



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21d/2024/05.20.13.10-TDI

UM CENÁRIO DE ANÁLISE DOS PARÂMETROS OBSERVACIONAIS PARA O FENÔMENO DE FAST RADIO BURSTS

Pedro Antônio Pereira Vilela

Dissertação de Mestrado do
Curso de Pós-Graduação em
Astrofísica, orientada pelo Dr.
Carlos Alexandre Wuensche de
Souza, aprovada em 29 de abril de
2024.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/4BBCMQH>>

INPE
São José dos Campos
2024

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE
Coordenação de Ensino, Pesquisa e Extensão (COEPE)
Divisão de Biblioteca (DIBIB)
CEP 12.227-010
São José dos Campos - SP - Brasil
Tel.:(012) 3208-6923/7348
E-mail: pubtc@inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE - CEPPII (PORTARIA Nº 176/2018/SEI-INPE):

Presidente:

Dra. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Coordenação-Geral de Ciências da Terra (CGCT)

Membros:

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação (CPG)
Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia, Tecnologia e Ciência Espaciais (CGCE)
Dr. Rafael Duarte Coelho dos Santos - Coordenação-Geral de Infraestrutura e Pesquisas Aplicadas (CGIP)
Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon
Clayton Martins Pereira - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Divisão de Biblioteca (DIBIB)
André Luis Dias Fernandes - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Ivone Martins - Divisão de Biblioteca (DIBIB)
André Luis Dias Fernandes - Divisão de Biblioteca (DIBIB)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21d/2024/05.20.13.10-TDI

**UM CENÁRIO DE ANÁLISE DOS PARÂMETROS
OBSERVACIONAIS PARA O FENÔMENO DE FAST
RADIO BURSTS**

Pedro Antônio Pereira Vilela

Dissertação de Mestrado do
Curso de Pós-Graduação em
Astrofísica, orientada pelo Dr.
Carlos Alexandre Wuensche de
Souza, aprovada em 29 de abril de
2024.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/4BBCMQH>>

INPE
São José dos Campos
2024

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Vilela, Pedro Antônio Pereira .

V711c Um cenário de análise dos parâmetros observacionais para o fenômeno de fast radio bursts / Pedro Antônio Pereira Vilela. – São José dos Campos : INPE, 2024.

xx + 91 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21d/2024/05.20.13.10-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2024.

Orientador : Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza.

1. Fast radio bursts. 2. FRBs. 3. Anãs brancas. I.Título.

CDU 523.72



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).



MINISTÉRIO DA
CIÊNCIA, TECNOLOGIA
E INOVAÇÃO



INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

DEFESA FINAL DE DISSERTAÇÃO DE PEDRO ANTÔNIO PEREIRA VILELA REG. 661640/2022, BANCA Nº068/2024

No dia 29 de abril de 2024, às 09h00 em presencial, o(a) aluno(a) mencionado(a) acima defendeu seu trabalho final (apresentação oral seguida de arguição) perante uma Banca Examinadora, cujos membros estão listados abaixo. O(A) aluno(a) foi **APROVADO(A)** pela Banca Examinadora, por unanimidade, em cumprimento ao requisito exigido para obtenção do Título de Mestre em Astrofísica, com a exigência de que o trabalho final a ser publicado deverá incorporar as correções sugeridas pela Banca Examinadora, com revisão pelo(s) orientador(es).

Novo Título da dissertação: "**Um cenário de análise dos parâmetros observacionais para o fenômeno de fast radio bursts.**"

Observação: O candidato irá incorporar as sugestões da banca e na sequência o orientador avalia as alterações.

Membros da banca:

Dr. Jaziel Goulart Coelho – Presidente (Docente PGAST & UFES)

Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza – Orientador (DIAST/INPE & Docente PGAST)

Dr. José Williams dos Santos Vilas Boas - Membro interno (DIAST/INPE)

Dr. Newton de Figueiredo Filho - Membro externo (UNIFEI)



Documento assinado eletronicamente por **Jaziel Goulart COELHO (E), Usuário Externo**, em 02/05/2024, às 14:04 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Newton de figueiredo filho (E), Usuário Externo**, em 02/05/2024, às 15:36 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **José Williams dos Santos Vilas Boas, Pesquisador**, em 03/05/2024, às 10:34 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Carlos Alexandre Wuensche de Souza, Pesquisador**, em 03/05/2024, às 11:59 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site <https://sei.mcti.gov.br/verifica.html>, informando o código verificador **11914181** e o código CRC **D32F580D**.

Referência: Processo nº 01340.003485/2024-81

SEI nº 11914181

“Pela marca que nos deixa a ausência de som que emana das estrelas, pela falta que nos faz a nossa própria luz a nos orientar”.

CANÇÃO DE OSWALDO MONTENEGRO
em “Estrelas”, 1990

*A Bruna Angelica Gonçalves, que se fez presente nos
momentos de maior dificuldade.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao meu orientador, Dr. Carlos Alexandre Wuensche, por me introduzir à área de pesquisa deste trabalho e por me apoiar durante sua realização. Ao Dr. Jose Williams dos Santos Vilas Boas e ao MSc Bruno Benedito Bizarria, sou grato pelas discussões sobre o fenômeno físico abordado e outros temas correlatos que contribuíram significativamente para este trabalho. Agradeço à minha família pelo apoio que sempre me forneceram e pela fonte extra de motivação nos momentos de exaustão. Aos docentes e pesquisadores do programa de pós-graduação em astrofísica do INPE, agradeço pelas aulas, ensinamentos e pela base fornecida para minha carreira profissional. Expresso minha gratidão à CAPES pelo auxílio financeiro concedido através do processo 88887.667883/2022-00.

RESUMO

Rajadas Rápidas de Rádio, ou, em inglês, Fast Radio Bursts (FRBs), são fenômenos astrofísicos de origem cosmológica que intrigam a comunidade astronômica há quase duas décadas. Isso se deve ao fato de que várias classes desse mesmo evento são observadas atualmente, e dentro de cada classe, as propriedades físicas diferem consideravelmente entre eventos distintos, não existindo, até o momento, um padrão definido além do que se conhece como "eventos únicos" e "eventos repetidores". Neste trabalho, apresentamos os FRBs e suas propriedades gerais por meio de uma revisão bibliográfica do evento, campanhas de observação e radiotelescópios envolvidos nas medidas, e os principais catálogos de dados de FRBs. Apresentamos também uma análise de parâmetros observacionais que podem ser usados na confecção de um modelo de FRB produzido por reconexão magnética em uma anã branca com campos magnéticos intensos. O foco da proposta de modelo com uma estrela dessa classe se dá pelas seguintes razões: o consenso predominante na comunidade de que objetos compactos devem estar associados à origem dos FRBs, a maior abundância de estrelas anãs brancas em relação às estrelas de nêutrons, conforme mostram as funções de massa inicial para a formação estelar, e o fato de que estrelas anãs brancas podem conter campos magnéticos quase tão intensos quanto os de estrelas de nêutrons, possivelmente capazes de dar origem a processos radiativos que expliquem o fenômeno dos FRBs.

Palavras-chave: Fast radio bursts, FRBs, anãs brancas.

AN ANALYSIS SCENARIO OF OBSERVATIONAL PARAMETERS FOR THE PHENOMENON OF FAST RADIO BURSTS

ABSTRACT

Fast Radio Bursts (FRBs) are astrophysical phenomena of cosmological origin that have intrigued the astronomical community for almost two decades. This is due to the fact that several classes of the same event are currently observed, and within each class, the physical properties differ considerably between different events, and there is, to date, no defined pattern beyond what is known as "single events" and "repeating events". In this work, we present FRBs and their general properties through a bibliographical review of the event, observation campaigns and radio telescopes involved in the measurements, and the main FRB data catalogs. We also present a proposal for a model that focuses on the possibility of a white dwarf star being the progenitor of such bursts. We also present an analysis of observational parameters that can be used in the construction of an FRB model produced by magnetic reconnection in a white dwarf with intense magnetic fields. The focus of the proposed model with a star of this class is for the following reasons: the predominant consensus in the community that compact objects must be associated with the origin of FRBs, the greater abundance of white dwarf stars in relation to neutron stars, as shown the initial mass functions for star formation, and the fact that white dwarf stars can contain magnetic fields almost as intense as those of neutron stars, possibly capable of giving rise to radiative processes that explain the phenomenon of FRBs.

Keywords: Fast radio bursts, FRBs, white dwarf.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Campo circundante da região do primeiro evento de FRB detectado.	7
2.2 Evolução da frequência e forma integrada do pulso de rádio.	8
2.3 Gráficos característicos do FRB 121102.	12
2.4 Morfologias e espectros dos pulsos do FRB 121102.	14
2.5 Imagens de rádio e ópticas da região do FRB 121102.	16
2.6 Primeira detecção de um FRB na Via Láctea.	18
2.7 Ilustração da relação entre fluxo e luminosidade.	19
2.8 Explosões de raios-X compatíveis em tempo com explosões de rádio para o SGR1935+2154.	20
2.9 Imagens ópticas das galáxias associadas aos FRBs da Tabela 2.2	22
2.10 Instalações do radio telescópio CHIME.	24
2.11 Instalações do radio telescópio ASKAP.	25
2.12 Distribuição das detecções de FRBs por observatórios.	26
2.13 Foto aérea do Very Large Array no Novo México.	27
2.14 Luminosidade em função da duração dos eventos para radio-emissores coerentes de curta duração.	32
3.1 Ilustração de um sistema binário contendo uma estrela anã branca e seu disco de acreção.	38
3.2 Distribuição de anãs brancas magnetizadas.	44
3.3 Efeito Zeeman observado no espectro de uma estrela anã branca.	45
3.4 Espectro da estrela AM Her RX1313-32.	46
4.1 Ilustração da região de emissão da radiação correspondente a um FRB.	50
4.2 Ilustração do processo de reconexão magnética.	53
4.3 Ilustração do processo síncrotron de emissão de radiação.	54
4.4 Ilustração plana do movimento helicoidal.	55
4.5 Espectro simulado da emissão síncrotron.	58
4.6 Ilustração do cenário teorizado no decorrer da seção.	62
4.7 Comparação das luminosidades para $\gamma = 10^3$ e $n_e = 10^7 cm^{-3}$	63
4.8 Comparação das luminosidades para $\gamma = 10^4$ e $n_e = 10^7 cm^{-3}$	64
4.9 Comparação das luminosidades para $\gamma = 10^3$ e $n_e = 10^8 cm^{-3}$	65
4.10 Comparação das luminosidades para $\gamma = 10^4$ e $n_e = 10^8 cm^{-3}$	65
4.11 Ilustração do cenário teorizado no capítulo, acrescido das considerações de emissão feitas na seção.	68

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 FRB121102 Parâmetros observacionais	11
2.2 Medidas de redshift para galáxias hospedeiras de FRBs do ASKAP.	21
2.3 Medidas de redshift para fontes hospedeiras de FRBs catalogadas em Herta-FRBSTATS até o ano de 2021.	23
3.1 Propriedades físicas das estrelas anãs brancas.	36
4.1 Variações de parâmetros no modelo de Kashiyama et al. (2013) capazes de permitir associação plausível entre luminosidade de desaceleração de uma anã branca e luminosidade e FRBs.	70

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 O FENÔMENO FRB	5
2.1 Um histórico do fenômeno FRB	5
2.2 FRB: casos específicos	10
2.3 Instrumentação e medidas de FRBs	23
2.3.1 Catálogos de dados	28
2.4 Teorias e modelos existentes sobre os FRBs	29
3 FRBS E OBJETOS COMPACTOS	35
3.1 Cenário atual	35
3.2 Estrelas anãs brancas	36
3.2.1 Anãs brancas como potenciais progenitores	39
3.2.2 Estrelas anãs brancas magnetizadas	43
3.3 A conexão com FRBs	47
4 REQUISITOS PARA UM MODELO BASEADO EM ANÃS BRANCAS	49
4.1 A região de emissão da radiação	49
4.2 Campos magnéticos como fonte de energia	50
4.2.1 Reconexão magnética	52
4.3 Processos de emissão de radiação	53
4.3.1 Radiação síncrotron	53
4.3.2 Radiação de curvatura	58
4.4 O cenário para um modelo baseado em anãs brancas	60
4.4.1 Critérios de compatibilidade	61
4.4.2 Luminosidade do evento	67
4.4.3 Intervalos para os parâmetros estudados	69
5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	71
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	73

APÊNDICE A - DETERMINAÇÃO SIMPLIFICADA DO RAIIO DE UMA ESTRELA ANÃ BRANCA	85
APÊNDICE B - UMA APROXIMAÇÃO DE MASSA LIMITE PARA ESTRELAS ANÃS BRANCAS	89

1 INTRODUÇÃO

Desde as primeiras observações sistemáticas do céu realizadas a olho nu até os dias atuais, a informação disponível para o estudo do movimento e dos processos físicos dos astros esteve limitada à nossa capacidade de detecção da radiação visível. Apenas no final do século XIX, com o desenvolvimento de novas tecnologias, foi possível ter acesso a outras regiões do espectro eletromagnético, como o infravermelho a partir do uso do bolômetro (LANGLEY, 1880) e, desta forma, observar de forma mais ampla toda a informação que nos é constantemente enviada a partir do céu. A partir de 1932, nosso acesso à informação extraterrestre se estendeu também para as frequências de rádio (JANSKY, 1933), após a identificação de sinais não provenientes do Sol feita por Karl Jansky; nascia então a radioastronomia.

Ondas de rádio nos possibilitaram acessar um universo até então desconhecido devido à sua capacidade de viajar pelo meio interestelar sofrendo pouco espalhamento bem como penetrar na atmosfera terrestre e atingir o solo cobrindo uma grande janela de comprimentos de onda se estendendo desde poucos milímetros até dezenas de metros. Essas informações nos deram acesso a processos físicos em regiões gasosas frias, vizinhanças de objetos compactos e buracos negros, à distribuição de matéria e estruturas no universo a partir da transição hiperfina do átomo de hidrogênio, ao nascimento de estrelas e planetas e até ao remanescente da primeira radiação que viajou livre pelo universo após a época da recombinação, a Radiação Cósmica de Fundo em Micro-ondas (em inglês, CMB).

Não limitados às frequências de rádio, fenômenos com dependência temporal são amplamente estudados, podendo ter durações da ordem de milissegundos, até dias ou mesmo anos. Em comparação com as escalas cósmicas de tempo, estes são fenômenos considerados breves e são denominados transientes. A rápida mudança com o tempo na quantidade de radiação proveniente de um dado fenômeno pode ser relacionada a processos físicos no objeto observado ou a seu próprio movimento. Eventos como a explosão de uma supernova, flares solares e explosões de raios gama geram repentinas variações de fluxo de radiação e ocorrem devido à processos físicos dos objetos em questão.

Eventos transientes podem ser identificados em diversas faixas do espectro eletromagnético. Um mesmo evento, como a explosão de uma supernova, pode gerar transientes em várias dessas faixas e também, transientes não relacionados à radiação, como a emissão de partículas carregadas e neutrinos. Um caso recente e amplamente estudado de transiente com contrapartidas no óptico, raios-X, e neutrinos é

a supernova SN1987-A (RAY, 2017).

Em 1967, Jocelyn Bell construiu e operou um radiotelescópio que detectou um evento transiente que se repetia a cada 1,3 s, que deveria estar associado a um objeto compacto (uma estrela anã branca ou estrela de nêutrons), em função de seu período de rotação e da estimativa da energia emitida. (HEWISH et al., 1968). Hoje conhecemos esses transientes como pulsares, cujos pulsos são produzidos por estrelas de nêutrons com curtos períodos de rotação e intensos campos magnéticos. Os pulsares podem emitir em diversos comprimentos de onda, sendo que os pulsares que emitem em rádio frequência são impulsionados por sua própria energia de rotação. A partir de 2006, transientes de rádio que muito se assemelham aos pulsares também passaram a ser observados, com grande variabilidade de período e pulsos que não se repetem em altas frequências, estes foram nomeados transientes rotativos de rádio, no inglês, *rotating radio transients* (RRATs) (MCLAUGHLIN et al., 2006).

Também na região de rádio frequências, um evento transiente bastante intenso e de curta duração se mostra hoje como um dos grandes mistérios da astrofísica na última década. Conhecidos como "Fast Radio Bursts"(FRBs), ou no português, "Rajadas Rápidas de Rádio", estes eventos representam um dos fenômenos mais enigmáticos da astrofísica do século XXI. Tais eventos exibem rajadas transientes de radiação emitidas na faixa de rádio, detectadas em um intervalo de frequências que vai de aproximadamente 100 MHz a 8 GHz (Petroff, Emily and others, 2019) e, que em geral, duram apenas alguns milissegundos, mas liberam altíssimas quantidades de energia. O primeiro evento dessa classe foi detectado no ano de 2007 (LORIMER et al., 2007), e desde então os FRBs têm sido intensamente estudados e monitorados por cientistas e grupos de pesquisa ao redor de todo o mundo (SPANAKIS-MISIRLIS; ECK, 2022).

Um dos maiores desafios para a compreensão desse fenômeno reside em sua natureza imprevisível. Ao mesmo tempo que diversos eventos foram detectados uma única vez, outros FRBs apresentam atividades repetitivas (Spitler, L et al., 2016). Em tais repetições, até então não se identificou um período e, em vários casos, as propriedades da radiação observada, como por exemplo grau de polarização e energia liberada, mudam entre as várias observações, bem como durante o tempo de observação do mesmo evento (PLAVIN et al., 2022).

Diversos modelos teóricos já foram propostos para explicar a origem de FRBs (PETROFF et al., 2022) entretanto, até o momento, nenhum desses modelos é capaz de descrever as diversas propriedades de uma explosão dessas, menos ainda capaz de ser

aplicado aos mais variados tipos de FRBs já observados, únicos e repetitivos. Até o momento, os modelos mais bem sucedidos apontam para um objeto compacto fruto do final da evolução estelar como progenitor de tais explosões, sendo que estrelas de nêutrons com campos magnéticos muito intensos se mostram como candidatos promissores entre os diversos objetos testados (METZGER et al., 2019; LU et al., 2020). Ademais, apesar do sucesso de alguns modelos em situações específicas, o objeto progenitor e o cenário físico que possibilitaria a emissão de tamanha energia em escalas tão curtas de tempo, restrita à faixa de rádio do espectro eletromagnético, permanece um mistério. Tal situação tem cativado o interesse de astrônomos de todas as partes do mundo e contribuído para a colaboração internacional de grupos com um objetivo em comum.

A atenção para o fenômeno não se restringe à solução de um mistério científico moderno, vai muito além disso. A origem extragaláctica dos FRBs já é completamente aceita pela comunidade científica devido aos altos valores de medidas de dispersão da radiação observada em todos os eventos. Neste cenário, quando melhor compreendidos, eles podem ser utilizados como objeto de teste para modelos cosmológicos (FORTUNATO et al., 2023), teorias físicas bem fundamentadas como a relatividade geral (SEN et al., 2022), entendimento das propriedades e densidade eletrônica do meio inter e extragaláctico (AKAHORI et al., 2016) e até como velas-padrão para medidas de distância no universo em grande escala (GUO; WEI, 2023).

A detecção dos eventos e o avanço na compreensão de sua natureza só é possível graças aos avanços tecnológicos impulsionados pelo desenvolvimento científico na construção de radiotelescópios, detectores e sistemas de interferometria mais modernos e eficientes, desde o radiotelescópio de Arecibo (decomissionado devido a um acidente em 2020) até os mais modernos como CHIME (*Canadian Hydrogen Intensity Mapping Experiment*) (AMIRI et al., 2018), ASKAP (*Australian Square Kilometre Array Pathfinder*) (LU; PIRO, 2019), extremamente eficientes na detecção de FRBs, e outros radiotelescópios como o BINGO (*Baryon Acoustic Oscillations from Integrated Neutral Gas Observations*) (ABDALLA et al., 2022) cuja missão principal não é voltada para FRBs mas que pode contribuir para as detecções e compreensão do evento. A seguir, apresento a estrutura deste trabalho.

Nesta dissertação, será apresentada uma revisão bibliográfica sobre o fenômeno de FRBs e, como contribuição para o campo de estudo, um cenário físico baseado em estrelas anãs brancas que pode ser usado para uma proposta de modelo de emissão para tais explosões. Tal hipótese é fundamentada pela atual tendência de objetos

compactos nos modelos existentes da literatura (WAXMAN, 2017) e motivada pela abundância de estrelas anãs brancas em relação às estrelas de nêutrons, devido às funções de massa inicial para a formação estelar (ver, e.g., (SALPETER, 1955; SCALO, 1986)). O cenário a ser construído não se concretizará como um modelo, mas apresentará os ingredientes necessários, a compatibilidade de anãs brancas com eles e os possíveis caminhos para a construção de um.

No Capítulo 2, apresentamos uma revisão bibliográfica organizada da seguinte forma: a Seção 2.1 traz a descoberta do fenômeno de FRBs e suas propriedades gerais. Na Seção 2.2, são revisados alguns casos específicos de FRBs de grande interesse pela comunidade científica. Na Seção 2.3, são descritos os processos observacionais para a detecção das explosões e os observatórios mais bem-sucedidos nessas detecções. Por fim, na Seção 2.4, a revisão resume as teorias e modelos existentes na literatura que se propõem a explicar casos específicos e/ou propriedades gerais dos FRBs.

A partir dos modelos apresentados na Seção 2.4, o Capítulo 3 é organizado com o objetivo de explorar os casos de objetos compactos como progenitores do evento de FRB. Na Seção 3.1 apresentamos o atual cenário dos modelos presentes na literatura que exploram esses objetos e dirigimos o foco para as estrelas anãs brancas. Na Seção 3.2 apresentamos essa classe de estrelas e suas principais propriedades físicas. A partir disso, o conteúdo se organiza em subseções da Seção 3.2. Na Subseção 3.2.1, fazemos a revisão de um trabalho que utiliza anãs brancas para a modelagem de FRBs. Na Subseção 3.2.2 apresentamos uma classe especial de estrelas anãs brancas capaz de dar origem às condições necessárias para a emissão de FRBs e, por fim, a Seção 3.3 faz a conexão desta classe com o evento, apresentando argumentos para fundamentar o esboço de um modelo que tenha as anãs brancas como foco principal.

No Capítulo 4, apresentamos os requisitos para um modelo que tem como objeto progenitor uma estrela anã branca. O Capítulo é organizado da seguinte forma: a Seção 4.1 analisa a ordem de grandeza da região de emissão de FRBs, a Seção 4.2 traz a estimativa de energia presente no campo magnético desse tipo de estrela e explora um mecanismo de liberação dessa energia. Na Seção 4.3 são apresentados processos radiativos capazes de dar origem à radiação de FRBs e, por fim, a Seção 4.4 constrói o cenário físico em que esses ingredientes podem se fazer presentes para que o fenômeno possa ocorrer.

Ao final do texto, o Capítulo 5 traz as conclusões do trabalho desenvolvido e perspectivas de trabalhos futuros que se concentrem no uso do cenário construído para a criação de um modelo físico para emissão de FRBs.

2 O FENÔMENO FRB

A revisão desenvolvida neste trabalho tem por objetivo apresentar a descoberta do fenômeno de FRB, descrever alguns dos eventos de grande interesse pelos pesquisadores da área, listar as principais campanhas e observatórios envolvidos na detecção de FRBs, seus respectivos dados e, por fim, discutir brevemente os modelos físicos presentes na literatura.

2.1 Um histórico do fenômeno FRB

No ano de 2007 foi publicado o trabalho intitulado “*A bright millisecond radio burst of extragalactic origin*” (LORIMER et al., 2007) cujo autor principal é Duncan Lorimer. Neste trabalho, os autores apresentam a descoberta de uma nova classe de evento astrofísico transiente em radiofrequências. A explosão foi descoberta durante uma pesquisa de dados de um levantamento feito da pequena Nuvem de Magalhães¹ (SMC) na faixa de frequências de 1,4 GHz utilizando o receptor multi-feixe no telescópio Parkes, de 64 m de diâmetro e localizado na Austrália.

O levantamento foi realizado a partir de 209 observações, cada uma com duração de 2,3 horas. Durante cada apontamento, o receptor multi-feixe coletou sinais independentes de 13 posições diferentes (em ascensão reta e declinação) no céu. Os dados de cada feixe foram amostrados em um bit a cada milissegundo em 96 canais de frequência abrangendo uma banda com largura de 288 MHz.

Uma vez emitidos, sinais de rádio extragalácticos se propagam através de um plasma de baixa temperatura composto por elétrons, presentes no meio interestelar e intergaláctico. O índice de refração deste plasma apresenta dependência com a frequência da radiação que se propaga através dele. Como resultado, qualquer sinal de rádio proveniente de fonte galáctica ou extragaláctica exibe um desvio no tempo de chegada do sinal como função de sua frequência, conhecida como medida de dispersão, e que pode ser estimada a partir de simulações numéricas. Na Equação 2.1, a relação de dispersão é apresentada, tendo como único elemento desconhecido a densidade de elétrons livres da coluna de gás ao longo da qual a radiação se propaga. Nela, $\Delta(t)$ é a diferença de tempo de chegada de um sinal de frequência ν em relação a um sinal que não sofreria atraso devido à interação com o plasma ($\nu \rightarrow \infty$), e a carga do elétron e m_e sua massa, c a velocidade da luz e o termo integrando, traz a densidade eletrônica do meio em que a radiação se propaga n_e durante o caminho

¹Galáxia satélite da Via Láctea

percorrido por ela dl .

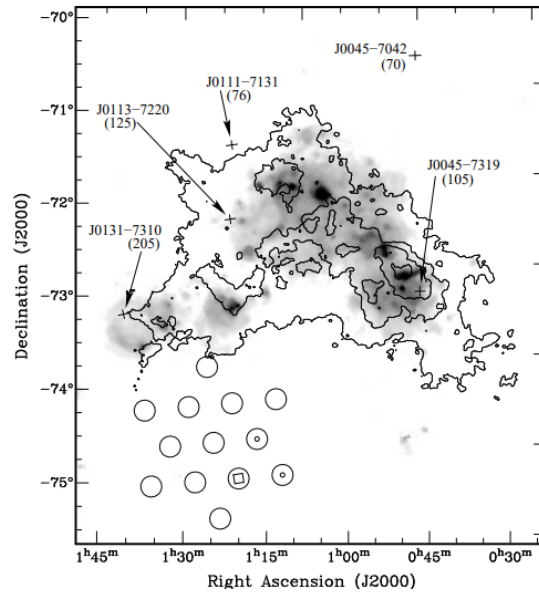
$$\Delta(t) = t(\nu) - t(\infty) = \frac{e^2}{2\pi m_e c \nu^2} \int_0^L n_e dl = \frac{e^2}{2\pi m_e c \nu^2} DM \quad (2.1)$$

Observamos na equação acima que, uma vez emitidos por uma mesma fonte, sinais de rádio de menor frequência serão medidos na Terra antes dos sinais de frequência maior, por conta da dispersão provocada pelo plasma.

Nos dados, os autores procuraram por pulsos individuais com razões sinal-ruído $S/N > 4$, usando uma técnica de filtragem otimizada para larguras de pulso na faixa de 1 ms a 1 s. A explosão foi detectada em dados coletados no dia 24 de agosto de 2001 com valor de medida de dispersão de $DM = 375 \text{ pc cm}^{-3}$, simultaneamente, em três feixes vizinhos e está localizada aproximadamente a três graus ao sul do centro da pequena nuvem de Magalhães (SMC). A Figura 2.1 apresenta uma imagem em múltiplas frequências do campo circundante à região da explosão detectada. A escala de cinza e as linhas de contorno mostram, respectivamente, emissões de H_α e HI associadas à SMC. Cruzes marcam a posição de cinco pulsares conhecidos na SMC, identificados por seus nomes e valores de DM entre parênteses, em unidades de pc cm^{-3} . Os círculos mostram a posição dos feixes do radiotelescópio Parkes e os feixes em que a emissão foi identificada contém um pequeno círculo ou um quadrado em seu interior. A detecção mais forte saturou os digitalizadores do sistema de aquisição de dados, indicando que sua $S/N \gg 23$. Sua localização está marcada com um quadrado na ascensão reta 01h 18m 06s e declinação $-75^\circ 12' 19''$ (coordenadas J2000). As outras duas detecções (com S/Ns de 14 e 21) estão marcadas com círculos menores. A saturação torna difícil localizar com precisão a posição real. Com base na largura da meia-potência do sistema multifeixe, a incerteza de posição é nominalmente de $\pm 7'$. No entanto, a posição real provavelmente está ligeiramente (alguns minutos de arco) a sudeste dessa posição, dada a não detecção da explosão nos outros feixes.

