

Bruno Silva Rodriguez Miguez

Caracterização das Medidas de Fundo e Blindagem em Detectores Subterrâneos de Xenônio Líquido

Campinas 2014



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

Instituto de Física "Gleb Wataghin"

Bruno Silva Rodriguez Miguez

Caracterização das medidas de fundo e blindagem em detectores subterrâneos de xenônio líquido.

Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Orientador: Pedro Cunha de Holanda

Este exemplar corresponde à versão final da tese defendida pelo aluno Bruno Silva Rodriguez Miguez e orientada pelo Prof. Dr. Pedro Cunha de Holanda.

Pedro C Haldu

Campinas 2014

Ficha catalográfica Universidade Estadual de Campinas Biblioteca do Instituto de Física Gleb Wataghin Valkíria Succi Vicente - CRB 8/5398

Miguez, Bruno Silva Rodriguez, 1986-M588c Caracterização das medidas de fundo e blindagem em detectores subterrâneos de xenônio líquido / Bruno Silva Rodriguez Miguez. – Campinas, SP : [s.n.], 2014.

> Orientador: Pedro Cunha de Holanda. Tese (doutorado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin.

1. Cosmologia. 2. Detectores. 3. Matéria escura (Astronomia). I. Holanda, Pedro Cunha de,1973-. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física Gleb Wataghin. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Characterization on background and shielding of underground detector based on liquid xenon Palavras-chave em inglês: Cosmology Detectors Dark matter (Astronomy) Área de concentração: Física Titulação: Doutor em Ciências Banca examinadora: Pedro Cunha de Holanda [Orientador] Odylio Denis de Aguiar João Carlos Costa dos Anjos Anderson Campos Fauth Orlando Luis Goulart Peres Data de defesa: 30-06-2014 Programa de Pós-Graduação: Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE **BRUNO SILVA RODRIGUEZ MIGUEZ – RA: 031556** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 30 / 06 / 2014.

COMISSÃO JULGADORA: Prof. Dr. Pedro Cunha de Holanda Orientador do Candidato - DRCC/IFGW/UNICAMP Prof. Dr. Odylio Denys de Aguiar - INPE Prof. Dr. João Carlos Costa dos Anjos - CBPF Prof. Dr. Anderson Campos Fauth - DRCC/IFGW/UNICAMP Prof. Dr. Orlando Luís Goulart Peres - DRCC/IFGW/UNICAMP

v

Resumo

Uma das grandes fronteiras da física atual é a identificação da Matéria Escura, que seria responsável por cerca de 25% da densidade do universo. Diversos candidatos a Matéria Escura foram propostos, entre eles os WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particle*). A Colaboração Xenon tem como objetivo a detecção direta de matéria escura através de colisões elásticas com núcleos de xenônio, monitorados em uma câmara de projeção temporal. Os primeiros detectores da colaboração Xenon (Xenon10 e Xenon100) obtiveram grande sucesso impondo os limites mais restritivos para seção de choque WIMP-nucleon quando foram publicados seus resultados. Atualmente o terceiro detector da colaboração, o Xenon1T, está em construção e é esperado que ele verifique seções de choque até duas ordens de grandeza abaixo dos limites atuais.

O Xenon1T possuirá um sistema de veto ativo, o *Water Tank*. A câmara de projeção temporal do Xenon1T será localizada dentro de um detector que busca, através da detecção de outros produtos, identificar nêutrons rápidos produzidos através da interação de múons com as rochas ou estrutrura ao redor do detector. As paredes internas do *Water Tank* são cobertas com uma folha refletora DF2000MA para aumentar a captação de luz.

Nesta tese foi estudada a taxa de eventos gerada pela resposta da folha DF2000MA à radioatividade do aço que compõe a estrutura do *Water Tank* e seu impacto no funcionamento do sistema de veto. A taxa destes eventos que gerariam um sinal no *Water Tank* seria da ordem de 10^{-4} Hz, muito abaixo da taxa de operação planejada para o *Water Tank* (~ Hz), não sendo portanto um problema. Outro estudo realizado foi sobre o sinal gerado por neutrinos de supernovas através de espalhamento coerente com os núcleos. Supernovas próximas seriam responsável por menos de 10 eventos concentrados em poucos segundos, muito distintos do fundo esperado de recúos nucleares no Xenon1T, da ordem de 0.1 por ano. Sendo o sinal de uma supernova facilmente reconhecido durante a análise.

Abstract

Actually an important frontier on physics is the Dark Matter identification. The Dark Matter is responsible for 80% Universe matter density on Universe. Different Dark Matter candidates have been proposed, among them the WIMPs (Weakly Interacting Massive Particle). The Xenon Collaboration have as goal the direct detection of Dark Matter by observation of elastic scattering on xenon nuclei. The first two Xenon phases achieved great sucess with the most constraining limits on WIMP-nuclei cross section at publishing time. Today the third detector (Xenon1T) is under construction and it expect to probe cross section two orders below the actual limits.

One big difficult to increase the detector mass is the signal to noise ratio. The Xenon detectors keep record of excitation and ionization energy ratio to discriminate between electronic recoils and nuclear recoils. WIMPs should cause nuclear recoil by coherent elastic scattering on atomic nuclei. The nuclear recoil selection allows a huge increase on sensibility, once the background rate due to nuclear recoil on Xenon1T is five orders lower than the eletronic recoil one. Neutrinos and neutrons can produce nuclear recoils mimicating the WIMP signal. The Xenon1T will have an active veto system, the Water Tank. The Xenon1T time projection chamber will be placed inside a water tank monitored by photomultipliers. It will detect subproducts of muon interactions on rocks around the detector and tag the nuclear recoil due to fast neutrons produced by muons. To increase the light capture in the internal walls of Water Tank will be covered by a reflective foil, the DF2000MA.

We studied the event rate due to the DF2000MA response to the alpha radioactivity of structural steel and its impact on veto system. The rate of these events that would generate a signal in veto system obtained by us was around 10^{-4} Hz, much lower than the operational planned rate (~ Hz). Then this response will not be a problem to veto system. Another study was about the supernova neutrinos signal on Xenon1T. Neutrinos can produce nuclear recoils by coherent elastic scattering, mimicating the WIMP signal. We obtained ~ 10 events due to a supernova at 8.5 kpc. Furthermore these events would be concentrated in seconds, much different from the Xenon1T nuclear recoil background (~ 0.1/year). Then the supernova neutrino signal would be easilly recognized on analysis level.

Sumário

Introdução					
1	Cosmologia e WIMPs				
	1.1	Model	o Cosmológico Padrão	p. 5	
		1.1.1	História do Universo	p. 5	
		1.1.2	Sucessos do Modelo Cosmológico Padrão	p. 9	
		1.1.3	O Modelo Λ <i>CDM</i>	p. 12	
	1.2	Matéria	a Escura	p. 13	
		1.2.1	Indícios de Matéria Escura	p. 14	
		1.2.2	Candidatos a Matéria Escura	p. 17	
	1.3	Model	o Padrão de Partículas e Supersimetria	p. 19	
		1.3.1	Modelo Padrão de Física de Partículas	p. 19	
		1.3.2	Modelos supersimétricos	p. 21	
	1.4 WIMPs		s	p. 24	
		1.4.1	Detecção de WIMPs	p. 24	
2	Xenon				
	2.1	Detecç	ão Direta de WIMPs	p. 27	
	2.2	2.2 Detectores de Líquidos Nobres			
		2.2.1	Câmara de Projeção Temporal Bifásica	p. 32	

	2.3	Proprie	edades do Xenônio como Meio Detector	p. 36		
	2.4	4 Colaboração Xenon				
		2.4.1	Xenon100	p. 39		
		2.4.2	Xenon1T	p. 46		
		2.4.3	Análise e Seleção de Eventos	p. 47		
3	Cintiliação da Folha DF2000MA					
	3.1	Aparate	o experimental	p. 60		
	3.2	Calibra	ıção	p. 62		
	3.3	Medida	as em superfície e subterrânea	p. 66		
		3.3.1	Medidas em superfície	p. 67		
		3.3.2	Medidas Subterrâneas	p. 80		
	3.4	Taxa de	e Eventos no MuonVeto devido à DF2000MA	p. 84		
4	Espalhamento Coerente de Neutrinos de Supernovas no Xenon1T					
	4.1	Supern	ovas	p. 87		
		4.1.1	Evolução Estelar	p. 88		
		4.1.2	Classificação de Supernovas	p. 91		
		4.1.3	Dinâmica do Colapso Gravitacional do Núcleo da Estrela	p. 92		
		4.1.4	Neutrinos do Colapso Gravitacional	p. 98		
		4.1.5	SN1987A	p. 100		
	4.2	Espalhamento Coerente de Neutrinos				
	4.3	Neutrir	nos de Supernovas no Xenon1T	p. 107		
5	Con	clusões	e Perspectivas	p. 113		

Referências Bibliográficas

p. 115

Agradecimentos

Gostaria de agradecer:

aos meus orientadores, ao daqui e ao de lá.

aos meus outros orientadores, que estão espalhados por aí.

aos meus amigos, por todos os problemas e aprendizado que compartilhamos.

aos meus professores, aos que me mostraram como ser e aos que me mostraram como não

ser.

à minha família, por tudo.

e um agradecimento especial à pessoa que me ensinou a valorizar o conhecimento e que me permitiu percorrer todo o caminho que percorri.

Introdução

Uma das grandes fronteiras da física atual é a identificação da Matéria Escura, que seria responsável por cerca de 25% da densidade de matéria e energia do universo e 80% da densidade de matéria e no entanto somente seus efeitos gravitacionais foram observados até o momento. Diversos candidatos a Matéria Escura foram propostos e alguns já foram descartados. Um promissor candidato a Matéria Escura são os WIMPs¹ provenientes de algumas teorias supersimétricas [1–3].

Diversos experimentos foram projetados e construídos com o objetivo de estudar a possibilidade da Matéria Escura ser composta por WIMPs, até o momento com resultados inconclusivos [2,4]. Dentre estes experimentos estão os detectores da Colaboração Xenon [5], que tem como objetivo estudar a possibilidade de WIMPs serem responsáveis pela matéria escura através de colisões elásticas com núcleos de xenônio, monitorados em uma câmara de projeção temporal. Os primeiros detectores da colaboração Xenon (Xenon10 e Xenon100) obtiveram grande sucesso impondo os limites mais restritivos para seção de choque WIMP-nucleon no momentos da publicação de seus resultados [4,6–8]. Atualmente o terceiro detector da colaboração, o Xenon1T [9], está em construção e suas primeiras aquisições de dados são esperadas para o fim de 2014. É esperado que o Xenon1T seja sensível a seções de choque até duas ordens de grandeza abaixo dos limites atuais [4].

As fases dos detectores da colaboração Xenon são relacionadas à massa fiducial de xenônio: 6 kg para o Xenon10, 62.5 kg para o Xenon100 e cerca de 2.5 *ton* para o Xenon1T. Um dos principais desafios para a viabilização destes incrementos de massa é uma boa discriminação entre sinal e ruído.

¹Do inglês weakly interacting massive particle.

Uma das principais ferramentas utilizada pela Colaboração Xenon para essa discriminação é medir separadamente o sinal gerado pela excitação e pela ionização causada pelo evento. Recuos eletrônicos geram um sinal de ionização muito mais intenso que recuos nucleares, sendo possível discriminá-los deste modo [5], o que leva a uma redução de um fator de 10⁵ na taxa ruído em comparação com recuos eletrônicos. Espera-se que WIMPs causem recuos nucleares através de espalhamentos elásticos coerentes com os núcleos atômicos. A seleção por recuos nucleares permite um grande incremento na sensibilidade, uma vez que a taxa de ruído esperado por recuos nucleares é cerca de cinco ordens de grandeza mais baixa que a taxa esperada para recuos eletrônicos no Xenon1T.

A principal diferença do Xenon1T para o Xenon100 é o sistema de veto ativo de múons, o *Water Tank*. A câmara de projeção temporal do Xenon1T será localizada dentro de um tanque cilíndrico de 10 *m* de altura e 10 *m* de diâmetro, preenchido com água e monitorado por 84 fotomultiplicadoras. Além da proteção oferecida pela água, que absorve parte da radioatividade produzida pelas rochas do laboratório, o *Water Tank* tem como objetivo principal identificar nêutrons rápidos produzidos através da interação de múons com as rochas ou estrutrura ao redor do detector. Ao detectar no *Water Tank* outros produtos da interação do múon, o detector será capaz de identificar o recuo nuclear causado por nêutrons produzidos pela mesma interação.

Com o intuito de aumentar a eficiência do *Water Tank*, suas paredes internas foram cobertas com uma folha refletora DF2000MA, produzida pela 3M. No entanto, trabalhos das colaborações Gerda [10] e Cresst [11] colocaram em dúvida a possibilidade do uso da folha DF2000MA para este fim. A Colaboração Cresst reportou o uso da folha DF2000MA como um eficiente absorvedor de alfas, cintilando neste processo [12], enquanto que a Colaboração Gerda reportou um excesso de ruído em sistema de veto de múons [13], que utiliza a folha DF2000MA. Diversas explicações foram apresentadas, mas nenhuma se mostrou satisfatória. Uma possível explicação para o ruído observado no Gerda é que este seria produzido pela folha ao absorver partículas alfa da radiação emitida pela

estrutura do detector, que neste caso também seria observado pelo veto de múons do Xenon1T.

Outra possível fonte de recuos nucleares são os neutrinos, que através de colisões elásticas coerentes com o núcleo atômico podem reproduzir o sinal de WIMPs. Neutrinos originados em supernovas próximas, por exemplo, poderiam causar recuos nucleares visíveis no Xenon1T.

Esta tese se estrutura do seguinte modo: no capítulo 1 é exposta uma breve revisão sobre cosmologia, supersimetria e candidatos supersimétricos a Matéria Escura; seguida por uma descrição do uso de líquidos nobres (com ênfase no xenônio) como detectores de WIMPs no capítulo 2; nos dois capítulos seguintes (3 e 4) são apresentados dois estudos realizados dentro do escopo do estudo do ruído no Xenon1T. No capítulo 3 foi caracterizado o ruído produzido por um dos componentes do sistema de veto ativo de múons, a folha refletora DF2000MA da 3M, que reveste as paredes internas do tanque de água para aumentar a coleta de luz, mas que produz cintilação quando absorve alfas da radiação natural do aço que compõe a estrutura do tanque. No capítulo 4 foi estudado o número de eventos esperados no Xenon1T devido a supernovas, seu impacto no ruído e a possibilidade de detecção. Finalmente, as conclusões e perspectivas são apresentadas no capítulo 5.

1 Cosmologia e WIMPs

Neste capítulo introdutório será apresentada uma breve revisão histórica sobre o modelo cosmológico padrão, seus sucessos e alguns dos seus problemas ainda em aberto, como a natureza da matéria e energia escura. Além de uma brevíssima revisão sobre modelos supersimétricos e sua aplicação ao problema da matéria escura.

1.1 Modelo Cosmológico Padrão

1.1.1 História do Universo

Provavelmente, o primeiro grande passo para a cosmologia tal como a conhecemos hoje foi a formulação da relatividade geral por Albert Einstein em 1915. Einstein compreendeu que sua teoria de gravitação poderia ser utilizada para descrever o universo como um todo e em 1917 publica um trabalho apresentando um modelo cosmológico com o universo estático e fechado [14], descrito pela equação:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -\kappa T_{\mu\nu}$$
(1.1)

onde $R_{\mu\nu}$ é o tensor de Ricci, $g_{\mu\nu}$ é o tensor métrico, $T_{\mu\nu}$ é o tensor de energia e momento, *R* é a contração do tensor de Ricci e $\kappa = 8\pi G/c^2$.

No entanto, este modelo apresentava dois grandes problemas: a instabilidade do sistema e as condições de contorno no infinito. Em uma tentativa de resolver estes problemas Einstein introduz a constante cosmológica A, transformando a Equação 1.1 em:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - \Lambda g_{\mu\nu} = -\kappa T_{\mu\nu}$$
(1.2)

Este foi o primeiro modelo cosmológico auto-consistente apresentado. No entanto, a introdução da constante cosmológica foi muito criticada por ter sido feita de modo antinatural e esta foi abandonada conforme evidências refutaram a ideia de um universo estático e posteriormente retomada com o nome de "Energia Escura", quando foi verificada a expansão acelerada do universo.

Em 1922 Alexander Alexandrovich Friedman publicou as equações que descreviam a dinânica de modelos cosmológicos homogêneos e isotrópicos, que podiam ser escritos em função de um fator de escala *a*. Este fator de escala descreve como a distância entre dois pontos quaisquer no universo varia em um universo em expansão. As equações de Friedman para o caso isotrópico e uniforme se reduzem a:

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi Ga}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right) + \frac{1}{3}\lambda a \tag{1.3}$$

$$\dot{a}^{2} = \frac{8\pi G\rho}{3}a^{2} - \frac{c^{2}}{\mathscr{R}^{2}} + \frac{1}{3}\lambda a^{2}$$
(1.4)

onde ρ é a densidade média de matéria no universo, p é a pressão e \mathscr{R} é o raio de curvatura do universo observado atualmente.

As equações de Friedman não tiveram grande repercussão inicial sendo retomadas apenas em 1927, quando Abbé Georges Lemaître chega de modo independente ao mesmo resultado. Lemaître

propõe, em 1931, a idéia de que o universo surgiu como a explosão de um "átomo primordial". A proposta veio em uma época onde o paradigma de um universo eterno e estático era muito forte, de modo que o nome "Big Bang" foi cunhado de um modo satírico em um programa de rádio por Fred Hoyle, defensor da teoria do universo estacionário [15].

Em 1929 Edwin Hubble anuncia a observação de uma relação entre distância e velocidade de recessão de galáxias. Esta relação já havia sido descrita por Lemaître e Robertson como um efeito das soluções das equações de Friedman. A observação de Hubble deu um grande impulso no estudo sobre as equações de Friedman, levando a um grande avanço no formalismo e na compreensão física sobre as variáveis estudadas.

Em 1935 e 1936, Howard Percy Robertson e Arthur Geoffrey Walker de forma independente demonstraram que qualquer modelo isotrópico em expansão deve ter uma métrica com a seguinte forma:

$$ds^{2} = dt^{2} - \frac{R^{2}(t)}{c^{2}} \left[\frac{dr^{2}}{1 + \kappa r^{2}} + r^{2}(d\theta^{2} + sen^{2}\theta d\phi) \right]$$
(1.5)

A métrica de Robertson-Walker¹ é bastante genérica e permite todas as possibilidades de modelos isotrópicos e homogêneos. Em particular, o parâmetro κ descreve a curvatura do universo permitindo que o modelo descreva um universo com geometria esférica ($\kappa > 0$), plana ($\kappa = 0$) ou hiperbólica ($\kappa < 0$), conforme pode ser visto na Figura 1.1.

Nos anos 40, uma série de cálculos e observações começaram a questionar a nuclossíntese estelar como mecanismo de geração dos elementos químicos no universo. Baseado na ideia do átomo primordial de Lemaître, George Gamow propõe, em 1946, que a síntese dos elementos mais leves ocorreria através de processos fora do equilíbrio durante os períodos iniciais de evolução do universo, onde

¹Também conhecida como métrica de Friedman-Robertson-Walker e mais recentemente alguns autores a citam como Friedman-Lemaître-Robertson-Walker.



Figura 1.1: Alguns efeitos da geometria (soma dos ângulos internos de um triângulo e comportamento de retas paralelas) para os possíveis modelos de universo homogêneo e isotrópico, universo com geometria esférica ($\kappa > 0$), plana ($\kappa = 0$) ou hiperbólica ($\kappa < 0$). Figura extraída de [16].

a temperatura e densidade seriam grandes o suficiente para possibilitar a ocorrência destes processos.

Em 1948, Ralph Alpher e Robert Herman concluem que devido às altas temperaturas e densidades do universo primordial a radiação e a matéria se mantinham em equilíbrio. A expansão e resfriamento do universo levou a uma redução na taxa de ocorrência das reações que sustentavam este equilíbrio, permitindo que a radiação escapasse livremente. Eles previram a existência de uma radiação relíquia desta fase que deveria permear o universo. O espectro térmico com temperatura próxima a 5K previsto por eles foi detectado em 1965 por Arno Penzias e Robert Wilson.

