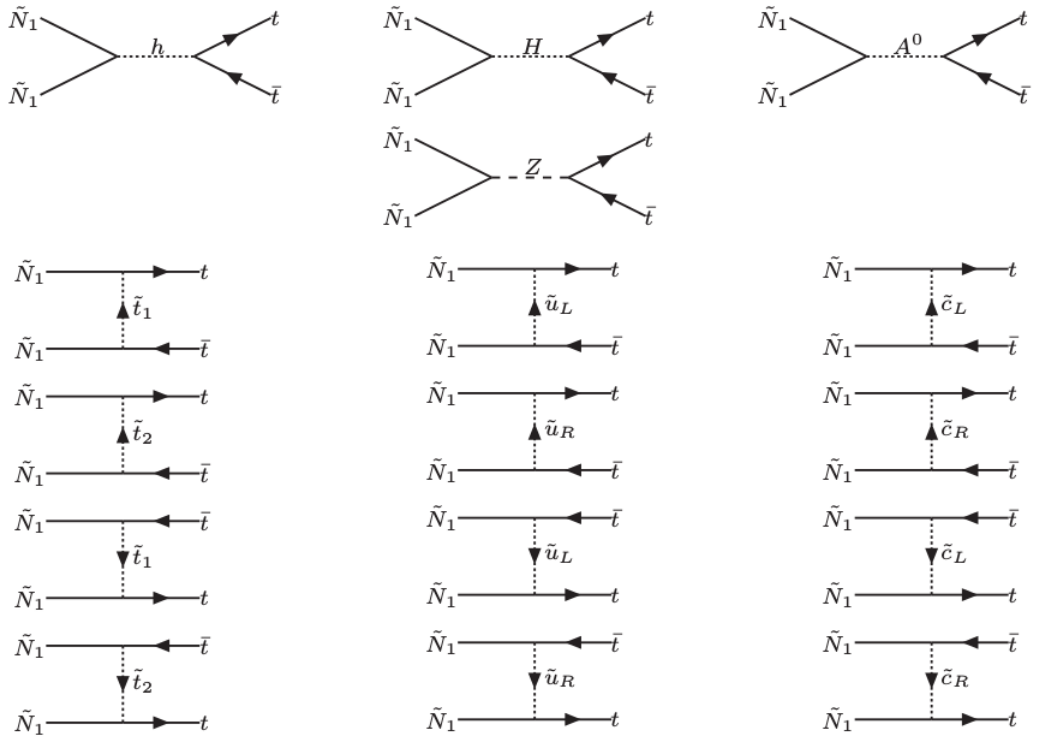

Figura 45 – Principais canais que contribuem para a abundância de ME na região do Planck (Canal $\bar{t}t$).

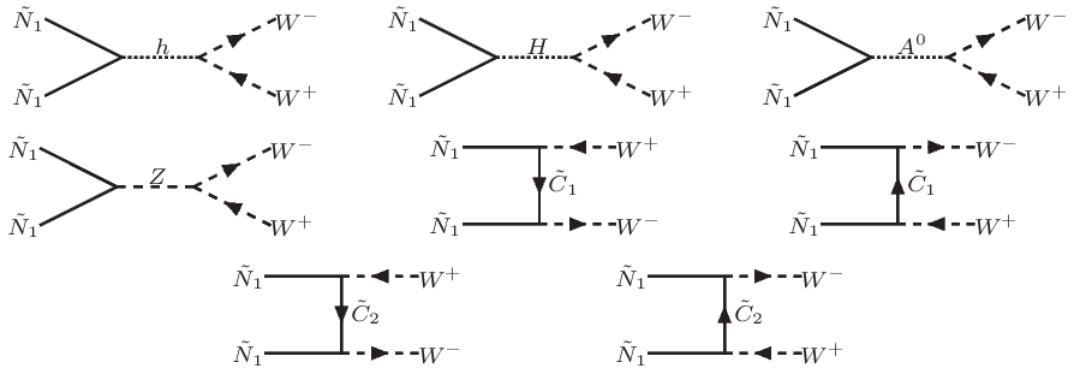

Figura 46 – Principais canais que contribuem para a abundância de ME na região do Planck (Canal $W^{\pm}$).

B.3 Canais que contribuem para a Seção de Choque de Espalhamento

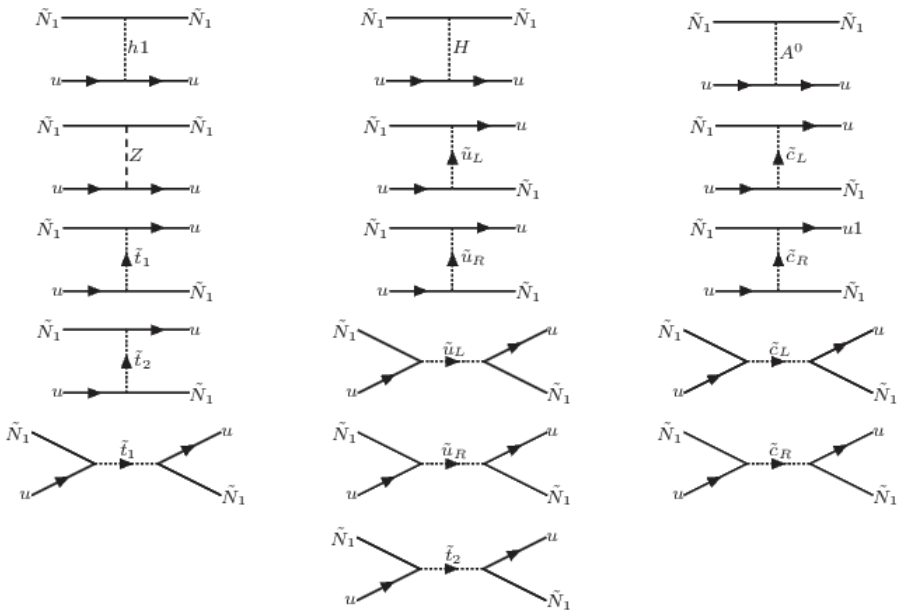

Figura 47 – Principais canais que contribuem para a Seção de Choque de Espalhamento de ME.