A densidade de fluxo medida da explosão foi estimada pelos autores de duas maneiras distintas. Para a detecção mais forte que saturou os instrumentos de medida, foi utilizado o fato de que o circuito integrador que define os níveis médios e limites de detecção é analógico. Para um sinal com 5 ms de largura, os autores estimam que o pico da densidade de fluxo seja de 40 Jy ($1 \text{ Jy} \equiv 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$). Utilizando as detecções nas posições dos feixes vizinhos e a resposta medida do sistema multi-feixe em função da posição fora do eixo, derivada em (STAVELEY-SMITH et al., 1996),

Figura 2.1 - Campo circundante da região do primeiro evento de FRB detectado.



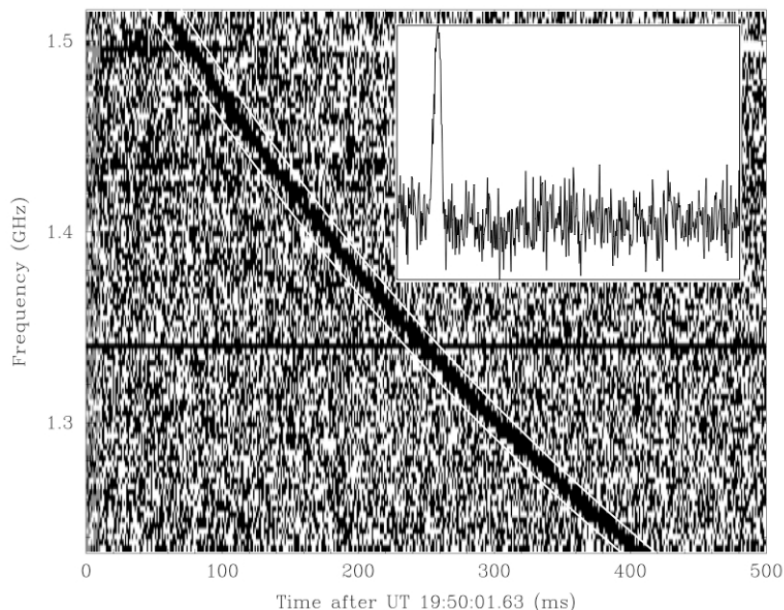
Fonte: Lorimer et al. (2007).

foi determinado pelos autores que a densidade de fluxo máxima é de pelo menos 20 Jy. Com essas duas estimativas, o valor adotado para a densidade de fluxo do sinal de rádio medido foi de 30 ± 10 Jy.

A Figura 2.2 apresenta o espectro da densidade de fluxo medida para a explosão. Embora esse espectro seja limitado em informações, observa-se que a intensidade do pulso aumenta nas frequências mais baixas do intervalo observado, esta característica pode ser observada na intensidade da escala de cinza do sinal medido. A dispersão é claramente visível como uma varredura quadrática através da faixa de frequência, com alargamento em direção a frequências mais baixas. A partir de uma medição do atraso do pulso em toda a faixa do receptor usando técnicas padrão de cronometragem de pulsares, a DM determinada foi de 375 ± 1 pc cm⁻³. As duas linhas brancas separadas por 15 ms que delimitam o pulso mostram o comportamento esperado para a lei de dispersão do plasma frio, assumindo uma DM de 375 pc cm⁻³. A linha horizontal em torno de 1,34 GHz é um artefato nos dados causado por um canal de frequência com mau funcionamento. Este gráfico é para um dos feixes deslocados nos quais os digitalizadores não foram saturados.

É muito difícil atribuir esta explosão a algo que não seja uma fonte celeste. Tanto a

Figura 2.2 - Evolução da frequência e forma integrada do pulso de rádio.



Fonte: Lorimer et al. (2007).

dispersão de frequências quanto a evolução do pulso em relação à frequência apontam para um sinal de origem cósmica. A probabilidade de um transmissor terrestre ser capaz de reproduzir com precisão a lei de dispersão do plasma frio (conforme ilustrado na Figura 2.2) é muito baixa. Além disso, interferências terrestres geralmente se repetem, e esta foi a única explosão de dispersão significativa detectada com $S/N > 10$ na análise de dados de quase 3000 posições distintas. Fontes com densidade de fluxo maiores do que cerca de 1 Jy geralmente são detectadas em vários dos receptores do sistema multifeixe, embora isso seja verdade tanto para fontes terrestres quanto para fontes astrofísicas, o telescópio apontava para uma elevação de aproximadamente 60 graus no momento da observação, tornando virtualmente impossível que transmissores terrestres sejam responsáveis por uma fonte que foi detectada apenas em três feixes adjacentes do apontamento.

Incluindo a detecção original, outros 27 feixes no levantamento apontavam para uma região dentro de 30 minutos de arco da posição da explosão, tais observações totalizam em torno de 50 horas, distribuídas entre 19 de junho e 24 de julho de 2001, e em nenhum deles houve outra detecção de uma explosão. Após a identificação do evento, em abril de 2007 os autores realizaram observações que totalizaram 40 horas de acompanhamento da região com o mesmo telescópio, nas bandas de 1, 4 GHz com

sensibilidade semelhante à utilizada na detecção da explosão em 2001, e novamente, nenhuma anomalia foi encontrada na faixa de medidas de dispersão entre 0 e 500 pc cm^{-3} , fazendo desta explosão em radiofrequências, além de um evento novo, único.

A latitude galáctica ($b = -41.8^\circ$) e o alto valor de medida de dispersão da explosão tornam altamente improvável que a fonte esteja localizada em nossa galáxia. O modelo de distribuição de elétrons livres desenvolvido por Cordes e Lazio (2002) prevê que a medida de dispersão provocada pela galáxia, nesta linha de visada, seja de apenas 25 pc cm^{-3} . A medida de dispersão derivado para a explosão é maior que os valores dos 18 pulsares de rádio que, nesta época, eram conhecidos na SMC (MANCHESTER et al., 2006), sendo que o maior deles tem valor de 205 pc cm^{-3} .

Os autores também buscaram na literatura por estruturas ionizadas na linha de visada que poderiam contribuir para tamanho valor nas medidas de dispersão mas não foi encontrado nada que a justificasse. A 3° da SMC, a fonte se localizava fora de todos os contornos conhecidos de emissões de radiação pertencentes àquele sistema. Somado ao alto valor de dispersão, isso sugere que a fonte esteja localizada muito além da nuvem, cuja distância de 61 ± 3 Kpc foi bem estimada por Hilditch et al. (2005) através da medida de dezenas de eclipses de sistemas binários.

Na tentativa de estimar a distância da fonte da explosão, os autores buscaram por explosões de raios gama e supernovas cuja posição e época coincidissem com o evento, mas não obtiveram êxito. Consultaram o principal catálogo de galáxias da época (PATUREL et al., 2003) para a identificação de potenciais hospedeiras da fonte. A candidata mais próxima foi a galáxia PGC 246336, localizada a cinco minutos de arco ao sul da posição da explosão, no entanto, o evento não foi identificado no feixe mais ao sul do conjunto de medidas, levando-os a descartar a associação dessa potencial hospedeira. Se o evento ocorreu em uma galáxia hospedeira semelhante à Via Láctea, a não detecção dessa galáxia no catálogo, que incluiu galáxias com magnitudes na banda B de até 18, implica em um limite inferior de aproximadamente 600 Mpc de distância para a fonte da explosão.

Utilizando o trabalho de Ioka (2003), que forneceu uma estimativa para a medida de dispersão do meio intergaláctico em função do redshift², dada por $DM \sim 1200z$ pc cm^{-3} , onde se supõe que o meio é homogêneo e completamente ionizado, e subtraindo a contribuição esperada da Via Láctea, os autores inferiram que, para a fonte da explosão, $z \sim 0,3$.

²No português, desvio para o vermelho. A expressão em inglês será utilizada no trabalho.

Se o mesmo modelo de Cordes e Lazio (2002) for aplicado à galáxia hospedeira, estima-se que haja uma probabilidade de 25% de que a contribuição da hospedeira seja maior do que 100 pc cm^{-3} ; nesse caso, o valor correspondente para o redshift seria $z < 0,2$. Para permitir cálculos futuros das propriedades físicas da explosão, os autores adotaram uma distância de 500 Mpc até a fonte, o que corresponderia a $z \sim 0,12$ e uma contribuição da galáxia hospedeira de $DM_{\text{host}} = 200 \text{ pc cm}^{-3}$. Dada a incerteza na distância estimada, o valor é parametrizado como $D_{500} = D/500$ Mpc.

Agora, tratando da natureza da explosão, a partir de sua duração, densidade de fluxo e distância, os autores estimam que a temperatura de brilho e a energia liberada sejam, respectivamente, da ordem de $10^{34}(D_{500}/W_5)^2 \text{ K}$ e $10^{33}W_5D_{500}^2 \text{ J}$, onde $W_5 = W_{\text{int}}/5$ ms representa a largura intrínseca do pulso parametrizada em unidades de cinco milissegundos. Isso, juntamente com o argumento do tempo de viagem da luz que limita o tamanho da fonte emissora a uma região com dimensões inferiores a 1500 km, implica em um processo de emissão coerente em uma região compacta do espaço.

Apenas duas fontes de rádio são capazes de produzir tais emissões: os transientes rotativos de rádio (RRATs), supostamente produzidos por pulsares intermitentes, conforme descritos por McLaughlin et al. (2006), ou pulsos gigantes de jovens pulsares e/ou pulsares de milissegundos (LORIMER, 2008). De acordo com os autores, um pulso típico de RRAT só poderia ser detectado a uma distância máxima de ~ 6 kpc, dada a configuração instrumental das medidas e, mesmo os pulsos gigantes mais energéticos, como os da nebulosa do Caranguejo, com picos de luminosidade de 4 kJy pc^2 (CORDES et al., 2004), seriam observados a distâncias de até 100 kpc. Além disso, tanto os RRATs quanto os pulsos gigantes seguem distribuições de energia de pulso em forma de lei de potência. A intensidade deste pulso, que está aproximadamente duas ordens de magnitude acima do limiar de detecção, deveria facilmente ter gerado muitos eventos com energias de pulso mais baixas, seja nos dados da pesquisa original ou nas observações de acompanhamento. Tais argumentos fortalecem a hipótese de que a explosão detectada corresponde a uma classe totalmente nova de fonte de rádio.

2.2 FRB: casos específicos

No ano de 2014, Spliter e colaboradores relatam a descoberta de um FRB utilizando dados do radiotelescópio de Arecibo (SPITLER et al., 2014). O FRB foi detectado como parte do levantamento Pulsar ALFA (PALFA) (CORDES et al., 2006), esta

seria a primeira detecção do fenômeno de FRB a partir de outro radiotelescópio que não o Parkes. Um único pulso disperso foi identificado nas observações de 2 de novembro de 2012 às 06:35:53 UT, cuja razão sinal ruído era de $S/N = 14$. Não sabendo a posição exata dentro do feixe em que a explosão ocorreu, a posição de seu centro foi atribuída ao evento ($b = -0.223^\circ$, $l = 174.95^\circ$). Tal evento ficou conhecido como FRB121102 e, posteriormente, veio a ser um dos mais importantes eventos dessa classe de transientes. Suas propriedades são apresentadas na Tabela 2.1:

Tabela 2.1 - FRB121102 Parâmetros observacionais

Parâmetro	Valor
Date	2012 Nov 02
Time	06:35:53 UT
MJD arrival time	56233.27492180
Right Ascension	$05^h 32^m 09.6^s$
Declination	$33^\circ 05' 13.4''$
Gal. long.	174.95°
Gal. lat.	-0.223°
DM (pc cm^{-3})	557.4 ± 2.0
$DM_{NE2001,max}$ (pc cm^{-3})	188
Dispersion index	-2.01 ± 0.05
Pulse width (ms)	3.0 ± 0.5
Pulse broadening (ms)	< 1.5
Flux density (Jy)	$0.4^{+0.4}_{-0.1}$
Spectral index range(α)	7 to 11

Fonte: Spitler et al. (2014).

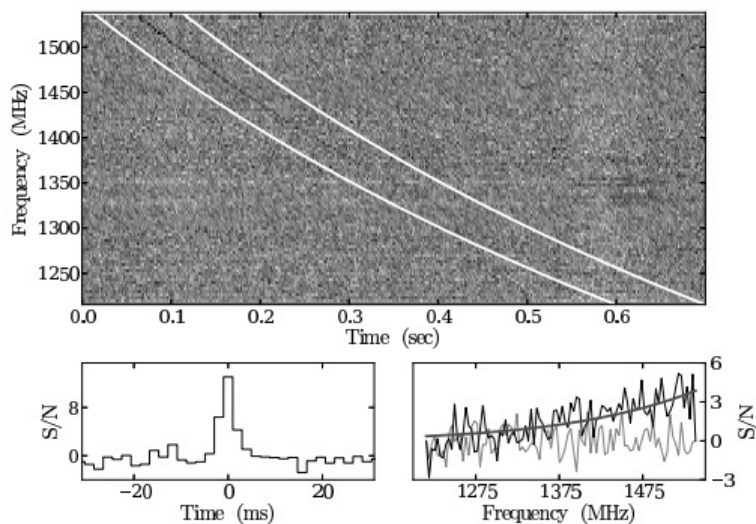
Algumas observações importantes deixadas pelos autores na Tabela 2.1 são colocadas a seguir:

- 1) O tempo de chegada na terceira linha é centrado no baricentro referenciado à frequência infinita.
- 2) Nas linhas 4, 5, 6 e 7, coordenadas correspondentes ao centro do feixe que realizou a detecção.
- 3) Índice de dispersão na linha 10 segue a seguinte relação: $DM \propto \nu^\beta$.
- 4) Relação do índice espectral na última linha: $S(\nu) \propto \nu^\alpha$.

A Figura 2.3 apresenta os gráficos característicos de FRB 121102. Em cada painel, os dados foram suavizados no tempo e na frequência por um fator de 30 e 10, respectivamente. O painel superior é um espectro dinâmico da observação de descoberta que mostra os 0,7 segundos durante os quais FRB 121102 varreu a banda de frequência. O sinal fica visivelmente mais fraco na parte inferior da banda, e alguns artefatos devido à interferência de rádio frequência (RFI) também são visíveis.

As duas curvas brancas mostram o sweep (varredura) esperado para um sinal disperso com índice ν^{-2} a uma DM de 557.4 pc cm^{-3} . O painel inferior esquerdo mostra o perfil de pulso disperso médio em toda a faixa de frequência. O painel inferior direito compara o espectro no pulso (preto) com um espectro fora do pulso (cinza claro), e como referência, uma curva mostrando o índice espectral ajustado ($\alpha = 10$) também está sobreposta (cinza médio). O espectro no pulso foi calculado a partir dos canais de frequência nos dados (após dedispersão) correspondentes ao pico no perfil de pulso. O espectro fora do pulso corresponde a canais de frequência para um bin de tempo escolhido, intencionalmente, distante do instante de medida do pulso.

Figura 2.3 - Gráficos característicos do FRB 121102.



Fonte: Spitler et al. (2014).

As observações que resultaram na detecção de Spitler et al. (2014) eram limitadas

tanto em tempo quanto em área do céu, desta forma, apenas uma explosão da FRB121102 foi identificada. Nos meses de maio e junho de 2015, novas observações foram feitas cobrindo uma área de aproximadamente 90 graus ao redor da posição centrada nessa explosão. Com isso, dez explosões adicionais provenientes da mesma região foram detectadas e publicadas no trabalho de Spitler, L et al. (2016). Esta era a primeira vez, desde sua descoberta, que o evento de FRB mostrava repetições. Nenhum outro sinal ou pulso de rádio de origem astrofísica foi detectado nessas observações.

Os dez novos pulsos recém-detectados foram observados pelos autores em duas posições adjacentes na grade de apontamento do telescópio, separadas por cerca de 1,3 graus. A média aritmética da posição J2000 a partir dos centros desses dois feixes é ascensão reta $\alpha = 05h31m58s$, declinação $\delta = +33d08m04s$, com um raio de incerteza de cerca de 30 minutos de arco. As coordenadas galácticas correspondentes são longitude $l = 174,89$ graus, latitude $b = -0,23$ graus. Esta posição mais precisa está a 3,7 graus do centro do feixe da primeira explosão descoberta, o que significa que o a primeira explosão do FRB 121102 Burst foi detectada fora do eixo.

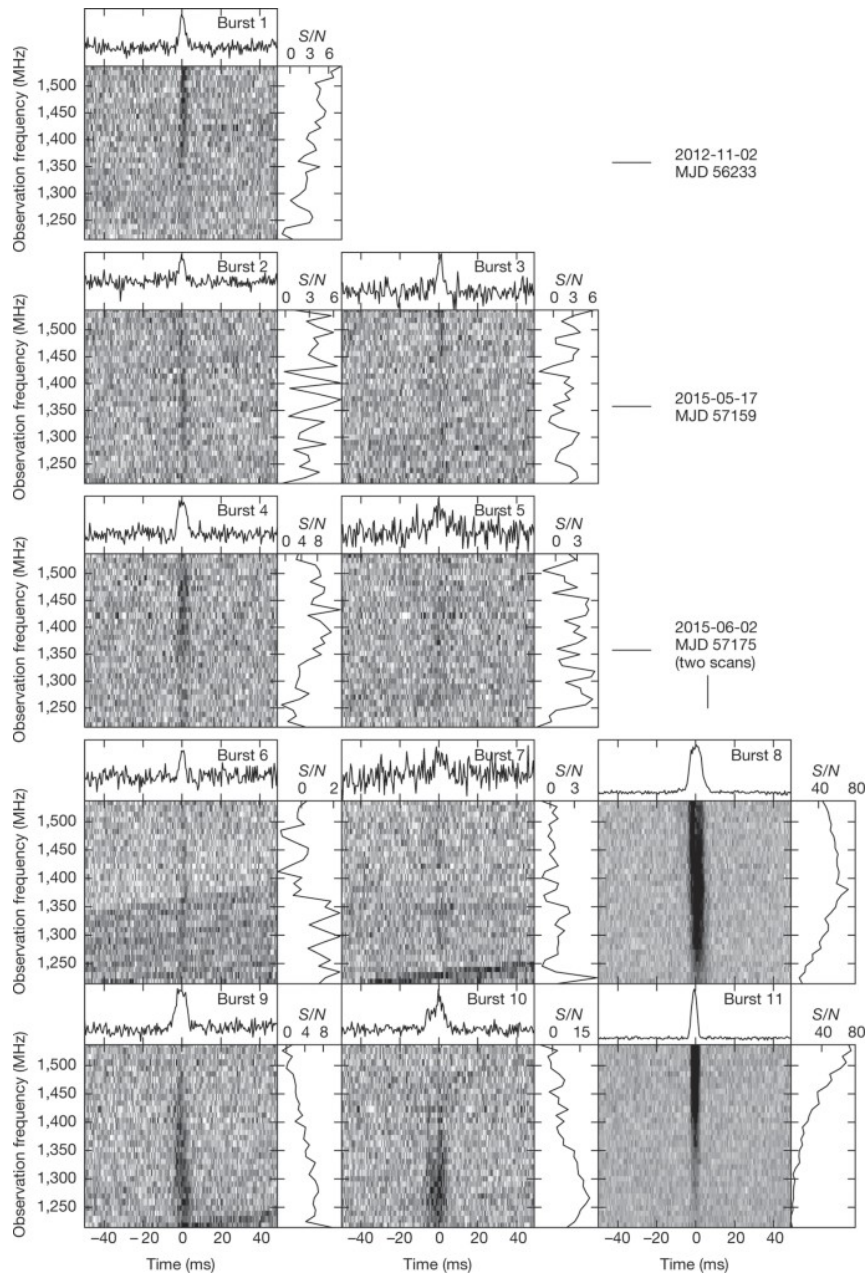
Nas onze explosões detectados nesta fonte, as densidades de fluxo variam entre $gS_{1400} \sim 0.02 - 0.3$ Jy nas frequências de 1.4 GHz, onde, g representa o ganho do feixe da antena na posição da fonte, que é normalizado para amplitude unitária. Outros FRBs até então detectados estavam tipicamente uma ordem de grandeza acima em densidade de fluxo $gS_{1400} \sim 0.2 - 2$ Jy. Este amplo intervalo de densidades de fluxo observados em Arecibo sugere que explosões menos intensas acontecem a uma taxa maior.

A taxa de detecção de eventos foi de $\sim 3 \text{ h}^{-1}$ para as explosões com $gS_{1400} \gtrsim 20$ mJy nas observações em que um feixe estava dentro de $3,5'$ da posição atualizada das explosões. Entretanto, os autores chamam a atenção para o fato de que algumas explosões parecem se aglomerar em determinados intervalos de tempo enquanto que, em outros, nenhuma é detectada.

Dentro da banda de frequências observada pelos autores (1.214 – 1.537 GHz), o espectro das explosões é nitidamente variável. Algumas são mais brilhantes em maiores frequências, como na primeira explosão detectada na fonte, enquanto outras explosões apresentam crescimento de brilho na direção de mais baixas frequências. Na Figura 2.4 são apresentados os espectros das onze detecções do FRB121102. Nesta figura, os dados são exibidos com resolução em frequência de 10 MHz e resolução de tempo de 0,524 ms. As faixas diagonais a baixas frequências de rádio para os

Pulsos 6, 7 e 9 são devido a interferência de rádio (RFI) que não está relacionada ao FRB 121102. Os sub painéis superiores são perfis dos pulsos somados em todas as frequências. Os espectros dos pulsos corrigidos para a banda são mostrados nos sub painéis à direita. As escalas sinal-ruído para os espectros são exibidas em cada sub painel.

Figura 2.4 - Morfologias e espectros dos pulsos do FRB 121102.



Fonte: Spitler, L et al. (2016).

As diversas explosões provenientes de FRB121102 trouxeram grande avanço na compreensão dessa nova classe de eventos, permitindo pela primeira vez uma melhor determinação na localização de um FRB. Até então, as detecções de FRBs eram feitas majoritariamente por meio de radiotelescópios de um único elemento, o que representava um desafio para identificar a origem exata dessas explosões. No entanto, em 2017, foi realizada uma inovadora campanha, baseada em dados obtidos pelo interferômetro VLA (Very Large Array Karl G. Jansky), combinados com informações do radiotelescópio de Arecibo, foi realizada.

Essa campanha restringiu o tamanho das regiões das explosões de rádio a um cone de abertura de apenas 100 milissegundos de arco, coincidente com uma fonte persistente de rádio com intensidade de $180 \mu\text{Jy}$. Essa fonte de rádio apresentava um espectro contínuo consistente com emissões não-térmicas e, além disso, uma fraca contrapartida óptica associada, detectada em magnitude 25.

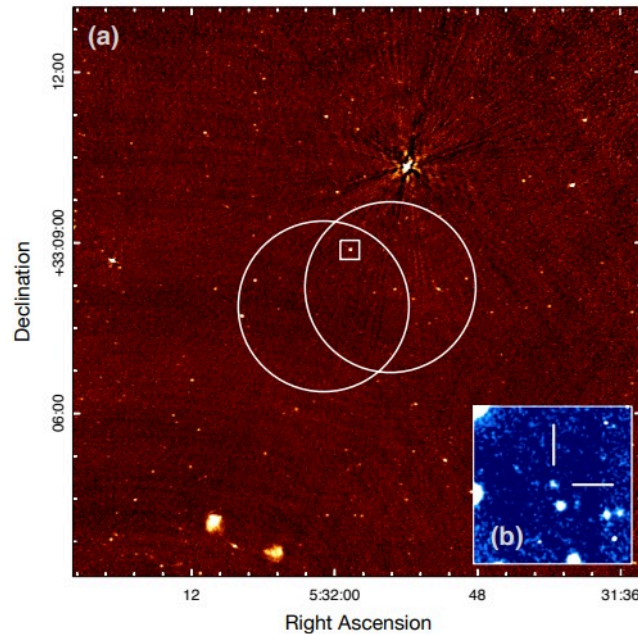
O trabalho de [Chatterjee et al. \(2017\)](#) permitiu, pela primeira vez, a identificação da fonte hospedeira de um FRB. Posteriormente, essa fonte foi associada a uma galáxia anã a distâncias cosmológicas, possibilitando a confirmação da origem extragaláctica desses eventos a partir de argumentos que não se restringiam ao excesso nas medidas de dispersão do sinal.

A partir de observações realizadas no VLA que totalizaram 83 horas, distribuídas em seis meses, nove novas explosões foram detectadas na banda de 2.5 a 3.5 GHz, com razões sinal ruídos contidas entre 10 e 150, todas consistentes com a posição do FRB121102 anteriormente determinada com baixa precisão. A partir dessas detecções, a posição média do evento passou a ser $\alpha = 05^h 31^m 58.70^s$, declinação $\delta = +33^\circ 08' 52.5''$, com incerteza de $\sim 0,1''$, coincidente com a posição determinada com os dados de Arecibo, porém com três ordens de magnitude mais precisa. A medida de dispersão para cada explosão foi coincidente com os valores encontrados anteriormente ([Spitler, L et al., 2016](#)).

A partir dos dados de amostragem do VLA, imagens de rádio geradas em 3 GHz revelam uma fonte de emissão contínua de rádio dentro de $0,1''$ da posição das explosões. Outras 68 fontes de rádio foram detectadas dentro de um raio de $5'$, mas, dada a correspondência entre a posição das explosões e a posição da fonte persistente de $180 \mu\text{Jy}$, a probabilidade de coincidência estimada pelos autores foi inferior à 10^{-5} . Na Figura 2.5(a) é apresentada a imagem em 3 GHz com a contrapartida persistente de rádio destacada no quadrado e a posição dos feixes nas observações de Arecibo destacada em círculos. Já na figura (b), imagem óptica do telescópio

Gemini mostra a contrapartida óptica da mesma galáxia, registrada por um filtro na banda r ($r_{AB} = 25,1 \pm 0.1$ mag), indicada por barras.

Figura 2.5 - Imagens de rádio e ópticas da região do FRB 121102.



Fonte: Chatterjee et al. (2017).

Essas observações corroboram os argumentos a favor de uma origem extragaláctica para os FRBS. Explosões de rádio provenientes de estrelas podem exibir escalas de tempo de sub-segundos, mas não é esperado que apresentem medida de dispersão aparentemente constante. A hipótese de regiões HII , remanescentes de supernova ou nebulosas para o excesso de DM certamente apareceria nas observações de rádio ou no infravermelho a partir de correlações realizadas pelos autores, e nada dessa natureza foi identificado. Assim, concluem os autores que o FRB1211002 e sua contrapartida persistente de rádio não correspondem a nenhuma classe de objetos conhecidos que sejam de fonte galáctica.

No mesmo mês da publicação do texto acima discutido, um outro trabalho foi publicado (TENDULKAR et al., 2017), trazendo um estudo fotométrico e espectroscópico da galáxia hospedeira do FRB, bem como a estimativa de sua distância. Para tal, os autores utilizaram o instrumento *Gemini Multi-Object Spectrograph* (GMO) no teles-

cópio de 8 metros Gemini, em Mauna Kea, no Hawaii. Através de diversos conjuntos de observações, distribuídas entre diferentes filtros ópticos e aplicação de técnicas astrométricas de calibração, os pesquisadores realizaram a estimativa de redshift para essa galáxia, encontrando um valor de $z = 0.19273$, que está em concordância com os resultados obtidos a partir das medições de rádio apresentadas por [Chatterjee et al. \(2017\)](#), que indicavam um redshift de $z_{DM} < 0.32$. Tais constatações, juntas da alta probabilidade de coincidência da fonte, confirmam que o FRB121102 está localizado a distâncias cosmológicas. Concluindo a análise deste trabalho, observa-se que este estudo corrobora a interpretação de [Chatterjee et al. \(2017\)](#), que identificou a contrapartida óptica associada à detecção de rádio como sendo a galáxia hospedeira do FRB121102.