Em 1950, Enrico Fermi e Anthony Turkevich, calculando a evolução da abundância dos ele-

mentos leves encontraram que apenas uma fração da ordem de 10^{-7} da massa inicial do universo seria convertida em elementos mais pesados que o hélio. Este resultado era bem abaixo dos valores observados, devido à consideração (presente desde o trabalho de Gamow) de que o estado inicial seria um mar de nêutrons. No entanto, ainda em 1950, Chusiro Hayashi descobriu que temperaturas menos de uma ordem de grandeza maiores que as consideradas nos trabalhos de Fermi e Turkevish permitiriam que neutrons e prótons fossem mantidos em equilibrio térmico através das interações fracas. Este resultado permitiu o uso de valores calculados para a abundância no equilíbrio térmico dos prótons, nêutrons, elétrons e neutrinos, ao invés da suposição do mar de nêutrons. Os resultados de Fermi e Turkevich foram recalculados por Alpher, Herman e James Follin em 1953 e estão em ótimo acordo com cálculos modernos.

1.1.2 Sucessos do Modelo Cosmológico Padrão

A série de resultados descritos acima compõem o atual Modelo Cosmológico Padrão. Um modelo que estabeleceu as bases para o estudo do universo e obteve enorme sucesso observacional. Em especial podemos destacar:

Expansão do Universo

A observação da expansão do universo e da relação linear entre a velocidade de afastamento e a distância, conhecida como Lei de Hubble, foi um grande sucesso do Modelo Cosmológico Padrão. A observação feita por Hubble, conforme pode ser visto na Figura 1.2, se ajustava às previsões de Lemaitre e Robertson para a expansão de um universo isotrópico e homogêneo, sendo um duro golpe para o modelo de universo estacionário. A expansão do universo foi verificada com diversas técnicas e foi observada em todas as escalas observadas até então.



Figura 1.2: Diagrama de Hubble utilizando cinco métodos de medida de distância [17].

Abundância de Elementos Leves

A altíssima temperatura do universo primordial impedia a existência de átomos e núcleos ligados, uma vez que qualquer átomo ou núcleo ligado formado seria instantaneamente destruído por um fóton de alta energia da abundante radiação existente. Conforme o universo se expandiu e resfriou, tornou-se possível a formação de estados ligados e de elementos químicos, possibilitando a nucleossíntese primordial dos elementos leves.

Uma vez conhecidas as condições do universo primitivo e as seções de choque das interações relevantes para os processos de formação de elementos, foi possível calcular a abundância primordial dos elementos produzidos. Este cálculo foi corrigido diversas vezes devido à diferentes considerações sobre as condições iniciais e a avanços da física nuclear, mas os resultados finais obtidos estão de acordo com as observações, conforme pode ser visto na Figura 1.3, que compara as predições da

abundância de elementos e as observações da sonda *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP), lançada pela NASA em 2001 [18].



Figura 1.3: Comparação entre predições da abundância de elementos leves e a observação do WMAP [18].

Radiação Cósmica de Fundo

Outro grande sucesso do Modelo Cosmológico Padrão foi a observação da radiação cósmica de fundo, por Penzias e Wilson, em 1964. Um fundo isotrópico de fótons com espectro térmico gerado pelo equilíbrio inicial entre os fótons e elétrons é esperado. Devido à expansão do universo os fótons e elétrons desacoplam permitindo, desde então, o livre deslocamento dos fótons. Atualmente a energia deste fundo estaria atenuada, mas conteria informações sobre o perído do desacoplamento. O acordo



entre a observação e um espectro térmico é excelente, conforme pode ser visto na Figura 1.4.

Figura 1.4: Superposição entre o espectro de corpo negro previsto e 34 pontos observados (com seus respectivos erros) pela colaboração FIRAS [19].

1.1.3 O Modelo ΛCDM

Apesar do grande sucesso, o Modelo Cosmológico Padrão, baseado na relatividade geral e na história térmica do universo, se deparou com problemas para explicar uma série de questões.

Uma destas questões, sobre a conexão causal de regiões distantes do universo, teve um grande avanço nos anos 80 através do conceito da inflação cósmica, proposto por Alan Guth e Katsuhito Sato [14]. A inflação cósmica descreve um período durante o início do universo onde este se expandiria de modo extremamente rápido. Este período de rápida expansão conectaria causalmente regiões que

	Ω_i/Ω_0
Matéria Bariônica (Ω_b)	0.0463 ± 0.0024
Matéria Escura (Ω_{dm})	0.233 ± 0.023
Energia Escura (Ω_{Λ})	0.721 ± 0.025
Densidade Total (Ω_{Tot})	$1.0027\substack{+0.0038\\-0.0039}$

Tabela 1.1: Parâmetros do Modelo ACDM em unidades da densidade crítica (Ω_0) apresentados pela Colaboração WMAP [20].

devido à distância atual não possuiriam conexão causal, além de explicar atuais inomogeneidades do universo como a amplificação das flutuações quânticas.

Evidências da existência de uma grande quantidade de massa, cerca de 80% da massa do universo [20], levaram à concepção do conceito de Matéria Escura. O conceito de matéria escura encapsularia toda a massa do universo de origem desconhecida e será melhor explicado na Seção 1.2.

O problema se agravou quando observações de supernovas distantes mostraram que o universo se expande aceleradamente [21, 22]. Isto provocou o retorno da Constante Cosmológica de Einstein, agora com o nome de Energia Escura e responsável por cerca de 70% da densidade de energia do universo, conforme pode ser visto na Tabela 1.1.

Estas adições ao Modelo Cosmológico Padrão levaram ao Modelo ΛCDM , que incorpora os efeitos da matéria e energia escuras e obtem um ótimo acordo com os dados observados. Porém o Modelo Λ não oferece explicação para a origem desta matéria e energia desconhecidas, que continuam como questões em aberto.

1.2 Matéria Escura

As evidências da discrepância entre os efeitos gravitacionais e a matéria observada se acumularam durante o último século. Isto levou à formulação de diversas explicações, como por exemplo modificações na teoria de gravitação. Atualmente é bem estabelecido o conceito de uma grande quantidade de matéria não bariônica, chamada de Matéria Escura, responsável por diversos efeitos gravitacionais observados porém não correlacionados à matéria observada.

Uma vez que apenas efeitos gravitacionais da Matéria Escura foram observados e devido à universalidade de força gravitacional, existe pouca informação sobre a sua natureza. Esta falta de informação possibilita a proposição dos mais diversos candidatos a Matéria Escura.

A seguir apresentaremos alguns indícios da existência de matéria escura e alguns candidatos propostos.

1.2.1 Indícios de Matéria Escura

Existe uma extensa lista de evidências da discrepância entre os efeitos gravitacionais e a matéria observada opticamente, alguns muito favoráveis à matéria escura, observadas no último século. Entretanto aqui nos limitaremos a algumas destas evidências.

Oscilações verticais no plano galáctico

Os primeiros indícios sobre a presença de matéria escura aparecem em 1922 [23], quando o astrônomo britânico James Jeans reanalisou os movimentos verticais de estrelas próximas ao nosso plano galático, estudados primeiramente por Jacobous Kapteyn. Os resultados encontrados foram controversos: enquanto no estudo de Kapteyn a densidade de matéria observada nas estrelas era suficiente para explicar os movimentos observados, os de Jeans indicavam a necessidade de "estrelas constituidas por uma matéria escura" em uma proporção de quase duas estrelas escuras para cada uma brilhante. A densidade local de matéria foi reanalisada diversas vezes inconclusivamente, pois alguns resultados concordavam com Jeans e outros com Kapteyn. Apenas em 1989, trabalhando com dados mais modernos foi possível estabelecer que não havia evidência para grandes quantidades de matéria escura no disco galáctico.

Movimentos em aglomerados de galáxias

Outro indício surge em 1933, quando Fritz Zwicky realiza um estudo sobre a velocidade média de galáxias no aglomerado Coma. Galáxias se movem em aglomerados em órbitas com suas velocidades orbitais sendo definidas pela força gravitacional do aglomerado. Seus resultados indicavam que a massa do aglomerado deveria ser pelo menos 10 vezes maior do que a soma das massas esperadas de todas as galáxias pertencentes a ele. Este resultado foi confirmado diversas vezes posteriormente, inclusive em estudos recentes que observavam diretamente raios X emitidos por gases nos aglomerados, que permitem definir o perfil de massa e velocidade com melhor precisão. Devido ao fato de ter um histórico menos conturbado, o trabalho de Zwicky é normalmente citado como a primeira evidência de matéria escura.

Curvas de rotação de galáxias

Em 1939, Horace W. Babcock encontra outra disparidade entre efeitos gravitacionais e a quantidade de matéria observada opticamente ao estudar a curva de rotação de galáxias. Ao invés de encontrar a dependência esperada pela mecânica newtoniana, $v(r) = \sqrt{GM(r)/r}$, ele encontrou velocidades consideravelmente mais altas que as esperadas para as regiões mais externas da galáxia, considerando a matéria observada no interior da órbita. Este resultado foi verificado por inúmeros experimentos seguintes que inclusive incorporavam novas tecnologias e considerações sobre os resultados analisados, como por exemplo o trabalho de Begeman e colaboradores [24] que analisou o redshift da linha de 21cm da transição hiperfina do hidrogênio, que pode ser visto na Figura 1.5.



Figura 1.5: Curvas de rotação para a galáxia NGC2403, apresentada em [24]. AS linhas sólidas representam um modelo que inclui os três componentes mostrados individualmente: componentes visíveis (linha tracejada), componente gasoso (linha pontilhada) e um halo escuro (linha tracejada-pontilhada).

Lentes gravitacionais

A ideia de usar a distorção em raios de luminosos causada por efeitos gravitacionais para fins observacionais foi proposta por Einstein em 1936 [25]. No entanto, resultados observacionais utilizando lentes gravitacionais demoraram até 1976 [26] com a observação de quasares por Dennis Walsh, Robert F. Carswell e Ray J. Weymann.

Uma das evidências mais impactantes a favor de matéria escura foi o trabalho utilizando lentes gravitacionais fracas² de Clowe e seus colaboradores [27]. Eles estudaram a diferença entre as imagens geradas por lentes gravitacionais e por raio X em uma colisão de aglomerados de galáxias. Conforme pode ser visto na Figura 1.6 as regiões com emissão de raio X devido às ondas de choque no gás aquecido pela colisão dos aglomerados, são diferentes daquelas mapeadas com lentes gravitacionais. Demonstrando uma grande diferença entre a distribuição de matéria visível e massa. Este resultado teve

²Lentes gravitacionais fracas ocorrem quando a distorção não é forte o suficiente para ser visível em um único objeto, porém é identificada ao analisar um grande número de objetos.

grande repercussão por ser muito favorável à Matéria Escura em detrimento das teorias de gravitação modificada.



Figura 1.6: Mapas das linhas equipotenciais gravitacionais e as regiões com emissão de raio X devido a ondas de choque no gás aquecido devido à colisão dos aglomerados. [27].

1.2.2 Candidatos a Matéria Escura

Dado que as observações mais seguras de matéria escura até o momento se deram apenas via interação gravitacional, que é a mais universal das forças fundamentais, as observações trazem poucas informações sobre a sua natureza. No entanto, sabemos que a matéria escura deve ser neutra, estável e sua densidade no universo é em torno de 30% da densidade crítica.

Diversos candidatos foram propostos pelas mais variadas teorias, desde matéria bariônica não radiante até extensões do modelo padrão, como extensões supersimétricas e dimensões extras. Vários destes candidatos foram eliminados ou desfavorecidos experimentalmente, pois apesar de termos poucas informações sobre a natureza da matéria escura, esta teria efeitos nos mais diversos aspectos da evolução do universo.

Matéria Bariônica

Naturalmente a primeira proposta para a matéria escura foi de que esta seria a matéria bariônica em formas não radiantes, como por exemplo planetóides ou difuso no meio interestelar na forma de gases não ionizados.

A possibilidade da matéria bariônica ser responsável por toda a matéria escura foi descartada devido ao grande desacordo com as predições e observações da proporção de elementos devido à nucleossíntese primordial. Além do fato que nenhum elemento conhecido seria capaz de gerar a baixíssima razão entre luminosidade e massa observada.

Neutrinos

Neutrinos foram propostos como candidatos a matéria escura, pois possuem características esperadas como a neutralidade e a estabilidade. No entanto, o atual limite para a densidade cosmológica de neutrinos ser de $\Omega_v \simeq 0.012$, que é muito abaixo da densidade de matéria escura esperada ($\Omega_{DM} \simeq 0.3$). Além disso, devido à sua pequena massa os neutrinos seriam relativísticos (*hot dark matter*) o que levaria à uma formação de estruturas de prematuramente se comparada com a observada atualmente.

Axions

Axions são partículas que têm origem com a introdução de uma nova simetria no modelo padrão em uma tentativa de explicar por que o parâmetro de violação de CP na QCD é tão pequeno [28]. Axions seriam produzidos na transição de fase da QCD, de modo não térmico, e formariam um campo que oscila em torno do mínimo do seu potencial.

1.3 Modelo Padrão de Partículas e Supersimetria

Assim como o Modelo Cosmológico Padrão, o Modelo Padrão das Partículas Elementares acumula muitos sucessos. Porém alguns aspectos da teoria ainda não são compreendidos de forma satisfatória. Por exemplo, o Problema da Hierarquia de Gauge, onde o bóson de Higgs apresenta uma massa dezenas de ordens de grandeza abaixo do esperado [3].

Para evitar a inserção de parâmetros *ad hoc* na teoria com intuito de evitar comportamentos inesperados, como o Problema da Hierarquia de Gauge, uma nova simetria foi proposta relacionando bósons e férmions, levando ao surgimento dos Modelos supersimétricos. A principal motivação para o estudo das teorias supersimétricas surgiu da física de partículas, em uma busca para manter a naturalidade do Modelo Padrão [1]. Posteriormente, foi observado que estes modelos ofereciam um bom candidato à Matéria Escura, o neutralino, que é atualmente o candidato a Matéria Escura mais bem estudado.

1.3.1 Modelo Padrão de Física de Partículas

O modelo padrão é uma teoria quântica de campos baseada na simetria de gauge $SU(3)_C \times$ $SU(2)_L \times U(1)_Y$, onde $SU(3)_C$ contem o grupo de simetrias da interação forte e $SU(2)_L \times U(1)_Y$ contem as simetrias da interação eletrofraca [3,29].

As partículas no modelo padrão podem ser divididas, conforme pode ser visto na Figura 1.7, em:

Férmions de Spin 1/2 - são as partículas que compõem a matéria bariônica. Dividida em três gerações de quarks emparelhados (up-down, charm-strange e top-bottom), léptons carregados (elétron, múon e tau) e léptons neutros (neutrinos eletrônicos, muônicos e taônicos).

- Bósons de Spin 1 são as partículas intermediadoras das forças fundamentais: o fóton (γ), intermediário do eletromagnetismo; os oito glúons (g) intermediários da força forte; e os intermediários da força fraca W⁺, W⁻ e Z⁰.
- Bóson de Spin 0 ou Bóson de Higgs responsável pelo mecanismo que dá massa as partículas.
 Foi a última partícula do Modelo Padrão a ser observada experimentalmente, no *Large Hadron Collider*.



Figura 1.7: Representação gráfica das partículas elementares segundo o Modelo Padrão, onde os raios representam a massa de cada partícula [3].

O Modelo Padrão é uma das teorias mais bem sucedidas da história da física, acumulando uma imensa quantidade de sucessos, como por exemplo, o acordo em 14 algarismos significativos entre a previsão e a medida do momento magnético do elétron [30] e a previsão de várias partículas que mais tarde foram observadas experimentalmente. Dentre as partículas previstas pelo Modelo Padrão e posteriormente observada está o bóson de Higgs, observada em 2013 no Large Hadron Collider [31,32].
No entanto, a massa do bóson de Higgs é muito menor do que a esperada. Considerando apenas as correções radiativas se obtem que:

$$\Delta_h^2 \sim \frac{\lambda^2}{16\pi^2} \int^{\Lambda} \frac{d^4 p}{p^2} \sim \frac{\lambda^2}{16\pi^2} \Lambda^2 \tag{1.6}$$

onde Λ é a escala de energia na qual é esperada a validade da teoria, no caso do modelo padrão $\Lambda \sim M_{Planck} \sim 10^{19} \text{ GeV}$. Uma vez que $\lambda \sim O(1)$, o termo de massa em torno da qual a correção é aplicada e o termo de correção devem se anular de modo que $m_h^2 = m_{h0}^2 + \Delta m_h^2 \sim (100 \text{ GeV})^2$. O que requer um ajuste artificialmente preciso, de uma parte em 10^{36} .

Este problema seria eliminado caso $\Lambda \lesssim 1 TeV$, neste caso nova física seria esperada para escalas de energia da ordem de $m_{weak} \sim 10 GeV - TeV$ [3].

1.3.2 Modelos supersimétricos

Em teorias supersimétricas as partículas aparecem em multipletos onde os componentes são relacionados através de transformações supersimétricas, que transformam bósons em férmions e férmions em bósons. Deste modo os componentes dos multipletos possuem diferentes valores de spin.

Uma característica muito interessante que aparece naturalmente nos modelos supersimétricos é o fator (-1), que surge nos diagramas com férmions intermediários ou loops fermiônicos. De modo que para cada loop bosônico existe um loop fermiônico para cancelá-lo, suavizando a integral de momentos vista na Equação 1.6 de uma dependência quadrática a um fator logarítimico $ln\left(\frac{\Lambda}{E_{weak}}\right)$, onde E_{weak} é a escala de energia da interação eletrofraca [3].

Modelos supersimétricos mínimos (MSSM) são definidos com os campos do Modelo Padrão, seus parceiros supersimétricos e um dubleto de Higgs extra. As interações são aquelas permitidas pela simetria $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ e pela renormalização [1]. Porém mesmo os modelos supersimétricos mínimos apresentam grande complexidade, principalmente para a definição da região onde ocorre a quebra de simetria.

Para fornecer candidatos à matéria escura o modelo deve possuir ainda a conservação da Paridade-R, de modo a impedir o decaimento das partículas supersimétricas em partículas do modelo padrão mais leves. A Paridade-R é uma simetria discreta, que relaciona número leptônico (*L*), número bariônico (*B*) e o spin (*S*), conforme Equação 1.7, de modo que as partículas possuem R = 1 ou R = -1. A conservação deste número quântico garante estabilidade a determinadas partículas (por exemplo, o neutralino mais leve).

$$R = (-1)^{(3(B-L)+2S)} \tag{1.7}$$

Na Tabela 1.2 são apresentadas as partículas que compõem um modelo supersimétrico mínimo, conforme apresentado em [1]. É possível observar, mesmo nos modelos supersimétricos mais simples, um número muito maior de partículas elementares quando comparado ao modelo padrão.

Em modelos supersimétricos existe um grau de liberdade fermiônico para cada grau de liberdade bosônico e vice-versa. Os férmions carregados de spin 1/2 serão relacionados a dois escalares cada um (um para cada valor de quiralidade). Por generalidade quarks up e quarks down podem se misturar entre si, no entanto a maioria dos modelos supersimétricos não considera a mistura entre os squarks, mantendo uma relação entre cada quark e seu squark. O mesmo ocorre para os sléptons. Nestes modelos é prevista a mistura entre os estados de chiralidade.

Os férmions associados aos bósons carregados (bosinos e higgsinos carregados) se misturam em auto-estados de massas chamados charginos. Assim como os férmions associados aos bósons neutros (chamados individualmente fotino, zino e higgsinos neutros) que se misturam formando 4 auto-estados de massa chamados neutralinos.

R=1		R=-1	
u,c,t	Quarks Up	$\tilde{q}_u^1, \tilde{q}_u^2, \tilde{q}_u^3, \tilde{q}_u^4, \tilde{q}_u^5, \tilde{q}_u^6$	Squarks Up
d,s,b	Quarks Down	$ ilde q_d^1, ilde q_d^2, ilde q_d^3, ilde q_d^4, ilde q_d^5, ilde q_d^6$	Squarks Down
e,μ,τ	Léptons Carregados	$\tilde{l}_1, \tilde{l}_2, \tilde{l}_3, \tilde{l}_4, \tilde{l}_5, \tilde{l}_6$	Sléptons
v_e, v_{τ}, v_{τ}	Neutrinos	$\tilde{v}_1, \tilde{v}_2, \tilde{v}_3$	Sneutrinos
g	Gluons	Ĩ	Gluinos
$W^{\pm} \ H^{\pm}$	Bósons W Higgs Carregados	χ_1^\pm,χ_2^\pm	Charginos
$egin{array}{c} \gamma \ Z^0 \ H^0 \ h^0 \ A^0 \end{array}$	Fóton Bóson Z Escalar Leve de Higgs Escalar Pesado de Higgs Pseudoscalar	$\chi_1^0, \chi_2^0, \chi_3^0, \chi_4^0$	Neutralinos

Tabela 1.2: Partículas em modelos supersimétricos mínimos, conforme apresentados em [1].