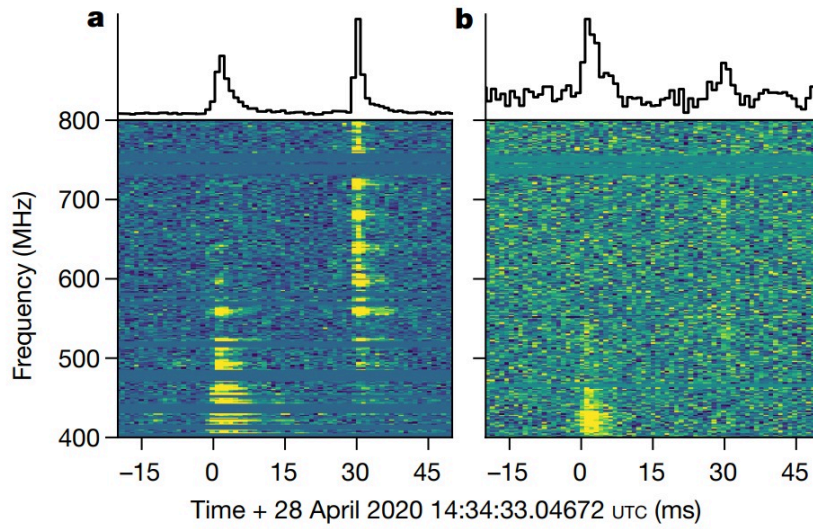
Além disso, assumindo os parâmetros cosmológicos da colaboração Planck ([ADE et al., 2016](#)), os pesquisadores calcularam a distância da fonte a partir de sua luminosidade D_L , que totaliza 972 Mpc. Os valores de $1''$ nas imagens obtidas correspondem a distâncias próprias e comoveis de 3,31 kpc e 3,94 kpc, respectivamente. Esse conjunto de resultados fornece pela primeira vez uma sólida base para a compreensão da localização e distância de um FRB, contribuindo para nosso grau de compreensão do evento e abrindo um novo campo para aplicação de eventos dessa classe em testes e estudos cosmológicos.

Como um último caso específico de bastante interesse na literatura, apresentamos o FRB 200428, detectado em 2020 e publicado no trabalho de [Andersen et al. \(2020\)](#). Este, até o momento, é o único FRB identificado na Via Láctea. Mais do que isso, o evento teve sua localização coincidente com um já conhecido *soft gamma repeater* (SGR). SGRs são uma classe de objeto astronômico responsável pela emissão de rajadas de raios X e raios gama ([HURLEY, 2011](#)), sem períodos bem definidos, e associados a magnetares ([MEREGHETTI et al., 2015](#)) (estrelas de nêutrons altamente magnetizadas, tipicamente com campos magnéticos de intensidade superior a 10^{14} G).

Em 28 de abril de 2020, os instrumentos de detecção de FRB do radiotelescópio CHIME detectaram uma explosão de rádio durante um período de intensa atividade de raios X do magnetar galáctico SGR1935+2154. Esta explosão foi detectada simultaneamente em 93 dos 1024 canais que formam o feixe do radiotelescópio, indicando um evento de natureza extremamente brilhante. Na Figura 2.6 é apresentado o evento, constituído de duas sub-explosões com tempos de duração de $0,585 \pm 0,014$ ms e $0,335 \pm 0,007$ ms, separadas por um tempo de $28,91 \pm 0,02$ ms. O painel **a**

apresenta a detecção feita pelo CHIME, com razão S/N de 264, enquanto o **b**, a detecção do mesmo evento feita pelo ARO³. A medida feita pelo radiotelescópio CHIME é exibida com resolução de 0,98304 ms e 1,5625 MHz em tempo e frequência, respectivamente.

Figura 2.6 - Primeira detecção de um FRB na Via Láctea.



Fonte: Andersen et al. (2020).

A partir da medida, a colaboração CHIME determinou a posição do evento como $RA_{J2000} = 19^{\text{h}}36^{\text{m}}$ e $DEC = +22.1^{\circ}6'$, com incertezas da ordem de 1° . Esta localização situa-se a 0.3° da posição conhecida do SGR1935+2154 (ISRAEL et al., 2016). A partir de ajustes, a dispersão do sinal foi estimada em $DM = 332,7206 \text{ pc cm}^{-3}$. O valor máximo previsto para a contribuição da Via Láctea na linha de visada da observação varia entre $500 - 700 \text{ pc cm}^{-3}$, a depender do modelo utilizado para a densidade de elétrons da galáxia. O valor de DM obtido a partir do ajuste realizado é consistente com o valor esperado para o SGR1935+2154, dado entre $530 \pm 200 \text{ pc cm}^{-3}$, derivado a partir de relações entre a coluna de absorção de raios X e a DM (HE et al., 2013), e a medida desta coluna para o SGR (ISRAEL et al., 2016).

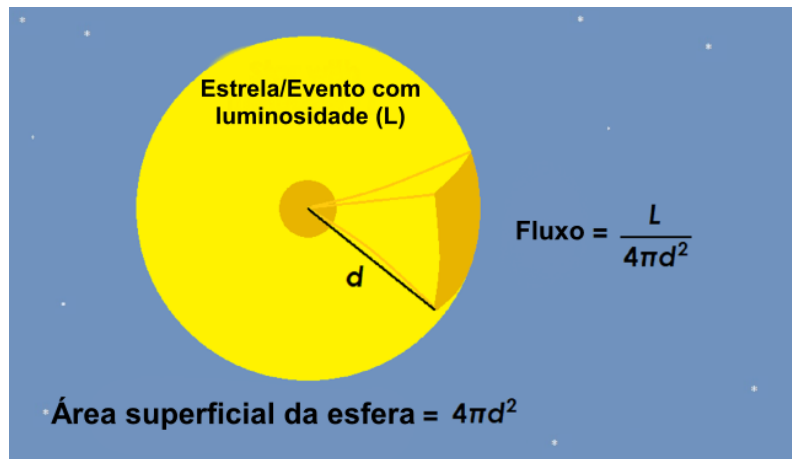
Contornando as dificuldades relacionadas à sensibilidade dos lóbulos laterais do

³Arizona Radio Observatory

radiotelescópio, a equipe estimou, na banda de 400 – 800 MHz, uma fluência de 480 kJy ms para a primeira componente do evento e 220 kJy ms para a segunda componente, totalizando assim um valor de 700 kJy ms para o evento. A média da densidade de fluxo na banda foi de 110 kJy na primeira componente e 150 kJy para a segunda. A distância do SGR1935+2154 foi estimada no intervalo de 6,6 – 12,5 kpc (KOTHEs et al., 2018; ZHOU et al., 2020) e, portanto, a equipe do CHIME assumiu uma valor de 10 kpc para estimar as demais propriedades do evento. Dados os valores dos picos de densidade de fluxo e a distância d_{10kpc} , o pico de luminosidade na banda de 400 – 800 MHz foi obtido em $190_{-90}^{+190} d_{10kpc}^2$ MJy kpc, assumindo uma emissão isotrópica. As incertezas elevadas estão associadas à incerteza sistemática na medida da densidade de fluxo (ver seção de métodos do trabalho). Este valor obtido para a luminosidade do evento pode ser facilmente calculado a partir da relação entre fluxo e luminosidade, dada na Equação 2.2 e ilustrada na Figura 2.7 :

$$F = \frac{L}{4\pi D^2} \quad (2.2)$$

Figura 2.7 - Ilustração da relação entre fluxo e luminosidade.



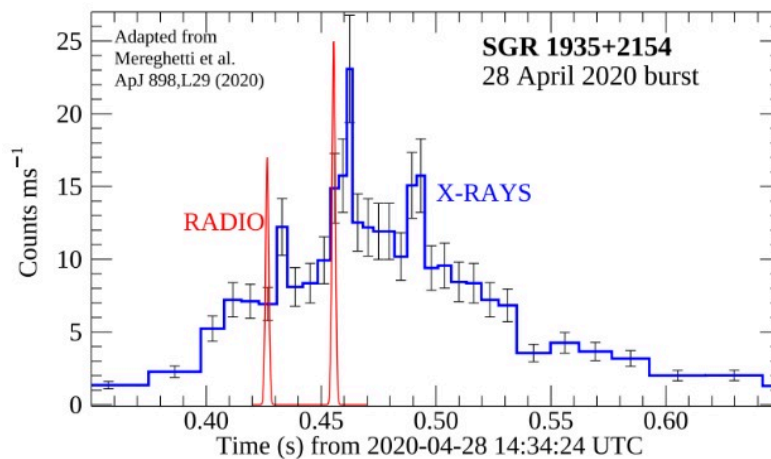
Fonte: Adaptada de Klus (2024).

Diversos outros telescópios reportaram a detecção de duas componentes de explosões raios X e raios gama coincidentes em tempo com as detecções de rádio no SGR1935+2154 (MEREGHETTI et al., 2020; RIDNAIA et al., 2020; ZHANG et

al., 2020). A Figura 2.8 apresenta pulsos de raios X apresentados por Mereghetti et al. (2020) adaptados para o review de Petroff et al. (2022).

O FRB proveniente do SGR1935+2154 é de longe o evento mais luminoso em frequências de rádio já detectado em magnetares galácticos. Outros cinco magnetares na galáxia já haviam, até a data, exibido pulsos de rádio (OLAUSEN; KASPI, 2014). Estes pulsos são formados por pequenos sub pulsos de duração de milissegundos, porém, ordens de magnitude menos brilhantes que o FRB observado. A fonte mais brilhante de rádio observada anteriormente em um magnetar, com fluência $> 200 \text{ Jy ms}$ em 6 GHz (BURGAY et al., 2017) é três ordens de magnitude mais fraco do que este evento. Pulsos do pulsar do caranguejo já haviam sido observados com fluência em torno de 5 kJy ms que, à distancia da nebulosa do caranguejo, corresponde a uma energia de 10^{31} erg , ainda três ordens de magnitude menos energético do que o FRB observado no SGR1935+2154. Desta forma, o evento mostra claramente que magnetares podem produzir explosões de rádio muito mais brilhantes do que as previamente detectadas na galáxia.

Figura 2.8 - Explosões de raios-X compatíveis em tempo com explosões de rádio para o SGR1935+2154.



Fonte: Petroff et al. (2022).

A descoberta desse evento aponta fortemente para magnetares como fonte de FRBs, validando ainda mais as diversas hipóteses que já haviam sido propostas para objetos compactos sendo progenitores dessas explosões, como será discutido adiante no

Capítulo 3.

Determinar precisamente a distância da fonte de um FRB é uma tarefa desafiadora, como mostra a longa saga na determinação precisa da localização e distância do FRB121102. A estimativa de redshift da fonte pode ser realizada através de diversas formas (HACKSTEIN et al., 2020) Em geral, essas estimativas são feitas através de medidas de dispersão do sinal e modelos de densidade de partículas (elétrons) do meio em que a radiação se propaga, mas, uma determinação real requer a associação do FRB a uma estrutura (galáxia, aglomerado, cluster, etc) em que a medida de redshift possa ser realizada de forma mais precisa.

No trabalho de Macquart et al. (2020), onde os autores exploram a relação entre as medidas de redshift de FRBs cujas posições foram associadas a galáxias com a quantidade de bárions no universo, são apresentadas as medidas correspondentes a 6 FRBs medidos pelo radio telescópio ASKAP. Na Tabela 2.2, são apresentados esses eventos, suas coordenadas equatoriais e medidas de redshift das galáxias associadas a cada evento.

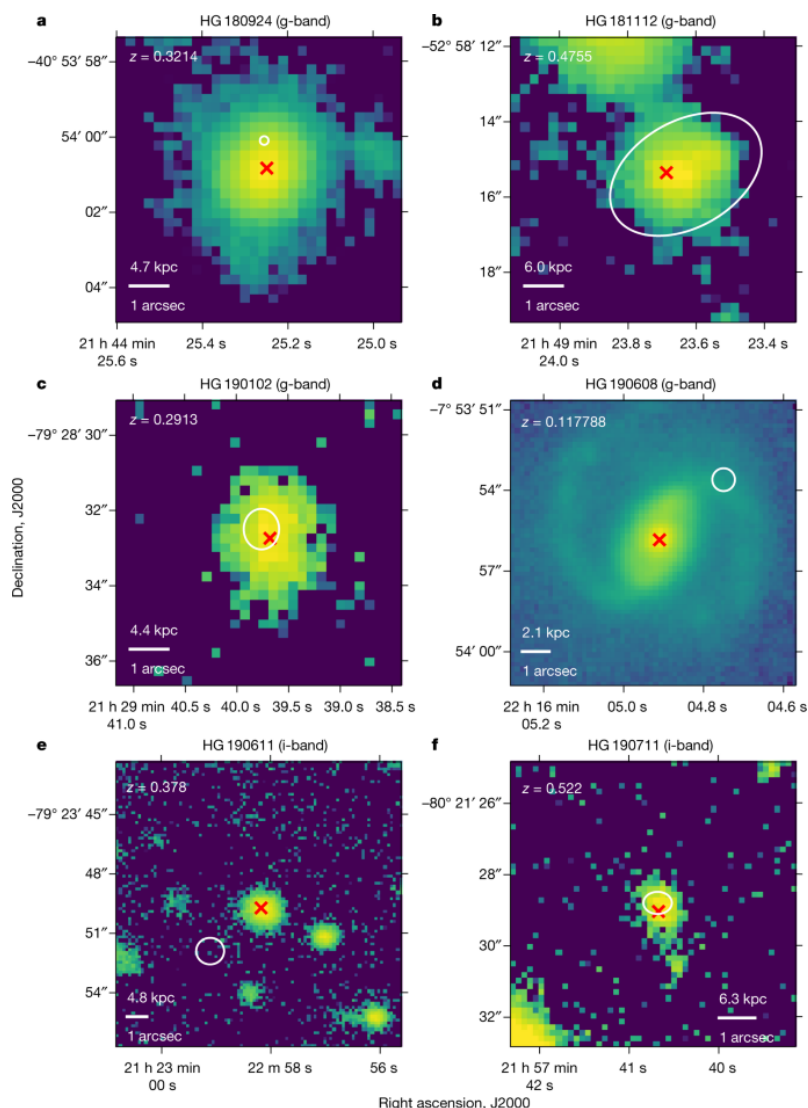
Tabela 2.2 - Medidas de redshift para galáxias hospedeiras de FRBs do ASKAP.

FRB	RA (h:min:s)	DEC(deg:arcmin:arcsec)	redshift
180924	21 : 44 : 25.255 ± 0.006 ± 0.0082	-40 : 54 : 00.10 ± 0.07 ± 0.09	0.3214
181112	21 : 49 : 23.63 ± 0.05 ± 0.24	-52 : 58 : 15.4 ± 0.3 ± 1.4	0.4755
190102	21 : 29 : 39.76 ± 0.06 ± 0.16	-79 : 28 : 32.5 ± 0.2 ± 0.5	0.291
190608	22 : 16 : 04.75 ± 0.02 ± 0.02	-07 : 53 : 53.6 ± 0.3 ± 0.3	0.1178
190611	21 : 22 : 58.91 ± 0.11 ± 0.23	-79 : 23 : 51.3 ± 0.3 ± 0.6	0.378
190711	21 : 57 : 40.68 ± 0.051 ± 0.15	-80 : 21 : 28.8 ± 0.08 ± 0.3	0.522

Fonte: Adaptado de Macquart et al. (2020).

Na Figura 2.9, a associação de cada FRB presente na Tabela 2.2 à sua respectiva galáxia hospedeira é apresentada. Cruzes vermelhas mostram a posição dos centroides das galáxias e elipses em branco a localização do FRB com intervalo de confiança de 90%.

Figura 2.9 - Imagens ópticas das galáxias associadas aos FRBs da Tabela 2.2



Fonte: Macquart et al. (2020).

Com dados dos catálogos *Transient Name Server* (TNS), FRBCAT (PETROFF et al., 2016) e CHIME (AMIRI, M. et al., 2021), até o ano de 2021, outros 6 eventos apresentam medidas de redshift como mostrados na Tabela 2.3. Alguns outros casos de medidas diretas de redshift podem ser encontrados nos diversos bancos de dados disponíveis de cada observatório mas, como já pôde ser observado, o número de eventos com medidas realizadas é extremamente baixo quando comparado às centenas de detecções.

Tabela 2.3 - Medidas de redshift para fontes hospedeiras de FRBs catalogadas em Herta-FRBSTATS até o ano de 2021.

FRB	Telescópio	RA	DEC	redshift
20150517	Arecibo	05 : 32 : 01.000 \pm 1.75'	+33 : 07 : 56.00 \pm 1.75'	0.19273
20180924	ASKAP	21 : 44 : 25.255	-40 : 54 : 00.10	0.3124
20181112	ASKAP	24 : 49 : 23.630 \pm 0.03'	-52 : 58 : 15.39 \pm 0.01	0.4755
20190523	DSA	13 : 48 : 15.600 \pm 0.04'	+72 : 28 : 11.00 \pm 0.03'	0.6
20190608	ASKAP	22 : 16 : 04.750 \pm 0.01'	-07 : 53 : 53.60 \pm 0.0007'	0.1178
20190619	Effelsberg/GBT	01 : 58 : 00.750	+65 : 43 : 00.31	0.0337

Identificar a galáxia hospedeira de um FRB é fundamental para uma boa medida de redshift e, conseqüentemente, distância da fonte. Porém, tal identificação necessita de operações conjuntas e sincronizadas de um observatório com múltiplas antenas ou observatórios distintos separados por grandes distâncias para que o uso da interferometria seja possível. Além da interferometria nas janelas de rádio, o uso de outras janelas de frequências se mostra cada vez mais necessário para estudos precisos de posição, como é o caso do FRB121102, que foi identificado com auxílio de observações no óptico. Já tendo indícios de que os FRBs estão associados a objetos compactos (discussão na Seção 2.4), o trabalho conjunto de radio observatórios e observatórios de raios-X, raios gama e até mesmo ondas gravitacionais deve, em um futuro próximo, possibilitar a determinação precisa da localização de uma fração considerável dos FRBs conhecidos e dos que ainda vierem a ser detectados.

Esta técnica de combinação de observações em diversas frequências do espectro eletromagnético, bem como partículas e ondas gravitacionais, é conhecida por astronomia multimessageira (BARTOS; KOWALSKI, 2017), e pode contribuir muito para que, nas próximas décadas, determinar a localização de um FRB não seja um desafio tão grande quanto entender sua origem (ANDERSON et al., 2017).

2.3 Instrumentação e medidas de FRBs

Na última década, observações de FRBs tem passado por grandes avanços, devido ao intenso desenvolvimento de tecnologia aplicada à radioastronomia. O desenvolvimento de novos radiotelescópios projetados especificamente para aprimorar as pesquisas de FRBs, como o CHIME e o ASKAP, impulsionaram enormemente a quantidade de detecções do fenômeno e possibilitaram aos radioastrônomos o acesso a uma maior e mais diversificada população do evento, permitindo que novos modelos

fossem propostos (PLATTS et al., 2019) e outros descartados.

O *Canadian Hydrogen Intensity Mapping Experiment* (CHIME) e o *Australian Square Kilometre Array Pathfinder* (ASKAP) são dois dos principais observatórios que têm feito contribuições para a detecção e estudo de FRBs. O CHIME, situado no Observatório Dominion Radio Astrofísico em British Columbia, Canadá, é composto por quatro cilindros que abrigam 1.024 receptores de polarização dupla (AMIRI et al., 2018). Operando na faixa de 400 a 800 MHz, este observatório tem sido fundamental na detecção de uma grande quantidade de FRBs. Seu design inovador e capacidade de mapear grandes áreas do céu contribuíram significativamente para o entendimento das propriedades fundamentais dos FRBs, incluindo sua distribuição espacial e características espectrais.

Figura 2.10 - Instalações do radio telescópio CHIME.



Fonte: CHIME Collaboration (2020).

Por outro lado, o Australian Square Kilometre Array Pathfinder (ASKAP), localizado no Observatório de Radioastronomia de Murchison, na Austrália Ocidental, possui 36 antenas de 12 metros de diâmetro, cada uma equipada com detectores sensíveis no intervalo de 700 MHz a 1.8 GHz compreendendo uma área de 30 graus quadrados de campo de visão (MCCONNELL et al., 2020). Com sua capacidade de observar uma grande área do céu de uma só vez, o ASKAP também desempenha um papel crucial na detecção e estudo dos FRBs. Além de contribuir para o mapeamento da distribuição de FRBs no céu, o instrumento também tem sido fundamental para estudos das propriedades físicas de FRBs.

Ambos os observatórios representam marcos importantes na pesquisa de FRBs, fornecendo dados de alta qualidade e revelações valiosas que têm alavancado o entendimento sobre o fenômeno. Outros observatórios também contribuem para a detecção e compreensão das propriedades dos FRBs.

Figura 2.11 - Instalações do radio telescópio ASKAP.



Fonte: CSIRO Austrália (2024).

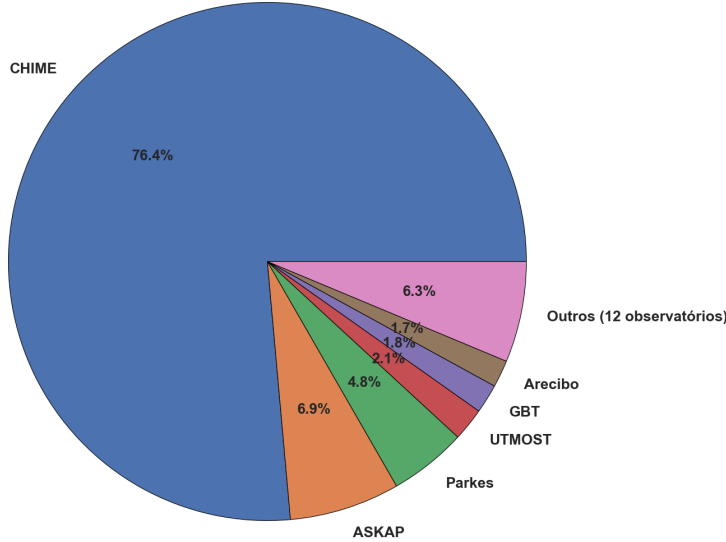
A Figura 2.12 mostra a distribuição das detecções até então catalogadas. Seus valores não devem ser tomados como absolutos⁴.

Os instrumentos citados acima possuem uma característica fundamental que possibilitou o grande número de detecções: um amplo campo espacial de visão (30 deg^2 para o ASKAP e 200 deg^2 para o CHIME). Isso permite, ao mesmo tempo, monitorar diversas regiões do céu à procura das explosões e se traduz em uma alta capacidade de detecção; por outro lado, determinar precisamente a posição das explosões se torna um desafio para instrumentos de um único refletor.

Esse problema é resolvido quando se utiliza a técnica de interferometria (THOMPSON et al., 2017). Para um radiotelescópio de um único elemento (antena), a mínima distância angular entre duas fontes puntiformes que podem ser vistas individual-

⁴Dados contidos no gráfico representam FRBs catalogadas até o mês de novembro de 2022

Figura 2.12 - Distribuição das detecções de FRBs por observatórios.



Dados catalogados em

HeRTA-FRBSTATS. As maiores contribuições são apresentadas com os nomes dos respectivos observatórios e, no item “outros”, a contribuição somada de 12 outros observatórios.

Fonte: Produção do autor.

mente caracteriza sua resolução angular. Esta resolução depende do comprimento de onda em que a observação é realizada e do diâmetro da antena do radio telescópio, como mostrado na Equação 2.3, onde α representa o valor de resolução angular em termos do comprimento de onda da observação λ e o diâmetro da antena D .

$$\alpha = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (2.3)$$

Através da técnica de interferometria, utiliza-se um arranjo de diversas antenas posicionadas para a observação de uma mesma fonte. Nesse caso, o termo D que antes representava o diâmetro de uma antena passa agora a ser a maior distância entre dois elementos desse arranjo de antenas. Posicionando antenas a dezenas ou centenas de metros, obtém-se como resultado uma resolução angular muito superior à de um radiotelescópio de um único refletor. A Figura 2.13 mostra uma vista aérea do VLA - Very Large Array, um dos mais importantes interferômetros em operação no século XXI.

Figura 2.13 - Foto aérea do Very Large Array no Novo México.



Fonte: NRAO/AUI/NSF (2024).

Para os casos em que uma resolução angular muito maior se faz necessária, uma extensão da técnica de interferometria é utilizada. Utiliza-se a observação realizada por telescópios extremamente distantes, tipicamente em continentes diferentes e a sincronia de seus dados a partir de relógios atômicos para se criar um sistema de interferometria com milhares de quilômetros de distância entre os elementos ópticos. Esta técnica é conhecida como VLBI (*Very-long-baseline interferometry*) e foi utilizada para determinar a localização precisa do FRB 20201124A (RAVI et al., 2022) bem como para se produzir a primeira imagem da região próxima a um buraco negro (AKIYAMA et al., 2019).

Esses avanços tecnológicos em instrumentação e desenvolvimento de técnicas observacionais não contribuem apenas para a pesquisa da natureza fundamental do fenômeno, mas também têm implicações em outros campos de estudo. A capacidade de detectar e localizar FRBs com precisão tem implicações na utilização de FRBs como sondas cósmicas. Por exemplo, eles podem ser usados para revelar informações sobre campos magnéticos em escalas cosmológicas a partir da medida de rotação na direção de polarização linear da radiação emitida pela fonte, provocada pelo campo magnético presente nos meios em que ela se propaga (HACKSTEIN et al., 2019).

2.3.1 Catálogos de dados

A análise da validade de um modelo ou da viabilidade de utilização de um entre tantos disponíveis se faz através de dados observacionais. Muitos dados de FRBs podem ser encontrados devido à quantidade de instrumentos em operação atualmente. Abaixo, apresentaremos alguns importantes catálogos de dados disponíveis para consulta de forma livre.

- FRBCAT

Publicado em 2016 e atualizado duas vezes desde então, este catálogo reúne observações de FRBs que datam até o ano de 2020. Todas as informações do catálogo são apresentadas em [Petroff et al. \(2016\)](#)

O catálogo FRBCAT inclui três categorias principais de parâmetros para cada evento FRB:

1 - Parâmetros de Observação: relacionados ao telescópio e ao instrumento utilizados na observação, incluindo detalhes como nome do telescópio, receptor, backend, informações do feixe, coordenadas do centro de apontamento e configurações observacionais como tempo de amostragem, largura de banda, frequência central, número de polarizações, largura de banda do canal, bits por amostra, ganho e temperatura do sistema.

2 - Parâmetros Observados: estão relacionados ao sinal de rádio detectado e incluem quantidades medidas como relação sinal-ruído (S/N), largura do pulso, medida de dispersão (DM), índice de DM, índice de espalhamento, tempo de espalhamento, fração de polarização linear, fração de polarização circular, densidade de fluxo de pico e fluência.

3 - Parâmetros Derivados: Quantidades dependentes do modelo derivadas dos parâmetros observados, como parâmetros cosmológicos (por exemplo, Ω_M , Ω_λ , H_0), componente ionizada da Galáxia (DM_{galaxy}), medida de dispersão em excesso (DM_{excess}), deslocamento para o vermelho (z_d), distância comóvel ($D_{comoving}$), distância luminosa ($D_{luminosity}$) e energia do pulso.

Esses parâmetros são essenciais para caracterizar e compreender as propriedades de cada fonte FRB e para realizar estudos e comparações adicionais dentro da população de FRB. O catálogo está disponível para consulta online no site frbcatalog.org e no banco de dados VizieR.

- CHIME

Sendo atualmente o observatório que mais contribui em número de detecções de FRBs, o CHIME possui seu próprio catálogo que já compila centenas de detecções.

Em sua terceira versão, o catálogo inclui 536 FRBs detectadas entre 400 e 800 MHz de 25 de julho de 2018 a 1^o de julho de 2019. Ambas as classes repetitivas e *one-off*⁵ de FRBs são apresentadas, permitindo uma análise comparativa da população. Todas as propriedades instrumentais e técnicas da detecção dos eventos, bem como o detalhamento das informações catalogadas estão disponíveis no trabalho de AMIRI, M. et al. (2021). O catálogo online pode ser acessado através do link: chime-frb.ca/catalog.

- FRBSTATS

Uma plataforma online para a visualização das propriedades dos sinais de rádio FRBs. Funciona como um catálogo de acesso aberto de FRBs publicados, oferecendo uma interface atualizada e amigável para pesquisadores. A plataforma permite a recuperação de dados fundamentais sobre FRBs por meio da API do FRBSTATS ou de um banco de dados nos formatos CSV/JSON, possibilitando que pesquisadores realizem estudos populacionais e comparações com modelos astrofísicos. Além disso, o FRBSTATS fornece visões estatísticas e visualizações dos parâmetros e distribuições dos FRBs através de gráficos gerados na própria plataforma. Adicionalmente, o FRBSTATS inclui estimativas de redshift inferidas a partir de entradas de medida de dispersão para quase todos os FRBs observados, assim como os valores de redshift da fonte hospedeira, quando disponíveis, tornando-se o primeiro banco de dados público a incluir essas informações. A plataforma também oferece uma ferramenta de visualização para ilustrar associações entre explosões primárias e repetidoras, complementando as informações básicas sobre repetidores fornecidas pelo Transient Name Server.

O catálogo pode ser acessado através do seguinte endereço virtual: herta-experiment.org/frbstats/ e, todas as informações necessárias para sua utilização estão contidas no trabalho de Spanakis-Misirlis e Eck (2022).

2.4 Teorias e modelos existentes sobre os FRBs

A modelagem teórica de FRBs enfrenta um desafio significativo na seleção de um fenômeno físico que possa ajustar a grande quantidade de energia emitida em forma

⁵Uma única explosão detectada

de radiação em períodos tão curtos de tempo. A emissão isotrópica parece não ser um caminho plausível na modelagem, necessitando portanto de um mecanismo de confinamento da radiação para que valores tão altos de energia sejam alcançados (KATZ, 2014). As diversas características observacionais dos FRBs e sua heterogeneidade na população atualmente detectada adiciona dificuldade na modelagem do fenômeno. Por exemplo, alguns FRBs apresentam alto índice de polarização circular (NADA, 2023), outros apresentam altos índices de polarização linear (MICHILLI et al., 2018) enquanto outros apresentam baixíssimos valores ou nenhum grau de polarização. Eventos cujo espectro apresenta múltiplos pulsos (FARAH et al., 2018) e outros, como na maioria dos casos, em que um único pulso é emitido. Como já mostrado no Capítulo 2, alguns FRBs se repetem sem nenhum período aparente (Spitler, L et al., 2016; GAJJAR et al., 2018), enquanto outros se manifestam, até o momento, em apenas um evento.

Diversos cenários e objetos progenitores já foram utilizados na modelagem de FRBs, cada um deles, em geral, se ajusta bem a uma ou algumas propriedades de casos específicos do evento. Como exemplos: cenários de colapso de objetos compactos como o de uma estrela de nêutrons para formar um buraco negro já foram propostos, utilizando da emissão de radiação pela onda de choque gerada no rompimento da magnetosfera (FALCKE; REZZOLLA, 2014). Pulsos gigantes de um jovem pulsar, acelerando partículas em sua magnetosfera e emitindo o FRB no processo (CORDES; WASSERMAN, 2016). Feixes de AGN em interação com intensos campos elétricos oscilantes (VIEYRO et al., 2017) bem como modelos exóticos analisando FRBs como assinatura tecnológica de civilizações extraterrestres (LINGAM; LOEB, 2017). Este último, obviamente, muito mais especulativo do que os demais. Mas, na ampla diversidade de modelos já propostos, os que se mostram mais promissores são aqueles envolvendo a emissão a partir da magnetosfera de estrelas de nêutrons isoladas ou em interação com outros tipos de objetos compactos (YAMASAKI et al., 2018; CHAMPION et al., 2016; DOKUCHAEV; EROSHENKO, 2017; ANDERSEN et al., 2020)

Mais do que um objeto progenitor, um modelo para FRBs necessita de um mecanismo radiativo capaz de, a partir de determinadas condições físicas, dar origem à radiação observada. Dentre os diversos mecanismos compatíveis com alguns dos fenômenos observados, alguns são resumidos abaixo:

- Radiação Bremsstrahlung : também conhecida por “radiação de frenagem” ou emissão livre-livre, é a radiação emitida por partículas carregadas,

quando suas trajetórias são desviadas devido à aceleração sofrida ao adentrarem em um campo elétrico, em geral, produzido por íons no meio em que a partícula viaja. Neste caso, a frequência da radiação emitida depende da desaceleração sofrida pelo elétron (NAKEL, 1994).

- Radiação síncrotron⁶: Originada a partir do movimento helicoidal de elétrons em torno de linhas de campo magnético. Um elétron em movimento, ao encontrar um campo magnético, pode espiralar ao redor da linha de campo, onde a componente radial da aceleração do elétron é responsável pela emissão de radiação. Este processo será descrito detalhadamente na Seção 4.3.1. A emissão síncrotron é capaz de cobrir uma ampla fração do espectro eletromagnético.
- Radiação de curvatura: Caso específico da radiação síncrotron, onde o vetor velocidade do elétron espiralando faz pequenos ângulos com a direção da linha de campo. Neste caso, a emissão dominante é causada pela aceleração do elétron na direção do campo. A Seção 4.3.1 também tratará com mais detalhes sobre esse tipo de radiação.

Para além do processo de emissão de radiação em si, um mecanismo capaz de gerar radiação coerente é essencial na modelagem de FRBs. Esta necessidade se faz presente por conta dos altos valores de temperatura de brilho associados às medidas. A temperatura de brilho de uma determinada fonte é a temperatura que esta deveria ter caso a radiação proveniente dela fosse gerada por processos térmicos, isto é, radiação de corpo negro (PALMA, 2023). Através da estimativa da temperatura de brilho a partir do fluxo de radiação observado, muitas informações da fonte emissora podem ser compreendidas. Definimos esta temperatura por:

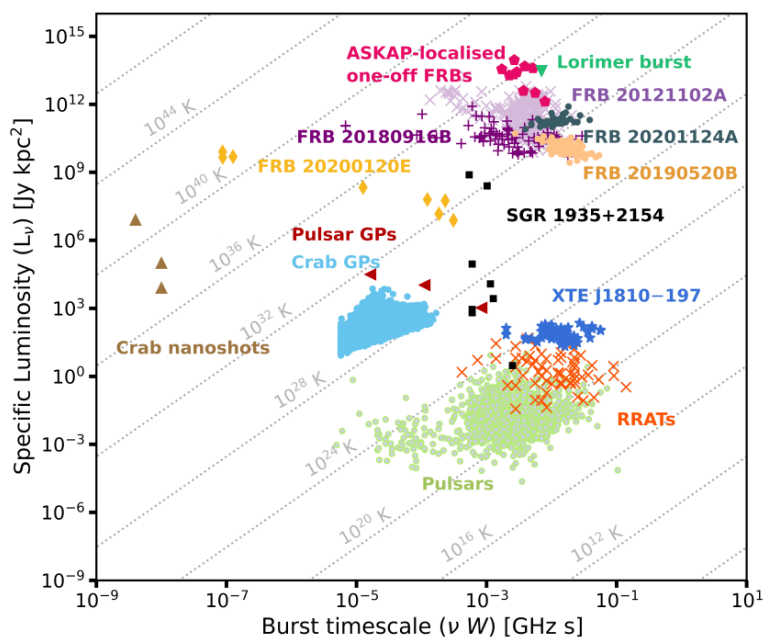
$$I_\nu = \frac{2\nu^2 k T_B}{c^2} \quad (2.4)$$

Onde I_ν é a intensidade específica da fonte, ν a frequência da radiação, k a constante de Boltzman e T_B sua temperatura de brilho, medida em kelvins.

Informações de temperatura de brilho (linhas diagonais tracejadas) para diversos FRBs, bem como pulsares, transientes rotativos de rádio, *soft gamma repeaters* entre outras fontes, podem ser visualizadas na Figura 2.14.

⁶Em inglês, Synchrotron. O termo em inglês é comumente utilizado em textos no português

Figura 2.14 - Luminosidade em função da duração dos eventos para radio-emissores coerentes de curta duração.



Fonte: Bailes (2022).

Fontes com valores muito altos de temperatura de brilho, tipicamente $T_B \gg 10^{12} K$ exigem que um processo de amplificação da intensidade da radiação emitida esteja presente, uma vez que tais temperaturas não condizem com objetos astrofísicos conhecidos. Para tal amplificação, a radiação precisa ser coerente.

Quando a radiação emitida por um conjunto de partículas não se propaga em fase e possui direções não padronizadas de polarização, dizemos que esta é uma radiação incoerente, ou seja, não existe coerência entre as ondas emitidas em uma mesma fonte, esse tipo de radiação decresce rapidamente de intensidade de acordo com a distância à fonte emissora, e não é capaz de entregar intensidades altas o suficientes para medidas de temperatura de brilho da ordem de $10^{35} K$ como é o caso de pulsares e FRBs. Este tipo de radiação, cujas partículas (tipicamente elétrons) não estão forçados a se comportarem da mesma forma, pela presença de um alto campo magnético por exemplo, pode ser observada na radiação proveniente de estrelas isoladas.

Por outro lado, em fontes como pulsares e magnetares, intensos campos magnéticos conduzem os elétrons a se comportarem de forma muito similar, emitindo radiação da

mesma forma. Esta radiação emitida em fase por um conjunto de partículas é capaz de interferir em si mesma, e quando essa interferência é construtiva, há o efeito de amplificação da intensidade e conseqüentemente, temperatura de brilho, da radiação, permitindo altos que altos valores de intensidade sejam observados a distâncias extragalácticas. Assim como os pulsares, FRBs também possuem temperaturas de brilho da ordem de $10^{35} K$ (PETROFF et al., 2015), e outros modelos sugerem valores ainda maiores (POPOV; POSTNOV, 2013), exigindo assim a coerência da radiação (THORNTON et al., 2013).

A reconexão de linhas magnéticas é um, dentre outros vários processos, capaz de gerar coerência na radiação emitida. Este processo ocorre na vizinhança de objetos compactos altamente magnetizados, por conta de perturbações na dinâmica do plasma que os cerca ou interações entre dois objetos dessa natureza, e será discutido novamente no Capítulo 4, onde discutiremos também a origem de FRBs com foco nessa classe de estrelas. Mais detalhes sobre a diversidade de modelos presentes na literatura e suas respectivas referências podem ser obtidos no review de Platts et al. (2019).

3 FRBS E OBJETOS COMPACTOS

3.1 Cenário atual

Apesar de observações já confirmadas de um FRB gerado a partir de um magnetar na nossa própria galáxia (ANDERSEN et al., 2020), a questão da origem dos FRBs ainda não é bem compreendida. Como já discutido no capítulo anterior, as duas classes do evento e as variações das propriedades observacionais da população até então catalogada não permitem, ainda, que um modelo capaz de ajustar tantos dados seja estabelecido. Fica então a questão: FRBs podem ser gerados a partir de outros objetos ou condições astrofísicas que não uma estrela de nêutrons altamente magnetizada? Trabalhos como o de Safarzadeh et al. (2020) apontam que esses eventos podem ser originados em outros cenários que não exijam, necessariamente, a presença de magnetares.

As diversas tentativas de modelagem capaz de descrever as mais variadas propriedades dos FRBs apontam para uma coisa: objetos compactos formados após os últimos estágios evolutivos das estrelas, como anãs brancas, buracos negros e estrelas de nêutrons são os principais candidatos para progenitor do fenômeno (PLATTS et al., 2019). Este consenso da comunidade é justificado pelo fato de que tais objetos criam em suas vizinhanças condições físicas extremas capazes de dar origem a mecanismos radiativos intensos e de curta duração, por exemplo, a emissão de pulsares de estrelas de nêutrons (BECKER et al., 2009).

Modelos considerando estrelas de nêutrons isoladas ou processos de fusão de estrelas de nêutrons preveem emissão de FRBs a partir de variações do fluxo de campo magnético no processo de fusão (DOKUCHAEV; EROSHENKO, 2017), também no processo de fusão, um modelo prevê a emissão a partir de reconexões de linhas de campo magnético à medida que as estrelas se aproximam (CHAMPION et al., 2016) e, uma hipótese de fusão alternativa, envolve uma estrela de nêutrons com uma estrela anã branca. À medida que a anã branca adentra no lobo de Roche do sistema (HILDITCH, 2001), matéria de sua superfície é acretada sobre a estrela de nêutrons, aprisionando linhas de campo magnético e dando origem a reconexões capazes de emitir múltiplos FRBs (GU et al., 2016). Vários outros modelos são apresentadas no review de Platts et al. (2019). Tendo em vista que, objetos compactos são ótimos candidatos para a origem do fenômeno estudado, buscaremos analisar um cenário envolvendo estrelas anãs brancas com condições específicas que as tornam quase tão magnetizadas quanto as estrelas de nêutrons.

3.2 Estrelas anãs brancas

Estrelas anãs brancas (LIEBERT, 1980) são os remanescentes estelares da evolução de estrelas de baixa e média massa $M \lesssim (6 - 8)M_{\odot}$. Esses corpos possuem uma notável densidade resultante do colapso gravitacional após o esgotamento da queima nuclear de combustível (CARROLL; OSTLIE, 2017). As anãs brancas se destacam como laboratórios naturais para a investigação de fenômenos extremos da física. Na Tabela 3.1 são apresentadas algumas propriedades físicas. $\langle M \rangle$ representa a massa média das distribuições atuais de anãs brancas, ρ suas densidades de massa, R_{\star} os raios típicos dessas estrelas e B_s o intervalo de valores de campos magnéticos superficiais. Essas propriedades físicas extremas desafiam a compreensão clássica da matéria e oferecem perspectivas novas sobre física nuclear, física de plasmas e dinâmicas gravitacional em objetos compactos. Uma compreensão detalhada das características das estrelas anãs brancas contribui não apenas para a ampliação do conhecimento na astrofísica, mas também nos leva a uma melhor entendimento da evolução a longo prazo do universo.

Tabela 3.1 - Propriedades físicas das estrelas anãs brancas.

$\langle M \rangle$	$0.587 M_{\odot}$	(BERGERON et al., 2019)
ρ	$10^6 - 10^9 \text{ g cm}^{-3}$	(SHAPIRO; TEUKOLSKY, 2008)
R_{\star}	$\sim 10^8 \text{ cm}$	(SHAPIRO; TEUKOLSKY, 2008)
B_s	$10^3 - 10^9 \text{ G}$	(FERRARIO et al., 2015)

A princípio, uma estrela de massa baixa ou intermediária deve tornar-se uma anã branca após completar seu processo evolutivo, não considerando efeitos significativos de perda de massa (KIPPENHAHN et al., 1990). Este denso objeto, suportado pela pressão de degenerescência de seus elétrons, não possui fonte interna de energia, como por exemplo, estrelas na sequência principal realizando fusão nuclear de H em He. Desta forma, sua tendência é esfriar enquanto emite radiação; este processo de resfriamento tende a durar muitos bilhões de anos, até que a estrela entre em equilíbrio térmico com sua vizinhança tornando-se uma anã negra.

Uma anã branca pode conter em sua composição os elementos químicos He, C, O, Ne e Mg, a depender da sua massa inicial, e, em geral, uma atmosfera de hidrogênio é encontrada ao seu redor, devido ao remanescente do envelope da estrela progenitora. Estrelas como essa mantêm seu equilíbrio devido à pressão de degene-

rescência da matéria altamente compacta e este fato implica em um limite de massa para o qual a energia interna da matéria degenerada equilibra a energia gravitacional da estrela. Na década de 1930, os trabalhos de Subrahmanyan Chandrasekhar estabeleceram um valor limite para a massa de uma estrela anã branca em equilíbrio: $M = (5.836/\mu_e^2) M_\odot \approx 1.44 M_\odot$ (CHANDRASEKHAR, 1931). Este resultado aproximado é conhecido como o limite de Chandrasekhar, pequenas variações dele podem ser encontradas tendo em vista que o valor de massa máxima está diretamente relacionado com a composição do interior estelar, que ainda segue como objeto de estudo recente da astrofísica. O trabalho de Evangelista (2018) apresenta uma dedução didática do limite de Chandrasekhar e as relações entre a composição da estrela e o resultado final de sua massa limite. No Apêndice B, uma dedução aproximada é também apresentada, utilizando apenas as ordens de grandeza das quantidades físicas envolvidas no problema.

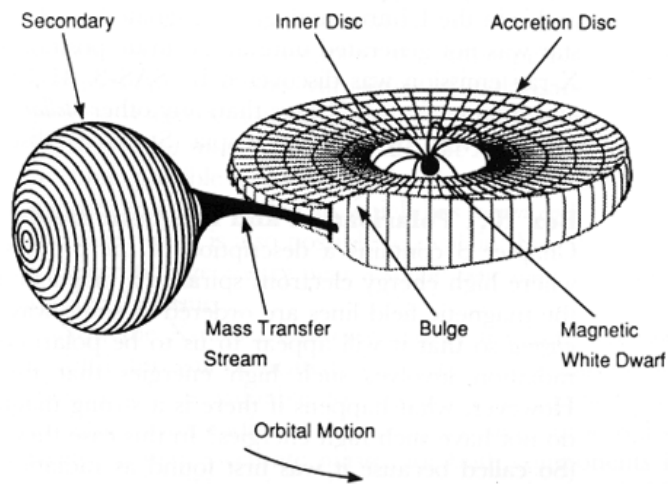
A distribuição de massas atual para estrelas dessa classe compreende o intervalo de $0.2M_\odot \lesssim M \lesssim 1.3M_\odot$, com um pico em torno de $M \sim 0.6M_\odot$ (TREMBLAY et al., 2016). Até então, nenhuma anã branca foi observada com massa superior ao limite derivado por S. Chandrasekhar em 1930, apesar de algumas observações recentes estimarem massas bem próximas a ele (CAIAZZO et al., 2021; TANG et al., 2014) bem como modelagens teóricas que apontam a possibilidade dessas estrelas ultrapassarem o limite (SUBRAMANIAN; MUKHOPADHYAY, 2015; OTONIEL et al., 2019) porém, nenhuma confirmação observacional desses casos existe até o momento.

Existem também os casos de anãs brancas em sistemas binários, onde, a depender das condições orbitais e configurações de campo magnético da anã branca, pode haver transferência de matéria da estrela companheira para a sua superfície (HELLIER, 2001). Neste caso, o gás que é acretaado tende a formar um disco ao redor da estrela, e atinge altas temperaturas devido à sua própria viscosidade, emitindo radiação via processos térmicos (FRANK et al., 2002).

A Figura 3.1 ilustra um sistema binário contendo uma anã branca e uma estrela gigante companheira cedendo massa ao disco de acreção da anã. O processo de acreção pode em certas ocasiões acumular hidrogênio da estrela secundária na superfície da anã branca que, ao atingir condições críticas de temperatura e pressão, entra em processo de fusão na própria superfície da estrela. O que observamos a partir disso, é um aumento abrupto de brilho em curtas escalas de tempo, chamado de explosão Nova. Sucessivos eventos de Novas ocorrendo em uma anã branca vão, com o passar

do tempo, acumulando elementos mais pesados em sua superfície e aumentando sua massa.

Figura 3.1 - Ilustração de um sistema binário contendo uma estrela anã branca e seu disco de acreção.



Fonte: NASA (2024).

Ao alcançarmos o estágio em que a estrela aproxima-se de seu limite de $1.4M_{\odot}$ com o acúmulo sucessivo de massa de sua companheira, uma explosão ocorre devido à fusão do *C* e *O* que compõe a estrela. Tal explosão acontece em poucos segundos e produz uma onda de choque com velocidades da ordem de 10^4 km/s, este evento é conhecido por Supernova do Tipo 1a (SN Ia). Uma vez que as supernovas tipo Ia ocorrem próximas ao limite de Chandrasekhar, temos uma boa estimativa da massa da anã branca no momento de sua explosão e com isso, o pico de luminosidade nas curvas de luz dessas supernovas é muito bem definido (BRANCH; TAMMANN, 1992). Eventos dessa natureza podem ser utilizados como vela padrão no universo, uma vez que, observando suas curvas de luz, podemos estimar sua distância (RIESS et al., 1998). Como sugestão, Jacoby et al. (1992) apresentam uma boa revisão de métodos usados para estimar distâncias no universo em grandes escalas, em que supernovas do tipo Ia também estão inclusas.

3.2.1 Anãs brancas como potenciais progenitores

Em 2013, Kazumi Kashiyama e colaboradores propuseram uma análise do fenômeno de FRBs tendo como foco central a hipótese de que eles podem ser produzidos durante ou após a fusão de duas estrelas anãs brancas, que resultaria na formação de uma anã branca massiva e altamente magnetizada como produto final (KASHIYAMA et al., 2013). Nesse cenário teórico, os autores admitem que a reconexão de linhas magnéticas e a convecção desempenham papéis cruciais durante a fase de fusão, permitindo que o sistema acelere elétrons em regiões de dimensões reduzidas. Isso, por sua vez, levaria a emissões coerentes de ondas de rádio a partir da região polar da anã branca resultante do processo.

Uma das questões levantadas pelos autores é a relação entre as explosões de supernova do tipo Ia (SNIa) e o processo de fusão de anãs brancas (TOONEN et al., 2012). Tais explosões podem ser uma contrapartida do mesmo processo de fusão em diferentes faixas de frequência do espectro eletromagnético. Para testar esse modelo, os autores propõem a combinação de levantamentos de supernovas com a identificação precisa de fontes de FRBs no céu, visando uma correlação entre os dois eventos para a validação da hipótese proposta.

Para estimar a energia contida no campo magnético de uma estrela anã branca magnetizada, fruto da fusão de duas anãs brancas comuns, foi suposto que sua velocidade de rotação seja tão alta quanto o limite de quebra de sua estrutura.

$$v \approx \sqrt{\frac{GM}{r}} \sim 5.7 \times 10^8 r_{8.7}^{-\frac{1}{2}} \text{ cm s}^{-1} \quad (3.1)$$

Na Equação 3.1, a velocidade de rotação v é escrita em termos da constante de gravitação universal G , a massa da estrela M e seu raio r . As demais equações desta seção e também nas equações do Capítulo 4, a notação em índice representa a seguinte razão:

$$Q_x = \frac{Q}{10^x} \quad (3.2)$$

Por exemplo, para uma estrela com raio $r = 3 \times 10^{8.7}$ cm, este valor entraria na Equação 3.1 apenas como 3, devido à parametrização utilizada.

Através de simulações, Kashiyama et al. (2013) obtiveram velocidades de rotação da ordem de 3 a 4 vezes inferiores a esse valor. O valor de massa adotado para a estrela fruto da fusão foi de $M \sim 1.2 M_{\odot}$, dado pela soma de duas massas médias de $0.6 M_{\odot}$

de típicas anãs brancas (KEPLER et al., 2007). Um raio típico de $r = 10^{8.7} \text{ cm}$ correspondente a uma estrela anã branca de $\approx 1 M_{\odot}$ foi utilizado como raio da mesma estrela.

Uma suposição bastante plausível é a de que a estrela gira com rotação diferencial entre camadas após a fusão, potencialmente amplificando campos magnéticos internos e transportando-os até a superfície (JI et al., 2013). Com simulações de fusões, os autores encontraram campos magnéticos típicos de $B \sim 10^7$ a 10^9 G transportados até a superfície da estrela e, no decorrer do trabalho, o valor fiducial de $B = 10^9 \text{ G}$ será utilizado para a intensidade de campo magnético superficial. Portanto, para analisar se esse tipo de objeto compacto teria condições de gerar um FRB, começamos pela energia armazenada nos campos magnéticos, que serão o motor de FRB da anã branca. É importante destacar, porém, que um campo magnético de 10^9 G é considerado um valor extremamente alto para uma anã branca, o que acarreta que o número de objetos com um campo desta intensidade deve ser pouco comum numa amostra qualquer dessa classe de objetos.

$$E_B \approx \frac{B^2}{8\pi} \times \frac{4\pi r^3}{3} \sim 2.1 \times 10^{43} B_9^2 r_{8.7}^3 \text{ erg} \quad (3.3)$$

A Equação 3.3 apresenta a energia total armazenada no campo magnético de uma estrela anã branca, onde, B é a intensidade do campo magnético e r o raio de uma estrela esférica. Assim, uma fração de aproximadamente $5 \times 10^{-3} f B_9^2 r_{8.7}^3$ desta energia já seria suficiente para a energia total tipicamente emitida por FRBs ($\sim 10^{40} \text{ erg}$). O fator f diz respeito ao tamanho do feixe da emissão em rádio.

Para derivar o tamanho de uma região emissora, é suposto que a radiação do evento é emitida a partir de uma perturbação que se propaga por um meio. A partir da Equação 3.4, os tamanhos inferidos para a região de emissão de FRB, levando em conta um pulso de duração $\delta t \sim 10^{-3} \text{ s}$

$$\frac{c\delta t}{(1+z)} \leq \frac{1.5 \times 10^8}{(1+z)} \text{ cm} \quad (3.4)$$

são comparáveis ao raio da anã branca formada após o processo de fusão ($r \sim 10^{8.7} \text{ cm}$), desta forma, a emissão deveria ocorrer em alguma porção da própria estrela. Curiosamente, o tamanho transversal da calota polar, calculado a partir da Equação 3.5:

$$r_{cap} \approx r \sqrt{\frac{r\Omega}{c}} \sim 6.9 \times 10^7 r_{8.7}^{3/2} \Omega_0^{1/2} \text{ cm} \quad (3.5)$$

para uma frequência angular de rompimento de $\Omega_0 \sim 1s^{-1}$ está em uma faixa compatível com a dimensão da região de emissão. E, mais do que isso, o tempo resultante de passagem da luz, calculado a partir da Equação 3.6

$$\frac{r_{cap}}{c} \sim 2.3r_{8.7}^{3/2}\Omega_0^{1/2} ms \quad (3.6)$$

é mais curto do que a dispersão observada, tornando a região polar da estrela fruto do processo de fusão uma boa aproximação para a região de emissão de FRB. Um campo elétrico tão intenso quanto o de pulsares típicos de estrelas de nêutrons poderia ser produzido através de mecanismo de indução unipolar¹ na anã branca (RUDERMAN; SUTHERLAND, 1975), como calculado na Equação 3.7:

$$\Phi_{max} \approx \frac{B\Omega^2 r^3}{2c^2} \sim 2.5 \times 10^{16} B_9 \Omega_0^2 r_{8.7}^3 V \quad (3.7)$$

Nestas condições, partículas poderiam ser aprisionada nos campos magnéticos locais (JI et al., 2013) levando à emissão de radiação de curvatura.

Os autores também derivaram uma expressão para a luminosidade de desaceleração² (L_{WD}) da anã branca formada, e seus valores são inferiores luminosidade à de FRBs observados, $L_{WD} \sim 1.7 \times 10^{38} B_9^2 r_{8.7}^6 \Omega_0^4$, portanto, esse modelo exige que a energia do campo magnético seja transmitida para a região da calota polar por processos como, por exemplo, reconexão magnética. Thompson e Duncan (1995) mostram que este mecanismo costuma se manifestar na presença de objetos astrofísicos de campos magnéticos intensos.