O principal candidato a matéria escura supersimétrica é o neutralino mais leve, que devido à conservação do paridade-R, é uma partícula estável.

A maior parte das partículas com R=1 se comportam de modo quase idêntico ao modelo padrão. A principal diferença ocorre no setor de Higgs, pois modelos supersimétricos requerem dois dubletos de Higgs originando cinco estados físicos, diferentemente do modelo padrão que requer apenas um dubleto.

Mesmo os modelos supersimétricos mínimos possuem um grande número de parâmetros, 63 no modelo mínimo proposto em [1], dos quais 57 são relativos à descrição das massas e mistura dos sférmions.

1.4 WIMPs

O termo WIMP (*weakly interacting massive particle*) se refere genericamente à partículas com massa entre entre 10 *GeV* e 1 *TeV*, que interagiria via força fraca, mas não interagiria através da força forte nem eletromagneticamente. Sendo o neutralino um exemplo de WIMP.

1.4.1 Detecção de WIMPs

Diversas estratégias estão sendo utilizadas para estudar WIMPs como candidatos a matéria escura [1]:

- Aceleradores de Partículas através de colisões seriam capazes de produzir pares de partícula-antipartícula de Matéria Escura. Aceleradores possuem como grande vantagem o fato de evitar as muitas incertezas associadas a fontes astrofísicas, no entanto sua observação seria feita através das energias faltantes para o balanceamento das reações, uma vez que devido à estabilidade dos WIMPs estes não decairiam dentro do colisor gerando produtos observáveis.
- **Detecção Indireta** busca identificar produtos da aniquilação de WIMPs, que seria evidênciada por um excesso de neutrinos, raios gama ou mesmo antimatéria (como pósitrons e anti-prótons) originados em regiões onde é esperada uma maior concentração de WIMPs, como por exemplo o Sol ou o halo galáctico.
- **Detecção Direta** busca observar diretamente as colisões elásticas entre WIMPs que permeam o espaço e as partículas alvo utilizadas no detector. Existem diversos modelos para a densidade, a seção de choque e a distribuição de velocidades dos WIMPs, no entanto mesmo em estimativas conservadoras a sua detecção direta é viável.

24

Diversos grupos reportaram a observação de sinais possivelmente gerados por Matéria Escura, no entanto existe um desacordo entre os resultados obtidos. Dentre os experimentos de detecção direta: o Experimento DAMA descreve uma modulação anual nos resultados atribuída a WIMPs [2], o Experimento CRESST descreve um excesso de sinal em relação ao ruído esperado que poderia ser atrubuído a WIMPs [11] e o Xenon100 estabeleceu um limite para seção de choque WIMP-nucleon abaixo da necessária para explicar os outros dois resultados [4]. Dentre os experimentos de detecção indireta: o experimento PAMELA reportou um excesso de pósitrons em relação ao esperado para o halo galáctico, no entanto para justificar este sinal com WIMPs a seção de choque deveria ser excessivamente alta [33].

2 Xenon

Neste capítulo serão descritos os princípios do uso de líquidos nobres como alvos para detecção direta de matéria escura, com ênfase na Colaboração Xenon.

2.1 Detecção Direta de WIMPs

Caso a matéria escura da Via Láctea seja composta por WIMPs, o fluxo na Terra seria da ordem de $10^5(100 \ GeV/m_{\chi})cm^{-2}s^{-1}$. Este fluxo seria grande o suficiente para viabilizar a detecção do seu espalhamento elástico em núcleos, apesar da baixa seção de choque esperada para a interação [2].

A taxa esperada de eventos que gerariam recuos nucleares com energias entre E e E + dEem um detector, causados por WIMPs com velocidades relativas ao detector entre v e v + dv pode ser calculada de acordo com a Equação 2.1, como em [1].

$$dR(E_R,v) = n_N \phi(v) \frac{d^2 \sigma_{WN}}{dE_R dv} (E_R,v) dE_R dv = \frac{M_{det}}{m_N} \frac{\rho_0 v}{m_\chi} \frac{d\sigma_{WN}}{dE_R dv} (E_R,v) dE_R dv$$
(2.1)

onde:

n_N é o número de partículas alvo no detector, que pode ser reescrito como a razão entre a massa do detector *M_{det}* e a massa do núcleo (*m_N*),

- $\phi(v)$ é o fluxo de WIMPs com velocidade entre $v \in v + dv$ que atinge o detector, reescrito como $\frac{\rho_0}{m_{\chi}}v$, sendo ρ_0 a densidade local de WIMPs e m_{χ} a massa do WIMP,
- $\frac{d^2 \sigma_{WN}}{dE_R dv}(E_R, v)$ é a seção de choque diferencial em função de E_R e v.

Para obter a taxa de eventos em função da energia de recuo nuclear devemos considerar a distribuição de velocidades (f(v)) ao integrar, de modo que obtemos a equação 2.2.

$$\frac{dR}{dE_R} = \int_{v_{min}}^{\infty} dv f(v) v \frac{M_{det} \rho_0}{m_{\chi} m_N} \frac{d\sigma_{WN}}{dE_R dv}(v, E_R)$$
(2.2)

Os limites de integração da Equação 2.2 são dados pela velocidade mínima do WIMP para viabilizar um recuo nuclear com energia E_R , $v_{min} = \sqrt{\frac{m_N E_R}{2\mu_N^2}}$ (μ_N é a massa reduzida do sistema WIMPnúcleo $\mu_N = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$), considerando uma colisão elástica não-relativística. O limite superior, que aqui consideramos ser infinito, em diversas análises é considerado como a velocidade de escape de WIMPs da ação gravitacional da nossa galáxia.

A taxa de eventos esperada em um detector com energia de limiar E_{th} é descrita pela equação:

$$R = \int_{E_{th}}^{\infty} dE_R \int_{v_{min}}^{\infty} dv f(v) v \frac{M_{det} \rho_0}{m_{\chi} m_N} \frac{d\sigma_{WN}}{dE_R dv}(v, E_R)$$
(2.3)

Muitas vezes o resultado da Equação 2.3 é apresentado na unidade diferencial de taxa¹, $dru \equiv kg^{-1}keV^{-1}dia^{-1}$, de modo que o termo da massa do detector é absorvida pelas unidades do resultado final.

Um cálculo preciso da taxa de espalhamentos causados por WIMPs esperado em um detector é uma tarefa complexa, pois envolve grandes incertezas em algumas medidas, considerações sobre parâmetros do modelo superssimétrico adotado e diversas aproximações. A seguir serão apresentadas

¹Em inglês *differential rate unit*

algumas das componentes da equação 2.3: a seção de choque, a distribuição de velocidade e a densidade local de WIMPs.

Seção de Choque

A seção de choque contem todas as incertezas associadas à física de partículas e ao modelo de interação de WIMPs. Sendo assim o cálculo da seção de choque apresenta incertezas associadas aos parâmetros do modelo superssimétrico e frequentemente aproximações relacionadas com estes parâmetros. Um cálculo genérico da seção de choque é apresentado em [1].

No entanto, uma característica interessante a se notar é que a seção de choque é dividida em duas componentes: uma dependente (SD) e outra independente (SI) do spin da partícula alvo. Sendo o termo independente do spin proporcional ao quadrado da massa atômica da partícula alvo (A^2), enquanto o termo dependente do spin é proporcional a $\frac{J+1}{J}$, onde *J* é o momento angular total do átomo alvo.

Outra característica recorrente na análise da seção de choque é a aproximação por um valor constante em torno do limite sem transferência de momento (σ_0^{SD} ou σ_0^{SI}), conforme abaixo:

$$\frac{d\sigma_{WN}}{dE_R} = \left(\frac{d\sigma_{WN}}{dE_R}\right)_{SI} + \left(\frac{d\sigma_{WN}}{dE_R}\right)_{SD} = \frac{m_N}{2\mu_N^2 v^2} (\sigma_0^{SI} F_{SI}^2(E_R) + \sigma_0^{SD} F_{SD}^2(E_R))$$
(2.4)

onde $F_{SI,SD}^2$ é o fator de forma que caracteriza a perda de coerência com o aumento da transferência de momento, reduzindo a seção de choque de modo análogo a que será visto para neutrinos no capítulo 4 para o caso de neutrinos. Normalmente o fator de forma é uma função do momento transferido Q^2 , no entanto podemos reescrevê-lo utilizando a relação $Q^2 = 2ME_R$, onde *M* é a massa do átomo e E_R é a energia de recuo nuclear.

Densidade

Os limites de exclusão de parâmetros de modelos de WIMPs são normalmente calculados utilizando uma densidade local de WIMPs canônica, $\rho_0 = 0.3 \ GeV/cm^3$. Este valor é o resultado de diversas observações, no entanto pode variar em até duas ordens de grandeza dependendo do modelo de distribuição de densidade utilizado [2].

Distribuição de velocidade

O modelo de distribuição de velocidades de WIMPs normalmente adotado é uma distribuição de velocidade correspondente a uma esfera isotrópica, isotérmica e com perfil de densidade radial $\rho(r) \propto r^{-2}$, resultando na distribuição:

$$f(\overrightarrow{\nu}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} exp\left(-\frac{|\overrightarrow{\nu}|^2}{2\sigma^2}\right)$$
(2.5)

onde $\sigma \approx 270 \ km s^{-1}$.

Apesar dos resultados de simulações e observações indicarem que o perfil de densidade não é descrito por $\rho(r) \propto r^{-2}$, a Equação 2.5 se mostra um modelo simples e razoável para uma primeira aproximação.

Partículas com velocidades superiores à velocidade de escape para o potencial gravitacional local ($\Phi(R_0)$), $v_{esc} = \sqrt{2|\Phi(R_0)|} \approx 650 \ km/s$, não estão gravitacionalmente ligadas à galáxia e não são consideradas parte da distribuição local de WIMPs.

O cálculo da distribuição de velocidades de WIMPs no detector é feito considerando a variação temporal da velocidade do detector em relação ao referencial galáctico. A velocidade do detector é composta pela velocidade circular da Via Láctea (que define referencial de repouso local), a velocidade do Sol em relação ao referencial de repouso local e a velocidade orbital da Terra ao redor do Sol.

2.2 Detectores de Líquidos Nobres

Líquidos nobres - principalmente xenônio (LXe) e argônio (LAr) - são uma excelente alternativa como alvos para a detecção de eventos raros, como detecção direta de matéria escura e duplo decaimento beta [2]. O fato de serem bons cintiladores e ionizarem em resposta a passagem de radiação permite utilizar a detecção simultânea do sinal de cintilação e ionização como uma importante ferramenta para o reconhecimento da partícula que gerou o sinal, conforme será discutido adiante. Cada um destes dois gases possuem qualidades e defeitos próprios, porém compartilham os mesmos mecanismos de cintilação e ionização.

	Ar	Xe
Número Atômico	18	54
Massa Molar Média[g/mol]	40.0	131.3
Ponto de Fusão, T_f (1 atm)[K]	83.8	161.4
Ponto de Ebulição, T_e (1 atm)[K]	87.3	165.0
Densidade do Gás (298 K, 1 atm)[g/L]	1.63	5.90
Densidade do Gás (T_e , 1 atm)[g/L]	5.77	9.99
Densidade do Líquido $(T_e)[g/cm^3]$	1.40	2.94
Constante Dielétrica no Líquido	1.51	1.95
Fração Volumétrica na Atmosfera Terrestre [ppm]		0.09

Algumas propriedades físicas destes dois gases podem ser vistas na Tabela 2.1.

Tabela 2.1: Propriedades físicas do argônio e xenônio [2].

2.2.1 Câmara de Projeção Temporal Bifásica

Apesar das características particulares de cada um destes elementos, os princípios de funcionamento de câmaras de projeção temporal² (TPC) são os mesmos. A sequência geral de fatos que dão origem a um evento em um detector baseado em uma TPC bifásica pode ser visualizado nas Figuras 2.1a-2.1d:

- 1. Ao atravessar o volume ativo da TPC, uma partícula causa excitação e ionização dos átomos do elemento utilizado (Figura 2.1a).
- 2. Ao desexcitar os átomos cintilam emitindo fótons, gerando o primeiro sinal (S1) (Figura 2.1b).
- 3. Devido ao campo elétrico aplicado, parte dos elétrons removidos dos átomos são impedidos de se recombinarem, sendo arrastados em direção a fase gasosa do detector (Figura 2.1c).
- 4. Ao atravessar a fase gasosa os elétrons geram o segundo sinal de cintilação (S2) (Figura 2.1d).

A posição do eventos dentro do detector é determinada analisando o padrão de fotomultiplicadoras ativas (determinando a posição no plano xy). Utilizando o tempo de arraste para os elétrons atingirem a fase gasosa e conhecendo a velocidade de arraste de elétrons no meio para um dado campo elétrico é possível calcular a posição em z do evento.

A cintilação gerada por radiação ionizante em líquidos nobre pode ser produzida por dois processos distintos: por átomos excitados (E^*) ou por íons (E^+) [34].

$$E^* + E + E \to E_2^* + E \tag{2.6}$$

$$E_2^* \to 2E + h\nu \tag{2.7}$$

32

²Do inglês time projection chamber - TPC





tilação (S1). Enquanto os elétrons impedidos (d) Ao atingirem a fase gasosa, os elétrons gede se recombinar devido ao campo elétrico são ram o segundo sinal de cintilação (S2). arrastados em direção ao anôdo.

Figura 2.1: Sequência de eventos que caracterizam um evento na TPC.

$$E^+ + E \to E_2^+ \tag{2.8}$$

$$E_2^+ + e^- \to E^{**} + E$$
 (2.9)

$$E^{**} \to E^* + calor \tag{2.10}$$

$$E^* + E + E \to E_2^* + E$$
 (2.11)

$$E_2^* \to 2E + h\nu \tag{2.12}$$

onde hv são fótons ultravioleta com comprimento de onda de 128nm para o argônio e 178nm para o xenônio. Devido à grande diferença de energia entre o mais baixo estado excitado e o estado fundamental a maioria dos canais de decaimento são proibidos, fazendo com que o retorno ao estado fundamental seja através da dissociação do E_2^* com a emissão de um fóton.

A distribuição temporal da cintilação dos líquidos nobres apresentam duas componentes devido à desexcitação dos estados de singletos e tripletos. As diferentes componentes da desexcitação dos estados singletos (mais rápida) e estado tripleto (mais lenta), em xenônio líquido, assim como a intensidade relativa a cada componente podem ser vistas na Figura 2.2 para diversas partículas incidentes: α , β e fragmentos de fissão. O formato do pulso de luz emitido é uma importante ferramenta para discriminação da partícula que originou o evento e é particularmente efetivo para LAr devido a maior separação entre suas componentes.

Para medir o sinal de ionização é necessário impedir a recombinação dos elétrons através da aplicação de um campo elétrico externo, que arrasta os elétrons para o local onde serão medidos. Quanto menor o campo elétrico aplicado mais elétrons se recombinam ao átomo ionizado, contribuindo para o primeiro sinal de cintilação (S1) e reduzindo a medida dos elétrons ionizados (S2). Deste modo, a distribuição da energia liberada entre os dois sinais é influenciada pelo campo elétrico aplicado.



Figura 2.2: Componentes do tempo de desexcitação de LXe para partículas α , β e fragmentos de fissão nuclear [2].

Outro fator de grande influência na detecção de S2 é a quantidade de impurezas no meio que os elétrons se propagam, uma vez que os elétrons poderiam se ligar a impurezas eletronegativas, reduzindo a carga medida no S2. Este efeito pode ser modelado através de medidas de calibração em diversas posições no detector, sendo possível estimar a quantidade de carga originalmente gerada.

Devido aos processos de ionização multipla a média de perda energética por ionização em líquidos nobres é maior que o potencial de ionização.

Outro modo de discriminar a partícula que originou o evento é utilizando a razão entre os sinais S1 e S2, que é diferente para recuos nucleares³ (gerados por WIMPs ou nêutrons) e recuos eletrônicos (gerados por gamas e elétrons) e esta é uma importante ferramenta para discriminação do sinal de WIMPs em detectores de LXe. Os eventos gerados por recuos nucleares e recuos eletrônicos

³Devido aos diversos parâmetros utilizados na reconstrução da energia de recuos nucleares, esta normalmente é expressa em uma unidade própria, o eV_{nr} [35].

se agrupam em regiões diferentes do mapa log(S2/S1) vs S1, conforme pode ser visto na Figura 2.3, permitindo a definição de bandas para cada tipo de interação.



Figura 2.3: Discriminação entre eventos devidos a recuos nucleares (pontos ciano), obtidos com medidas de calibração utilizando uma fonte de ²⁴¹*AmBe* e os eventos observados (após todos os cortes serem aplicados). As linhas demarcadas mostram a janela de energia entre 8.4 e 44.6 keV_{nr} , o limiar de S2 > 300PE, o limite da região de 3σ esperada para recuos nucleares e a região de rejeição de 99.75% de recuos eletrônicos, conforme visto em [36].

2.3 Propriedades do Xenônio como Meio Detector

O xenônio não apresenta grande atividade radioativa, o que o torna muito atrativo como meio detector para eventos raros, possuindo nove isótopos estáveis, sendo o ${}^{127}Xe$ o radioisótopo de meia vida mais longa (~ 33.6 *dias*). Diferentemente do argônio, cujo isótopo ${}^{39}Ar$ apresenta relativamente grande atividade radioativa (~ 1 *Bq/kg*) sendo o principal limitante para a sensibilidade de detectores que o utilizam.

O xenônio é o gás nobre não radioativo com maior massa atômica, garantindo uma boa seção de choque para interação independente de spin ($\sigma_{SI} \propto A^2$). Dois de seus isótopos estáveis, somando 47.6% da fração de Xe, possuem spin não nulo ($^{129}Xe \ e^{\ 131}Xe$), o que possibilita a observação de interações dependentes do spin ($\sigma_{SD} \propto (J+1)/J$).

Sua concentração na atmosfera terrestre é de aproximadamente 0.1 *ppm*, o que permite sua obtenção através da liquefação do ar, que resulta em dois líquidos: nitrogênio e uma mistura contendo oxigênio, xenônio e criptônio. Em seguida, o oxigênio é separado através de destilação fracionada e finalmente o xenônio é separado do criptônio por destilação [34]. A abundância dos isótopos estáveis do xenônio pode ser vista na tabela abaixo.

Isótopo	Fração (%)
¹²⁴ Xe	0.095
¹²⁶ Xe	0.089
¹²⁸ Xe	1.91
¹²⁹ Xe	26.4
¹³⁰ Xe	4.07
¹³¹ Xe	21.2
¹³² Xe	26.9
¹³⁴ Xe	10.4
¹³⁶ Xe	8.86

Tabela 2.2: Abundância dos isótopos estáveis do xenônio.

O xenônio em seu estado líquido (LXe) é um excelente material para ser usado como meio detector, pois cintila e ioniza em resposta a radiação ionizante. LXe é um eficiente cintilador, produzindo $\sim 45 \times 10^3 \ \gamma/MeV$ para elétrons relativísticos e é transparente à sua própria cintilação ($\lambda = 178 \ nm$), ao contrário do LAr que requer o uso de algum material para alterar o comprimento de onda da cintilação gerada. Além disso, o LXe permite grande mobilidade aos elétrons produzidos na sua ionização, permitindo sua extração através de um campo elétrico externo. Algumas propriedades ópticas do LXe relativas a ondas com $\lambda = 178 \ nm$ podem ser vistas na tabela abaixo.

Índice de Refração	1.69
Comprimento Rayleigh	29 cm

Tabela 2.3: Propriedades ópticas do LXe para 178 nm.

2.4 Colaboração Xenon

A Colaboração Xenon conta com a participação de diversas instituições de diferentes países, conforme pode ser visto na Figura 2.4 e se baseia no objetivo de estudar diretamente candidatos a matéria escura, utilizando câmaras de projeção temporal preenchidas com xenônio líquido e gasoso. O xenônio líquido atua como alvo para detecção direta de WIMPs enquanto o xenônio gasoso revela os elétrons ionizados e arrastados pelo campo elétrico. Três características do xenônio (não apresentar grande atividade radioativa, ser bom cintilador e ionizar em resposta a passagem de radiação) permite utilizar a detecção simultânea do sinal de cintilação e ionização, sendo esta uma importante ferramenta para o reconhecimento da partícula interagente.