A dissipação em curtas escalas de tempo do campo magnético é utilizada para explicar erupções solares localizadas e consiste no surgimento de campos magnéticos provenientes do interior estelar, ordens de grandeza mais intensos, na superfície. No caso do modelo proposto pelos autores, se os campos magnéticos provenientes do interior da anã branca $B \sim 10^{10}$ G emergem na região superficial da calota polar de volume $V \approx \pi r_{cap}^3 \sim 1.0 \times 10^{24} r_{8.7}^{9/2} \Omega_0^{3/2} cm^3$, o montante correspondente de energia seria $(B_{in}^2/8\pi) \times V_{cap} \sim 4 \times 10^{42} B_{in,10}^2 r_{8.7}^{9/2} \Omega_0^{3/2}$, suficientemente intenso para gerar um FRB. Para tratar da emissão de radiação, os autores examinam um dos mecanismos promissores para a modelagem de FRBs, o modelo de radiação de curvatura coerente (RUDERMAN; SUTHERLAND, 1975; EGOROV; POSTNOV, 2009). Partindo desse processo de emissão, a luminosidade total de um evento de

¹Campo elétrico induzido a partir da dinâmica do campo magnético da estrela.

²Luminosidade proveniente da taxa de perda de energia cinética de rotação da estrela

FRB foi modelada como

$$L_{FRB} \sim 4.0 \times 10^{42} f n_{e,7}^2 \gamma_3^{-1} r_{c,10}^{-1} r_{emi,10}^4 \delta r_{emi,7.8} \text{ ergs}^{-1} \quad (3.8)$$

Nesta equação, f é o fator de feixe da emissão em rádio, n_e a densidade eletrônica da região de emissão, γ o fator de Lorentz dos elétrons acelerados no meio, r_c o raio de curvatura das linhas de campo magnético e r_{emi} a distância da região de emissão à superfície da anã branca formada no processo de fusão. As condições encontradas pelos autores para que, a partir de um modelo de radiação de curvatura, seja possível obter os valores de luminosidade observados para FRBs sa partir de uma anã branca são as seguintes

$$\gamma \gtrsim 10^3 \quad (3.9a)$$

$$r_{emi} \approx r_c \gtrsim 10^{10} \text{ cm} \quad (3.9b)$$

$$n_e \lesssim 10^7 \text{ cm}^{-3} \quad (3.9c)$$

$$(3.9d)$$

Essas condições serão ligeiramente variadas no Capítulo 4, para definir um espaço de parâmetros que possa ser usado para uma proposta de modelo. Entre 2013 e 2024, o autor Kashiyama também explorou uma potencial relação entre FRBs e a ocorrência de supernovas, motivado pela proposta de [Murase et al. \(2016\)](#), que sugere a possibilidade de que FRBs e remanescentes de supernovas impulsionados por pulsares estejam conectados e que a emissão de rádio seja quase constante caso o progenitor esteja associado a uma estrela de nêutrons jovem.

As observações posteriores que mostraram emissões coincidentes de rádio com a posição da FRB121102, apresentadas na Seção 2.2, deram origem ao artigo "Testing the Young Neutron Star Scenario with Persistent Radio Emission Associated with FRB 121102" ([KASHIYAMA; MURASE, 2017](#)). Neste artigo os autores exploram em detalhes a viabilidade da hipótese que associa uma jovem estrela de nêutrons à emissão persistente de rádio associada à FRB121102, buscando definir limites para essa proposição e avaliar a concordância das observações com os resultados esperados a partir do modelo. A investigação detalhada das propriedades das emissões de rádio, bem como a análise das características espectrais, espaciais e temporais, têm um papel central na avaliação da validade da hipótese proposta. O estudo não apenas examina a correspondência entre as observações e o modelo, mas também explora possíveis cenários alternativos que poderiam explicar as características observacionais. O trabalho de [Kashiyama et al. \(2013\)](#) será retomado no Capítulo 4

para a proposição de um cenário que possa ser fisicamente compatível com a emissão de FRBs baseado em estrelas anãs brancas como progenitoras.

3.2.2 Estrelas anãs brancas magnetizadas

As estrelas anãs brancas magnetizadas constituem uma classe especial de anãs brancas caracterizada pela presença de campos magnéticos intensos, tipicamente entre $10^3 - 10^9 G$ (FERRARIO et al., 2015). Esses campos magnéticos intensos têm significativa influência no comportamento e na evolução desses remanescentes estelares, impactando suas propriedades atmosféricas, processos de emissão de radiação e interações quando presentes em sistemas binários.

Compreender a natureza dessa classe de remanescente estelar é fundamental para entender os efeitos dos campos magnéticos na evolução estelar, assim como para obter informações sobre processos de acreção de matéria e emissão de radiação em ambientes onde esses campos estão presentes. Assim, podemos investigar processos radiativos não térmicos e de intensa quantidade de energia em objetos originados a partir de estrelas de baixa massa e mais abundantes, diferentemente das estrelas de nêutrons altamente magnetizadas, mas que em alguns casos apresentam condições compatíveis com essas.

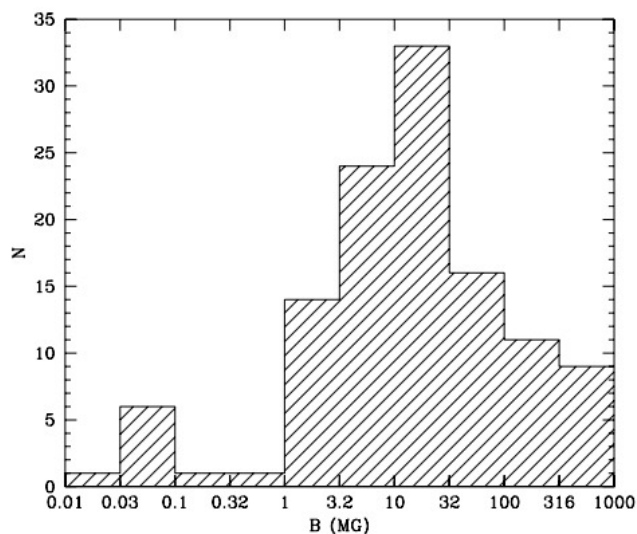
O processo que leva uma anã branca a se tornar magnetizada ainda não é totalmente compreendido e continua sendo um tópico de pesquisa e debate. No entanto, várias hipóteses e cenários foram propostos para explicar a origem dos campos magnéticos, levando à sua classificação como anãs brancas magnéticas. Uma hipótese sugere que os campos magnéticos observados em algumas anãs brancas são remanescentes “fósseis” dos campos presentes nas estrelas progenitoras antes de terminarem seu processo evolutivo como anãs brancas. Esses campos podem ter sido amplificados e preservados durante o processo de evolução estelar, resultando nos campos magnéticos observados em algumas anãs brancas dessa classe (WICKRAMASINGHE; FERRARIO, 2005).

Outro cenário proposto envolve a influência de interações binárias nas propriedades magnéticas das anãs brancas. A evolução e fusões de binárias próximas podem explicar a existência de campos magnéticos elevados em anãs brancas, especialmente no contexto de sistemas binários em interação próxima (BRIGGS et al., 2015).

Alguns pesquisadores exploraram a possibilidade de campos magnéticos gerados por dínamos em anãs brancas, onde processos convectivos ou outros mecanismos dentro

da anã branca poderiam gerar e manter campos magnéticos ao longo do tempo (SCHREIBER et al., 2021). Essas hipóteses fazem parte dos esforços contínuos de pesquisadores para construir modelos mais realistas das atmosferas de anãs brancas que levem em conta a presença de campos magnéticos. Na Figura 3.2 é apresentada uma distribuição de dados de estrelas dessa classe catalogados até o ano de 2003 bem como a intensidade dos campos magnéticos em unidades de $10^6 G$.

Figura 3.2 - Distribuição de anãs brancas magnetizadas.



Dados de Schmidt et al. (2003).

Fonte: Wickramasinghe e Ferrario (2005).

A intensidade dos campos nas estrelas anãs brancas magnetizadas pode ser medida utilizando várias técnicas, que diferem para os casos das anãs brancas isoladas e em sistemas binários. No caso de anãs brancas magnetizadas isoladas, pode-se observar a divisão de linhas espectrais por conta da presença de um campo magnético, chamamos de efeito Zeeman esse fenômeno. Observando essa divisão das linhas, pode-se obter uma medida direta do campo magnético da superfície dessas estrelas a partir da Equação 3.10:

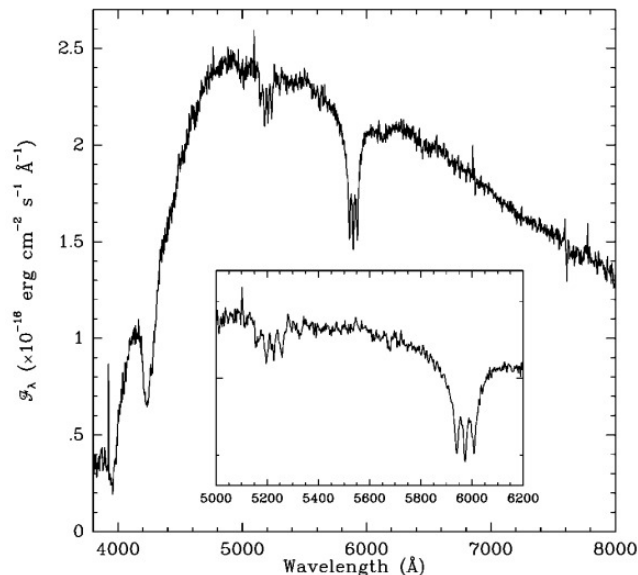
$$\nu = \nu_0 \pm \frac{eB}{4\pi m_e c} \tag{3.10}$$

Nesta equação, ν_0 é a frequência original de uma determinada linha, e é a carga do elétron, B a intensidade do campo magnético, m_e a massa do elétron, c a veloci-

dade da luz e ν é a posição em frequência das linhas em ν_0 replicadas pela presença do campo magnético. A Equação 3.10 é um resultado obtido a partir do desdobramento dos níveis de energia de um átomo imerso em um campo magnético uniforme. O desenvolvimento detalhado do ponto de vista da mecânica quântica pode ser encontrado no complemento D_{VII} do livro de Cohen-Tannoudji et al. (1986).

A figura 3.3, extraída do trabalho de Reid et al. (2001), mostra o efeito Zeeman, em forma de tripleto de linhas, para elementos pesados em uma estrela anã branca. Mais detalhes sobre as linhas de absorção em questão e as propriedades físicas da estrelas podem ser consultados no trabalho referenciado.

Figura 3.3 - Efeito Zeeman observado no espectro de uma estrela anã branca.



Fonte: Reid et al. (2001).

Quando a estrela anã branca está presente em um sistema binário, como ilustrado na Figura 3.1, pode ocorrer acreção de matéria que flui da estrela companheira para a superfície da anã branca. Neste caso, a intensidade do campo magnético pode ser estimada observando uma outra característica espectral.

Ao cair em direção à anã branca, a matéria não segue trajetórias retilíneas; ao contrário, ela espirala ao redor das linhas de campo magnético da anã branca. Essa trajetória espiral ocorre devido ao fato de que as partículas carregadas, movendo-se

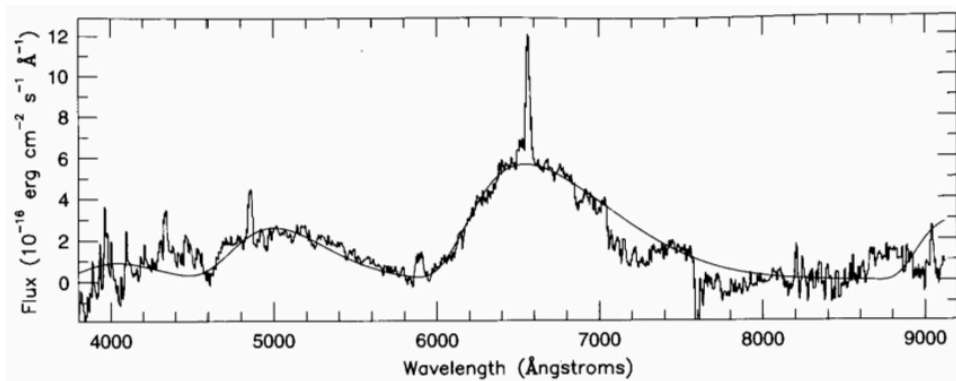
em um campo magnético, sofrerão da ação da força de Lorentz, que introduz na dinâmica da partícula uma componente de movimento circular em torno da linha de campo. A combinação do movimento circular com a velocidade própria da partícula na direção da linha de campo resulta em um movimento helicoidal ao redor da mesma.

O movimento espiral das partículas ao redor das linhas de campo magnético é constantemente sujeito a uma aceleração e, portanto, a partícula emitirá radiação neste processo. Esta emissão é conhecida por radiação *cíclotron*³ e possui uma frequência característica para a emissão, que carrega dependência explícita com o campo magnético presente no meio, como pode ser visto na Equação 3.11.

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e} \text{ rad s}^{-1} \quad (3.11)$$

Na Equação 3.11, e representa a carga do elétron, m_e sua massa e B a intensidade do campo magnético responsável pelo movimento helicoidal. No espectro da anã branca, uma vez subtraída a componente de corpo negro, a radiação cíclotron produz o efeito de corcundas (*cyclotron humps* na literatura) como pode ser visto na Figura 3.4. Ajustando um modelo de emissão cóclotron, pode-se então obter a intensidade do campo magnético da estrela.

Figura 3.4 - Espectro da estrela AM Her RX1313-32.



O espectro mostra o perfil cyclotron de corcundas. A linha sobre o espectro corresponde ao ajuste de um modelo de emissão cyclotron, utilizando um campo de intensidade de 56 MG. Dados de Thomas et al. (1999).

Fonte: Wickramasinghe e Ferrario (2005).

³Equivalente da radiação síncrotron descrita na Seção 4.3.1, porém para o caso não relativístico

Uma vez apresentada a classe das anãs brancas magnetizadas e algumas das técnicas utilizadas na medida de seus campos magnéticos, surge a seguinte questão: estrelas como essas são capazes de gerar condições para a emissão de FRBs? Na próxima seção apresentamos argumentos a favor do uso desse tipo de estrela na modelagem de FRBs.

3.3 A conexão com FRBs

No decorrer deste capítulo foi apresentada uma variedade de modelos para a emissão de FRBs. A partir desta apresentação, fica claro que os objetos compactos se mostram como progenitores promissores para o evento. Observamos que estrelas de nêutrons se ajustam melhor aos modelos de emissão devido a seus intensos campos magnéticos e à classe específica de magnetares mas, também consideramos estrelas anãs brancas altamente magnetizadas como candidatos possíveis de produzir ambientes quase tão extremos quanto os das estrelas de nêutrons.

Motivados pelo trabalho de [Kashiyama et al. \(2013\)](#), buscaremos fazer a conexão entre anãs brancas e FRBs. Os autores demonstraram que este tipo de estrela pode dar origem a FRBs se seus campos magnéticos superficiais alcançarem intensidades suficientemente grandes, da ordem de 10^9 G. Para isso, o cenário proposto foi o de fusão de duas estrelas anãs brancas, quando o objeto formado após o processo poderia criar campos dessa magnitude. De acordo com [Schmidt et al. \(2003\)](#), anãs brancas com campos da ordem de 10^9 G existem, apesar de não serem comuns. Portanto, independente do processo que leva uma anã branca à categoria de anã branca magnetizada, usaremos essa classe de estrela para realizar um estudo da relação entre seus parâmetros físicos e a emissão de FRBs.

Para além do fato de que anãs brancas podem ter campos magnéticos intensos o suficiente, temos a favor do cenário proposto o fato de que elas são muito mais comuns do que as estrelas de nêutrons. Isso acontece devido à função de massa inicial para a formação estelar e os remanescentes do processo de evolução estelar. Estrelas de nêutrons são formadas após os últimos estágios evolutivos de estrelas massivas ($5 - 8 \leq M/M_{\odot} \leq 60$) e, as funções de massa inicial nos mostram que estrelas de baixa massa, que darão origem a anãs brancas após seu caminho evolutivo, são muito mais abundantes do que as de alta massa ([SALPETER, 1955](#); [SCALO, 1986](#)). Trabalhos como o de [Hills \(1978\)](#) mostram que uma estrela anã branca é formada, em média, a cada 3,9 anos em nossa galáxia. Estimativas feitas pelo autor apontam que um valor de até 3,5% da massa da galáxia seja referente a essas estrelas e que elas sejam responsáveis por até um quarto da massa de aglomerados globulares.

No capítulo seguinte, analisaremos a compatibilidade das propriedades físicas das anãs brancas magnetizadas com a emissão de FRBs. Partindo da energia armazenada nos campos magnéticos, exploraremos mecanismos de liberação dessa energia e processos radiativos capazes de dar origem aos valores de luminosidade típicos medidos para FRBs. A partir disso, um espaço de parâmetros será explorado para constituir o esboço de um modelo de emissão.

4 REQUISITOS PARA UM MODELO BASEADO EM ANÃS BRANCAS

Ao analisarmos o cenário necessário para que uma estrela anã branca possa apresentar condições compatíveis com as quantidades físicas observadas nos FRBs, investigamos duas principais frentes. Em uma, estimamos a energia disponível para a emissão da radiação, que neste esboço de modelo, vamos supor que seja proveniente do campo magnético da estrela. Na outra, investigamos os processos radiativos que poderiam gerar a radiação com as propriedades observadas nos FRBs. Porém, antes disso, analisamos o tamanho da região emissora da radiação e a comparamos com um cenário de anã branca magnetizada como progenitora.

4.1 A região de emissão da radiação

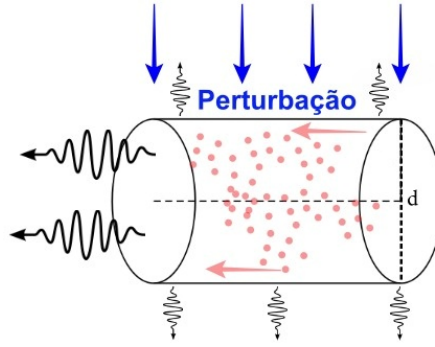
Uma consideração a se fazer sobre a compatibilidade de um determinado cenário ou objeto progenitor para dar origem a um FRB é o tamanho da região emissora limitada pela largura de pulso das observações. Supomos inicialmente que um determinado fluxo de partículas (plasma) está contido em uma região de dimensões cilíndricas no espaço. Para que este jato de partículas venha a emitir radiação de forma intensa, uma perturbação externa deve atuar sobre ele alterando sua dinâmica. Podemos considerar, por exemplo, um jato de plasma encontrando uma região de campo magnético altamente irregular, com linhas torcidas e múltiplas reconexões entre elas.

Na figura 4.1 ilustramos o plasma em vermelho e uma determinada perturbação incidindo sobre ele. As ondas representam a radiação sendo emitida no processo, com intensidade superior em uma direção preferencial e, a distância d corresponde à dimensão linear da região emissora ou, na ilustração, ao diâmetro do cilindro. Supondo que o plasma emitirá a radiação correspondente ao FRB somente durante o tempo em que a perturbação atua sobre ele, podemos estimar o tamanho da região de emissão. Vamos supor agora que tal perturbação se propague na velocidade da luz e passe pelo plasma como ilustra a Figura 4.1. Nesta situação, o tamanho da região correspondente à emissão será dado por:

$$d = \frac{c\delta t}{1+z} \quad (4.1)$$

Onde δt é a largura do pulso (tempo de duração) do FRB observado e o termo $1+z$ aparece como uma correção de efeito Doppler para a expansão do universo. Valores típicos da largura de pulso para FRBs medidos são da ordem de 1 ms (Spitler, L et

Figura 4.1 - Ilustração da região de emissão da radiação correspondente a um FRB.



Fonte: Produção do autor.

al., 2016). Para estimar o valor de d , utilizaremos a média das larguras de pulso de 16 medidas do FRB121102, cujos valores estão descritos em (MICHILLI et al., 2018). A galáxia hospedeira deste FRB foi identificada com precisão e o valor correspondente de redshift é de $z = 0.19$ (TENDULKAR et al., 2017). Neste caso, obtemos, a partir da Equação 4.1, o valor médio de $d = 179 \text{ km}$.

Levando em consideração que uma estrela anã branca possui raio da ordem de $R_{\star} = 10^6 \text{ m}$, o valor correspondente ao comprimento da região de emissão do FRB é compatível com regiões próximas à estrela, ou seja, a região de emissão pode ser considerada como uma região sob influência do intenso campo magnético de uma anã branca magnetizada.

4.2 Campos magnéticos como fonte de energia

Como dito anteriormente, vamos supor que a energia observada em forma de radiação seja proveniente dos campos magnéticos de uma estrela anã branca. Nesta hipótese, faremos inicialmente uma estimativa da energia armazenada em tais campos e, em seguida, uma comparação com os valores observado a partir dos FRBs observados. Em uma análise simplificada, consideramos que a energia magnética armazenada no campo da estrela pode ser escrita na forma:

$$E = \int \frac{B^2}{8\pi} dV \quad (4.2)$$

Integrando a equação acima para um elemento de volume em coordenadas esféricas, obtemos que a energia armazenada no campo de uma anã branca vem dada por

$$E = \frac{B^2}{8\pi} \frac{4\pi r^3}{3} \quad (4.3)$$

Onde r representa a distância a partir do centro da estrela em nosso sistema de coordenadas. Motivados pelas medidas da intensidade de campo de anãs brancas magnetizadas (SCHMIDT et al., 2003), usaremos o valor de $B \sim 10^9 G$ para a intensidade do campo e o valor de $r \sim 10^6 m (\sim 1000 km)$, fazendo a suposição de que a região de interesse para a emissão de radiação se encontra nas proximidades da superfície da estrela. Neste caso, obtemos:

$$E = \frac{(10^9 G)^2}{8\pi} \frac{4\pi (10^8 cm)^3}{3} \quad \longrightarrow \quad E \sim 1.6 \times 10^{42} B_9^2 r_6^3 \text{ erg}. \quad (4.4)$$

Onde, B_9 e r_6 representam os valores específicos, dentro de um intervalo de parâmetros que será estudado posteriormente, para a intensidade do campo magnético em ordens de $10^9 G$ e raio da estrela em ordens de $10^6 m$, respectivamente. Estes valores de energia são compatíveis com os valores estimados para os eventos de FRBs a partir da medida da intensidade das fontes observadas?

Utilizando eventos catalogados até a data de 15 de agosto de 2018 no catálogo *FRBCAT* (PETROFF et al., 2016), um intervalo de energias para diversos FRBs foi estimado em $6.91 \times 10^{39} \text{ erg} < E < 1.94 \times 10^{42} \text{ erg}$ (ZHANG, 2018). Levando em consideração que um cenário de emissão baseado em uma estrela anã branca como progenitora pode ser menos eficiente do que uma estrela de nêutrons progenitora, o limite inferior da estimativa de energias para o evento será tomado como referência para comparação nesta seção, e, na Seção 4.4.3, trataremos de parâmetros que podem variar os valores de energia magnética armazenada e energia total para FRBs.

Neste cenário mais conservador, obtemos que uma fração de $\sim 4.3 \times 10^{-3} B_9^2 r_6^3$ da energia armazenada no campo seria suficiente para gerar a energia estimada de um FRB, possibilitando que as anãs brancas magnetizadas possam ser consideradas como um potencial progenitor de FRB. Uma vez analisada a compatibilidade de energia entre campo e radiação, devemos explorar um possível mecanismo responsável por fazer a conversão dessa energia. A Seção 4.2.1 tratará deste tópico.

4.2.1 Reconexão magnética

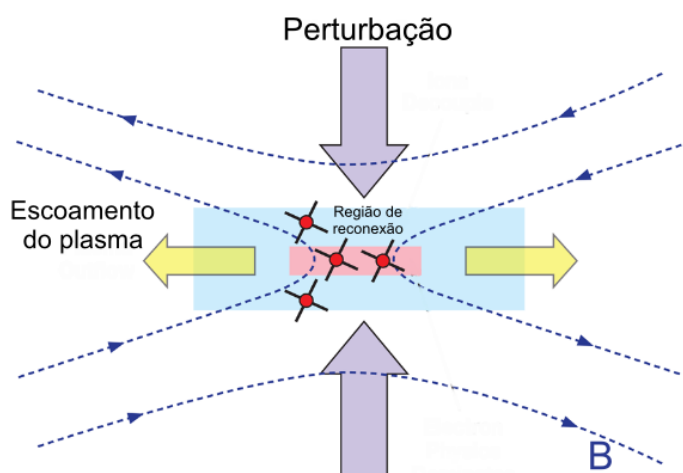
Nas proximidades de objetos compactos, espera-se encontrar condições para a emissão de radiação via processos não-térmicos compatível com as propriedades observadas de FRBs, principalmente devido à presença de intensos campos magnéticos capazes de acelerar partículas carregadas até altas velocidades em intervalos curtos de tempo. A partir das estimativas da seção anterior, sabendo que os campos magnéticos de uma estrela anã branca armazenam grandes quantidades de energia em suas configurações estáveis e, uma vez que este estudo se concentra nesses campos como fonte de energia principal para a emissão de FRBs, somos levados à seguinte pergunta: como a energia é transferida do campo para o plasma nas proximidades da estrela para que este possa emitir a radiação observada?

Um dos processos físicos capaz de realizar essa conversão de energia é a reconexão magnética (YAMADA et al., 2010). Este processo é amplamente utilizado em estudos de física de plasmas aplicado à física solar (FORBES, 1991) e pertence a um enorme campo de estudo conhecido por magneto-hidrodinâmica (MHD) (ROBERTS, 1967). Nos primórdios do desenvolvimento da teoria de MHD (ALFVÉN, 1942), acreditava-se que as linhas de campo magnético que se movem junto a um plasma altamente condutivo permaneciam intactas, sem a possibilidade de se romperem. Desenvolvimentos futuros da teoria (DUNGEY, 1953) demonstraram que, quando linhas de campo magnético de direções opostas se aproximam umas das outras, o gradiente dos campos correspondentes produz regiões com densidades de corrente suficientemente grandes, capazes de permitir rupturas de linhas de campo magnético, levando a uma MHD não linear. A posterior reconexão dessas linhas, leva o campo a uma nova configuração de equilíbrio, de geometria diferente e menor energia magnética. Neste processo de reconexão, a força atuante sobre uma determinada densidade de corrente $\mathbf{j}(\mathbf{r})$, dada por (JACKSON, 2012):

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) d^3r \quad (4.5)$$

resulta na conversão de energia magnética em energia cinética para o plasma que constitui a corrente presente no volume em questão (MOZER; PRITCHETT, 2010). A Figura 4.2 ilustra a reconexão de linhas do campo magnético, decorrente de uma perturbação no plasma que leva à compressão das linhas e, como consequência, o fluxo de plasma acelerado no processo de conversão de energia.

Figura 4.2 - Ilustração do processo de reconexão magnética.



Nesta ilustração, o processo de reconexão é o responsável pela liberação de energia sobre o plasma que permeia o meio.

Fonte: Adaptada de NASA (2024).

Diversos trabalhos fazem uso deste mecanismo de reconexão para explicar a radiação observada em FRBs (LYUTIKOV, 2021; LYUBARSKY, 2020; MAHLMANN et al., 2022). No decorrer deste capítulo, seguiremos com a suposição de que este seja o processo responsável por liberar a energia do campo para que um processo radiativo entre em cena, dando origem à radiação observada.

4.3 Processos de emissão de radiação

Ao interagir com um campo magnético, partículas carregadas em geral vão experimentar processos de emissão de energia em forma de radiação eletromagnética. Consideraremos então dois processos de emissão de radiação devidos à essa interação que são amplamente utilizados na intenção de compreender a emissão de FRBs.

4.3.1 Radiação síncrotron

Nas geometrias curvas de campo magnético intenso presentes em estrelas compactas, como anãs brancas e estrelas de nêutrons, partículas carregadas são aceleradas devido à atuação da força de Lorentz:

$$F = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.6)$$

Radiação síncrotron é a radiação emitida devido à componente da aceleração da partícula perpendicular à linha de campo magnético, como ilustrado na Figura 4.3. Esse tipo de radiação se manifesta em um extenso intervalo de frequências, desde rádio até raios X. Escrevendo a equação de movimento para uma partícula de carga q , imersa num campo magnético de intensidade B e fator de Lorentz γ , teremos:

$$\frac{d}{dt}\gamma m_0 \vec{v} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.7)$$

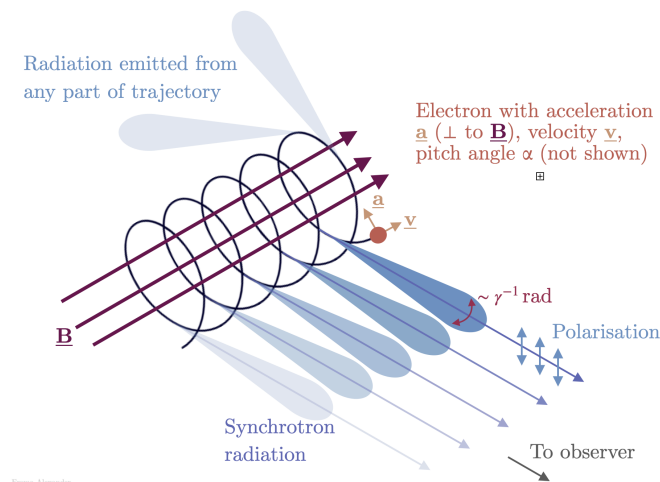
Lembrando que $\gamma = (1 - \vec{v} \cdot \vec{v}/c^2)^{-1/2}$, podemos expandir o lado esquerdo da equação:

$$\frac{d}{dt}\gamma m_0 \vec{v} = m_0 \left(\gamma \frac{d}{dt} \vec{v} + \vec{v} \frac{d}{dt} \gamma \right) = \gamma m_0 \frac{d}{dt} \vec{v} + m_0 \vec{v} \gamma^3 \frac{\vec{a} \cdot \vec{v}}{c^2} \quad (4.8)$$

Inicialmente, levando em consideração somente a componente perpendicular da aceleração da partícula, ou seja, supondo um movimento circular em torno da linha de campo magnético, podemos anular o último termo do lado direito da equação acima ($\vec{a} \cdot \vec{v} = 0$). Desta forma:

$$m_0 \gamma \frac{d}{dt} \vec{v} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.9)$$

Figura 4.3 - Ilustração do processo síncrotron de emissão de radiação.



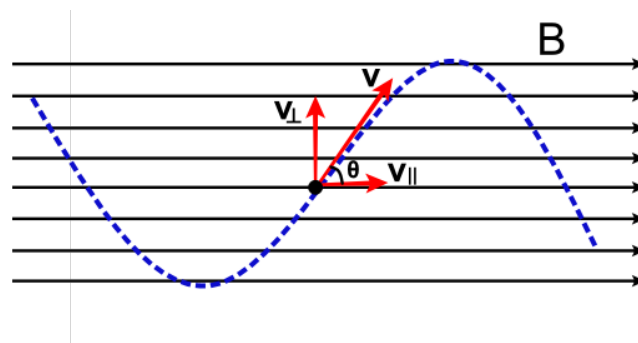
Fonte: Academic Accelerator (2024).

Como ilustrado na Figura 4.4, podemos decompor a velocidade do elétron em duas direções, paralela e perpendicular à direção do campo magnético. Retomando à Equação 4.9 e, observando que $\vec{v}_{\parallel} \times \vec{B} = 0$, podemos escrever:

$$m_0\gamma \frac{d}{dt}\vec{v} = qv_{\perp}B(\hat{i}_{\perp} \times \hat{i}_B) = qvB(\hat{i}_v \times \hat{i}_B) \quad (4.10)$$

Onde, \hat{i}_v e \hat{i}_B são os vetores unitários na direção de \vec{v} e \vec{B} respectivamente. Desta forma, o movimento do elétron é constituído por velocidade constante na direção da linha de campo magnético e um movimento circular de raio r em torno das mesmas linhas. Assim, a combinação das velocidades resulta em um movimento espiral ao redor das linhas de campo, como já ilustrado na Figura 4.3.

Figura 4.4 - Ilustração plana do movimento helicoidal.



componentes paralela e perpendicular da aceleração de um elétron imerso em um campo B .

Fonte: Produção do autor.

O raio r do movimento circular que compõe a trajetória espiral é denominado giro-raio da partícula e, denominamos por *frequência angular ciclotron*, a frequência angular da partícula em sua órbita, representada pela letra ω_g :

$$\omega_g = \frac{v_{\perp}}{r} = \frac{qB}{m_0\gamma} \quad (4.11)$$

A frequência de giro correspondente, ou seja, o número de vezes que a partícula

rotaciona em torno da linha de campo, por segundo, vem dada por

$$\nu_g = \frac{\omega_g}{2\pi} = \frac{qB}{2\pi m_0 \gamma} \quad (4.12)$$

Especialmente no caso não relativístico, $\gamma = 1$ e temos $\nu_g = qB/2\pi m_0$. Para calcularmos a taxa total de energia emitida, fazemos uso da fórmula de Larmor (LARMOR, 1897)

$$P_{em} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} |\vec{a}_0|^2 \quad (4.13)$$

Onde P_{em} representa a potência total emitida e \vec{a}_0 a aceleração do elétron em seu referencial de repouso instantâneo. Utilizando as transformações da aceleração para o referencial de repouso da partícula (MCDONALD, 2019), podemos decompor o vetor aceleração em componentes paralela e perpendicular à direção de movimento da partícula:

$$a'_{\parallel} = \gamma^3 a_{\parallel} \quad (4.14a)$$

$$a'_{\perp} = \gamma^2 a_{\perp} \quad (4.14b)$$

Podemos reescrever a fórmula de Larmor para o caso relativístico:

$$P_{em} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} \gamma^4 (a_{\perp}^2 + \gamma^2 a_{\parallel}^2). \quad (4.15)$$

Como $a_{\parallel} = 0$ e, recuperando da Equação 4.10 que $a_{\perp} = qvB \sin(\theta)/m_0 \gamma$, podemos escrever que:

$$P_{em} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} \gamma^4 \left(\frac{qvB \sin(\theta)}{m_0 \gamma} \right)^2 = \frac{2}{3} \frac{q^4 \gamma^2}{m_0^2 c^3} v^2 B^2 \sin^2(\theta). \quad (4.16)$$

Escreveremos agora a equação acima em termos de quantidades fundamentais relacionadas ao campo e à partícula para uma melhor visualização da relação entre as grandezas envolvidas.

$$P_{em} = \frac{2}{3} \frac{q^4 \gamma^2}{m_0^2 c} \beta^2 B^2 \sin^2(\theta) = \frac{2}{3} r_0^2 \gamma^2 c \beta^2 B^2 \sin^2(\theta) \quad (4.17)$$

E, por fim:

$$P_{em} = 2\gamma^2 c \beta^2 \sigma_T U_B \sin^2(\theta) \quad (4.18)$$

Onde $r_0 = e^2/m_0 c^2$ é o raio clássico do elétron (YOUNG et al., 2008), $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3$ é a seção de choque do espalhamento Thomson e $U_B = B^2/8\pi$ é a densidade de energia do campo magnético. A Equação 4.18 nos dá a potência total emitida por um elé-

tron individual nas condições especificadas. Elétrons relativísticos podem ter longos tempos de vida até perder suas energias ultra-relativísticas via radiação síncrotron. Durante seus tempos de vida eles são espalhados repetidamente por flutuações dos campos magnéticos e por partículas carregadas em seu ambiente e, a distribuição do ângulo que seus vetores velocidade fazem com as linhas de campo magnético (θ) se torna gradativamente isotrópica. A potência síncrotron média $\langle P \rangle$ por elétron em um conjunto de elétrons com o mesmo fator de Lorentz γ e ângulos θ isotropicamente distribuídos é

$$\langle P \rangle = 2\gamma^2 c \beta^2 \sigma_T U_B \langle \sin^2(\theta) \rangle \quad (4.19)$$

Calculamos a média sobre os ângulos da seguinte forma:

$$\langle \sin^2(\theta) \rangle = \frac{\int \sin^2(\theta) d\Omega}{\int d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \int \sin^2(\theta) d\Omega = \frac{1}{4\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \sin^2(\theta) \sin(\theta) d\theta d\phi = \frac{2}{3} \quad (4.20)$$

Com isso, podemos reescrever a potência síncrotron média por elétron relativístico para uma distribuição isotrópica de ângulos como:

$$\langle P \rangle = \frac{4}{3} \gamma^2 c \beta^2 \sigma_T U_B \quad (4.21)$$

Observamos que, no caso da radiação síncrotron, a potência média de emissão de um elétron segue a relação $P_{sinc} \propto \gamma^2$. Para um conjunto de elétrons com energias descritas por uma distribuição de lei de potências do tipo

$$n(\gamma) d\gamma = n_0 \gamma^{-p} d\gamma \quad (4.22)$$

Onde n representa o número de elétrons com energia γ e $p \sim 2 - 3$ para a radiação síncrotron, o espectro resultante da emissão pode ser calculado a partir da expressão:

$$j_\nu = \int_1^\infty \langle P \rangle n(\gamma) d\gamma \quad (4.23)$$

A integral acima pode ser resolvida a partir de aproximações (RIEGER, 2023), resultando em uma expressão do tipo:

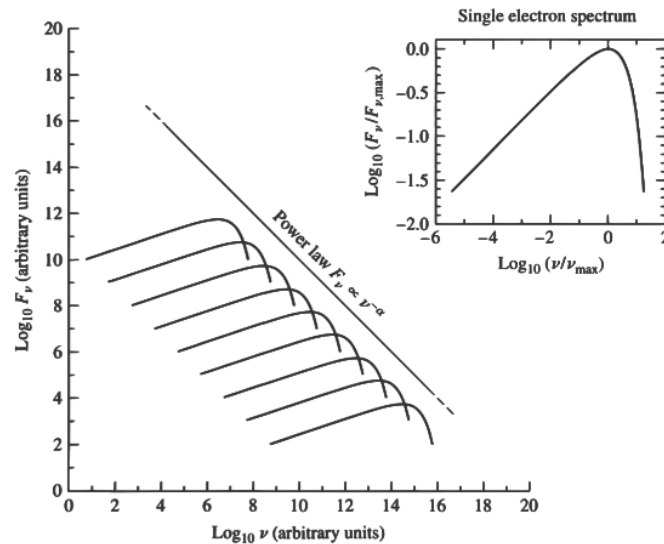
$$j_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (4.24)$$

Onde α é o índice espectral, e se relaciona com a distribuição de energia dos elétrons por

$$\alpha = \frac{p-1}{2} \quad (4.25)$$

A contribuição somada de elétrons individuais gera um espectro como o da Figura 4.5.

Figura 4.5 - Espectro simulado da emissão síncrotron.



Fonte: Carroll e Ostlie (2017).

4.3.2 Radiação de curvatura

No caso da radiação síncrotron, concentramos nossa atenção no movimento circular de um elétron ao redor de uma linha de campo magnético. Concentraremos agora em uma variante da radiação síncrotron, explorando o caso em que o elétron se move ao longo da linha de campo. Supomos que o ângulo θ que a velocidade da partícula faz com a direção da linha de campo seja muito pequeno e que a radiação emitida pelo elétron seja predominantemente originada pelo seu movimento acelerado na direção do campo, e não pelo seu giro ao redor dele.

Sabemos que, no movimento circular, a aceleração vem dada por $a = v_{\perp}^2/r$. Aqui, r é o giro-raio da partícula apresentado na Equação 4.11, que no caso $v \rightarrow c$, pode ser aproximado por¹.

$$r \simeq \frac{\gamma m_0 c^2 \sin(\theta)}{qB} \quad (4.26)$$

¹Na Equação 4.11 o raio não apresenta o termo “c” como apresentado nesta seção. Este termo aparece aqui por conta do sistema CGS utilizado

Uma linha curva de campo magnético pode ser caracterizada por um raio de curvatura ρ em qualquer ponto de sua extensão. Podemos imaginar que um segmento da linha de campo que contém o elétron radiante é parte de um grande círculo de raio ρ . Tomando como exemplo o campo magnético de uma estrela de nêutrons, o raio de curvatura típico é comparável ao raio da própria estrela ($10^4 m$). A medida que o elétron se move ao longo da linha de campo, estará em um caminho circular, ao menos momentaneamente. Portanto, as expressões obtidas para o caso da radiação síncrotron são igualmente válidas. Podemos então utilizar a expressão da aceleração para encontrar uma relação entre ρ e θ :

$$a = \frac{v_{\perp}^2}{r} = \frac{v^2}{\rho} \longrightarrow \rho = \frac{v^2}{v_{\perp}^2} r \quad (4.27)$$

Sendo $v_{\perp} = v \sin(\theta)$, fazemos uso da Equação 4.26 para obter:

$$\rho = \frac{\gamma m_0 c^2}{e B \sin(\theta)} \longrightarrow B = \frac{\gamma m_0 c^2}{e \rho \sin(\theta)} \quad (4.28)$$

Se retomarmos a expressão para a potência média obtida no caso síncrotron 4.17, podemos aplicar os resultados da Equação 4.28 para obter a potência no caso particular da radiação de curvatura:

$$P_{curv} = \frac{2}{3} \frac{e^4 \gamma^2}{m_0^2 c^3} \beta^2 \sin^2(\theta) \left(\frac{\gamma m_0 c^2}{e \rho \sin(\theta)} \right)^2 \longrightarrow P_{curv} = \frac{2}{3} \frac{e^2 c \beta^2}{\rho^2} \gamma^4 \quad (4.29)$$

Com o resultado obtido acima, observamos a diferença entre a potência obtida para o caso síncrotron, na Equação 4.21 e o caso particular da radiação de curvatura:

$$P_{sinc} \propto \gamma^2 \quad P_{curv} \propto \gamma^4 \quad (4.30)$$

Evidenciando que, para campos muito curvados², conjuntos de elétrons com fator de Lorentz γ podem emitir muito mais energia por unidade de tempo se as condições físicas do ambiente privilegiarem seus movimentos ao longo das linhas de campo magnético, ao invés do movimento circular ao redor delas. Em geral, combinações dos dois movimentos estarão presentes, num fenômeno denominado, na literatura, como *synchro-curvature* (KELNER et al., 2015).

Diversos modelos para FRBs fazem o uso da radiação de curvatura como processo radiativo dominante (KASHIYAMA et al., 2013; KUMAR et al., 2017; GHISELLINI; LOCATELLI, 2018; CUI et al., 2023). Baseados nisso, nossa exploração de um ce-

² ρ suficientemente pequeno.

nário para a proposta de um modelo construído neste capítulo assumirá também que a radiação de curvatura seja o mecanismo radiativo através do qual a energia liberada do campo a partir de reconexões se manifeste na forma da radiação observada em FRBs. Maiores detalhes sobre o desenvolvimento das expressões para os dois casos de radiação descritos nessa seção podem ser encontrados em livros texto (BRADT, 2008; RYBICKI; LIGHTMAN, 1979) e notas de aulas (MCDONALD, 2019; RIEGER, 2023; SMOOT, 2001)

4.4 O cenário para um modelo baseado em anãs brancas

Para construir um cenário com condições fisicamente aceitáveis que possa posteriormente dar origem a um modelo para a emissão de FRBs a partir de anãs brancas magnetizadas, o modelo de Kashiyama et al. (2013) será utilizado como base. A partir dele, equações de luminosidades para o objeto progenitor e para o evento de FRB serão exploradas com o objetivo de verificar a viabilidade da proposta. No artigo citado, os autores trabalham com a ideia de duas anãs brancas em processo de fusão dando origem às condições físicas para a emissão. O cenário proposto neste trabalho propõe uma anã branca isolada e sua interação com o meio que a circunda, não se concentrando no processo de fusão.

Nas seções anteriores foram apresentados separadamente diversos requisitos para a construção de um modelo físico para FRBs. Em primeiro lugar, analisamos o tamanho da região emissora da radiação, restrita pela duração dos pulsos observados, para garantir que um progenitor de origem estelar é compatível. Em seguida, motivados pela ideia de que a energia necessária para gerar a luminosidade de um FRB seja proveniente do campo magnético de uma anã branca, calculamos a energia armazenada nos campos de casos específicos de estrelas dessa classe e concluímos que seu valor é compatível com os intervalos de energias já medidos para FRBs. Uma breve seção sobre o mecanismo de reconexão magnética, que foi adotado nesse texto como o responsável por liberar a energia do campo foi apresentada, seguida da construção de dois processos radiativos amplamente presentes nos modelos para o evento.

Vamos agora apresentar um cenário físico compatível com a emissão de FRBs, como a emissão poderia ser gerada nesse cenário e por fim, um estudo dos parâmetros modelados por Kashiyama et al. (2013), comparando-os com as suposições que serão feitas no decorrer da seção.

4.4.1 Critérios de compatibilidade

Diversos modelos que tratam da emissão de FRBs nas proximidades de objetos compactos concluem que tais explosões podem ser geradas não na superfície da estrela, mas em regiões ao seu redor onde, por conta da interação do extremo fluxo de partículas proveniente da estrela com o meio interestelar circundante, há um acúmulo de plasma, formando uma região nebulosa. Quando produzidas ao redor de pulsares, essas regiões são conhecidas como “*pulsar wind nebulae*” (PWN) (SLANE, 2017). Devido à interação da nebulosa com o campo magnético da estrela, as partículas que a compõem viajam pelas linhas de campo a velocidades relativísticas, dando origem à emissão de radiação que compreende frequências de radio até raios gama (KOTHES, 2017).

Além da interação das partículas da região nebulosa com o campo magnético da estrela, essa região pode armazenar outra forma de energia proveniente da estrela. Objetos compactos como estrelas de nêutrons e anãs brancas têm curtos períodos de rotação e, aparentemente, a energia por elas emitida permanece constante. Mas, em grandes escalas de tempo, parte dessa energia de rotação é perdida na forma de luminosidade, devido à interação da estrela com objetos próximos, erupções violentas ou, como no caso dos pulsares, ao desalinhamento do eixo de rotação da estrela com o eixo de simetria de seu campo magnético, a esta chamamos Luminosidade de desaceleração (*spin down luminosity*) (CONDON; RANSOM, 2016). Esta luminosidade, em geral, é emitida em baixas frequências, como demonstrado no capítulo 6 de Condon e Ransom (2016), impossibilitando sua detecção. Mas, ao interagir com a nebulosa circundante, ela fica armazenada nas partículas que a compõem, podendo eventualmente ser emitida em um processo transiente.

Faremos a estimativa de valores dessa luminosidade de desaceleração (L_{WD})³ para verificar se ela pode ser considerada como uma contribuição significativa na luminosidade total de um FRB. A luminosidade de desaceleração de uma estrela anã branca pode ser calculada por (KASHIYAMA et al., 2013):

$$L_{WD} \sim 1.7 \times 10^{38} B_9^2 r_{8.7}^6 \Omega_0^4 \text{ ergs}^{-1} \quad (4.31)$$

Onde novamente voltamos a usar a notação apresentada na Equação 3.2. Na Equação

³Para manter a coerência com o texto que embasa esse estudo, usarei L_{WD} para representar a luminosidade de desaceleração. Este valor não diz respeito à luminosidade intrínseca da estrela, modelada como um corpo negro de tipicamente $T \sim 10^5 K$, e que não será abordada nos cálculos do capítulo.

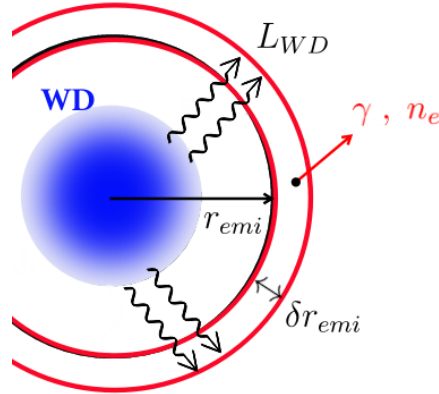
4.31, r é o raio da anã branca e Ω_0 é a frequência angular limite para a estrela, já apresentada na Seção 3.2.1. Manteremos fixos os valores de $r = 10^{8.7} \text{cm} \rightarrow r_{8.7} = 1$ e $\Omega_0 = 1 \text{s}^{-1}$, motivados pelos padrões da literatura e pelo fato de que a estrutura degenerada dessa classe de estrela (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 2008) restringe fortemente esses parâmetros.

Também no trabalho de Kashiya et al. (2013), uma função para a luminosidade de FRBs, com parâmetros físicos relativos à nebulosa onde a emissão poderia ocorrer, foi desenvolvida. Ela será utilizada para a comparação entre L_{WD} e L_{FRB} .

$$L_{FRB} \sim 4.0 \times 10^{42} f n_{e,7}^2 \gamma_3^{-1} r_{c,10}^{-1} r_{emi,10}^4 \delta r_{emi,7.8} \quad \text{ergs}^{-1} \quad (4.32)$$

Abaixo, uma ilustração simplificada do cenário físico que estamos trabalhando é apresentada. Os parâmetros físicos contidos na Equação 4.32 já foram listados na Seção 3.2.1 e aparecem somente ilustrados na Figura 4.6.

Figura 4.6 - Ilustração do cenário teorizado no decorrer da seção.



Conforme ilustrado, L_{WD} fica retida na nebulosa representada em vermelho.

Fonte: Produção do autor.

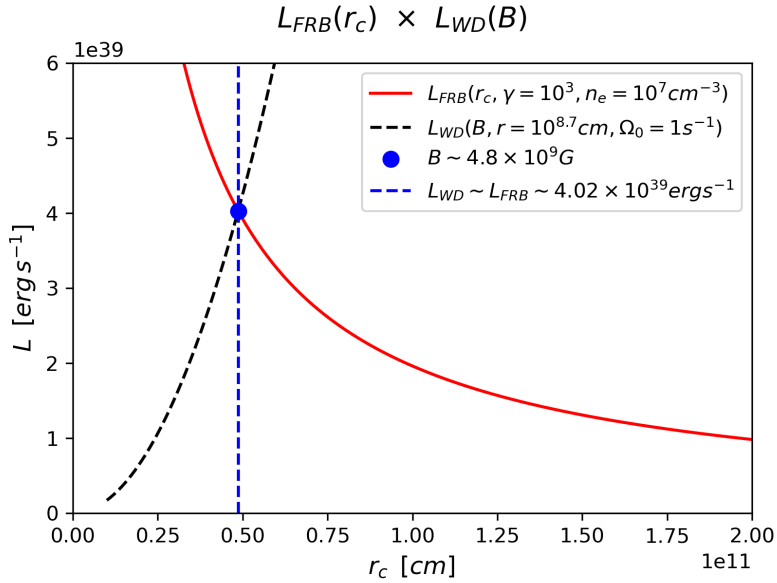
Embora a luminosidade de um FRB não deva ser proveniente da luminosidade de desaceleração de sua estrela progenitora, buscamos restringir limites para alguns dos parâmetros físicos para compará-las. Dessa forma, obteremos a partir de tais restrições, valores para L_{WD} que posteriormente serão utilizados como parte da luminosidade total do FRB gerado na nebulosa.

A função L_{FRB} foi plotada como $L_{FRB}(r_c)^4$, ou seja, estamos variando as luminosidades de FRBs em função do raio de curvatura do campo que os gerariam. A função L_{WD} foi plotada como $L_{WD}(B)$, ou seja, mantivemos fixos os valores de $r_{8.6} = 1$ e $\Omega_0 = 1s^{-1}$. $r_{emi,10}$, $\delta r_{emi,7.8}$ foram mantidos fixos como 1 e o fator de emissão do feixe (f) foi calculado a partir de

$$f = 4.9 \times 10^{-3} r_{8.7} \Omega_0 \quad (4.33)$$

Apresentamos a seguir os gráficos estimando as luminosidades obtidas em função dos parâmetros físicos definidos γ, n_e , e o efeito no raio de curvatura do sistema emissora r_c .

Figura 4.7 - Comparação das luminosidades para $\gamma = 10^3$ e $n_e = 10^7 cm^{-3}$.

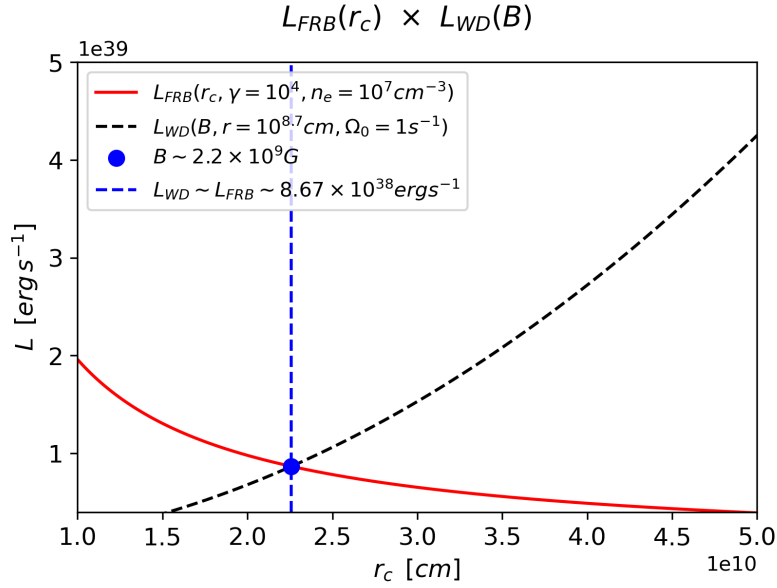


O ponto azul traz o valor correspondente de B na função L_{WD} .

Fonte: Produção do autor.

⁴ r_c , como mencionado na Seção 3.2.1 é o raio de curvatura do campo magnético da estrela. Este não foi ilustrado na Figura 4.6. Na Seção 4.3.2 ele é nomeado por ρ , por questões de padrão literário.

Figura 4.8 - Comparação das luminosidades para $\gamma = 10^4$ e $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$.



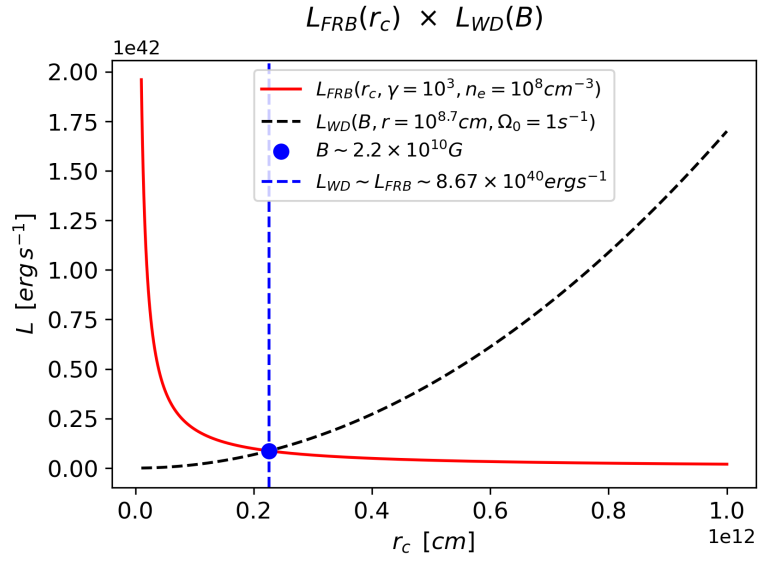
O ponto azul traz o valor correspondente de B na função L_{WD} .

Fonte: Produção do autor.

Nas Figuras 4.7 e 4.8, utilizamos $n_{e,7} = 1$. Este valor é o tomado como padrão e foi derivado por Kashiyama et al. (2013) em seu modelo, além de ser um valor típico encontrado na literatura. Variamos apenas uma ordem de grandeza em γ para observar o comportamento das curvas para emissões em rádio e verificamos que $10^3 \lesssim \gamma \lesssim 10^4$ funcionam bem para nossa proposta e são valores comuns encontrados na literatura. É importante observar que valores de $B \sim 10^9$ foram obtidos como resultado na coincidência das curvas das duas figuras. Esses valores estão dentro do esperado para anãs brancas magnetizadas, discutidas na Seção 3.2.2. Ou seja, valores fisicamente plausíveis de B aproximam as curvas de luminosidade estudadas. Deixaremos para o final da seção os comentários sobre os valores de luminosidade correspondente à coincidência das curvas.