O programa da colaboração consiste de sucessivos incrementos na massa fiducial dos detectores melhorando a sensibilidade atingida. Em 2005, entra em operação o primeiro detector da colaboração, o Xenon10 [37], que possuia uma TPC com 15 *cm* de altura e 25 *kg* de LXe sendo apenas $\sim 6 kg$ de massa fiducial. O Xenon10 obteve grande sucesso [6–8] e foi encerrado em 2007 para dar lugar à segunda fase do programa, o Xenon100 [5]. O Xenon100 conta com uma TPC de 30 *cm* de altura e



Figura 2.4: Intituições participantes da Colaboração Xenon.

62 kg de LXe (sendo ~ 34 kg de massa fiducial), está atualmente em operação no Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), Itália [38] e será detalhado adiante.

Atualmente, está em construção o terceiro detector da colaboração, o Xenon1T [9]. Com uma TPC de 1 m de altura, cerca de 3300 kg de LXe (sendo ~ 2200 kg de massa fiducial) e um sistema de veto ativo de ruído, o Xenon1T tem como meta melhorar a sensibilidade do detector em duas ordens de grandeza.

2.4.1 Xenon100

Devido ao sucesso do XENON10 o passo seguinte era óbvio, construir um detector semelhante em maior escala. No entanto, para viabilizar o incremento desejado na sensibilidade do detector, apenas aumentar a escala não seria suficiente, eram necessárias melhorias nas técnicas de controle e caracterização do ruído: como a seleção de materiais radiopuros para construção do detector, a minimização da contaminação dos materias durante o processo de montagem e um desenvolvimento de novas técnicas de rejeição de fundo.

É possível dividir o Xenon100 em três regiões: a blindagem passiva, seu interior e seu exterior. No interior da blindagem se encontra o criostato com o detector, conforme pode ser visto na Figura 2.5. Na parte externa se encontram os sistemas de circulação de xenônio, de criogênia e o sistema emergencial de recuperação de xenônio.

Blindagem Passiva

Além da rigorosa seleção de materiais com baixa atividade radioativa para sua construção, o criostato que contem a TPC do Xenon100 é envolto por uma blindagem passiva composta por 5 *cm* de cobre, 20 *cm* de polietileno, 15 *cm* de chumbo e 5 *cm* de chumbo de baixíssima contaminação, conforme pode ser visto na Figura 2.6. Esta blindagem passiva separa o criostato do sistema criogênico e outras componentes com atividade radioativa significativa.

A cavidade entre o criostato e a blindagem é constantemente ventilada com nitrogênio, com o intuito de reduzir a fração de radônio presente no ar da sala onde se localiza o Xenon100.

Câmara de Projeção Temporal

O núcleo do Xenon100 é sua câmara de projeção temporal (TPC⁴), um cilindro com 30.5 *cm* de altura e 15.3 *cm* de raio, contendo 62 *kg* de xenônio líquido. Esta região é circundada por placas de teflon, que isolam opticamente a TPC do xenônio líquido do volume fiducial daquele utilizado como sistema de veto.

A parte superior da TPC possui um "sino", que a suporta estruturalmente através de bastões de teflon localizados na parte do detector destinada ao veto. O "sino" também contem a fase gasosa,

⁴Em inglês *time projection chamber*



Figura 2.5: Desenho esquemático do criostato do Xenon100 [5].



Figura 2.6: Desenho esquemático do Xenon100, incluindo sua blindagem passiva, seu criostato e o sistema criogênico [5].

permitindo que o xenônio líquido destinado ao veto envolva completamente a TPC.

Volume de Veto

Entre a TPC e as paredes internas do criostato, há uma camada com cerca de 4 *cm* de espessura e cerca de 99 *kg* de xenônio líquido que é utilizado como volume de veto. Este volume é monitorado por 64 fotomultiplicadoras localizadas nas laterais e abaixo da TPC e acima do sino. O sistema de veto atua em anti-coincidência com o detector, reduzindo o ruído gerado por interações provenientes do exterior da TPC.

Fotomultiplicadoras

As fotomultiplicadoras (PMT) utilizadas no XENON100 são do tipo Hamamatsu R8520-AL com baixa radioatividade intrinseca, além de possuirem um fotocátodo especial para operar nas condições de temperaturas necessárias e são otimizadas para detecção a 178 *nm* do xenônio. Estas PMTs possuem área de 2,5 *cm* x 2,5 *cm*, que permite uma melhor resolução no plano xy do que fototubos maiores.

As 98 PMTs na parte superior da TPC estão em arranjos círculares de modo a permitir uma melhor reconstrução da coordenada radial com o menor número de tubos possível. Estas PMTs estão fixas no sino e a coleta de luz é amplificada devido a reflexão de luz ultra-violeta pela estrutura de teflon. Na parte inferior são 80 PMTs em arranjos quadrados. As PMTs da parte inferior foram selecionadas dentre as com maior eficiência quântica.

Uma a cada 32 PMT, tanto na parte superior quanto na inferior, aponta para direção contrária as outras para permitir a observação da região do veto ativo.

Campo Elétrico

Telas de alta transparência são usadas para criar o campo elétrico que impede a recombinação e geram o arrasto dos elétrons ionizados, viabilizando a detecção simultânea dos sinais de cintilação (S1) e de ionização (S2). Estas telas são feitas do mesmo aço inoxidável com baixa radioatividade usado no criostato. O potencial no ânodo é definido em torno de 4.5 kV e no cátodo -16 kV.

Sensores de nível e temperatura

Três sensores de nível curtos e um sensor longo, monitoram o nível de LXe dentro da TPC e no volume de veto, respectivamente. Estes sensores capacitivos monitoram o nível do xenônio líquido, que

deve estar alinhado com as telas que geram o campo elétrico, mantendo o arraste eletrônico uniforme no plano xy.

Quatro sensores de temperatura PT-111 Lake Shore Cryotronics PT-100 monitoram a temperatura do xenônio, em condições normais, três na fase líquida e um na gasosa.

Sistema Criogênico

A estabilidade das condições de pressão e temperatura dentro da TPC é de extrema importância, uma vez que o fator de amplificação do sinal de ionização é dependente da pressão. A refrigeração do XENON100 é provida por um PTR⁵ acoplado a um compressor de He refrigerado com água. O PTR se localiza na parte exterior da blindagem passiva e é conectado ao detector através de um tubo de cobre, chamado *cold finger*.

O PTR não possui partes móveis na parte que é resfriada, o que garante funcionamento prolongado de forma confiável e não gera vibração, que são características imprescindíveis para o funcionamento de uma TPC bifásica.

O *cold finger* é envolvido por resistências conectadas a um sensor de temperatura, não permitindo que a temperatura desça mais que o desejado. Este preciso controle da temperatura se faz necessário uma vez que o xenônio mantem seu estado líquido em um intervalo de apenas 3.6 K (entre 161.4 K e 165.0 K a 1 atm conforme pode ser visto na Tabela 2.1).

Sistema Emergêncial de Recuperação de LXe

O XENON100 conta ainda com um sistema emergencial de recuperação de xenônio. Este sistema é baseado em um reservatório de nitrogênio líquido, a uma temperatura mais baixa que o ponto de fusão do xenônio, ligado a um sensor de pressão no sistema de resfriamento. Em caso de queda

⁵Do inglês *pulse tube refrigerator*

de pressão uma válvula é aberta fazendo o nitrogênio fluir para dentro do detector, liquefazendo o máximo possível de xenônio. Simultaneamente, outras válvulas se fecham isolando o sistema, evitado o máximo possível a perda de xenônio.

Sistema de Circulação de Xenônio

O sistema de circulação do xenônio possui além do detector em si, um sistema de armazenamento e um purificador. O sistema de armazenamento consiste de cilíndros de alta pressão, cada um com capacidade para armazenar $\sim 43 \ kg$ de xenônio gasoso (GXe) a uma pressão de aproximadamente 50 *atm*. O sistema de armazenamento é conectado ao sistema de purificação através de um tubo.

Ao sair do detector o GXe passa por um reservatório e é bombeado através de um absorvedor de impurezas. O purificador aquece o gás que ao passar pelos seus poros deixa retidas moléculas como H_2O , O_2 , CO, CO_2 , N_2 , H_2 e CH_4 , reduzindo as impurezas a frações abaixo de uma parte por bilhão, antes do GXe retornar ao detector.

O sistema de purificação é de grande importância uma vez que impurezas eletronegativas podem absorver os elétrons ionizados durante um evento, reduzindo o sinal de cintilação devido à carga ionizada (S2). A contínua purificação do gás melhora significativamente o nível de impurezas presente no detector. Conforme pode ser visto na Figura 2.7, o tempo médio que um elétron livre sobrevive antes de ser absorvido por uma impureza (*electron lifetime*) melhora consideravelemente ao longo do tempo.



Figura 2.7: Evolução no tempo da vida média do elétron livre que atravessa a TPC.

2.4.2 Xenon1T

O detector Xenon1T está atualmente em fase de construção no LNGS e será basicamente uma ampliação do Xenon100 por um fator 10 com um ganho de sensibilidade esperado de um fator 100 [9]. O procedimento será o mesmo da transição do Xenon10 para Xenon100, com maior rigor na seleção dos materiais utilizados na construção do detector e aumento do volume de veto.

A principal diferença entre os dois detectores será o *Water Tank*, do sistema de veto de múons. No Xenon1T, o detector será localizado dentro de um tanque cilíndrico de 10 *m* de altura por 10 *m* de diâmetro, preenchido com água e monitorado por 242 fotomultiplicadoras, conforme ilustrado na figura abaixo.

As três principais fontes de ruído externas ao detector, são [39]:

- γ devido à radioatividade das rochas e paredes do laboratório;
- nêutrons de baixa energia (< 10 *MeV*), também devidos à radioatividade das rochas e paredes do laboratório;



Figura 2.8: Desenho mostrando o criostato dentro do Water Tank.

 nêutrons de altas energias (até dezenas de GeV) produzidos por múons interagindo nas rochas no interior do laboratório ou nos materiais que compõem o detector e blindagem.

Os cinco metros de água do *Water Tank* reduzem o fluxo de gamas das duas primeiras fonte a níveis desprezíveis [39]. Enquanto a taxa de eventos causados por nêutrons induzidos por múons no Xenon1T seria da ordem de 0.1 eventos por ano, cerca de um décimo da taxa esperada para a sensibilidade de 10^{-47} cm², que é o objetivo do Xenon1T. O monitoramento do *Water Tank* identificaria outros produtos da interação de múons e vetaria eventos semelhantes a WIMPs em coincidência com a detecção no *Water Tank*. Estudos mostram que até 99,5% dos eventos gerados por nêutrons induzidos por múons seria identificados pelo *Water Tank* [40].

2.4.3 Análise e Seleção de Eventos

Descreveremos a seguir o procedimento de análise de dados do Xenon100, conforme descrito em [36], que será basicamente o mesmo utilizado no Xenon1T.

Conforme visto anteriormente, o sinal na TPC do Xenon100 é composto por um sinal quase

instantâneo de cintilação devido à excitação e desexcitação dos átomos (S1) e um segundo sinal de cintilação gerado quando os elétrons ionizados atingem a fase gasosa do detector (S2). Uma determinada interação que deposita energia na TPC pode ser de dois tipos:

- interação com os elétrons dos átomos de LXe, chamado recuo eletrônico, geralmente causada por gamas e partículas carregadas. Possui como principal característica a grande razão S2/S1 (região azul da Figura 2.3);
- interação com os núcleos dos átomos de LXe, chamado recuo nuclear. Este é o sinal esperado para um WIMP, mas pode ser produzido por nêutrons ou neutrinos. Possui uma menor razão S2/S1 (região vermelha da Figura 2.3);

Para um dado depósito de energia $E_{nr,ee}$, onde os índices denotam o tipo de interação: nr (recuo nuclear) e ee (recuo eletrônico), na presença de um campo elétrico ε a probabilidade de gerar N_{γ} fótons e N_e elétrons livres, $P(N_{\gamma},N_e|E_{nr,ee},\varepsilon)$, é dada pela equação 2.13:

$$P(N_{\gamma}, N_e | E_{nr, ee}, \varepsilon) \approx Poisson(N_{\gamma} | n_{\gamma}) Poisson(N_e | n_e)$$
(2.13)

onde as energias necessárias médias para geração de fótons e elétrons ($n_{\gamma} e n_e$) são expressas por funções trabalho ($W_{\gamma} e W_e$) efetivas dependentes do tipo de interação, do campo e da energia depositada, conforme pode ser visto nas Equações 2.14 e 2.15.

$$n_{\gamma}(E_{nr,ee},\varepsilon) = \frac{E_{nr,ee}}{W_{\gamma}(E_{nr,ee},\varepsilon)} \approx \frac{E_{nr,ee}}{W_{\gamma}(E_{nr,ee},\varepsilon=0)} S_{nr,ee}(\varepsilon)$$
(2.14)

$$n_e(E_{nr,ee},\varepsilon) = \frac{E_{nr,ee}}{W_e(E_{nr,ee},\varepsilon)} \approx \frac{E_{nr,ee}}{W_e(E_{nr,ee},\varepsilon \to \infty)} T_{nr,ee}(\varepsilon)$$
(2.15)

onde:

- $S_{nr,ee}$ é o fator de supressão da geração de luz devido ao arraste dos elétrons liberados, que são impedidos de se recombinarem (o que aumentaria a luz produzida no S1). No caso limite de um campo externo nulo, $S(\varepsilon = 0) = 1$ representando que nenhum elétron é impedido de se recombinar;
- *T_{nr,ee}* é o fator de supressão do sinal de ionização devido a recombinação dos elétrons, que ao se recombinarem não atingem a fase gasosa (reduzindo o sinal visto no S2). Para o caso limite de um campo elétrico grande o suficiente para arrastar todos os elétrons liberados sem permitir recombinação, *T_{nr,ee}*(ε→∞) = 1.

Os valores de W_{γ} , W_e , $S_{nr,ee}$ e $T_{nr,ee}$ são diferentes para recuos eletrônicos e nucleares e são definidos em medidas dedicadas para sua calibração para diferentes conjuntos de parâmetros.

Medida de S1

O sinal esperado para a cintilação S1 na i-ésima fotomultiplicadora, em unidades de fotoelétron, é dada por:

$$s1_i(\overrightarrow{r}) \approx n_\gamma(E_{nr,ee},\varepsilon)\mu_i(\overrightarrow{r})$$
 (2.16)

onde $\mu_i(\overrightarrow{r})$ é a eficiência de detecção de luz da i-ésima fotomultiplicadora e caracteriza tanto a eficiência quântica quanto a eficiência geométrica daquela fotomultiplicadora.

O sinal total esperado devido à cintilação $(s1(\vec{r}))$, é dado pela soma dos sinais esperados em todas as fotomultiplicadoras $(s1_i(\vec{r}))$, para o caso de recuo eletrônico é descrito por:

$$s1(\overrightarrow{r}) = \sum_{i} s1_{i}(\overrightarrow{r}) \approx n_{\gamma}(E_{e}e,\varepsilon)\mu(\overrightarrow{r})$$
(2.17)

onde $\mu(\overrightarrow{r}) = \sum_{i} \mu_{i}(\overrightarrow{r})$ é a eficiência total em todas as fotomultiplicadoras.

Uma vez que grande parte dos parâmetros que caracterizam medidas de recuos nucleares são obtidos em medidas de calibração que utilizam γ , seus valores são descritos em razão dos parâmetros de medidas de recuo eletrônico. Sendo assim, para recuos nucleares a equação 2.17 é reescrita como:

$$s1(\overrightarrow{r}) = \sum_{i} s1_{i}(\overrightarrow{r}) = E_{nr} \mathscr{L}_{y}(E_{ee}, \varepsilon, \overrightarrow{r}) \mathscr{L}_{ef}(E_{nr}, \varepsilon = 0) \frac{S_{nr}(\varepsilon)}{S_{ee}(\varepsilon)}$$
(2.18)

onde:

• \mathscr{L}_y é o ganho da cintilação medido para fótons de uma dada energia de referência (E_{ee}), considerando a eficiência total em todas as fotomultiplicadoras, conforme:

$$\mathscr{L}_{y}(E_{ee},\varepsilon,\overrightarrow{r}) = \frac{S_{ee}(\varepsilon)\mu(\overrightarrow{r})}{W_{\gamma}(E_{ee},\varepsilon=0)}$$
(2.19)

 L_{ef} é o ganho da cintilação relativo, que considera a diferença do ganho devido a interação ser de recuo nuclear. Conforme equação abaixo.

$$\mathscr{L}_{ef}(E_{nr}, \varepsilon = 0) = \frac{W_{\gamma}(E_{ee}, \varepsilon = 0)}{W_{\gamma}(E_{nr}, \varepsilon = 0)}$$
(2.20)

Normalmente a análise de dados é feita utilizando o sinal medido "espacialmente corrigido", (*cs*1), e seu sinal esperado "corrigido", dados respectivamente pelas Equações 2.21 e 2.22. A "correção espacial"consiste na multiplicação por um fator $\langle \mu \rangle / \mu(\vec{r})$, onde $\langle \mu \rangle$ é a média espacial da eficiência, que elimina a dependência espacial do resultado.

50

$$cS1 \equiv S1(\overrightarrow{r}) \frac{\langle \mu \rangle}{\mu(\overrightarrow{r})}$$
(2.21)

$$cs1 \approx n_{\gamma}(E_{nr},\varepsilon) < \mu >= E_{nr} < \mathscr{L}_{y}(E_{ee},\varepsilon) > \mathscr{L}_{ef}(E_{nr},\varepsilon=0) \frac{S_{nr}(\varepsilon)}{S_{ee}(\varepsilon)}$$
(2.22)

Assumindo que o número de fótons gerados no eventos seja uma distribuição poissoniana $(Poi(N_{\gamma}|n_{\gamma}(E_{nr,ee},\varepsilon)))$, que o número de fotoelétrons $(N_{pe,i})$ gerado por estes fótons seja uma binomial $(Bin(N_{pe,i}|N_{\gamma},\mu(\overrightarrow{r})))$ e que a resposta de uma fotomultiplicadora seja uma gaussiana com valor médio $N_{pe,i}$ e dispersão $\sigma_i = \sigma_{pmt,i}\sqrt{N_{pe,i}}$, onde $\sigma_{pmt,i}$ é determinado durante a fase de calibração. Temos que a função densidade de probabilidade é dada pela equação:

$$p_{S1,i}(S1_i|n_{\gamma}(E_{nr,ee},\varepsilon)) = \sum_{N_{pe,i}} \sum_{N_{\gamma}} Gaus(S1_i|N_{pe,i},\sigma_i)dS1_i$$
$$\times Bin(N_{pe,i}|N_{\gamma},\mu(\overrightarrow{r}))$$
$$\times Poi(N_{\gamma}|n_{\gamma}(E_{nr,ee},\varepsilon))$$
(2.23)

Efetuando a somatória em N_{γ} , a Equação 2.23 nos leva à:

$$p_{S1,i}(S1_i|n_{\gamma}(E_{nr,ee},\varepsilon))dS1_i = \sum_{N_{pe,i}} Gaus(S1_i|N_{pe,i},\sigma_i)Poi(N_{pe,i}|n_{\gamma}\mu_i(\overrightarrow{r}))dS1_i$$
(2.24)

A função densidade de probabilidade do sinal total de cintilação nas M fotomultiplicadoras do detector é dado pela integração do produto das funções de cada fotomultiplicadora, conforme pode ser visto em:

$$p_{S1}(S1|n_{\gamma}(E_{nr,ee},\varepsilon))dS1 = \left(\int \cdots \int_{1\dots M} \prod_{i=1}^{M} p_{S1,i}(S1|n_{\gamma})\delta(S1 - \sum_{j=1}^{M} S1_j)dS1_1\dots dS1_M\right)dS1_1 \quad (2.25)$$

A Equação 2.25 quando são consideradas as variáveis "corrigidas"(Equações 2.21 e 2.22) se simplifica para:

$$p_{cS1}(cS1|n_{\gamma}(E_{E_{nr,ee}},\varepsilon))dcS1 \approx \sum_{N_{pe}} Gaus(cS1|N_{pe},\sigma_{pmt})Poi(N_{pe}| < \mu > n_{\gamma})dcS1$$
(2.26)

onde $\sigma_{pmt} = \langle \sigma_{pmt} \rangle \sqrt{N_{pe}}$ é o produto da dispersão média das fotomultiplicadoras determinado durante a fase de calibração ($\approx 0.5 pe$) e a dispersão estatística do número de fotoelétrons.