A seguir, mais dois gráficos serão apresentados. Neles, nossa análise se concentra no caso de $n_{e,7} = 10 \rightarrow n_e = 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Variar em uma ordem de grandeza a densidade eletrônica da região nebulosa é fisicamente plausível (KASHIYAMA et al., 2013) e nos trará condições diferentes para as luminosidades se igualarem.

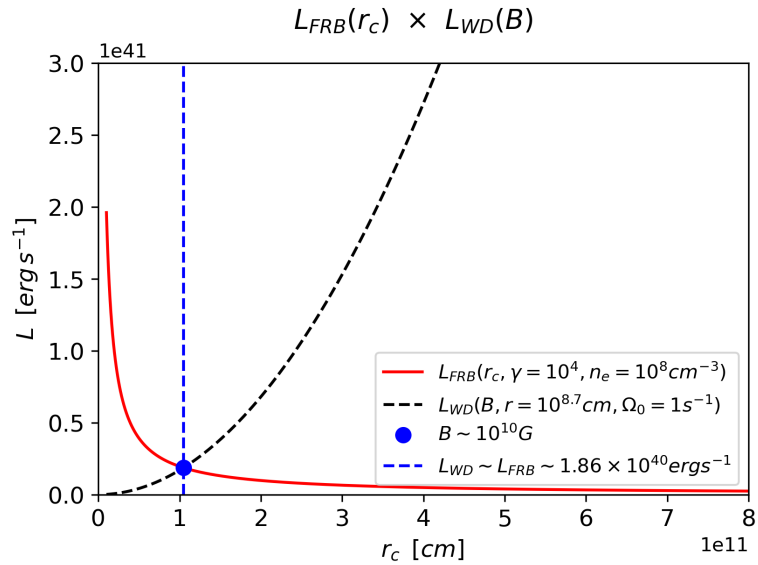
Figura 4.9 - Comparação das luminosidades para $\gamma = 10^3$ e $n_e = 10^8 \text{cm}^{-3}$.



O ponto azul traz o valor correspondente de B na função L_{WD} .

Fonte: Produção do autor.

Figura 4.10 - Comparação das luminosidades para $\gamma = 10^4$ e $n_e = 10^8 \text{cm}^{-3}$.



O ponto azul traz o valor correspondente de B na função L_{WD} .

Fonte: Produção do autor.

Observamos nas Figuras 4.9 e 4.10 que também há uma região de compatibilidade das luminosidades mas, o preço a se pagar ao aumentar em dez vezes a densidade eletrônica da região emissora, foi a obtenção de valores de campo magnético da ordem de $B \sim 10^{10}$. Valores de campo nessa ordem de grandeza não são compatíveis com os valores observados para anãs brancas magnetizadas, como pode ser visto na Figura 3.2. Existem trabalhos teóricos que trabalham com a possibilidade de tais campos existirem (DAS; MUKHOPADHYAY, 2014), mas observacionalmente não se considera que existam em anãs brancas.

Obviamente, ao fixar alguns parâmetros e variar outros estrategicamente, pode-se fazer as curvas L_{WD} e L_{FRB} se encontrarem das mais variadas formas possíveis. Caminhar para a direita na curva L_{WD} significa aumentar a ordem de grandeza de B , o que levaria a coerências entre as curvas mesmo para os FRBs mais energéticos possíveis. Porém, nesses gráficos, só realizamos variações que estão de acordo com os cenários físicos propostos, sem extrapolar para casos idealizados não coerentes com o observado na natureza.

Observações importantes devem ser feitas sobre os valores de luminosidade comum às duas curvas nos pontos marcados em azul. Nos quatro gráficos, uma linha em azul marca o valor de r_c para o qual as duas curvas de luminosidade mais se aproximaram e, na legenda, as linhas apresentam o valor de luminosidade das curvas para esta posição.

Observamos que, nas Figuras 4.7 e 4.8, a ordem de grandeza do valor comum de luminosidade é de $10^{39} \text{erg s}^{-1}$ e $10^{38} \text{erg s}^{-1}$, respectivamente. Já para as Figuras 4.9 e 4.10, a ordem de grandeza comum dos valores obtidos é de $10^{40} \text{erg s}^{-1}$. O trabalho de Luo et al. (2018) calculou funções de distribuição de luminosidades para FRBs e obteve os valores, aqui aproximados, de $10^{41} \lesssim L_{FRB} \lesssim 10^{44} \text{erg s}^{-1}$

Como conclusão desta seção, observamos que os valores de luminosidade de desaceleração para anãs brancas magnetizadas podem se aproximar dos valores de luminosidade esperados para FRBs menos energéticos em uma escala de $\sim 10^{-2}$ nos casos em que campos magnéticos plausíveis estão presentes ($B \sim 10^9 G$). Nos casos de campos uma ordem de grandeza superior, até então não observados nas anãs brancas, essa proximidade poderia se dar em uma escala de $\sim 10^{-1}$. Adiante, utilizaremos dessas observações para porpor um cenário de emissão para os FRBs.

4.4.2 Luminosidade do evento

Seria muito presunçoso considerar que toda a luminosidade L_{WD} fique retida na nebulosa e eventualmente seja totalmente liberada em um único evento transiente. Mas, podemos supor que uma fração dela possa ser armazenada e posteriormente outra fração possa ser liberada em curtas escalas de tempo.

$$L_{WD}^* = \alpha L_{WD} \quad (4.34)$$

Nesta equação, L_{WD}^* é a luminosidade de desaceleração que foi armazenada na nebulosa circundante à anã branca em forma de energia das partículas que a compõem, e que pode ser liberada em um evento transiente, contribuindo para a luminosidade final de um FRB. Enquanto α é o fator de proporcionalidade com a luminosidade total de desaceleração. Ou seja, α não só carrega a informação de quanta energia ficou retida na nebulosa mas também de quanto dela pode ser liberada em curtas escalas de tempo, obviamente, $\alpha < 1$.

Já sabendo que L_{WD}^* está abaixo da luminosidade dos FRBs menos energéticos já observados, necessitamos de um outro fator de luminosidade que possa compensar essa diferença. Voltamos aqui nossa atenção para o início do capítulo. Na Seção 4.2, fizemos a estimativa da energia total armazenada no campo de uma anã branca magnetizada e vimos que esta é algumas ordens de grandeza superior à dos FRBs menos energéticos e, na Seção 4.2.1 apresentamos, mesmo que não detalhadamente mas respaldados pela literatura, um processo que pode extrair energia do campo e convertê-la em energia cinética para as partículas do meio, que posteriormente emitirão radiação através dos processos radiativos já apresentados.

O montante de luminosidade que necessitávamos para nos aproximarmos dos valores típicos de L_{FRB} pode então ser obtido a partir de uma fração da energia armazenada no campo, liberada para a nebulosa através de processos de reconexão magnética.

$$L_{rec} = \beta E_{B,WD} \quad (4.35)$$

É preciso ter em mente que uma fração da energia do campo será liberada nas reconexões e posteriormente, através de um processo radiativo, essa fração de energia pode ser quantificada como luminosidade. Na Equação 4.35, a constante β une essas duas informações.

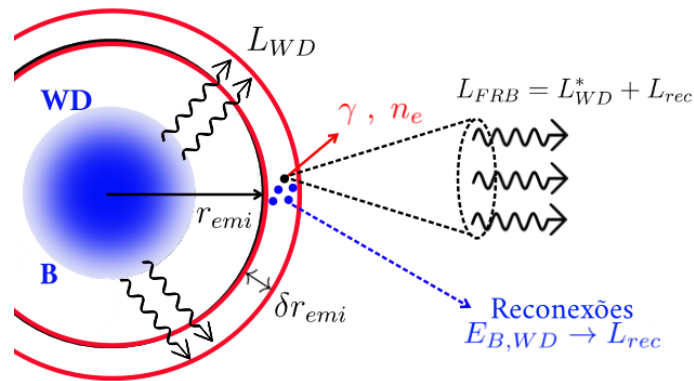
Como já dito acima, o campo magnético armazena energia ordens de grandeza su-

perior à energia dos FRBs mais fracos⁵, portanto, é plausível se supor que, dado um devido intervalo de valores para α e β , L_{rec} acrescido de L_{WD}^* pode resultar em luminosidades compatíveis com FRBs observados.

$$L_{FRB} = L_{WD}^* + L_{rec} \quad (4.36)$$

Na Figura 4.11, um complemento da Figura 4.6 é apresentado, incluindo o cenário proposto nesta seção.

Figura 4.11 - Ilustração do cenário teorizado no capítulo, acrescido das considerações de emissão feitas na seção.



Fonte: Produção do autor.

Tratando-se não de um modelo físico, mas da análise de um cenário que possa permitir a futura criação de um modelo para a emissão de FRBs a partir de anãs brancas, a descrição da emissão do evento é feita de forma simplificada. Muitas questões podem ser levantadas a partir daqui para verificar a coerência da Equação 4.36 com as mais variadas condições físicas que podem estar presentes no plasma da nebulosa, nas configurações de reconexão do campo, na opacidade do meio circundante, etc. O Capítulo 5 será dedicado a analisar a simplicidade das aproximações feitas e apresentar propostas de trabalhos futuros para a confecção de um modelo físico baseado no cenário aqui proposto.

⁵Menos energéticos

4.4.3 Intervalos para os parâmetros estudados

Nesta seção, apresentamos brevemente um intervalo de valores para os parâmetros físicos contidos nas Equações 4.31 e 4.32 que seriam necessários para reproduzir as considerações feitas na Seção 4.4.2. Como vimos na Seção 4.4.1, alguns parâmetros físicos para a luminosidade de FRBs e de desaceleração para as anãs brancas foram mantidos fixos e outros foram variados em uma ordem de grandeza.

O primeiro parâmetro fixado foi o raio da estrela anã branca, este parâmetro possui fortes vínculos com quantidades físicas fundamentais na modelagem da estrutura de uma anã branca, como por exemplo, a energia gravitacional e a massa da estrela, que não deve ultrapassar o limite teórico de $M \sim 1.44M_{\odot}$ (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 2008; EVANGELISTA, 2018).

Ainda na Equação 4.31, o parâmetro Ω_0 foi fixado com valor de $1s^{-1}$. Este valor quantifica a velocidade angular da estrela. Variar ordens de grandeza desse parâmetro significa variar em ordens de grandeza a velocidade de rotação da estrela, isso pode facilmente se tornar fisicamente incompatível com as propriedades dessas estrelas, uma vez que há um limite de velocidade angular para que não haja a quebra da estrutura estelar.

Por fim, o último parâmetro presente na Equação 4.31 é a intensidade do campo magnético. Este variado entre $B = 10^9$ e $B = 10^{11}$ para que pudéssemos encontrar valores de L_{WD} compatíveis com L_{FRB} . Com a intensidade do campo variando nesse intervalo, atentamo-nos para valores de $B < 10^{10}G$ pelo fato de que valores iguais ou superiores a esse não são observados em anãs brancas.

Já na Equação 4.32, o valor do raio de curvatura do campo foi utilizado como parâmetro livre da função, variando entre $10^{10} - 10^{12}cm$. Sendo que $r_c = 10^{10}cm$ foi a melhor correspondência obtida por Kashiyama et al. (2013) em seu modelo. Diminuir r_c ordens de grandeza desse valor leva as curvas de L_{FRB} para valores muito altos, incompatíveis com os eventos já observados. Utilizando valores de $r_c > 10^{10}cm$, obtemos curvas L_{FRB} menos energéticas, deve-se observar portanto até qual limite a equação irá produzir valores compatíveis com os FRBs conhecidos. Os demais parâmetros nessa equação foram mantidos fixos pelo fato de que (KASHIYAMA et al., 2013) os refinou a partir de um modelo físico mais preciso do que as propostas apresentadas neste texto. Apenas uma ordem de grandeza foi variada nos parâmetros γ e n_e , onde não são encontrados vínculos fortes para variações dessa magnitude.

A Tabela 4.1 apresenta o conteúdo dos gráficos da Seção 4.4.1. Nas duas primeiras colunas são mostrados os valores fixados de n_e e γ de acordo com os critérios discutidos acima. A terceira coluna ($L'/L_{FRB,min}$) apresenta a razão entre o valor de luminosidade obtido a partir dos parâmetros fixados e um valor simbólico de luminosidade para os FRBs menos energéticos já observados ($L_{FRB,min} = 10^{41}$). Após isso, as colunas de número quatro e cinco mostram os valores de intensidade e raio de curvatura para o campo magnético da anã branca, correspondentes à melhor concordância entre L_{FRB} e L_{WD} .

Como conclusão, pode-se afirmar que campos magnéticos de anãs brancas magnetizadas, tipicamente da ordem de $10^9 G$, podem, em determinadas condições, gerar luminosidades de desaceleração razoavelmente compatíveis⁶ com as luminosidades de FRBs. Com o desenvolvimento dos vínculos físicos que surgirão no cenário apresentado como proposta de modelo, alguns dos parâmetros físicos presentes nas equações de luminosidade abordadas podem apresentar mudanças capazes de possibilitar L_{WD} ainda mais próximo dos valores mínimos de L_{FRB} .

Tabela 4.1 - Variações de parâmetros no modelo de [Kashiyama et al. \(2013\)](#) capazes de permitir associação plausível entre luminosidade de desaceleração de uma anã branca e luminosidade e FRBs.

n_e	γ	$L'/L_{FRB,min}$	B'	r'_c
$10^7 cm^{-3}$	10^3	10^{-2}	$4.8 \times 10^9 G$	$4.9 \times 10^{10} cm$
$10^7 cm^{-3}$	10^4	10^{-3}	$2.2 \times 10^9 G$	$2.2 \times 10^{10} cm$
$10^8 cm^{-3}$	10^3	10^{-1}	$2.2 \times 10^{10} G$	$2.2 \times 10^{11} cm$
$10^8 cm^{-3}$	10^4	~ 1	$1.0 \times 10^{10} G$	$1.0 \times 10^{11} cm$

⁶Razões da ordem de 10^{-2} quando comparadas aos FRBs menos energéticos

5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Nesta dissertação, o fenômeno de FRB foi apresentado e sua origem, principais propriedades e o desafio que o tópico representa para a comunidade astronômica foram discutidos. Grandezas físicas que, em geral, encontram-se presentes na maioria dos modelos da literatura, foram discutidas de forma didática, e uma grande quantidade de referências bibliográficas, tanto de física quanto de conteúdos específicos de FRBs, foram compiladas, permitindo que o leitor que esteja sendo apresentado ao tema a partir desse texto, tenha em mãos os materiais necessários para um aprofundamento posterior.

O estudo de um cenário para a eventual construção de um modelo físico baseado em anãs brancas como objeto progenitor, apesar de simplificado, permitiu que as relações entre as grandezas físicas envolvidas em uma modelagem mais sofisticada fossem apresentadas e melhor compreendidas. Com isso, essa dissertação, além de cumprir o papel de uma revisão bibliográfica do fenômeno de FRBs, se consolidou como uma primeira e fundamental etapa do caminho que o autor percorrerá em estudos futuros, com o objetivo de contribuir com a comunidade científica para a efetiva compreensão do fenômeno de fast radio bursts.

No capítulo 4 criamos um cenário hipotético mas que manteve as propriedades físicas analisadas dentro de um intervalo aceito na literatura para anãs brancas e eventos de FRBs. O cenário apresentado necessitou que o processo de reconexão magnética fosse considerado para alcançar os valores de luminosidade esperados mas não detalhou esse processo na prática. A equação 4.36 nos diz mais sobre um cenário fisicamente plausível do que um mecanismo físico de emissão de radiação. A seguir, aponto brevemente as questões mais importantes a serem abordadas em trabalhos futuros para que as hipóteses apresentadas neste texto possam ser aproveitadas na construção de um modelo físico capaz de ser testado nas observação de anãs brancas.

- (1) Descrição MHD do processo de reconexão de linhas magnéticas. Estimar algebricamente quanta energia pode ser transferida do campo para o plasma em um ou múltiplos eventos de reconexão simultâneos.
- (2) Estimar a luminosidade relacionada a um evento de reconexão magnética de propriedades típicas. Esta etapa necessita da adaptação das equações de processos radiativos para o caso em que o campo magnético da estrela se reestrutura em uma geometria diferente em curtas escalas de tempo. Os trabalhos listados neste item e no item (1) permitirão uma melhor compreensão do parâmetro β

(Equação 4.35).

- (3) Derivar uma relação para a fração da luminosidade de desaceleração da estrela que fica retida na nebulosa circundante. Em outras palavras, refinar o entendimento acerca do parâmetro α (Equação 4.34).
- (4) Uma vez que grande fração dos parâmetros contidos no modelo de [Kashiyama et al. \(2013\)](#) não podem ser variados significativamente, buscar na literatura por casos específicos de anãs brancas magnetizadas que apresentem uma maior amplitude de parâmetros. Isso permitirá estimar uma contribuição da luminosidade de desaceleração mais significativa em relação à de FRBs, permitindo olhar para o modelo em construção não somente do ponto de vista dos FRBs menos energéticos.
- (5) A partir das ações citadas anteriormente, reescrever a Equação 4.36 utilizando resultados recentes da literatura para as quantidades físicas relevantes e analisar o modelo proposto.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- GRIFFITHS, David J and Schroeter, Darrell F. sep 2023. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aced0b>>. 30
- ABDALLA, E. et al. The bingo project-i. baryon acoustic oscillations from integrated neutral gas observations. **Astronomy & Astrophysics**, v. 664, p. A14, 2022. 3
- ADE, P. A. et al. Planck 2015 results-xiii. cosmological parameters. **Astronomy & Astrophysics**, v. 594, p. A13, 2016. 17
- AKAHORI, T.; RYU, D.; GAENSLER, B. Fast radio bursts as probes of magnetic fields in the intergalactic medium. **The Astrophysical Journal**, v. 824, n. 2, p. 105, 2016. 3
- AKIYAMA, K. et al. First m87 event horizon telescope results. ii. array and instrumentation. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 875, n. 1, p. L2, 2019. 27
- ALFVÉN, H. Existence of electromagnetic-hydrodynamic waves. **Nature**, v. 150, n. 3805, p. 405–406, 1942. 52
- AMIRI, M. et al. The chime fast radio burst project: system overview. **The Astrophysical Journal**, v. 863, n. 1, p. 48, 2018. 3, 24
- AMIRI, M. et al. The first chime/frb fast radio burst catalog. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, IOP Publishing, v. 257, n. 2, p. 59, 2021. 22, 29
- ANDERSEN, B.; BANDURA, K.; BHARDWAJ, M.; BIJ, A.; BOYCE, M.; BOYLE, P.; BRAR, C.; CASSANELLI, T.; CHAWLA, P.; CHEN, T.; CLICHE, J.-F.; COOK, A.; CUBRANIC, D.; CURTIN, A.; DENMAN, N.; DOBBS, M.; DONG, F.; FANDINO, M.; FONSECA, E.; GAENSLER, B.; GIRI, U.; GOOD, D.; HALPERN, M.; HILL, A.; HINSHAW, G.; HÖFER, C.; JOSEPHY, A.; KANIA, J.; KASPI, V.; LANDECKER, T.; LEUNG, C.; LI, D.; LIN, H.-H.; MASUI, K.; MCKINVEN, R.; MENA-PARRA, J.; MERRYFIELD, M.; MEYERS, B.; MICHILLI, D.; MILUTINOVIC, N.; MIRHOSSEINI, A.; MÜNCHMEYER, M.; NAIDU, A.; NEWBURGH, L.; NG, C.; PATEL, C.; PEN, U.-L.; PINSONNEAULT-MAROTTE, T.; PLEUNIS, Z.; QUINE, B.; RAFIEL-RAVANDI, M.; RAHMAN, M.; RANSOM, S.; RENARD, A.; SANGHAVI, P.; SCHOLZ, P.; SHAW, J.; SHIN, K.; SIEGEL, S.; SINGH, S.; SMEGAL, R.; SMITH, K.; STAIRS, I.; TAN, C.; TENDULKAR, S.; TRETYAKOV, I.; VANDERLINDE, K.; WANG, H.; WULF, D.; ZWANIGA, A.; The CHIME/FRB Collaboration. A bright millisecond-duration radio burst from a galactic magnetar. **Nature**, v. 587, n. 7832, p. 54–58, nov. 2020. ISSN 1476-4687. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41586-020-2863-y>>. 17, 18, 30, 35
- ANDERSON, G. et al. Radio transients in the era of multi-messenger astrophysics: workshop 1. **Proceedings of the International Astronomical Union**, v. 14, n. S339, p. 207–214, 2017. 23

- BAILES, M. The discovery and scientific potential of fast radio bursts. **Science**, v. 378, n. 6620, p. eabj3043, 2022. 32
- BARTOS, I.; KOWALSKI, M. **Multimessenger astronomy**. [S.l.]: Bristol: IOP Publishing, 2017. v. 10. 23
- BECKER, W. et al. **Neutron stars and pulsars**. [S.l.]: Springer, 2009. v. 357. 35
- BERGERON, P.; DUFOUR, P.; FONTAINE, G.; COUTU, S.; BLOUIN, S.; GENEST-BEAULIEU, C.; BÉDARD, A.; ROLLAND, B. On the measurement of fundamental parameters of white dwarfs in the gaia era. **The Astrophysical Journal**, v. 876, n. 1, p. 67, 2019. 36
- BRADT, H. **Astrophysics processes: the physics of astronomical phenomena**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2008. 60
- BRANCH, D.; TAMMANN, G. Type ia supernovae as standard candles. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 30, n. 1, p. 359–389, 1992. 38
- BRIGGS, G. P.; FERRARIO, L.; TOUT, C. A.; WICKRAMASINGHE, D. T.; HURLEY, J. R. Merging binary stars and the magnetic white dwarfs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 447, n. 2, p. 1713–1723, 2015. 43
- BURGAY, M.; ESPOSITO, P.; ISRAEL, G. L.; REA, N.; POSSENTI, A.; SARKISSIAN, J. Search for frb and frb-like single pulses in parkes magnetar data. **Proceedings of the International Astronomical Union**, v. 13, n. S337, p. 319–321, 2017. 20
- CAIAZZO, I. et al. A highly magnetized and rapidly rotating white dwarf as small as the moon. **Nature**, v. 595, n. 7865, p. 39–42, 2021. 37
- CARROLL, B. W.; OSTLIE, D. A. **An introduction to modern astrophysics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2017. 36, 58
- CHAMPION, D. et al. Five new fast radio bursts from the htru high-latitude survey at parkes: first evidence for two-component bursts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters**, v. 460, n. 1, p. L30–L34, 2016. 30, 35
- CHANDRASEKHAR, S. The maximum mass of ideal white dwarfs. **Astrophysical Journal**, v. 74, p. 81, 1931. 37
- CHATTERJEE, S. et al. A direct localization of a fast radio burst and its host. **Nature**, v. 541, n. 7635, p. 58–61, 2017. 15, 16, 17
- COHEN-TANNOUDJI, C.; DIU, B.; LALOE, F. Quantum mechanics, volume 2. **Quantum Mechanics**, v. 2, p. 626, 1986. 45, 89
- CONDON, J. J.; RANSOM, S. M. **Essential radio astronomy**. [S.l.]: Princeton University Press, 2016. v. 2. 61

- CORDES, J.; BHAT, N.; HANKINS, T.; MCLAUGHLIN, M.; KERN, J. The brightest pulses in the universe: multifrequency observations of the crab pulsar's giant pulses. **The Astrophysical Journal**, v. 612, n. 1, p. 375, 2004. 10
- CORDES, J. et al. Arecibo pulsar survey using alfa. i. survey strategy and first discoveries. **The Astrophysical Journal**, v. 637, n. 1, p. 446, 2006. 10
- CORDES, J.; WASSERMAN, I. Supergiant pulses from extragalactic neutron stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 457, n. 1, p. 232–257, 2016. 30
- CORDES, J. M.; LAZIO, T. J. W. Ne2001. i. a new model for the galactic distribution of free electrons and its fluctuations. **arXiv preprint astro-ph/0207156**, 2002. 9, 10
- CUI, X.-h.; WANG, Z.-w.; ZHANG, C.-m.; NIU, C.-h.; LI, D.; ZHANG, J.-w.; WANG, D.-h. Fast radio bursts generated by coherent curvature radiation from compressed bunches for frb 20190520b. **The Astrophysical Journal**, v. 956, n. 1, p. 35, 2023. 59
- DAS, U.; MUKHOPADHYAY, B. Maximum mass of stable magnetized highly super-chandrasekhar white dwarfs: stable solutions with varying magnetic fields. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2014, n. 06, p. 050, 2014. 66
- DOKUCHAEV, V.; EROSHENKO, Y. N. Recurrent fast radio bursts from collisions of neutron stars in the evolved stellar clusters. **arXiv preprint arXiv:1701.02492**, 2017. 30, 35
- DUNGEY, J. Conditions for the occurrence of electrical discharges in astrophysical systems. **The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science**, v. 44, n. 354, p. 725–738, 1953. 52
- EGOROV, A.; POSTNOV, K. On the possible observational manifestation of the impact of a supernova shock on the neutron star magnetosphere. **Astronomy Letters**, v. 35, p. 241–246, 2009. 41
- EVANGELISTA, E. d. F. Dedução do limite de chandrasekhar: uma abordagem didática dos trabalhos originais do autor. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 41, 2018. 37, 69
- FALCKE, H.; REZZOLLA, L. Fast radio bursts: the last sign of supramassive neutron stars. **Astronomy & Astrophysics**, v. 562, p. A137, 2014. 30
- FARAH, W. et al. Frb microstructure revealed by the real-time detection of frb170827. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 478, n. 1, p. 1209–1217, 2018. 30
- FERRARIO, L.; MARTINO, D. de; GÄNSICKE, B. T. Magnetic white dwarfs. **Space Science Reviews**, v. 191, p. 111–169, 2015. 36, 43

- FITZPATRICK, R. **White dwarf stars**. 2006. Disponível em:
<<https://farside.ph.utexas.edu/teaching/sm1/lectures/node87.html#:~:text=It%20follows%20that%20the%20radius,the%20radius%20of%20the%20Earth>>. 87
- FORBES, T. Magnetic reconnection in solar flares. **Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics**, v. 62, n. 1-4, p. 15–36, 1991. 52
- FORTUNATO, J. A.; HIPÓLITO-RICALDI, W. S.; SANTOS, M. V. dos. Cosmography from well-localized fast radio bursts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, p. stad2856, 2023. 3
- FRANK, J.; KING, A. R.; RAINE, D. **Accretion power in astrophysics**. [S.l.]: Cambridge university press, 2002. 37
- GAJJAR, V. et al. Highest frequency detection of frb 121102 at 4–8 ghz using the breakthrough listen digital backend at the green bank telescope. **The Astrophysical Journal**, v. 863, n. 1, p. 2, 2018. 30
- GHISELLINI, G.; LOCATELLI, N. Coherent curvature radiation and fast radio bursts. **Astronomy & Astrophysics**, v. 613, p. A61, 2018. 59
- GRIFFITHS, D. J.; SCHROETER, D. F. **Introduction to quantum mechanics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2018. 89
- GU, W.-M.; DONG, Y.-Z.; LIU, T.; MA, R.; WANG, J. A neutron star–white dwarf binary model for repeating fast radio burst 121102. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 823, n. 2, p. L28, 2016. 35
- GUO, H.-Y.; WEI, H. Could fast radio bursts be standard candles? **arXiv preprint arXiv:2301.08194**, 2023. 3
- HACKSTEIN, S.; BRÜGGEN, M.; VAZZA, F.; GAENSLER, B.; HEESSEN, V. Fast radio burst dispersion measures and rotation measures and the origin of intergalactic magnetic fields. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 488, n. 3, p. 4220–4238, 2019. 27
- HACKSTEIN, S.; BRÜGGEN, M.; VAZZA, F.; RODRIGUES, L. F. Redshift estimates for fast radio bursts and implications on intergalactic magnetic fields. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 498, n. 4, p. 4811–4829, 2020. 21
- HE, C.; NG, C.-Y.; KASPI, V. The correlation between dispersion measure and x-ray column density from radio pulsars. **The Astrophysical Journal**, v. 768, n. 1, p. 64, 2013. 18
- HELLIER, C. **Cataclysmic variable stars-how and why they vary**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2001. 37
- HEWISH, A.; BELL, S. J.; PILKINGTON, J. D. H.; SCOTT, P. F.; COLLINS, R. A. Observation of a rapidly pulsating radio source. **Nature**, v. 217, n. 5130, p. 709–713, fev. 1968. 2