Medida de S2

Os elétrons removidos dos átomos são arrastados pelo campo elétrico (ε), durante um tempo de arraste t_d , até a fase gasosa, onde os elétrons são extraídos por um campo de extração (ε_{gas}). Durante o arraste alguns elétrons são absorvidos por impurezas eletronegativas com um tempo característico τ_e , provocando perdas no sinal. Os elétrons são então acelerados por este campo de extração e colide com os átomos de xenônio, gerando o segundo sinal de cintilação, descrito por:

$$s2_i(\overrightarrow{r}) \approx n_e(E_{nr,ee},\varepsilon)e^{-t_d/\tau_e}\kappa(\varepsilon_{gas})Y(\frac{\varepsilon_{gas}}{\rho},h_g)\beta_i(x,y)\eta_i$$
(2.27)

onde:

- $n_e(E_{nr,ee},\varepsilon)$ é o número de elétrons liberados;
- e^{-t_d/τ_e} é o fator de redução no sinal devido à absorção de elétrons pelas impurezas eletronegativas

no LXe;

- $\kappa(\varepsilon_{gas})$ é o ganho associado ao campo elétrico do gás;
- Y(ε_{gas}/ρ, h_g) é um fator de amplificação do sinal dependente do campo de extração, da densidade do gás e do espaço necessário para alcançar o fotocátodo;
- β_i(x,y)η_i é a probabilidade de um fóton gerado na posição (x,y) atingir a fotomultiplicadora
 i, que devido à pequena distância percorrida pelo fóton antes de atingir o fotocátodo pode ser
 considerada função apenas de x e y.
- η_i é a eficiência quântica da fotomultiplicadora i.

Atualmente, apenas a soma do produto $\delta_i = \kappa Y \beta_i \eta_i$ para todas as fotomultiplicadoras é medida, resultando em um fator dependente da posição que engloba estes termos, $\sum_i \delta_i(x,y)$.

Novamente a analise é feita com o "sinal espacialmente corrigido", que desta vez inclui também um fator e^{t_d/τ_e} para eliminar a dependência em z do sinal, dado por:

$$cS2 \equiv S2(\overrightarrow{r})e^{t_d/\tau_e} \frac{\langle \delta \rangle}{\delta(x,y)}$$
(2.28)

O sinal esperado para S2 devido a um recuo nuclear é obtido utilizando as Equações 2.15 e 2.27 e reescrevendo $T_{nr}(\varepsilon)/W_e(E_{nr},\varepsilon_{ref})$ como $Q_y(E_{nr})$. $Q_y(E_{nr})$ descreve o ganho na carga medida em interações de recuo nuclear e é o parâmetro obtido nas medidas de calibração. O sinal esperado para S2 devido a um recuo nuclear é dado por:

$$s2(\overrightarrow{r}) = \sum_{i} s2_{i}(\overrightarrow{r}) = E_{nr}Q_{y}(E_{nr})e^{-t_{d}/\tau_{e}}\delta(x,y)$$
(2.29)

A função densidade de probabilidade do sinal em uma determinada fotomultiplicadora i, utilizando a mesma resposta gaussiana descrita para o sinal primário, é dado por:

$$p_{S2,i}(S2|n_e(E_{nr,ee},\varepsilon))dS2_i = \sum_{N_{pe,i}} Gaus(S2_i|N_{pe,i},\sigma_i)Poi(N_{pe,i}|n_e,\delta_i)dS2_i$$
(2.30)

Taxa de eventos

A taxa diferencial de recuos nucleares para uma dada colisão WIMP-núcleo com taxa dR/dE_{nr} pode ser calculada como:

$$\frac{dR}{dS1dS2} = \varepsilon(S1,S2) \int \frac{dR}{dE_{nr}} p(S1,S2|E_{nr}) dE_{nr}$$
$$\approx \varepsilon(S1)\varepsilon(S2) \int \frac{dR}{dE_{nr}} p_{S1}(S1|E_{nr}) p_{S2}(S2|E_{nr}) dE_{nr}$$
(2.31)

onde $\varepsilon(S1,S2)$, $\varepsilon(S1) \in \varepsilon(S2)$ são as eficiências de detecção do sinal dado o critério de seleção de dados aplicado.

Uma vez que a relação entre E_{nr} e o sinal S1 foi medida de modo muito mais preciso e para energia menores que a relação entre E_{nr} e S2, a análise é feita utilizando um valor ponderado em S2, integrando a Equação 2.31 para todo $S2 > S2_{min}$ e substituindo a Equação 2.32 temos 2.33.

$$\varepsilon_{E2}(E_{nr}) = \int_{S2_{min}} \varepsilon_2(S2) p_{S2}(S2|E_{nr}) dS2 \qquad (2.32)$$

$$\frac{dR}{dcS1} = \varepsilon_{c1}(cS1) \int \frac{dR}{dE_{nr}} \varepsilon_{E2}(E_{nr}) p_{cS1}(cS1|E_{nr}) dE_{nr}$$
(2.33)

Análise de Dados

O primeiro critério de seleção do conjunto de dados a ser analisado em busca de WIMPs é a estabilidade do detector. Parâmetros que descrevem as condições do detector, como pressão e temperatura do xenônio, são constantemente monitorados e períodos onde estes parâmetros estão mais de 5σ distante da média são excluídos da análise. Após esta seleção inicial, outros parâmetros (nível do LXe, pressão no vácuo do criostato, fluxo no sistema de purificação e temperatura do PTR) que seriam também seriam utilizados como critério se mostraram estáveis. O sistema de alta tensão também é continuamente monitorado e dados obtidos entre 20 minutos antes e 20 minutos depois de algum parâmetro apresentar comportamento inesperado são excluídos da análise.

Após a reconstrução do evento e seleção de dados descritas acima, uma série de cortes de qualidade são aplicados. Estes cortes são otimizados para recuos nucleares e eliminam eventos baseados em parâmetros esperados para este tipo de interação, como duração e forma dos pulsos.

A reconstrução espacial do evento é feita combinando o cálculo da posição z - através do tempo de arraste dos elétrons (tempo entre S1 e S2) - e a comparação do padrão de fotomultiplicadoras ativadas no evento com mapas de padrões obtidos em medidas de calibração e simulações. A reconstrução espacial do evento é então comparada ao padrão esperado para eventos naquela posição obtido em medidas de calibração e eventos com ajuste ruim entre posição reconstruída e esperada são descartados.

Por fim, com energia e posição reconstruídas, são realizadas o corte por volume fiducial e discriminação entre sinal e ruído utilizando as bandas de recuo eletrônico e recuo nuclear. Na Figura 2.9 pode ser visto o mapa "planificado"(com a subtração da média da distribuição de recuos eletrônicos) contendo eventos selecionados pelos critérios citados e os limites utilizados na analise, conforme descrito em [41] e [4].

Uma vez que a posição do evento dentro da TPC é conhecida, é possível definir durante a



Figura 2.9: Distribuição no mapa "planificado" de Log(S2/S1) de eventos após todos os cortes de qualidade e definindo o volume fiducial de 34kg de LXe (quadrados pretos). O contorno vermelhocinza determina a região esperada para recuos nucleares. As linhas verticais azuis limitam a região de energia da busca de WIMPs ($6.6 - 43.4 keV_{nr}$), a linha verde vertical representa o limite de $30.5 keV_{nr}$ que define a região com melhor relação sinal-ruído. A linha azul tracejada é o limite de 3σ , onde a distribuição de recuos nucleares deixa de ser gaussiana. A linha azul traço-ponto é o limiar de S2=150PE utilizado. A linha verde horizontal demarca a rejeição de 99.75% de recuos eletrônicos [4].

análise cortes espaciais nos eventos, o que permite utilizar apenas as regiões mais internas da TPC aproveitando a capacidade de blindagem do próprio LXe. O corte espacial mais comum na análise de eventos do Xenon100 é um elipsóide contendo uma determinada massa de LXe, 34 ou 48kg por exemplo. A Figura 2.10 mostra a distribuição espacial de eventos selecionados dentro da TPC, também pode ser visto os eventos rejeitados pela definição da banda de 99.75% de recuos eletrônicos.


Figura 2.10: Distribuição espacial dos eventos na TPC, onde a linha tracejada vermelha define o corte no volume fiducial de 34kg, utilizando energias entre 6.6 e $43.4keV_{nr}$). Os pontos mais claros foram rejeitados pelo critério de rejeição de 99.75% de recuos eletrônicos [4].

3 Cintiliação da Folha DF2000MA

Com o objetivo de aumentar a captação de luz emitida dentro do seu volume, as paredes internas do veto de múons do Xenon1T serão revestidas por uma folha refletora DF2000MA fabricada pela 3M [42]. Esta folha permite a reflexão interna da luz gerada no tanque, aumentando a probabilidade do fóton atingir uma fotomultiplicadora e ser detectado.

A colaboração CRESST [11] reportou o uso desta folha como um eficiente absorvedor de partículas alfa [12]. Ao absorver a partícula alfa produzida pelo decaimento do polônio a folha refletora cintilava, reduzindo o ruído na região que estava sendo estudada.

A Colaboração GERDA [10], que utiliza a folha DF2000MA nas paredes internas do sistema de veto de múons de modo análogo ao Xenon1T, observou em seu sistema de veto um excesso de eventos com baixa multiplicidade (onde poucas fotomultiplicadoras eram ativadas). Diversas possíveis explicações para este excesso foram estudadas e descartadas pela colaboração [13]. Uma possível explicação para os eventos observados pela Colaboração GERDA seria a produção de luz pela folha devido à absorção de alfas produzidos pela radioatividade da estrutura que compõe o experimento. Neste caso, o mesmo efeito seria visto no Xenon1T. Com o intuito de caracterizar e quantificar esta emissão, que poderia ser um ruído problemático para o Xenon1T, foi realizada uma série de testes utilizando a folha DF2000MA e fontes radioativas.

3.1 Aparato experimental

O esquema geral do aparato montado para realização das medidas de caracterização da folha refletora DF2000MA pode ser visto na Figura 3.1. O equipamento utilizado foi:

- Gerador de pulsos;
- Fotomultiplicadora Photonis XP3550, com 5"de diâmetro;
- Digitalizador CAEN V1724, 10ns por canal;
- Fonte de Alta Tensão CAEN SY4527



Figura 3.1: Diagrama geral das medidas realizadas.

O esquema mostrado na Figura 3.1 é a representação mais geral possível para o conjunto de medidas realizadas e a remoção de algumas partes ou conexões foram realizadas dependendo do tipo de

60

medida realizada. Os objetos estudados variaram a cada conjunto de medidas, conforme será descrito adiante para cada tipo de medidas realizada.

A região cinza na Figura 3.1 representa uma estrutura metálica construída para a realização dos testes com a folha refletora DF2000MA no seu interior. Sua estrutura pode ser vista em detalhes na Figura 3.2 e é composta por:

- uma câmara metálica (paredes violetas),
- uma fotomultiplicadora Photonis XP3550 verticalmente na base (base preta),
- uma fibra ótica ligada a um LED, utilizada nas medidas de calibração (vermelho),
- um bloqueador metálico (cinza) que era fechado antes da remoção da tampa, permitindo a abertura desta sem a necessidade de desligar a fotomultiplicadora,
- uma tampa metálica removível para permitir o acesso ao interior da câmara (parte superior azul).



Figura 3.2: Esquema do aparato experimental utilizado para realização dos testes com a folha DF2000MA.

Utilizando o aparato descrito foram realizadas diversas medidas com a intenção de caracterizar a resposta da folha refletora à alfas, que serão detalhadas a seguir.

3.2 Calibração

Antes da realização de cada conjunto de medidas, uma calibração com *single photoelectron* era realizada. Esta calibração é de grande importância para testar a estabilidade da resposta do aparato e estabelecer uma base de comparação entre medidas com diferentes configurações. O *photoelectron* (pe ou PE) é a resposta da fotomultiplicadora a um único fóton, pode ser utilizado como unidade de carga ou de tensão e evita a dependência da resposta da fotomultiplicadora em função da tensão aplicada à ela.

Medidas de *single photoelectron* são realizadas utilizando um LED e um gerador de pulsos fornecendo uma tensão tão baixa para o LED que este muitas vezes não emite luz alguma e quando emite é esperado que seja a emissão de um único fóton. Ao atingir a fotomultiplicadora, este fóton gera o mínimo sinal possível para aquela fotomultiplicadora, que ao ser amplificado pela cadeia de cátodos gera o sinal em tensão observado no digitalizador ou osciloscópio. O diagrama das medidas de *single photoelectron* é mostrado na Figura 3.3.



Figura 3.3: Representação do aparato utilizado para as calibrações com *single photoelectron*.

Na Figura 3.4 é mostrada de forma esquemática os períodos de ativação de cada componente: o período onde o gerador de pulsos fornece tensão ao LED, onde o digitalizador adquire dados, onde o LED emite luz e a resposta da fotomultiplicadora. Dadas as pequenas distâncias percorridas pelos sinais é possível considerar a sincronia entre os sinais do gerador de pulsos, do início da aquisição do digitalizador e o LED quando este se acende. A fotomultiplicadora apresenta um pequeno atraso em relação a esta sincronia devido ao tempo necessário para a amplificação do seu sinal.



Figura 3.4: Representação temporal da ativação: do gerador de pulsos, do trigger, do LED e do fototubo.

Apesar da emissão de luz pelo LED ser um evento probabilístico dependente da tensão aplicada no LED em cada pulso do gerador de função, sua resposta no tempo é correlacionada com o gerador de função e a janela de observação do digitalizador. Na Figura 3.5, é mostrada a superposição de 100000 eventos observados pelo digitalizador. É possível identificar uma aglomeração de sinais causada pelo LED cerca de 150 *ns* após o *trigger* (localizado na metade da janela observada).

A região de concentração dos fotoelétrons era definida visualmente para cada medida. Geral-



Figura 3.5: Superposição de 100000 eventos de medidas de *single photoelectron* observados pelo digitalizador, onde é possível identificar a região na qual os fotoelétrons se concentram.

mente se restringia a busca pelos máximos de amplitude associados aos fotoelétrons a uma região de cerca de 200 *ns* com início ~ 40 *ns* após o trigger e sua distribuição pode ser vista na Figura 3.6.

O cálculo da carga associada a cada um desses máximos era realizado integrando a corrente entre 50 *ns* antes do máximo e 100 *ns* após o máximo, conforme Equação 3.1, onde $R = 50 \Omega$. A distribuição das cargas associadas aos máximos de amplitude é mostrada na Figura 3.7.

$$q = \int_{t_0}^{t_1} i(t)dt = \int_{t_{max}-50ns}^{t_{max}+100ns} \frac{V(t)}{R} dt$$
(3.1)



Figura 3.6: Distribuição dos máximos de amplitude na região de fotoelétrons para 100000 eventos.



Figura 3.7: Distribuição das cargas associadas aos máximos de amplitude na região de fotoelétrons para 100000 eventos.

Os valores de amplitude associados aos single photoelectrons se mostraram estáveis durante o

Data	$\mu(mV)$	$\sigma(mV)$
19/08/13	9.4 ± 0.1	4.8 ± 0.1
31/10/13	9.2 ± 0.2	4.6 ± 0.2

Tabela 3.1: Comparação entre a primeira e a última medida da amplitude de *single photoelectrons* realizadas nos laboratórios subterrâneos.

período de aquisição de dados. Durante os quase dois meses de medidas nos laboratórios subterrâneos, a variação entre a primeira e a última medida para o valor da amplitude de um *photoelectron* foi de 2%, conforme mostrado na Tabela 3.1.

3.3 Medidas em superfície e subterrânea

As medidas realizadas podem ser divididas em relação ao local de aquisição de dados: no laboratório em superfície e no laboratório subterrâneo. Devido ao resultado da Colaboração CRESST [12], era esperado um sinal luminoso que não exigiria a proteção dos laboratórios subterrâneos para ser detectado, logo as primeiras medidas foram realizadas em um laboratório na superfície. Apesar de não contar com a redução de ruído observada nos laboratórios subterrâneos, que se mostrou necessária para os resultados finais, diversos estudos sobre a fonte radioativa e a folha DF2000MA puderam ser realizadas neste local.

No entanto, devido aos resultados negativos para a observação da emissão de luz pela folha em resposta à incidência de partículas alfa na sua face não refletora (situação que representa a configuração no detector), o aparato experimental foi deslocado para os laboratórios subterrâneos. Estes oferecem uma boa proteção contra o ruído produzido por partículas de origem cósmica ou atmosférica, como por exemplo múons, conforme pode ser visto na Figura 3.8. Com a redução do ruído foi possível caracterizar de modo mais preciso a resposta da folha refletora.



Figura 3.8: Comparação entre a taxa de contagem de eventos para medidas obtidas em superfície (linha preta) e medidas obtidas no laboratório subterrâneo (linha vermelha).

A seguir serão detalhadas as medidas realizadas em ambas as condições.

3.3.1 Medidas em superfície

As medidas em superfície foram realizadas no *Hall di Montaggio* nas dependências do *Laboratori Nazionali del Gran Sasso* (LNGS), portanto sem a proteção contra partículas extraterrestres ou atmosféricas oferecida pelos laboratórios subterrâneos abaixo do Monte Gran Sasso.

Originalmente foram idealizadas 3 configurações para a aquisição de dados, conforme Figura 3.9. As configurações mostradas nas Figuras 3.9a e 3.9b representam situações de controle, representando respectivamente, as medidas de fundo e o efeito da fonte radioativa sem a folha refletora. A configuração mostrada na Figura 3.9c é o caso mais próximo do qual queremos estudar, pois possui a fonte emissora de partículas alfa irradiando apenas a parte posterior da folha DF2000MA enquanto sua

face refletora é monitorada pela fotomultiplicadora. No *Water Tank* do Xenon1T, a fonte emissora de partículas alfa será o aço que compõe as paredes do tanque, que irradiará a parte não refletora da folha, enquanto as fotomultiplicadoras observarão apenas a luz que alcançar a parte interna do tanque, após atravessar a folha refletora.



(a) Cilíndro vazio utilizado em medidas de fundo. (b) Cilíndro com a fonte de Am (amarela) emitindo em direção à fotomultiplicadora.



(c) Cilindro com fonte de Am (amarelo) e folha DF2000MA (cinza).

Figura 3.9: Esquema de medidas feitas na parte superior do cilindro.

Diversas outras configurações foram estudadas com a intenção de caracterizar o sinal de fundo, a fonte radioativa, a folha refletora e possíveis interações entre as duas. Conforme descrito a seguir.

Medidas Preliminares

Primeiramente foram observadas janelas de tempo fixas a 1 kHz de frequência e 10 μs de largura (*trigger* externo), utilizando o esquema mostrado na Figura 3.10. Estas observações eram independentes do sinal e registravam todo sinal gerado na fotomultiplicadora nas janelas observadas, permitindo a escolha de um limiar compatível com as medidas a serem realizadas. A principal limitação para o limiar era a frequência de transferência de dados pelo digitalizador, que para frequências maiores que 1.5 kHz poderia perder informação.



Figura 3.10: Representação do aparato utilizado para as medidas preliminares com *trigger* externo, onde o objeto varia conforme as configurações mostradas na figura 3.9.

Na Figura 3.11 é mostrado o espectro integral da taxa de eventos em função da amplitude. O espectro integral diz quantos eventos são observados com amplitude maior que a ordenada, ou seja a taxa de *trigger* em função do limiar. Isto permite escolher um limiar adequado à frequência máxima de eventos possível. Utilizando estes resultados, foi escolhido o limiar a cerca de 2 *pe*, limitação imposta pela configuração com maior taxa de eventos, a que utilizava fonte de Am (conforme Figura 3.9b).



Figura 3.11: Espectro integral de eventos, utilizado na definição do limiar para cada tipo de aquisição.

Na Figura 3.12 é possível observar que os espectros de fundo e da fonte atrás da folha refletora não apresentam diferenças significativas. Entretanto o espectro da fonte de Am apresenta uma taxa de eventos na região de 15 *pe*.



Figura 3.12: Espectros de medidas de fundo(linha vermelha), com fonte atrás da folha (linha verde) e apenas a fonte (linha azul).

Excluindo da comparação as medidas com a fonte radioativa foi possível reduzir o limiar a cerca de 1 pe. Novamente os espectros não mostram diferenças significativas (Figura 3.13).



Figura 3.13: Espectros de medidas de fundo(linha verde) e fonte atrás da folha (linha vermelha).

Medidas no Interior do Cilíndro

Para estudar a alta taxa de eventos devido à fonte sozinha, conforme pode ser visto nas Figuras 3.11 e 3.12, uma série de estudos utilizando a fonte de Am dentro do aparato foi realizada, conforme mostrado nos esquemas da Figura 3.14.

Dos espectros mostrados na Figura 3.15 é possível ver que a maior taxa de eventos ocorre com a fonte emitindo na direção do ar, inclusive quando um cilindro plástico restringe o alcance das partículas alfa, 1 kHz e 0.8 kHz respectivamente. Quando a fonte emite na direção do ar e uma camada de plástico bloqueia as partículas alfa, uma taxa muito baixa foi observada (cerca de 90 Hz). Estas evidências indicavam que a produção de luz era devida a interações entre as partículas alfa e o ar.



(a) Fonte emitindo para cima.



(b) Fonte emitindo diretamente no vidro da fotomultiplicadora.



(c) Fonte emitindo para cima com plástico.

(d) Fonte emitindo para cima dentro de um cilíndro plástico, com cerca de 2cm de ar dentro.

Figura 3.14: Esquema de medidas feitas com a fonte na parte interna do cilindro.



Figura 3.15: Espectros de carga das medidas da Figura 3.14: fonte emitindo para cima (Figura 3.14a - linha preta), fonte emitindo diretamente na fotomultiplicadora (Figura 3.14b - linha vermelha), fonte emitindo para cima com bloqueador plástico de alfa (Figura 3.14c - linha verde), fonte emitindo dentro do cilindro plástico (Figura 3.14d - linha azul) e medidas de fundo (linha amarela).

Um último teste sobre a origem da luminosidade observada na configuração da Figura 3.14a foi realizado. Utilizando esta configuração e substituindo o cabo óptico utilizado nas medidas de *single photoelectron* por uma entrada de gás foram adquiridos dados sobre a emissão de luz dentro do tubo mantendo a pressão de fluxo do nitrogênio dentro do cilíndro em 1.3 *atm*. O fluxo de nitrogênio foi então interrompido permitindo a diminuição da concentração de nitrogênio dentro do aparato, sendo feitas mais duas medidas da luminosidade no interior do cilíndro, com intervalo de 20 minutos entre elas. Na Figura 3.16 é possível ver a redução no sinal de luz, onde a máxima emissão ocorre quando há a maior concentração de nitrogênio e diminui em direção à medida tomada antes da modificação conforme a concentração se reduz.



Figura 3.16: Espectros de medidas da fonte dentro do cilindro para diferentes concentrações de nitrogênio: medida antes da injeção de nitrogênio (linha magenta), durante a injeção (linha azul), 30 minutos (linha vermelha) e 50 minutos (linha verde) depois de interromper o fluxo de nitrogênio.

Ainda dentro do aparato, foram realizadas outras medidas para estudar a resposta da folha DF2000MA e a fonte radioativa. Foram utilizados cilindros plásticos como suporte para a fonte de Am e para a folha refletora, conforme Figura 3.17. A configuração mostrada na Figura 3.17a teve como





(a) Fonte a frente da folha.

(b) Fonte atrás da folha.



(c) Apenas fonte.

Figura 3.17: Esquema de medidas feitas com a fonte na parte interna do cilindro.

objetivo estudar a emissão da folha à incidência de partículas alfa na superfície refletora monitorada pelas fotomultiplicadoras, sem a redução de sinal que ocorre quando as partículas atingem a face posterior da folha (conforme Figura 3.17b). Na Figura 3.18 é possível ver a distribuição de carga para as configurações mostradas nas Figuras 3.17a e 3.17c.



Figura 3.18: Espectros de carga para as configurações representadas na figuras 3.17a e 3.17c.

Para calcular a eficiência de emissão de luz da folha foram comparadas as frequências de eventos com carga entre 20 e 80 fotoelétrons para os casos com a fonte a frente da folha refletora (737,7 *Hz*) e com apenas a fonte (3,5 *Hz*). Em seguida o fluxo de alfas que atingiam a folha foi estimado. Considerando que cerca de 50% dos 4.4 *kBq* da atividade total fossem alfas saindo da fonte pela semi-esfera superior e que o alcance de partículas alfa no ar é da ordem de 3,9 *cm* [43], obtemos que a razão entre o ângulo sólido que contém a parte da folha dentro do alcance dos alfas e a semi-esfera é $\frac{\Omega_{folha}}{2\pi} = 48,7\%$. Portanto 48,7% dos alfas atingem a folha a uma taxa de 1.1 *kHz*.

Dada a frequência de emissão atribuída ao efeito dos alfas na folha e a taxa de partículas alfa

atingindo a folha podemos estimar sua eficiência de emissão:

$$\varepsilon_{emissao} = \frac{734.2}{1100} = 66,7\%$$
 (3.2)

Através de simulações computacionais, foi possível determinar a fração de fótons emitidos pela folha que atingiam a fotomultiplicadora, na configuração mostrada na Figura 3.17a. A simulação consistia dos seguintes passos:

- Partindo do centro da fonte, sortear isotropicamente na semi-esfera superior a direção de emissão da partícula alfa;
- Verificando a posição da particula alfa na altura da folha, definir se esta atinge a folha e sua posição;
- 3. Caso a partícula alfa atinja a folha, sortear isotropicamente a direção do fótons emitido;
- 4. Verificar se o fóton é bloqueado pela própria fonte radioativa;
- 5. Caso não seja bloqueado, verificar se atinge a fotomultiplicadora.

Os resultados da simulações mostraram que 48,7% das partículas alfa atingem a folha refletora, em perfeito acordo com o resultado obtido analiticamente. Além disso, 20,8% dos fótons emitidos atingem a fotomultiplicadora.

Conforme pode ser visto na Figura 3.19 é apresentado o histograma da diferença do sinal das configurações com a fonte radioativa com e sem a folha refletora, para estimar assim o sinal da resposta da folha aos alfas incidentes. Utilizando um ajuste gaussiano o número médio de fótons observados foi 29.2 ± 0.3 .



Figura 3.19: Diferença entre espectros dos sinais da fonte irradiando na frente da folha refletora(Figura 3.17a) e somente com a fonte (Figura 3.17c), com ajuste gaussiano na região atribuída ao sinal da folha DF2000MA.

A estimativa da eficiência quântica foi feita através do cálculo da eficiência quântica em função do comprimento de onda, conforme Equação 3.3 [44] a partir do gráfico de características espectrais presente no manual do fabricante.

$$R_{\gamma e}(\lambda) = S(\lambda) \frac{cgh}{e\lambda}$$
(3.3)

onde:

- $R_{\gamma e}(\lambda)$ é a eficiência quântica em função do comprimento de onda (λ) ;
- $S(\lambda)$ é a resposta em corrente da fotomultiplicadora em função da potência de luz incidente;
- *h* é a constante de Planck;

- *c* é a velocidade da luz no vácuo;
- *e* é a carga do elétron;
- *g* é o ganho da fotomultiplicadora.

Utilizando o valor médio de fótons observado, a eficiência geométrica obtida com as simulações e estimando a eficiência quântica entre 10% e 15% de acordo com a Figura 3.20b foi possível estimar em um valor entre 930 e 1440 a quantidade de fótons liberados pela folha DF2000MA ao ser atingida por um alfa, conforme mostrado abaixo:

$$N_{obs} = N_{lib} * \varepsilon_{geometrico} * \varepsilon_{quantica} \Rightarrow N_{lib} = \frac{29.2}{0.208} \frac{1}{0.10 \sim 0.15} \approx 930 \sim 1400\gamma$$
(3.4)

Apesar das muitas incertezas para esta medida, como por exemplo o comprimento de onda emitido e uma medida precisa da taxa de produção de alfas, este resultado apresenta boa concordância com a discussão feita em [13] sobre os resultados apresentados em [12], que estimava este valor em $\sim 1300\gamma$.

O último estudo realizado nos laboratórios de superfície foi a comparação entre a configuração com a fonte atrás da folha, conforme Figura 3.17b, com medidas de fundo. Apesar do espectro (Figura 3.21) apresentar diferenças na região de baixa carga, foi decidido realizar as medidas nos laboratórios subterrâneos para melhorar a sensibilidade do estudo.



Typical spectral characteristics

(a) Características espectrais da fotomultiplicadora fornecido pelo fabricante.



(b) Eficiência quântica calculada utilizando a Figura 3.20a.

Figura 3.20: Gráficos utilizados para a estimativa da eficiência quântica.



Figura 3.21: Espectro de eventos com a fonte atrás da folha, conforme Figura 3.17b (marcadores pretos) e medidas de fundo (marcadores vermelhos).

3.3.2 Medidas Subterrâneas

O aparato experimental foi então transportado para os laboratórios subterrâneos para reproduzir as medidas em um ambiente com ruído reduzido. Conforme pode ser visto na Figura 3.22, um benefício imediato é a redução da taxa de eventos, com destaque para a proteção contra múons atmosféricos (pico em torno a 100 *pe*) que os laboratórios subterrâneos oferecem.

Para estimar a eficiência de emissão de luz da folha quando atingida por partículas alfa na sua parte posterior foram utilizadas as medidas mostradas na Figura 3.23, que são medidas de fundo (Figura 3.9a) e medidas com a fonte atrás da folha refletora (Figura 3.9c).

Na Figura 3.24 é mostrada o espectro de carga da diferença das taxas de eventos para a região de até 20 *pe* das duas medidas da Figura 3.23. É possível identificar duas regiões, uma forma gaussiana para cargas até 3 *pe* e outra mais semelhante a uma exponencial entre 3 e 10 pe.



Figura 3.22: Comparação das taxas de eventos em medidas de fundo nos laboratórios de superfície (linha preta) e nos laboratórios subterâneos (linha vermelha).



Figura 3.23: Comparação das taxas de eventos em medidas de fundo (linha vermelha) e medidas com a fonte atrás da folha refletora (linha preta).



Figura 3.24: Espectro em carga da diferença das taxas de eventos de fundo e com a fonte atrás da folha refletora.

A hipótese de que a região de baixa carga seria causada por gamas enquanto que a região entre 3 e 10 pe seria devida a alfas foi testada utilizando um plástico transparente, que bloqueia as partículas alfa e deixa os gamas passarem. Conforme pode ser visto na Figura 3.25, esta hipótese foi comprovada pela supressão de eventos na região entre 3 e 10 pe nas medidas com o plástico, enquanto a região atribuída aos gamas manteve seu excesso de eventos em relação às medidas de fundo, de modo análogo às medidas com a fonte radioativa.



Figura 3.25: Espectro em carga para medidas de fundo (linha verde), medidas com a fonte e a folha (linha vermelha) e medidas com o plástico bloqueador entre a fonte e a folha (linha azul).

Considerando eventos com carga entre 3 e 10 pe temos que a taxa para medidas de fundo é de 37,9 *Hz*, enquanto a taxa para medidas com a fonte atrás da folha era de 45,2 *Hz*. Uma vez que a fonte e a folha estavam em contato, toda partícula alfa emitida atingia a folha, ou seja, esta era irradiada a 2.2 *kBq*. O fator geométrico foi calculado através da fração do ângulo sólido com vértice na fonte radioativa que continha a fotomultiplicadora e resulta em $\varepsilon_{geo} = 0.35$.

Considerando a eficiência quântica da fotomultiplicadora entre 10% e 15%, foi estimado a eficiência de produção de luz por alfa absorvido na parte posterior da folha, $\varepsilon_{post} = \frac{R_{emitido}}{R_{\alpha}}$, como a razão da taxa de luz emitida ($R_{emitido}$) pela taxa de alfas incidentes (R_{alpha}).

$$R_{obs} = R_{\alpha} * \varepsilon_{post} * \varepsilon_{geo} * \varepsilon_{qua} \Rightarrow \varepsilon_{post} = \frac{7.3}{2200 * 0.35} \frac{1}{0.10 \sim 0.15} \approx 6.3\% \sim 9.5\%$$
(3.5)

3.4 Taxa de Eventos no MuonVeto devido à DF2000MA

Utilizando o valor estimado da eficiência de conversão foi possível calcular a taxa esperada de produção de luz devido a interação dos alfas da radioatividade dos materiais utilizados na construção do *Water Tank* do Xenon1T e a folha refletora DF2000MA que reveste suas paredes internas. O principal componente radioativo presente no aço utilizado é o ^{238}U , cuja atividade medida na fase de teste de materiais foi de $27 \pm 14 \ mBq/kg$.

Considerando as duas emissões de alfas na cadeia de decaimentos do ^{238}U até tornar-se ^{230}Th , que possui vida média de 75.000 anos, conforme visto na Figura 3.26, temos que a atividade devido a estes alfas seria de 54 ± 28 mBq/kg. A emissão de alfas pelo aço que compõe o *Water Tank* será considerada conservativamente igual a 0.1 Bq/kg.



Figura 3.26: Cadeia de decaimentos do ^{238}U [45].

Ν	$P_{930}(n \ge N)$	$P_{1400}(n \ge N)$
1	$5.2x10^{-1}$	$6.7x10^{-1}$
2	$1.6x10^{-1}$	$3.0x10^{-1}$
3	$3.8x10^{-2}$	$1.0x10^{-1}$
4	$6.8x10^{-3}$	$2.6x10^{-2}$
5	$9.6x10^{-4}$	$5.5x10^{-3}$
6	$1.1x10^{-4}$	$9.9x10^{-4}$

Tabela 3.2: Probabilidade de um número maior ou igual a N de fotomultiplicadoras serem ativadas, considerando a produção de 930 e 1400 fótons.

A área coberta pela folha DF2000MA é de 500 m^2 , a penetração das partículas alfa no aço é de 10 μm , resultando em um volume de aço emissor de alfas capazes de atingir a folha de $5x10^{-3} m^3$. A densidade do aço é cerca de $\rho_{aco} = 8000 \ kg/m^3$, logo a massa total do aço é de $m_{aco} = 40 \ kg$. Deste modo a taxa de partículas alfa atingindo a parte posterior da folha é de $R_{\alpha} = 4 \ Hz$.

Utilizando o resultado obtido na Equação 3.5, temos que a taxa de produção de luz pela folha se encontra entre 0,25 e 0,38 Hz.

A probabilidade de um fóton atingir uma das 84 fotomultiplicadora é de:

$$p = N_{pmt} \frac{Area_{pmt}}{Area_{WT}} = 84 * \frac{\pi 10^{-2}}{500m^2} = 5,2x10^{-3}$$
(3.6)

Considerando a eficiência quântica de 15%, a probabilidade de um fóton atingir uma fotomultiplicadora e ativá-la é de 7,9x10⁻⁴. Conforme visto na Equação 3.4, a absorção de um alfa produzirá entre 930 e 1400 fótons. Calculando a probabilidade binomial com $p = 7,9x10^{-4}$, a probabilidade de mais que N fótons ativem fotomultiplicadoras é mostrada na Tabela 3.2, para os casos de 930 e 1400 fótons emitidos.

O sistema de veto de múon do Xenon ainda está em fase de desenvolvimento, no entanto é esperado que este opere em coincidência quíntupla. Deste modo, a taxa de eventos associados à resposta da folha DF2000MA à radiação do aço estrutural seria de:

$$R \approx 0.38 * 5.5 x 10^{-3} = 2.1 x 10^{-3} Hz$$
(3.7)

Esta taxa é cerca de 100 vezes menor que a taxa de operação planejada para o sistema de veto de múons (0.1 Hz), não sendo portanto um problema para o funcionamento do *Water Tank* do Xenon1T.

4 Espalhamento Coerente de Neutrinos de Supernovas no Xenon1T

Conforme visto no Capítulo 2, o detector Xenon utiliza a fração da energia do evento que produz ionização e a que produz cintilação para distinguir entre recuos eletrônicos de recuos nucleares.

Assim como WIMPs e nêutrons, neutrinos podem causar recuos nucleares através de espalhamentos coerentes com o núcleo atômico. Os recuos nucleares causados por neutrinos não teriam nenhum sinal correspondente no *Water Tank*, o que dificulta sua identificação. Neste trabalho, foi calculada a taxa de eventos devido a neutrinos de supernovas no Xenon1T para avaliar seu impacto nas medidas obtidas pelo detector.

Neste capítulo apresentaremos uma breve revisão sobre supernovas e o cálculo de eventos esperados devido aos seus neutrinos no Xenon1T.

4.1 Supernovas

A morte de uma grande estrela é um evento extremamente violento. A estrela se desenvolve tranquilamente por milhões de anos, passando por diversos estágios de desenvolvimento, mas quando o combustível nuclear acaba pode colapsar sobre seu próprio peso em menos de um segundo. Os eventos principais do colapso gravitacional de uma estrela ocorrem em milésimos de segundos.

Uma única estrela ao explodir pode brilhar mais que galáxias inteiras e irradiar em poucos meses mais luz que o nosso Sol em milhares de anos. No entanto, a luz e outras formas de radiação eletromagnética constituem apenas uma pequena parcela da energia liberada por uma supernova. No caso de supernovas causadas por colapsos gravitacionais, quase 99% da energia escapa em segundos carregada por neutrinos, enquanto outras formas de radiação ficam aprisionadas devido a densidade da matéria no meio. Ocorrida a explosão, quase toda a massa da estrela é dispersa no espaço e tudo que resta no centro é matéria densa e não luminosa, que dependendo da relação entre metalicidade e massa, pode se tornar uma estrela de nêutrons ou um buraco negro.

Descreveremos a seguir os processos que originam supernovas.

4.1.1 Evolução Estelar

O processo de formação de estrelas é originado por instabilidades gravitacionais em regiões do meio interestelar com maior densidade de matéria. Quando a densidade em uma região causa uma atração gravitacional maior que a suportada pela pressão do seu gás, ela colapsa sob seu próprio peso. Neste processo a energia potencial gravitacional se converte em energia cinética, e consequentemente térmica. O colapso cessa somente quando a pressão consegue suportar o peso das camadas mais externas, alcançando o equilíbrio hidrostático [46]. Neste momento se forma uma protoestrela, um núcleo cercado por uma nuvem de gás em contração, ao fim desta contração resta uma estrela no início da sua evolução.

Em protoestrelas com massas superiores a cerca de um décimo da massa solar $(0.1 M_{\odot})$, a pressão do gás não é suficiente para sustentar o peso da estrela. Neste caso o colapso cessa apenas com o início das reações termonucleares, que gera pressão no núcleo estelar e ajuda a sustentar o peso da estrela.

Devido à relação entre a energia potencial gravitacional e a térmica da estrela, existe uma

relação entre a massa da estrela e as reações termonucleares que ela é capaz de ativar. O primeiro ciclo de reações que ocorre é o *ciclo p-p*, que através de uma série de reações funde prótons em hélio, com o balanço final dado por:

$$4p \to \alpha + 2e^+ + 2\nu_e + \gamma \qquad \qquad \Delta Q = 26,7 \, MeV \tag{4.1}$$

A partir desta reação uma série de outras reações exotérmicas irão gerar elementos cada vez mais pesados criando uma estrutura de camadas, conforme pode ser visto na Figura 4.1. O elemento químico mais pesado gerado desde modo será limitado pelas reação permitidas pela massa da estrela, ou no caso de uma estrela com massa suficientemente grande será o ferro, pois este possui a maior energia de ligação por nucleon e reações que geram elementos mais pesados são endotérmicas.



Figura 4.1: Estrutura de camadas com os diversos elementos químicos formados em estrelas. [47]

As reações nucleares duram enquanto houver combustível disponível no interior da estrela.

Com o fim das reações nucleares e a redução na pressão interna da estrela, esta começa a contrair, caminhando para seu estágio final. Existem quatro possibilidades para este estágio final, sendo que três produzem remanescentes que podem ser vistos na Figura 4.2, que depende da massa e da metalicidade da estrela:

Anãs Brancas

São formadas por estrelas com massa da ordem de poucas massas solares que após a queima do combustível se contraem até atingirem raios da ordem de milhares de quilômetros e densidades da ordem de $10^6 \ g/cm^3$ [48]. O peso da estrela é então suportado pela pressão de degenerescência de elétrons.

Estrela de Nêutrons

São corpos remanescentes do colapso gravitacional do núcleo de estrelas uma relação entre massa e metalicidade que causem o colapso do núcleo. Possuem massas de até 3 M_{\odot} e raios de cerca de 20 km, atingindo densidades da ordem de $10^{14} g/cm^3$ [48]. O colapso gravitacional promove a captura de elétrons por prótons, aumentando a população de nêutrons no objeto remanescente. Devido à imensa emissão de neutrinos, tanto pelo colapso quanto pelo processo de resfriamento do corpo remanescente. O processo do colapso gravitacional será melhor detalhado na Seção 4.1.3.

Buracos Negros

São os colapsos gravitacionais definitivos, onde nenhum processo físico consegue suportar o peso da estrela e esta colapsa em uma singularidade. Um buraco negro possui um campo gravitacional tão intenso que nem mesmo a luz consegue escapar da sua atração.

Nenhum corpo remanescente

A ocorrência de uma supernova termonuclear pode espalhar todo o material estelar através de



uma violenta explosão, sem deixar nenhum corpo remanescentes onde antes existia a estrela.