HILDITCH, R.; HOWARTH, I.; HARRIES, T. Forty eclipsing binaries in the small magellanic cloud: fundamental parameters and cloud distance. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 357, n. 1, p. 304–324, 2005. 9

HILDITCH, R. W. **An introduction to close binary stars**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2001. 35

HILLS, J. The rate of formation of white dwarfs in stellar systems. **Astrophysical Journal, Part 1.**, v. 219, p. 550–558, 1978. 47

HURLEY, K. Soft gamma repeaters. **Advances in Space Research**, v. 47, n. 8, p. 1326–1331, 2011. 17

IOKA, K. The cosmic dispersion measure from gamma-ray burst afterglows: probing the reionization history and the burst environment. **The Astrophysical Journal**, v. 598, n. 2, p. L79, 2003. 9

ISRAEL, G. L. et al. The discovery, monitoring and environment of sgr j1935+2154. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 457, n. 4, p. 3448–3456, 2016. 18

JACKIEWICZ, J. **Stellar structure and evolution - New Mexico state university**. 2024. Disponível em: <http://astronomy.nmsu.edu/jasonj/565/docs/course_notes.pdf>. 85

JACKSON, J. D. **Classical electrodynamics**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2012. 52

JACOBY, G. H.; BRANCH, D.; CIARDULLO, R.; DAVIES, R. L.; HARRIS, W. E.; PIERCE, M. J.; PRITCHET, C. J.; TONRY, J. L.; WELCH, D. L. A critical review of selected techniques for measuring extragalactic distances. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 104, n. 678, p. 599, 1992. 38

JANSKY, K. G. Radio waves from outside the solar system. **Nature**, v. 132, n. 3323, p. 66–66, 1933. 1

JI, S.; FISHER, R. T.; GARCÍA-BERRO, E.; TZEFERACOS, P.; JORDAN, G.; LEE, D.; LORÉN-AGUILAR, P.; CREMER, P.; BEHRENDTS, J. The post-merger magnetized evolution of white dwarf binaries: the double-degenerate channel of sub-chandrasekhar type ia supernovae and the formation of magnetized white dwarfs. **The Astrophysical Journal**, v. 773, n. 2, p. 136, 2013. 40, 41

KASHIYAMA, K.; IOKA, K.; MÉSZÁROS, P. Cosmological fast radio bursts from binary white dwarf mergers. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 776, n. 2, p. L39, 2013. xvii, 39, 42, 47, 59, 60, 61, 62, 64, 69, 70, 72

KASHIYAMA, K.; MURASE, K. Testing the young neutron star scenario with persistent radio emission associated with frb 121102. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 839, n. 1, p. L3, 2017. 42

- KATZ, J. Coherent emission in fast radio bursts. **Physical Review D**, v. 89, n. 10, p. 103009, 2014. 30
- KELNER, S. R.; PROSEKIN, A. Y.; AHARONIAN, F. A. Synchro-curvature radiation of charged particles in the strong curved magnetic fields. **The Astronomical Journal**, v. 149, n. 1, p. 33, 2015. 59
- KEPLER, S. O.; KLEINMAN, S. J.; NITTA, A.; KOESTER, D.; CASTANHEIRA, B. G.; GIOVANNINI, O.; COSTA, A. F. M. d.; ALTHAUS, L. White dwarf mass distribution in the sdss. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 375, n. 4, p. 1315–1324, 2007. 40
- KIPPENHAHN, R.; WEIGERT, A.; WEISS, A. **Stellar structure and evolution**. [S.l.]: Springer, 1990. v. 192. 36, 85
- KOTHEs, R. Radio properties of pulsar wind nebulae. **Modelling Pulsar Wind Nebulae**, p. 1–27, 2017. 61
- KOTHEs, R.; SUN, X.; GAENSLER, B.; REICH, W. A radio continuum and polarization study of snr g57. 2+ 0.8 associated with magnetar sgr 1935+ 2154. **The Astrophysical Journal**, v. 852, n. 1, p. 54, 2018. 19
- KUMAR, P.; LU, W.; BHATTACHARYA, M. Fast radio burst source properties and curvature radiation model. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 468, n. 3, p. 2726–2739, 2017. 59
- LANGLEY, S. P. The bolometer and radiant energy. In: JSTOR. **Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences**. [S.l.], 1880. v. 16, p. 342–358. 1
- LARMOR, J. Lxiii. on the theory of the magnetic influence on spectra; and on the radiation from moving ions. **The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science**, v. 44, n. 271, p. 503–512, 1897. 56
- LIEBERT, J. White dwarf stars. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 18, n. 1, p. 363–398, 1980. Disponível em: <<https://doi.org/10.1146/annurev.aa.18.090180.002051>>. 36
- LINGAM, M.; LOEB, A. Fast radio bursts from extragalactic light sails. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 837, n. 2, p. L23, 2017. 30
- LORIMER, D. R. Binary and millisecond pulsars. **Living reviews in relativity**, v. 11, p. 1–90, 2008. 10
- LORIMER, D. R.; BAILES, M.; MCLAUGHLIN, M. A.; NARKEVIC, D. J.; CRAWFORD, F. A bright millisecond radio burst of extragalactic origin. **Science**, v. 318, n. 5851, p. 777–780, 2007. 2, 5, 7, 8
- LU, W.; KUMAR, P.; ZHANG, B. A unified picture of galactic and cosmological fast radio bursts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 498, n. 1, p. 1397–1405, 2020. 3

- LU, W.; PIRO, A. L. Implications from askap fast radio burst statistics. **The Astrophysical Journal**, v. 883, n. 1, p. 40, 2019. 3
- LUO, R.; LEE, K.; LORIMER, D. R.; ZHANG, B. On the normalized frb luminosity function. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 481, n. 2, p. 2320–2337, 2018. 66
- LYUBARSKY, Y. Fast radio bursts from reconnection in a magnetar magnetosphere. **The Astrophysical Journal**, v. 897, n. 1, p. 1, 2020. 53
- LYUTIKOV, M. Coherent emission in pulsars, magnetars, and fast radio bursts: reconnection-driven free electron laser. **The Astrophysical Journal**, v. 922, n. 2, p. 166, 2021. 53
- MACQUART, J.-P.; PROCHASKA, J.; MCQUINN, M.; BANNISTER, K.; BHANDARI, S.; DAY, C.; DELLER, A.; EKERS, R.; JAMES, C.; MARNOCH, L. et al. A census of baryons in the universe from localized fast radio bursts. **Nature**, v. 581, n. 7809, p. 391–395, 2020. 21, 22
- MAHLMANN, J. F.; PHILIPPOV, A. A.; LEVINSON, A.; SPITKOVSKY, A.; HAKOBYAN, H. Electromagnetic fireworks: fast radio bursts from rapid reconnection in the compressed magnetar wind. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 932, n. 2, p. L20, 2022. 53
- MANCHESTER, R. N.; FAN, G.; LYNE, A.; KASPI, V.; CRAWFORD, F. Discovery of 14 radio pulsars in a survey of the magellanic clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 649, n. 1, p. 235, 2006. 9
- MCCONNELL, D. et al. The rapid askap continuum survey i: design and first results. **Publications of the Astronomical Society of Australia**, v. 37, p. e048, 2020. 24
- MCDONALD, K. T. **The relativity of acceleration**. 2019. Disponível em: <http://kirkmcd.princeton.edu/examples/rel_accel.pdf>. 56, 60
- MCLAUGHLIN, M. A. et al. Transient radio bursts from rotating neutron stars. **Nature**, v. 439, n. 7078, p. 817–820, 2006. 2, 10
- MEREGHETTI, S.; PONS, J. A.; MELATOS, A. Magnetars: properties, origin and evolution. **Space Science Reviews**, v. 191, p. 315–338, 2015. 17
- MEREGHETTI, S.; SAVCHENKO, V.; GOTZ, D.; RODRIGUEZ, J.; DUCCI, L.; FERRIGNO, C.; BOZZO, E.; BORKOWSKI, J.; BAZZANO, A. Integral ibis and spi-acs detection of a hard x-ray counterpart of the radio burst from sgr 1935+2154. **The Astronomer's Telegram**, v. 13685, p. 1, 2020. 19, 20
- METZGER, B. D.; MARGALIT, B.; SIRONI, L. Fast radio bursts as synchrotron maser emission from decelerating relativistic blast waves. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 485, n. 3, p. 4091–4106, 2019. 3

MICHILLI, D. et al. An extreme magneto-ionic environment associated with the fast radio burst source frb 121102. **Nature**, v. 553, n. 7687, p. 182–185, 2018. 30, 50

MOZER, F. S.; PRITCHETT, P. L. Magnetic field reconnection: a first-principles perspective. **Physics today**, v. 63, n. 6, p. 34–39, 2010. 52

MURASE, K.; KASHIYAMA, K.; MÉSZÁROS, P. A burst in a wind bubble and the impact on baryonic ejecta: high-energy gamma-ray flashes and afterglows from fast radio bursts and pulsar-driven supernova remnants. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 461, n. 2, p. 1498–1511, 2016. 42

NAKEL, W. The elementary process of bremsstrahlung. **Physics Reports**, v. 243, n. 6, p. 317–353, 1994. 31

OLAUSEN, S.; KASPI, V. The mcgill magnetar catalog. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 212, n. 1, p. 6, 2014. 20

OTONIEL, E.; FRANZON, B.; CARVALHO, G.; MALHEIRO, M.; SCHRAMM, S.; WEBER, F. Strongly magnetized white dwarfs and their instability due to nuclear processes. **The Astrophysical Journal**, v. 879, n. 1, p. 46, 2019. 37

PALMA, C. **Blackbody radiation**. 2023. Disponível em:
<https://www.e-education.psu.edu/astro801/content/l3_p5.html>. 31

PATUREL, G.; PETIT, C.; PRUGNIEL, P.; THEUREAU, G.; ROUSSEAU, J.; BROUTY, M.; DUBOIS, P.; CAMBRÉSY, L. Hyperleda-i. identification and designation of galaxies. **Astronomy & Astrophysics**, v. 412, n. 1, p. 45–55, 2003. 9

PETROFF, E.; BARR, E.; JAMESON, A.; KEANE, E.; BAILES, M.; KRAMER, M.; MORELLO, V.; TABBARA, D.; STRATEN, W. V. Frbcat: the fast radio burst catalogue. **arXiv preprint arXiv:1601.03547**, 2016. 22, 28, 51

PETROFF, E.; HESSELS, J.; LORIMER, D. Fast radio bursts at the dawn of the 2020s. **The Astronomy and Astrophysics Review**, Springer, v. 30, n. 1, p. 2, 2022. 2, 20

PETROFF, E. et al. A real-time fast radio burst: polarization detection and multiwavelength follow-up. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 447, n. 1, p. 246–255, 2015. 33

Petroff, Emily and others. Fast radio bursts. **The Astronomy and Astrophysics Review**, v. 27, p. 1–75, 2019. 2

PLATTS, E.; WELTMAN, A.; WALTERS, A.; TENDULKAR, S.; GORDIN, J.; KANDHAI, S. A living theory catalogue for fast radio bursts. **Physics Reports**, v. 821, p. 1–27, 2019. 24, 33, 35

PLAVIN, A.; PARAGI, Z.; MARCOTE, B.; KEIMPEMA, A.; HESSELS, J.; NIMMO, K.; VEDANTHAM, H.; SPITLER, L. Frb 121102: Drastic changes in the burst polarization contrasts with the stability of the persistent emission. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 511, n. 4, p. 6033–6041, 2022. 2

POPOV, S. B.; POSTNOV, K. A. Millisecond extragalactic radio bursts as magnetar flares. **arXiv preprint arXiv:1307.4924**, 2013. 33

RAVI, V. et al. The host galaxy and persistent radio counterpart of frb 20201124a. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 513, n. 1, p. 982–990, 2022. 27

RAY, A. Iaus 331: Supernova 1987a thirty years later. **Nature Astronomy**, v. 1, n. 4, p. 0100, 2017. 2

REID, I. N.; LIEBERT, J.; SCHMIDT, G. D. Discovery of a magnetic dz white dwarf with zeeman-split lines of heavy elements. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 550, n. 1, p. L61, 2001. 45

RIDNAIA, A. et al. Konus-wind observation of hard x-ray counterpart of the radio burst from sgr 1935+ 2154. **GRB Coordinates Network**, v. 27669, p. 1, 2020. 19, 20

RIEGER, F. **High energy astrophysics - lecture 5**. 2023. Disponível em: <<https://www.mpi-hd.mpg.de/personalhomes/frieger/HEA5.pdf>>. 57, 60

RIESS, A. G. et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. **The astronomical journal**, v. 116, n. 3, p. 1009, 1998. 38

ROBERTS, P. H. **An introduction to magnetohydrodynamics**. [S.l.]: London: Longmans, 1967. v. 6. 52

RUDERMAN, M.; SUTHERLAND, P. G. Theory of pulsars-polar caps, sparks, and coherent microwave radiation. **Astrophysical Journal**, v. 196, p. 51–72, 1975. 41

RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrophysics**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1979. 60

SAFARZADEH, M.; PROCHASKA, J. X.; HEINTZ, K. E.; FONG, W.-f. Confronting the magnetar interpretation of fast radio bursts through their host galaxy demographics. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 905, n. 2, p. L30, 2020. 35

SALPETER, E. E. The luminosity function and stellar evolution. **Astrophysical Journal**, v. 121, p. 161, 1955. 4, 47

SCALO, J. M. The stellar initial mass function. **Fundamentals of cosmic physics**, v. 11, p. 1–278, 1986. 4, 47

SCHMIDT, G. D. et al. Magnetic white dwarfs from the sloan digital sky survey: the first data release. **The Astrophysical Journal**, v. 595, n. 2, p. 1101, 2003. 44, 47, 51

SCHREIBER, M. R.; BELLONI, D.; GÄNSICKE, B. T.; PARSONS, S. G. Magnetic dynamos in white dwarfs–ii. relating magnetism and pollution. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters**, v. 506, n. 1, p. L29–L34, 2021. 44

SEN, K.; HASHIMOTO, T.; GOTO, T.; KIM, S. J.; CHEN, B. H.; SANTOS, D. J. D.; HO, S. C.; ON, A. Y.; LU, T.-Y.; HSIAO, T. Y. Constraining violations of the weak equivalence principle using chime frbs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 509, n. 4, p. 5636–5640, 2022. 3

SHAPIRO, S. L.; TEUKOLSKY, S. A. **Black holes, white dwarfs, and neutron stars: the physics of compact objects**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2008. 36, 62, 69, 85, 91

SLANE, P. Pulsar wind nebulae. **arXiv preprint arXiv:1703.09311**, 2017. 61

SMOOT. **Physics 139 relativity**. 2001. Disponível em: <<https://aether.lbl.gov/www/classes/p139/homework/six.pdf>>. 60

SPANAKIS-MISIRLIS, A.; ECK, C. L. V. Frbstats: A web-based platform for visualization of fast radio burst properties. **arXiv preprint arXiv:2208.03508**, 2022. 2, 29

SPITLER, L. et al. Fast radio burst discovered in the arecibo pulsar alpha survey. **The Astrophysical Journal**, v. 790, n. 2, p. 101, 2014. 10, 11, 12

Spitler, L et al. A repeating fast radio burst. **Nature**, v. 531, n. 7593, p. 202–205, 2016. 2, 13, 14, 15, 30, 50

STAVELEY-SMITH, L. et al. The parkes 21 cm multibeam receiver. **Publications of the Astronomical Society of Australia**, v. 13, n. 3, p. 243–248, 1996. 6

SUBRAMANIAN, S.; MUKHOPADHYAY, B. Grmhd formulation of highly super-chandrasekhar rotating magnetized white dwarfs: stable configurations of non-spherical white dwarfs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 454, n. 1, p. 752–765, 2015. 37

TANG, S. et al. An accreting white dwarf near the chandrasekhar limit in the andromeda galaxy. **The Astrophysical Journal**, v. 786, n. 1, p. 61, 2014. 37

TENDULKAR, S. P. et al. The host galaxy and redshift of the repeating fast radio burst frb 121102. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 834, n. 2, p. L7, 2017. 16, 50

THOMAS, H.-C.; BEUERMANN, K.; BURWITZ, V.; REINSCH, K.; SCHWOPE, A. D. Rx j1313. 2-3259, a long-period polar discovered with rosat. **arXiv preprint astro-ph/9911200**, 1999. 46

- THOMPSON, A. R.; MORAN, J. M.; SWENSON, G. W. **Interferometry and synthesis in radio astronomy**. [S.l.]: Springer Nature, 2017. 25
- THOMPSON, C.; DUNCAN, R. C. The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars-i. radiative mechanism for outbursts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 275, n. 2, p. 255–300, 1995. 41
- THORNTON, D. et al. A population of fast radio bursts at cosmological distances. **Science**, v. 341, n. 6141, p. 53–56, 2013. 33
- TOONEN, S.; NELEMANS, G.; ZWART, S. P. Supernova type ia progenitors from merging double white dwarfs-using a new population synthesis model. **Astronomy & Astrophysics**, v. 546, p. A70, 2012. 39
- TREMBLAY, P.-E.; CUMMINGS, J.; KALIRAI, J.; GÄNSICKE, B.; GENTILE-FUSILLO, N.; RADDI, R. The field white dwarf mass distribution. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 461, n. 2, p. 2100–2114, 2016. 37
- VIEYRO, F. L.; ROMERO, G. E.; BOSCH-RAMON, V.; MARCOTE, B.; VALLE, M. V. del. A model for the repeating frb 121102 in the agn scenario. **Astronomy & Astrophysics**, v. 602, p. A64, 2017. 30
- WAXMAN, E. On the origin of fast radio bursts (frbs). **The Astrophysical Journal**, v. 842, n. 1, p. 34, 2017. 4
- WICKRAMASINGHE, D.; FERRARIO, L. The origin of the magnetic fields in white dwarfs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 356, n. 4, p. 1576–1582, 2005. 43, 44, 46
- YAMADA, M.; KULSRUD, R.; JI, H. Magnetic reconnection. **Reviews of Modern Physics**, v. 82, n. 1, p. 603, 2010. 52
- YAMASAKI, S.; TOTANI, T.; KIUCHI, K. Repeating and non-repeating fast radio bursts from binary neutron star mergers. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 70, n. 3, p. 39, 2018. 30
- YOUNG, H. D.; FREEDMAN, R. A.; FORD, A. L. **Sears and Zemansky's university physics**. [S.l.]: Pearson education, 2008. v. 1. 56
- ZHANG, B. Fast radio burst energetics and detectability from high redshifts. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 867, n. 2, p. L21, 2018. 51
- ZHANG, S.-N. et al. Insight-hxmt x-ray and hard x-ray detection of the double peaks of the fast radio burst from sgr 1935+ 2154. **GRB Coordinates Network**, v. 27675, p. 1, 2020. 19, 20
- ZHOU, P. et al. Revisiting the distance, environment and supernova properties of snr g57. 2+ 0.8 that hosts sgr 1935+ 2154. arxiv e-prints. **arXiv preprint arXiv:2005.03517**, 2020. 19

APÊNDICE A - DETERMINAÇÃO SIMPLIFICADA DO RAIOS DE UMA ESTRELA ANÃ BRANCA

$$E = K + U \quad (\text{A.1})$$

Onde, K é a energia cinética total dos elétrons degenerados que compõe a estrutura da estrela e U a energia potencial gravitacional, que pode ser escrita como:

$$U = - \int_0^R \frac{GM(r)}{r} \rho(r) 4\pi r^2 dr \quad (\text{A.2})$$

Onde G é a constante gravitacional, R representa o raio da estrela, $\rho(r)$ a densidade e $M(r)$ a massa total contida dentro de um volume esférico de raio r no interior da estrela. Por simplicidade, assumimos que a densidade da estrela seja uniforme e, desta forma, a energia potencial gravitacional assume o valor de

$$U = - \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \quad (\text{A.3})$$

Ver (KIPPENHAHN et al., 1990) Seção 3.1 para detalhes.

Assumindo que os elétrons da estrutura da estrela são altamente degenerados (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 2008), seus momentos vêm descritos pelo momentum de Fermi:

$$p_F = \Lambda \left(\frac{N}{V} \right)^{(1/3)} \quad (\text{A.4})$$

Onde

$$\Lambda = (3\pi^2)^{(1/3)} \hbar \quad (\text{A.5})$$

Nas equações acima, V representa o volume de uma estrela esférica de raio R e N o número total de elétrons contidos na estrela.

Partindo para o espaço de momentum, N pode ser escrito como uma distribuição da forma (JACKIEWICZ, 2024, Ch. 7, p. 41):

$$dN = \frac{3V}{\Lambda^3} p^2 dp \quad (\text{A.6})$$

O que nos permite deduzir a expressão para a energia cinética do gás de elétrons

$$K = \int_0^{p_F} \frac{p^2}{2m} dN = \frac{3V}{\Lambda^3} \int_0^{p_F} \frac{p^2}{2m} p^2 dp = \frac{3}{5} \frac{V}{\Lambda^3} \frac{p_F^5}{2m} \quad (\text{A.7})$$

Retornando as grandezas fundamentais, obtemos:

$$K = \frac{3}{5}N \frac{\Lambda^2}{2m} \left(\frac{N}{V}\right)^{2/3} \quad (\text{A.8})$$

Acima, m representa a massa do elétron.

Em geral, os átomos mais abundantes no interior de uma anã branca são o C^{12} e o O^{16} e, para cada um deles, $n_p = n_n = n_e$ (número de prótons nêutrons e elétrons). Assim, a massa da estrela pode ser escrita da seguinte forma:

$$M = 2Nm_p \quad (\text{A.9})$$

Onde, m_p é a massa do próton.

Ao substituir a expressão de Λ , o valor de N obtido a partir da Equação A.9 e $V = 4\pi R^3/3$, todos na Equação A.8, obtemos que

$$K = \frac{3}{20} \left(\frac{9\pi}{8}\right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{M}{m_p}\right)^{5/3} \frac{1}{R^2} \quad (\text{A.10})$$

Utilizando este resultado e a expressão para a energia potencial gravitacional A.3 na equação da energia total A.1, obtemos:

$$E = \frac{A}{R^2} - \frac{B}{R} \quad (\text{A.11})$$

Onde:

$$A = \frac{3}{20} \left(\frac{9\pi}{8}\right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{M}{m_p}\right)^{5/3} \quad B = \frac{3}{5}GM^2 \quad (\text{A.12})$$

O raio de equilíbrio da estrela R_\star será aquele que minimiza a Equação A.11. Portanto:

$$\frac{d}{dR} \left(\frac{A}{R^2} - \frac{B}{R}\right) = \frac{BR - 2A}{R^3} = 0 \longrightarrow R_\star = \frac{2A}{B} \quad (\text{A.13})$$

Tomando os devidos valores para as constantes fundamentais e utilizando que $R_\odot = 7 \times 10^8 m$, $M_\odot = 2 \times 10^{30} kg$, podemos a partir da Equação A.13 escrever que:

$$\frac{R_\star}{R_\odot} = 0.01 \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{1/3} \quad (\text{A.14})$$

A partir deste resultado, temos que o raio típico de uma estrela anã branca é da ordem de 7000 km, valor comparável ao raio da Terra.

Desenvolvimento baseado na aula publicada em formato digital por Richard Fitzpatrick, adaptações didáticas foram feitas para inclusão do material no texto. Aula disponível em endereço eletrônico ([FITZPATRICK, 2006](#))

APÊNDICE B - UMA APROXIMAÇÃO DE MASSA LIMITE PARA ESTRELAS ANÃS BRANCAS

Uma vez cessado os processos de fusão termonuclear no interior da estrela, uma fonte de energia nova deve se fazer presente para que a estrutura não colapse desenfreadamente em direção a uma singularidade. Devido à alta densidade da matéria em seu interior, esta fonte de energia é proveniente da pressão exercida pelos elétrons da estrutura ao se comportarem de acordo com a descrição do princípio de exclusão de Pauli (GRIFFITHS; SCHROETER, 2018), ou seja, uma pressão de natureza unicamente quântica, não tendo relação com a energia cinética das partículas ou efeitos termodinâmicos.

Podemos, ao trabalhar com o equilíbrio da energia gravitacional e uma descrição simplificada da energia interna da estrela, estabelecer uma estimativa do limite de massa permitido para uma estrela anã branca.

Vamos supor inicialmente que um número N de férmions compõe a estrutura da estrela de raio R . Bárions também estão presentes, mas apenas elétrons encontram-se em estado degenerado e contribuem para a pressão interna. Neste caso, a densidade numérica de férmions pode ser aproximada pela forma $n \sim N/R$ e, o volume ocupado por cada férmion, na forma $v \sim 1/n$. Assim, utilizando do princípio da incerteza de Heisenberg (COHEN-TANNOUJJI et al., 1986), podemos descrever o momentum de um desses férmions (elétrons):

$$\Delta x = v^{1/3} = n^{-1/3} \quad (\text{B.1})$$

$$\Delta p \Delta x \sim \hbar \rightarrow \Delta p \sim \hbar n^{1/3} \quad (\text{B.2})$$

Sabendo que podemos escrever a energia de uma partícula na forma $E = pc$, teremos que a energia de Fermi para uma partícula do gás é escrita na forma:

$$E_F \sim \hbar n^{1/3} c \sim \frac{\hbar c N^{1/3}}{R} \quad (\text{B.3})$$

Por outro lado, a energia gravitacional por férmion vem dada por

$$E_g = -\frac{GMm_B}{R} \quad (\text{B.4})$$

Onde, G é a constante de gravitação universal e m_B é a massa de um bárion. Nos atentamos ao fato de que, mesmo que a pressão de degenerescência venha dos elétrons, a maior parte da massa está presente nos bárions. A massa total da estrela pode ser escrita na forma $M = Nm_B$.

A partir dessas considerações, podemos escrever a energia total que atua sobre uma partícula como a combinação da energia gravitacional com sua energia de Fermi:

$$E = E_F + E_G = \frac{\hbar c N^{1/3}}{R} - \frac{GNM_B^2}{R} \quad (\text{B.5})$$

Como os dois termos da Equação B.5 carregam uma dependência igual com o raio da estrela, uma condição de equilíbrio entre as componentes de energia pode ser alcançada quando:

$$\hbar c N^{1/3} = GNm_B^2 \quad (\text{B.6})$$

O que nos restringe o número máximo de férmions para

$$N_{max} \sim \left(\frac{\hbar c}{Gm_B^2} \right)^{3/2} \sim 2 \times 10^{57} \quad (\text{B.7})$$

Onde, na equação acima, o valor da massa de um próton foi utilizado em m_V para se obter a aproximação numérica. Desta forma, podemos então fazer uma estimativa da massa máxima da estrela:

$$M_{max} \sim N_{max}m_B \sim 1.5M_\odot \quad (\text{B.8})$$

Tratando-se apenas da ordem de grandeza das quantidades físicas envolvidas, o desenvolvimento acima é suficiente para ilustrar a restrição de massa imposta pela energia interna proveniente da pressão de degenerescência dos elétrons da estrela. Com exceção da composição da estrela, que altera ligeiramente os valores de massa, o valor estimado depende apenas de constantes fundamentais. O desenvolvimento acima apresentado e detalhamentos maiores sobre as melhorias posteriores desenvolvidas para este resultado de limite de massas pode ser encontrado no livro de

(SHAPIRO; TEUKOLSKY, 2008).