Figura 4.2: Esquema sintético sobre evolução estelar. [49]

4.1.2 Classificação de Supernovas

Por razões históricas supernovas são caracterizadas por atributos espectroscópicos da composição química do envelope da estrela que explode e são agrupadas em quatro tipos: Tipo Ia,Tipo Ib, Tipo Ic, Tipo II, conforme pode ser vista na Figura 4.3¹ [52].

Supernovas do Tipo Ia ocorrem quando uma anã branca composta por carbono e oxigênio absorve matéria de uma outra estrela e reativam as reações termonucleares. Estas reações liberam abruptamente uma enorme quantidade de energia causando a explosão da estrela, espalhando seu material pelo espaço, muitas vezes sem deixar um corpo remanescente.

¹Alguns autores [50, 51], se referem por Tipo II a todas as supernovas de colapso gravitacional, utilizando uma classificação baseada no processo gerador e portanto diferente da classificação espectroscópica histórica.



Figura 4.3: Tipos de Supernovas. [52]

Os tipos Ib, Ic e II são causados por colapsos gravitacionais do núcleo estelar em uma estrela de nêutrons, algumas vezes gerando um buraco negro. Este processo libera imensa quantidade de neutrinos, que são produzidos em processos de captura eletrônica por prótons e por criação térmica de pares neutrino/antineutrinos, conforme será detalhado a seguir.

O processo que gera uma supernovas através de um colapso gravitacional ocorre no núcleo da estrela e portanto a composição química do envelope em nada influencia em sua dinâmica. Logo, o mecanismo descrito a seguir se aplica igualmente as supernovas tipo Ib, Ic e II.

4.1.3 Dinâmica do Colapso Gravitacional do Núcleo da Estrela

De acordo com sua relação entre massa e metalicidade, conforme pode ser visto na Figura 4.4, uma estrela pode dar origem a uma supernova, a um buraco negro ou a uma anã branca. Estrelas com massa maior que cerca de doze massas solares conseguem produzir hidrogênio, hélio, carbono, neônio,
oxigênio, silício e ferro, gerando uma estrutura de camadas concêntricas, com um núcleo de ferro cercado por camadas de elementos com massa atômica cada vez menor. A densidade deste núcleo de ferro é da ordem de $10^{10} \ g/cm^3$ e seu peso é sustentado principalmente pela pressão de degenerescência de elétrons. Devido ao fato do ferro ser o átomo com maior energia de ligação por nucleon, as reações termonucleares no núcleo de ferro praticamente cessam. A formação de ferro continua ocorrendo em regiões próximas ao núcleo e o ferro produzido se agrega ao núcleo, aumentando sua massa. Eventualmente ultrapassando a Massa de Chandrasekhar ($1.4 M_{\odot}$), que é a máxima massa do núcleo estelar suportada pela pressão de degenerescência de elétrons. Uma vez ultrapassado este valor o núcleo colapsa devido à sua gravidade, que pode gerar uma estrela de nêutrons ou um buraco negro, com ou sem a explosão de uma supernova.



Figura 4.4: Influência da relação entre massa e metalicidade no fim da vida estelar. [52]

Pouco antes do início do colapso, o fim das reações nucleares reduz a pressão que sustentava

o peso da estrela, que passa a ser sustentada apenas pela pressão de degenerescência de elétrons. O núcleo então se contrai e sua temperatura aumenta, facilitando a fotodissociação do ferro:

$$\gamma + Fe \to 13\alpha + 4n \tag{4.2}$$

A fotodissociação do ferro absorve energia, reduzindo a energia cinética no núcleo estelar e, consequentemente, a pressão de degenerescência de elétrons. Este processo facilita a captura de elétrons por núcleos (conforme Equação 4.3) e prótons livres (conforme Equação 4.4). Estas reações reduzem ainda mais a pressão de elétrons, reduzindo o peso máximo suportado por esta.

$$e^{-} + N(Z,A) \to N(Z-1,A) + v_e$$
 (4.3)

$$e^- + p \to n + \nu_e \tag{4.4}$$

Inicialmente, os neutrinos produzidos pela captura dos elétrons deixam o núcleo levando grande parte da energia cinética dos elétrons capturados. A fuga dos neutrinos diminui o número leptônico global da estrela, dificultando a produção de elétrons que poderiam oferecer resistência ao colapso. Os processos de fotodissociação do ferro e captura de elétrons diminuem a máxima massa sustentada pela pressão de degenerescência de elétrons (massa de Chandrasekhar) até um valor menor que a massa do núcleo. Neste momento a pressão de elétrons relativísticos degenerados não sustenta mais o peso do núcleo estelar e o colapso começa. O aumento da pressão e da temperatura facilita os processos descritos pelas Equações 4.2, 4.3 e 4.4 diminuindo a pressão de elétrons e acelerando o colapso.

Estrelas com massa entre oito e doze massas solares não conseguem queimar oxigênio e chegar a formar o núcleo de ferro. Entretanto seu núcleo possui neônio e magnésio de alta densidade, que conseguem decair capturando elétrons, reduzindo a pressão de elétrons. Assim o núcleo colapsa e o oxigênio, o neônio e o magnésio são convertidos em ferro. Logo este também é um caso de supernova com núcleos de ferro. Os neutrinos eletrônicos produzidos pelos processos de captura no início do colapso (conforme Equações 4.3 e 4.4) deixam o núcleo livremente uma vez que a densidade do meio ainda não é grande o suficiente para aprisioná-los. Nesta fase, chamada "Fase de Captura", os neutrinos eletrônicos possuem um espectro não térmico e dissipam $10^{51} ergs$ em cerca de 10ms. Quando a densidade do meio atinge cerca de $3x10^{11}g/cm^3$ os neutrinos são aprisionados no material em colapso tornando o processo adiabático.

Cerca de um segundo após o início da colapso gravitacional, a densidade do interior do núcleo atinge a densidade da matéria nuclear, cerca de $10^{14}g/cm^3$, e a pressão de núcleons degenerados não relativísticos interrompe o colapso abruptamente. A parte interna do núcleo entra em equilíbrio hidrostático suportado pela pressão dos núcleons, formando uma proto-estrela de nêutrons.

A colisão entre a matéria em queda e núcleo rígido suportado pelos núcleons gera uma onda de choque que se propaga até a parte externa do núcleo de ferro que está colapsando. O material em queda é desacelerado ao atravessar a onda de choque e se deposita na superfície da proto-estrela de nêutrons, ao invés de ricochetear aumentando a onda de choque. A proto-estrela de nêutrons possui então um núcleo extremamente rígido com densidade da ordem da matéria nuclear e um manto com densidade decrescente devido a este depósito.

A onda de choque se propaga através da matéria em queda, dissipando sua energia através da fotodissociação de núcleos em prótons e nêutrons. Este processo aumenta a quantidade de prótons livres, que possuem uma alta capacidade de capturar elétrons através da reação 4.4. Estes neutrinos se acumulam na onda de choque até esta alcançar regiões com densidade menores ($10^{11}g/cm^3$) permitindo sua fuga, de onde escapam em poucos milissegundos. Esta emissão de neutrinos é chamada de "Burst de Neutronização" e libera $10^{51}ergs$ com espectro não térmico.

A onda de choque é enfraquecida durante sua propagação, através dos processos de fotodissociação e da emissão de neutrinos. Caso a onda de choque, ainda que enfraquecida, consiga alcançar as regiões mais externas da estrela com energia suficiente para expelir o envelope, ocorre a explosão da supernova. Este é o *Cenário de Explosão Imediata*, que foi desfavorecido pela análise da SN1987A [53], mas ainda é uma possibilidade.

Devido à alta temperatura e densidade no núcleo da proto-estrela de nêutrons, neutrinos de todos os sabores são produzidos a partir da captura de elétrons (Equação 4.4) e pósitrons (Equação 4.5), aniquilação de pares elétron-pósitron (Equação 4.6), bremsstrahlung elétron-núcleon (Equação 4.7), bremsstrahlung núcleon-núcleon (Equação 4.8), produção de par (Equação 4.9) e fotoaniquilação (Equação 4.10):

$$e^+ + n \to p + \overline{v_e} \tag{4.5}$$

$$e^- + e^+ \to v + \overline{v} \tag{4.6}$$

$$e^{\pm} + N \to e^{\pm} + N + \nu + \overline{\nu} \tag{4.7}$$

$$N + N \to N + N + \nu + \overline{\nu} \tag{4.8}$$

$$\gamma \to \nu + \overline{\nu} \tag{4.9}$$

$$\gamma + e^{\pm} \to e^{\pm} + \nu + \overline{\nu} \tag{4.10}$$

Estes neutrinos ficam aprisionados no núcleo estelar, devido à alta densidade da matéria. Em analogia à *fotosfera* solar, a superfície de último espalhamento dos neutrinos é chamada *neutrinosfera* e é interior ao manto da proto-estrela de nêutrons. Uma vez que a seção de choque dos neutrinos depende do seu sabor e consequentemente seu livre caminho médio, existem diferentes neutrinosferas para diferentes sabores de neutrinos. Uma vez que o meio é composto por prótons, nêutrons e elétrons e a energia disponível não permite a criação de múons e taus, os v_e e $\overline{v_e}$ podem interagir com o meio tanto por processos carregados quanto neutros, enquanto que v_{μ} , $\overline{v_{\mu}}$, v_{τ} e $\overline{v_{\tau}}$ podem interagir apenas por processos de corrente neutra (reações descritas pelas Equações 4.11, 4.12 e 4.13), que são independentes do sabor.

$$\mathbf{v} + \mathbf{n} \to \mathbf{v} + \mathbf{n} \tag{4.11}$$

$$\mathbf{v} + p \to \mathbf{v} + p \tag{4.12}$$

$$\mathbf{v} + e^- \to \mathbf{v} + e^- \tag{4.13}$$

Logo existem três neutrinosferas: uma para v_e , uma para $\overline{v_e}$ e uma para v_{μ} , $\overline{v_{\mu}}$, v_{τ} e $\overline{v_{\tau}}$. Cada neutrinosfera emite um fluxo de neutrinos com espectro semelhante ao de um corpo negro a uma dada temperatura. A opacidade dos v_e e $\overline{v_e}$ é dominada, respectivamente, pelos processos de interação fraca por corrente carregada:

$$v_e + n \to p + e^- \tag{4.14}$$

$$\overline{V_e} + p \to n + e^+ \tag{4.15}$$

Estas reações permitem a troca de energia entre os neutrinos e o meio. Uma vez que o manto é rico em nêutrons a opacidade do v_e é maior que a do $\overline{v_e}$ de mesma energia.

Após atravessar a onda de choque, a matéria em queda perde energia e ao invés de ricochetear no núcleo rígido esta se deposita lentamente e forma um manto com densidade descrescente ao redor do núcleo. Composto principalmente por prótons, nêutrons, elétrons e fótons este material é aquecido e produz neutrinos através de diversos processos (descritos pelas Equações 4.6, 4.7, 4.8, 4.9 e 4.10). Uma vez que isto ocorre no manto que envolve o núcleo a densidade não é suficiente para aprisionar os neutrinos, que escapam livremente.

O *Cenário de Explosão Atrasada*, diz que a onda de choque ao perder energia durante sua propagação não é capaz de gerar a explosão. Somente com o depósito de energia realizado pelos neutrinos produzidos no núcleo da proto-estrela de nêutrons, a onda de choque consegue alcançar o envelope estelar com energia suficiente para expelí-lo, gerando a supernova.

4.1.4 Neutrinos do Colapso Gravitacional

Do processo de colapso descrito podemos destacar três fases principais de emissão de neutrinos:

Fase Inicial

Com o início do colapso, os processos de captura de elétrons (vistos nas Equações 4.4 e 4.3) produzem v_e que escapam livremente da estrela enquanto a densidade do meio não for alta o suficiente para aprisioná-los. Estes neutrinos sinalizam o princípio da neutronização da matéria do núcleo da estrela e carregam cerca de $2.10^{51} erg$, cerca de 2% da energia total do colapso em uma distribuição não térmica com energia média da ordem de 15MeV. Simultaneamente, no núcleo da estrela se inicia a emissão térmica de neutrinos de todos os sabores, com temperaturas da ordem de poucos MeV. A temperatura destes espectros são dependentes do tipo de neutrino, devido à diferença nas seções de choque de cada um, definindo o raio da sua neutrinosfera.

Fase de Acresção

Neutrinos são emitidos durante a acresção e aquecimento da matéria em queda desacelerada pela onda de choque. Estes neutrinos não possuem espectro térmico, uma vez que são produzidos fora do núcleo estelar e escapam livremente sem termalizar com o meio.

Resfriamento

Do início do colapso até o instante da explosão, menos de 10% da energia total do colapso é liberada. A maior parte da energia é liberada depois da explosão, com o resfriamento da estrela de nêutrons. Nesta fase, neutrinos de todos os sabores que ficaram aprisionados devido a densidade do meio escapam resfriando a estrela.

A evolução temporal da luminosidade e da energia média dos neutrinos durante os 10 segundos desde o início do colapso pode ser visto na Figura 4.5. O pico na luminosidade de neutrinos eletrônicos devido à captura de elétrons nas fases iniciais pode ser facilmente visualizado.

98



Figura 4.5: Luminosidade e energia média dos neutrinos durante os primeiros 10 segundos do colapso [52].

Uma vez que cerca de 90% da energia do colapso gravitacional é dissipada na fase de resfriamento, é razoável utilizar um espectro térmico normalizado pela energia total dos neutrinos para modelar a distribuição energética dos neutrinos de uma supernova, conforme Equação 4.16. Outros modelos foram propostos com o intuito de considerar a supressão do espectro em regiões de baixas e altas energias, conforme pode ser visto em [52].

$$\frac{dN_i}{dE_{vi}} = A_i \frac{E_{vi}^2}{1 + e^{\frac{E_{vi}}{T_i}}}$$
(4.16)

onde A_i é a constante de normalização em função da energia total (E_i^{tot}) e temperatura espectral (T_i) para cada neutrinosfera relativa ao neutrino de sabor i, dada por:

$$A_{i} = \frac{E_{i}^{tot}}{\int_{0}^{\infty} \frac{E_{vi}^{3}}{1 + e^{E_{vi}/T_{i}}}}$$
(4.17)

Outros modelos foram propostos com o intuito de considerar a supressão do espectro em regiões de baixas e altas energias, conforme pode ser visto em [52]. Porém, nas estimativas apresentadas neste capítulo foi utilizado o espectro térmico.

4.1.5 SN1987A

A única observação de neutrinos de supernovas ocorreu em fevereiro de 1987. Neutrinos provenientes de uma supernova que ocorreu na Grande Nuvem de Magalhães (SN1987A) foram detectados na Terra. As colaborações Kamiokande II [54], IMB [55], Baksan [56] e LSD [57] reportaram um excesso de eventos com energias em torno de 10 MeV atribuídos a SN1987A.

Os eventos atribuidos à SN1987A foram comparados com diversos modelos e predições teóricas em diversos trabalhos e a maioria dos autores concordam que os eventos detectados são compatíveis com as características do cenário geral de supernovas de colapso gravitacional. Apesar da pequena quantidade de eventos observados, muitos estudos foram realizados sendo possível verificar que [52]:

- o cenário de explosão atrasada é favorecido pela análise em relação ao cenário de explosão imediata;
- a energia média dos antineutrinos eletrônicos detectados é de cerca de 15 MeV, conforme esperado para os neutrinos emitidos na fase de resfriamento;
- a escala de tempo da Fase de Resfriamento é de 4 segundos e da Fase de Acresção de 0.7 segundos, em boa concordância com as simulações;
- a energia total liberada no colapso foi de cerca de $3x10^{53}$ ergs;

100

- massa do neutrino eletrônico é menor que 30 eV, através da comparação entre o tempo de voo do neutrino e o tempo de voo de uma partícula sem massa;
- o número de tipos de neutrinos é por volta de 6, para manter a compatibilidade entre o fluxo de neutrinos observado e a energia de ligação da estrela de nêutrons;
- a carga elétrica do neutrino eletrônico é menor que 10⁻¹⁷e, através de análises da chegada de neutrinos de diferentes energias na Terra após atravessar o campo magnético galáctico;
- momento magnético do neutrino eletrônico é menor que $10^{-12}\mu_B$, devido à observação da escala de tempo do resfriamento de cerca de 10 s, que para momentos magnéticos maiores permitiria a mudança na helicidade do neutrino através de espalhamentos elétrons ou núcleons ou interação com o forte campo magnético da estrela.

No entanto alguns pontos ainda são questionados, como por exemplo, a diferença nas energias médias encontradas pelo IMB e pelo Kamiokande, o intervalo de 7.3 segundos entre os sinais iniciais e finais no Kamiokande (enquanto que este intervalo é preenchido no Baksan e no IMB) e o fato dos eventos não serem isotrópicos em nenhum dos dois detectores, como é esperado pela assinatura da reação $\overline{v_e} + p \rightarrow n + e^+$.

4.2 Espalhamento Coerente de Neutrinos

Caso uma supernova exploda em nossa galáxia, é esperada a observação de centenas de eventos devido a neutrinos e antineutrinos eletrônicos em diversos detectores de neutrinos pelo mundo. Devido ao intervalo de energia dos neutrinos de supernovas apenas os neutrinos da primeira geração serão capazes de interagir via corrente carregada, conforme Figuras 4.6a e 4.6b.

Um possível canal para o estudo dos neutrinos não eletrônicos originados em supernovas seria





através de espalhamentos elásticos, conforme Figura 4.7. Além da sensibilidade a todos os sabores de neutrinos, espalhamentos elásticos permitiriam a reconstrução da direção e energia, sendo um ótimo canal para o estudo de neutrinos de supernovas. No entanto, conforme pode ser visto na Figura 4.8, espalhamentos elásticos de neutrinos apresentam uma seção de choque baixa quando comparados ao processos de captura do antineutrino elétron por um próton (também conhecido como decaimento *beta – inverso*).



Figura 4.7: Interações de corrente neutra.

Na Figura 4.8 foi incluída a seção de choque para espalhamento elástico entre neutrinos e um núcleo de xenônio, que é alta quando comparada à seção de choque de espalhamento elástico com



Figura 4.8: Comparação entre seções de choque de algumas algumas interações de neutrinos.

elétrons. Este aumento na seção de choque é causado pela interferência coerente da seção de choque de cada nucleon do átomo, que ocorre em colisões com baixa transferência de momento.

A seção de choque do espalhamento elástico via corrente fraca entre neutrinos e nucleons em função da energia do neutrino (E_v) e da energia de recuo do núcleo atômico (T), conforme [58], é dada pela Equação 4.18:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2}{4\pi} M \left(1 - \frac{MT}{2E_v^2} \right) \frac{Q_w^2}{4} F^2(Q^2)$$
(4.18)

onde G_F é a constante de Fermi, M é a massa do núcleo atômico. O termo Q_w^2 descreve o efeito da superposição coerente das seções de choque individual de cada próton e neutron do núcleo atômico e é descrito por:

$$Q_w = N - (1 - 4sen^2 \theta_W)Z \tag{4.19}$$

Onde N é o número de neutrôns, Z o de prótons e $sen^2 \theta_W \simeq 0.231$.

A interferência coerente ocorre apenas no limite de baixa transferência de momento, quanto maior a transferência de momento maior a capacidade do neutrino de distinguir os elementos do núcleo. O termo $F^2(Q^2)$ é o fator de forma nuclear e descreve a redução do efeito da coerência conforme o momento transferido aumenta.

O fator de forma nuclear é dado pela transformada de Fourier da distribuição de densidade do núcleo, $\rho(\vec{r})$. Uma aproximação para $\rho(\vec{r})$ baseada em medidas de espalhamento eletrônico é dada por [59]:

$$\rho(\overrightarrow{r}) = \int d^3 r' \rho_0(\overrightarrow{r'}) \rho_1(\overrightarrow{r} - \overrightarrow{r'})$$
(4.20)

onde:

- ρ_0 descreve uma região com densidade praticamente constante interior ao raio R_0 , sendo $R_0^2 = R^2 5s^2$. Onde $R = (1.2A^{1/3} fm)$ é aproximadamente o raio de um núcleo com número atômico $A e s \approx 0.5 fm$;
- $\rho_1(\vec{r}) = e^{\left(-\frac{1}{2}(\frac{r}{s})^2\right)}$ descreve uma região com densidade que decresce exponencialmente com espessura característica $s \approx 0.5 fm$.

O fator de forma nuclear em função do momento transferido, $F(Q^2)$, é dado pela Equação 4.21. Utilizando a relação $Q^2 = 2MT = E_v^2(1 + \cos\theta)$ foram calculados os fatores de forma em função da energia de recuo do núcleo para diversos gases nobres, conforme pode ser visto na Figura 4.9.

104

$$F(Q^2) = \frac{3}{QR_0} e^{\frac{-(Qs)^2}{2}} \left(\frac{sen(QR_0)}{(QR_0)^2} - \frac{cos(QR_0)}{QR_0}\right)$$
(4.21)



Figura 4.9: $F^2(Q^2)$ em função da energia de recuo nuclear para diversos gases nobres.

Apesar da proposta do espalhamento coerente de neutrinos em núcleos atômicos ser antiga [60] este efeito nunca foi verificado experimentalmente. Isto se deve à dificuldade devido à massa do núcleo ser muito grande comparada a energia do neutrino, levando a um recuo nuclear máximo da ordem de $2E_v^2/M$. Na Figura 4.10 podemos ver as seções de choque totais sem nenhuma energia de limiar para o recuo nuclear para diversos gases nobres.

Na Figura 4.11 podemos ver o efeito do limiar de 5keV para o recuo nuclear na seção de choque de diversos gases nobres. O efeito deste limiar é bem evidente através da energia mínima necessária para o neutrino realizar o espalhamento com aquele momento.



Figura 4.10: Comparação entre seções de choque devido a espalhamentos nucleares coerentes entre neutrinos e núcleos de gases nobres.



Figura 4.11: Comparação entre seções de choque devido a espalhamentos nucleares coerentes entre neutrinos e núcleos de gases nobres, considerando um limiar de 5keV no recuo nuclear.

A construção de detectores estáveis, com grande massa e sensíveis à energias desta ordem sempre foi um grande desafio a observação às colisões coerentes de neutrinos. Apenas com avanços recentes, principalmente com controle de ruído, detectores de WIMPs, de neutrinos solares de baixas energias ou de duplo decaimento beta, atingiram a sensibilidade necessária para viabilizar este estudo.

4.3 Neutrinos de Supernovas no Xenon1T

Conforme foi visto, uma supernova emite uma imensa quantidade de neutrinos. Supernovas em nossa galáxia produzirá neutrinos que podem se tornar uma fonte de ruído a ser considerada na análise de dados do Xenon1T, uma vez que podem ocasionar recuos nucleares através de espalhamentos elásticos coerentes, que reproduziriam o sinal esperado por WIMPs.

O número de eventos produzidos por neutrinos de sabor i, com energia entre E_{v1} e E_{v2} originados por uma supernova gerando uma resposta no detector com energia entre E_{n1} e E_{n2} , pode ser estimado por:

$$N_{\nu i} = N_T \frac{1}{4\pi D^2} \int_{E_{\nu 1}}^{E_{\nu 2}} \int_{E_{n1}}^{E_{n2}} \frac{d^2 \sigma}{dE_{\nu i} dE_n} (E_{\nu}, E_n) \frac{dN_{\nu i}(E_{\nu i})}{dE_{\nu i}} dE_{\nu i} dE_n$$
(4.22)

onde:

- N_T é o número de partículas alvo para determinado canal de detecção;
- *D* é a distância da supernova ao detector;
- $\frac{d^2\sigma}{dE_{vi}dE_n}(E_v,E_n)$ é a seção de choque diferencial de uma neutrino de sabor i com energia E_{vi} gerar um recuo com energia E_n no detector;
- $\frac{dN_{vi}(E_{vi})}{dE_{vi}}$ é o espectro de energia dos neutrinos emitidos pela supernova.

Oscilações de neutrinos não foram consideradas neste trabalho. Uma vez que espalhamentos elásticos coerentes são insensíveis ao sabor do neutrino os resultados encontrados não seriam alterados.

Considerando uma supernova a 8.5 *kpc* de distância do detector, liberando 3×10^{53} *ergs* de energia equiparticionada entre os sabores de neutrinos $(v_e, v_\mu, v_\tau, \overline{v_e}, \overline{v_\mu}, \overline{v_\tau})$ e temperaturas espectrais $T_{ve} = 3.5 MeV$, $T_{\overline{ve}} = 5 MeV$ e $T_x = 8 MeV$ onde $x = v_\mu, v_\tau, \overline{v_\mu}, \overline{v_\tau}$. Foi calculado o espectro esperado gerado por neutrinos de todos os sabores em função da energia de recuo nuclear para um detector com uma tonelada de xenônio, conforme pode ser visto na Figura 4.12.



Figura 4.12: Espectro de eventos esperados por tonelada de xenônio, devido a espalhamento coerente de neutrinos para uma supernova a 8.5kpc de distância.

Utilizando o espectro acima foi calculado o número total de eventos esperado no mesmo detector em função da energia de limiar, conforme pode ser visto na Figura 4.13. Atualmente o Xenon100 está funcionando com um limiar em torno a 5 keV, considerando este limiar para o Xenon1T (2,5 toneladas de xenônio) teríamos da ordem de 10 eventos causados por neutrinos de uma supernova, considerando a contribuição de todos os sabores de neutrinos. Este número de eventos não é desprezível, considerando a taxa esperada da ordem de centena de eventos por ano, porém pode ser facilmente excluído através de análise temporal uma vez que supernovas são eventos pontuais ao contrário do fluxo contínuo dos WIMPs.



Figura 4.13: Número de eventos esperados por tonelada de xenônio, devido a espalhamento coerente de neutrinos para uma supernova a 8.5kpc de distância para uma dada energia de limiar.

Generalizando este resultado para galáxias próximas, foi calculado o número de eventos esperados para uma supernova com as mesmas características descritas anteriormente considerando as distâncias das 451 galáxias descritas em [61]. A distribuição das distâncias é mostrada na Figura 4.14.

A distribuição do número de eventos esperados pode ser visto na Figura 4.15. Devido ao aumento da distância considerada em comparação aos 8.5 kpc utilizados anteriormente é observada uma redução no número de eventos esperados, sendo o maior valor de 1.33 para uma supernova ocorrendo em *Sag dSph* a uma distância de 20 kpc, considerando limiar do recuo nuclear nulo. Este resultado mostra que a distinção entre uma flutuação do fundo e neutrinos de supernovas extragalácticas por espalhamento elásticos coerentes no Xenon1T seria quase impossível, para o conjunto de parâmetros utilizados neste trabalho.



Figura 4.14: Distribuição da distância das galáxia contodas no catálogo [61].



Figura 4.15: Distribuição do número de eventos esperados devido a supernovas ocorridas nas galáxias descritas no catálogo [61].

Com o intuito de desvincular os resultados apresentados de escolhas de parâmetros como a temperatura da neutrinosfera e energia de limiar do recuo nuclear, o número de eventos gerados foi calculado para cada par de valores destes dois parâmetros (energia de limiar e temperatura da neutrinosfera), conforme pode ser visto na Figura 4.16. Neste caso foi considerado uma energia de 0.510^{53} ergs, ou seja 1/6 da energia utilizada anteriormente, de modo que o resultado indica o número de eventos esperados por sabor de neutrino. A individualização dos sabores de neutrinos também permite o uso dos resultados considerando outros modelos de espectros de neutrinos de supernovas, considerando por exemplo diferentes razões entre temperaturas das neutrinosferas.



Figura 4.16: Número de eventos esperados por tonelada de xenônio, devido a espalhamento coerente de neutrinos para uma supernova a 8.5kpc de distância em função da temperatura da neutrinosfera e da energia de limiar para o recuo nuclear.

Considerando que a flutuação no número de eventos observados respeite uma distribuição poissoniana, foram calculados as regiões do espaço de parâmetros (energia de limiar de recuo nuclear e temperatura da neutrinosfera), com 90% de chances de observar mais que N eventos. Foram utilizados

como valores esperados os valores mostrados na Figura 4.16 multiplicados por um fator 6, para retornar a energia total típica de uma supernova (3 10^{53} ergs). Estas regiões, para N=1,2,3,4,5



Figura 4.17: Regiões de parâmetros de temperatura da neutrinosfera (T) e energia de limiar de recuo nuclear (E_{th}) com mais de 90% de chances de observar mais que N eventos.

5 Conclusões e Perspectivas

O Xenon1T, atualmente em processo de contrução, será o próximo detector da Colaboração Xenon, que busca estudar WIMPs como candidatos a matéria escura utilizando uma câmara de projeção temporal (TPC) com xenônio líquido e gasoso. Os detectores da Colaboração Xenon utilizam a discriminação entre recuos eletrônicos ou nucleares através da fração da energia que gera cintilação ou ionização na câmara de projeção temporal como um importante recurso para distinguir WIMPs do fundo. Espera-se que WIMPs causem recuos nucleares, o que reduz a taxa de ruido por um fator 10⁵. Devido à baixa taxa de recuos nucleares, um estudo detalhado de outras partículas (como por exemplo neutrinos e nêutrons) capazes de simular o sinal de WIMPs se faz necessário.

Através de uma série de medidas de sinais gerados pela folha DF2000MA em diversas condições, foi possível estimar sua resposta a partículas alfas. Os primeiros resultados obtidos em superfície foram: a estimativa da fração de alfas que geram cintilação na face refletora da folha (67%) e a intensidade do sinal produzido (entre 930 e 1400 fótons). Nos laboratórios subterrâneos, as medidas foram reproduzidas e um excesso entre $3 \sim 10 \ pe$ foi observado, considerando este intervalo a fração de alfas que geravam cintilação visível do lado oposto à incidência na folha foi estimada entre $6.3 \sim 9.5\%$. Utilizando este resultado foi estimada a taxa de cintilação gerada no *Water Tank* (0,25 ~ 0.38 *Hz*), levando a uma taxa de eventos que gerariam coincidência quíntupla necessária para ativar o *Water Tank* da ordem de $10^{-4} \ Hz$, muito abaixo da taxa de operação planejada para o *Water Tank* (~ *Hz*), não sendo portanto um obstáculo ao seu uso. Foi estudado o sinal gerado por neutrinos de supernovas através de espalhamento coerente com os núcleos. Para viabilizar este estudo foram calculados o fator de forma e a seção de choque para diversos gases nobres, além do efeito causado na seção de choque por um limiar de detecção do recuo nuclear exemplar de 5 *keV*. O espectro de recuos nucleares gerados por uma supernova de referência foi calculado, assim como seu espectro integral. Resultando que supernovas seriam responsáveis por menos de 10 eventos concentrados em poucos segundos. Uma vez que a taxa esperada de recuos nucleares no Xenon1T é da ordem de 0.1 por ano, o sinal de uma supernova seria facilmente reconhecido durante a análise devido à sua concentração no tempo.

Possíveis desenvolvimentos futuros dos trabalhos apresentados incluem o cálculo de eventos esperados devido a neutrinos de outras fontes e medidas mais precisas da resposta da folha DF2000MA. As ferramentas desenvolvidas para o cálculo do número de eventos esperados devido a neutrinos de supernovas caracterizam de modo satisfatório a resposta do detector a estas partículas, permitindo sua extensão ao estudo de neutrinos de outras fontes, sendo necessário para isto a caracterização do espectro de cada fonte. A continuidade da caracterização da resposta da folha DF2000MA poderia incluir um estudo espectroscópico da cintilação produzida, além de uma caracterização mais precisa da emissão de alfas pela fonte utilizada.

Referências Bibliográficas

1 JUNGMAN, G.; KAMIONKOWSKI, M.; GRIEST, K. Supersymmetric dark matter. *Physics Reports*, v. 267, p. 195–373, 1996.

2 BERTONE, G. Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches. UK: Cambridge UP, 2010.

3 FENG, J. Dark matter candidates from particle physics and methods of detection. *Annu. Rev. Astro. Astrophys.*, p. 495–545, 2010.

4 APRILE, E. et al. Dark matter results from 225 live days of Xenon100 data. *Phys. Rev. Lett.*, v. 109, p. 181301, 2012.

5 APRILE, E. et al. The Xenon100 dark matter experiment. *Astropart. Phys.*, v. 35, p. 573–590, 2012.

6 ANGLE, J. et al. Constraints on inelastic dark matter from xenon10. *Phys. Rev. D*, v. 80, p. 115005, 2009.

7 ANGLE, J. et al. Limits on spin-dependent wimp-nucleon cross sections from the xenon10 experiment. *Phys. Rev. Lett.*, v. 101, p. 091301, 2008.

8 ANGLE, J. et al. First results from the xenon10 dark matter experiment at the gran sasso national laboratory. *Phys. Rev. Lett.*, v. 100, p. 021303, 2008.

9 APRILE, E. The XENON1T Dark Matter Search Experiment. 2012.

10 ACKERMANN, K.-H. et al. The GERDA experiment for the search of $0\nu\beta\beta$ decay in ⁷⁶Ge. Eur. *Phys. J. C*, v. 73, p. 2330, 2013.

11 ANGLOHER, G. et al. Results from 730kg days of the CRESST-II Dark Matter search. *Eur. Phy. J. C*, v. 72, p. 1971, 2012.

12 LANG, R. et al. Discrimination of recoil backgrounds in scintillating calorimeters. *Astroparticle Physics*, v. 33, n. 1, p. 60 – 64, 2010.

13 RITTER, F. *Analysis of GERDA Muon Veto - First Light*. Tese (Doutorado) — Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultat der Eberhard Karls Universitat Tubingen, 2011. Disponível em: <http://www.mpi-hd.mpg.de/gerda/public/2012/phd2012_florianRitter.pdf>.

14 LONGAIR, M. The Cosmic Century. [S.l.]: Cambridge UP, 2006.

15 SILK, J. A Short History of the Universe. 2^a. ed. [S.l.]: Scientific American Library, 1999.

16 Committee on the Physics of the Universe, National Research Council. *Connecting Quarks with the Cosmos:Eleven Science Questions for the New Century*. [S.l.]: The National Academies Press, 2003.

17 FREEDMAN, W. L. et al. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *Astrophysical Journal*, v. 553, p. 47–72, 2001.

18 NASA. Disponível em: http://map.gsfc.nasa.gov/universe/bb_tests_ele.html.

19 DODELSON, S. Modern Cosmology. [S.l.]: Academic Press, 2003.

20 BENNETT, C. et al. Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Final Maps and Results. *Astrophys.J.Suppl.*, v. 208, p. 20, 2013.

21 PERLMUTTER, S. et al. Measurement of ω and λ from 42 high-redshift supernovae. *Astrophys. J.*, v. 517, p. 565–586, 1999.

22 RIESS, A. G. et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *Astron. J.*, v. 116, p. 1009–1038, 1998.

23 EINASTO, J. Dark Matter. Astronomy and Astrophysics 2010, 2010.

24 BEGEMAN, K. G.; BROEILS, A. H.; SANDERS, R. H. Extended rotation curves of spiral galaxies: dark haloes and modified dynamics. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 249, p. 523, 1991.

25 EINSTEIN, A. LENS-LIKE ACTION OF A STAR BY THE DEVIATION OF LIGHT IN THE GRAVITATIONAL FIELD. *Science*, v. 84, n. 2188, p. 506–7, dez. 1936.

26 SAUER, T. A brief history of gravitational lensing. *Einstein Online*, v. 4, p. 1005, 2010.

27 CLOWE, D. et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophys. J.*, v. 648, p. L109–L113, 2006.

28 ASZTALOS, S. J. et al. Searches for astrophysical and cosmological axions. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, v. 56, p. 293–326, 2006.

29 HERRERO, M. Standard model. *Lecture presented at the NATO ASI 98 School, Techniques and Concepts of High Energy Physics, St. Croix, Virgin Islands*, 1998. Disponível em: https://doi.org/10.1016/j.elen.com

30 GABRIELSE, G. et al. Erratum: New determination of the fine structure constant from the electron g value and qed [phys. rev. lett. 97,030802 (2006)]. *Phys. Rev. Lett.*, v. 99, p. 039902, 2007.

31 AAD, G. et al. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the {ATLAS} detector at the {LHC}. *Physics Letters B*, v. 716, n. 1, p. 1 - 29, 2012.

32 CHATRCHYAN, S. et al. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the {CMS} experiment at the {LHC}. *Physics Letters B*, v. 716, n. 1, p. 30 – 61, 2012.

33 ADRIANI, O. et al. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV. *Nature*, v. 458, p. 607–609, 2009.

34 PLANTE, G. *The XENON100 Dark Matter Experiment: Design, Construction, Calibration and 2010 Search Results with Improved Measurement of the Scintillation Response of Liquid Xenon to Low-Energy Nuclear Recoils.* Tese (Doutorado) — Columbia University, 2012. Disponível em: http://academiccommons.columbia.edu/catalog/ac%3A143844>.

35 LIM, K. E. XENON100 Dark Matter Search: Scintillation Response of Liquid Xenon to Eletronic Recoils. Tese (Doutorado) — Columbia University, 2013. Disponível em: http://academiccommons.columbia.edu/catalog/ac%3A156964>.

36 APRILE, E. et al. Analysis of the XENON100 Dark Matter Search Data. *Astropart. Phys.*, v. 54, p. 11–24, 2014.

37 APRILE, E. et al. Design and performace of the Xenon10 dark matter experiment. *Astropart. Phys.*, v. 34, p. 679–698, 2011.

38 LNGS Website. Disponível em: http://www.lngs.infn.it>.

39 SELVI, M. Study of the performances of the shield and muon veto of the XENON1T experiment. *PoS*, IDM2010, p. 053, 2011.

40 APRILE, E. et al. Monte Carlo study of a water Cherenkov muon veto for the XENON1T experiment. Em andamento.

41 APRILE, E. et al. Likelihood Approach to the First Dark Matter Results from XENON100. *Phys.Rev.*, D84, p. 052003, 2011.

42 3M. *Daylighting Film DF2000MA*. 2007. Disponível em: <http://multimedia.3m.com/mws/mediawebservermwsId=bbbbbdE37nQCWg1DZH148HqR PFE0PnE36FcbPFcbPbbbbbbb->.

43 YU, K. et al. Comparison among alpha-particle energy losses in air obtained from data of srim, icru and experiments. *Applied Radiation and Isotopes*, v. 59, p. 363–366, 2003.

118

44 LEO, W. R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. [S.l.]: Springer-Verlag, 1994.

45 Disponível em: <http://en.wikipedia.org/wiki/Decay_chain>.

46 SHU, F. H. *Physical Universe: An Introduction to Astronomy*. [S.l.]: University Science Books, 1982.

47 STAHLER, S. Come esplodono le stelle. Le Scienze, v. 277, p. 28–36, 1991.

48 FREEDMAN, R. A.; Kaufmann III, W. J. *Universe*. 7^a. ed. E.U.A.: W. H. Freeman and Company, 2005.

49 Disponível em: http://essayweb.net/astronomy/images/Stellar_Evolution_large.jpg>.

50 BEACOM, J. F.; STRIGARI, L. E. New test of supernova electron neutrino emission using sudbury neutrino observatory sensitivity to the diffuse supernova neutrino background. *Phys.Rev.*, C73, 2005.

51 SNO Website. Disponível em: <www.sno.phy.queensu.ca>.

52 GIUNTI, C.; KIM, C. W. Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics. E.U.A.: Oxford University Press, 2007.

53 LOREDO, T. J.; LAMB, D. Q. Bayesian analysis of neutrinos observed from supernova SN-1987A. *Phys.Rev.*, D65, p. 063002, 2002.

54 HIRATA, K. S. et al. Observation in the kamiokande-ii detector of the neutrino burst from supernova sn1987a. *Phys. Rev.*, D38, p. 448–458, 1988.

55 BIONTA, R. M. et al. Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987a in the large magellanic cloud. *Phys. Rev. Lett.*, v. 58, p. 1494–1496, 1987.

56 ALEKSEEV, E. N. et al. Possible detection of a neutrino signal on 23 february 1987 at the baksan underground scintillation telescope of the institute of nuclear research. *JETP Lett.*, v. 45, p. 589–592, 1987.

57 AGLIETTA, M. et al. On the event observed in the mont blanc underground neutrino observatory during the occurrence of supernova 1987a. *Europhys. Lett.*, v. 3, p. L1315, 1987.

58 ANDERSON, A. J. et al. Coherent Neutrino Scattering in Dark Matter Detectors. *Phys. Rev.*, D84, p. 13008, 2011.

59 BIASSONI, M. *The CUORE Potential as a Coeherent Interaction Based Observatory for Supernova Neutrinos*. Tese (Doutorado) — Università degli Studi di Milano-Bicocca, 2012. Disponível em: http://www.ge.infn.it/~pallas/Varie/PhD_Thesis-Biassoni.pdf>.

60 FREEDMAN, D. Z. Coherent effects of a weak neutral current. *Physical Review D*, v. 9, n. 5, p. 1389, 1974.

61 KARACHENTSEV, I. D. et al. A Catalog of Neighboring Galaxies. AJ, v. 127, p. 2031, 2004.