



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21d/2023/04.06.18.49-TDI

**ANÃS BRANCAS RÁPIDAS, MASSIVAS E
MAGNÉTICAS COMO PRODUTO DA FUSÃO DE
BINÁRIAS DE ANÃS BRANCAS E COMO FONTES DE
ONDAS GRAVITACIONAIS**

Manoel Felipe Sousa

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelos Drs. Jose Carlos Neves de Araujo, e Jaziel Goulart Coelho, aprovada em 24 de março de 2023.

URL do documento original:

<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/48RP35S>

INPE
São José dos Campos
2023

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 INTELECTUAL 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, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21d/2023/04.06.18.49-TDI

**ANÃS BRANCAS RÁPIDAS, MASSIVAS E
MAGNÉTICAS COMO PRODUTO DA FUSÃO DE
BINÁRIAS DE ANÃS BRANCAS E COMO FONTES DE
ONDAS GRAVITACIONAIS**

Manoel Felipe Sousa

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelos Drs. Jose Carlos Neves de Araujo, e Jaziel Goulart Coelho, aprovada em 24 de março de 2023.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/48RP35S>>

INPE
São José dos Campos
2023

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Sousa, Manoel Felipe.

So85a Anãs brancas rápidas, massivas e magnéticas como produto da fusão de binárias de anãs brancas e como fontes de ondas gravitacionais / Manoel Felipe Sousa. – São José dos Campos : INPE, 2023.

xx + 134 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21d/2023/04.06.18.49-TDI)

Tese (Doutorado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2023.

Orientadores : Drs. Jose Carlos Neves de Araujo, e Jaziel Goulart Coelho.

1. Anãs brancas. 2. Evolução da rotação. 3. Campo magnético. 4. Ondas Gravitacionais. 5. Fusão de binárias. I.Título.

CDU 524.354.7



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
Serviço de Pós-Graduação - SEPGR

DEFESA FINAL DE TESE DE MANOEL FELIPE SOUSA
REG. 138525/2019, BANCA Nº 038/2023

No dia 24 de março de 2023, por videoconferência, 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 Doutor 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).

Título: "Anãs Brancas Rápidas, Massivas e Magnéticas como Produto da Fusão de Binárias de Anãs Brancas e como Fontes de Ondas Gravitacionais."

Membros da banca:

Dr. Odylio Denys de Aguiar - Presidente - INPE
Dr. Jose Carlos Neves de Araujo - Orientador - INPE
Dr. Jaziel Goulart Coelho - Orientador - UFES
Dra. Cláudia Vilega Rodrigues - Membro Interno - INPE
Dr. Massimo Tinto - Membro Interno - INPE
Dra. Raissa Fernandes Pessoa Mendes - Membro Externo - UFF
Dr. Manuel Máximo Bastos Malheiro de Oliveira - Membro Externo - ITA

Declaração de aprovação de Massimo Tinto anexa ao processo.



Documento assinado eletronicamente por **José Carlos Neves de Araújo, Pesquisador**, em 28/03/2023, às 15:33 (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 **Odylio Denys de Aguiar, Pesquisador**, em 28/03/2023, às 15:50 (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 **Jaziel Goulart COELHO (E), Usuário Externo**, em 28/03/2023, às 16:15 (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 **raissa fernandes pessoa mendes (E), Usuário Externo**, em 28/03/2023, às 18:57 (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 **Cláudia Vilega Rodrigues, Pesquisador**, em 29/03/2023, às 08:47 (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 **Manuel MAXIMO BASTOS MALHEIRO DE OLIVEIRA (E), Usuário Externo**, em 12/04/2023, às 13:23 (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 **10930164** e o código CRC **645BAD67**.

Referência: Processo nº 01340.002103/2023-11

SEI nº 10930164

“You’re an interesting species. An interesting mix. You’re capable of such beautiful dreams, and such horrible nightmares. You feel so lost, so cut off, so alone, only you’re not. See, in all our searching, the only thing we’ve found that makes the emptiness bearable, is each other.”

CARL SAGAN
em “Contact”, 1985

*A meus pais, irmãos e a todos que contribuem e divulgam o
saber científico*

AGRADECIMENTOS

Quero agradecer primeiramente aos meus pais Murilo e Elizabete, que mesmo sem entender muito sobre a vida acadêmica, sempre me incentivaram a continuar estudando e a buscar meus sonhos. Estão sempre em minha mente as palavras de minha mãe: “a educação é o melhor presente que eu posso dar aos meus filhos”. A vocês, meu muito obrigado. A toda minha família, em especial, aos meus irmãos, Karol e Vinícius, que mesmo distante sempre me deram força, apoio e confiança.

Agradeço também a minha noiva Letícia que esteve sempre ao meu lado me motivando a superar todos os desafios durante esses anos. Agradeço por todos os momentos juntos, pelo companheirismo, conselhos e pela ajuda em meu crescimento pessoal e profissional. Grande parte desse trabalho só foi possível por seus incentivos.

Aos meus orientadores Dr. José Carlos e Dr. Jaziel Coelho. Além de grandes profissionais, vocês são pessoas incríveis. Obrigado por todo conhecimento transmitido, pela excelente orientação e pelo apoio de sempre. Os conselhos e dicas de vocês têm sido essenciais em minha formação acadêmica e como ser humano. Ao Dr. Jorge Rueda por ter aceitado o convite de me supervisionar em meu doutorado sanduíche. Uma pessoa muito gentil e atenciosa que foi de colaborador a um querido amigo. Agradeço também a Dr. Edson Otoniel pela parceria, suporte e pelo tempo e esforços dedicados em nossa colaboração.

Ao Dr. Massimo Tinto e a Dra. Tábata Ferreira pela parceria e pelas reuniões de sextas-feiras que me ajudaram e me ensinaram muito. Nossas conversas sobre astrofísica, ondas gravitacionais e outros diversos assuntos aleatórios me contagiam sempre a prosseguir. Obrigado, pois aprendi demais com vocês.

A todos os meus colegas e amigos da pós-graduação, em especial, aos meus colegas de curso que iniciaram essa jornada comigo, Eduardo, Fernando e Samantha. Cada um tomou um caminho diferente na pesquisa e na vida, mas vou levar vocês comigo sempre. Dedico também ao meu amigo Fred Vieira (*in memoriam*) que tive o prazer de compartilhar a representação dos estudantes da Astrofísica e de ter boas conversas. Você sempre será lembrado por sua alegria e suas risadas fáceis.

A todos da Divisão de Astrofísica do INPE, em especial aos professores pelas contribuições em minha formação e por serem pessoas sempre acessíveis.

À CAPES pelo suporte financeiro, sem o qual o sonho de cursar o doutorado não teria sido realizado.

RESUMO

Tanto do ponto de vista teórico quanto observacional, tem-se percebido um crescente interesse da comunidade astrofísica em anãs brancas (ABs) altamente magnetizadas e rápidas, também conhecidas como ABRMs. ABs com essas características são incomuns e possuem campos magnéticos $\geq 10^6$ G e período de rotação em torno de segundos a alguns minutos. Nesta tese de doutorado, estudamos a fenomenologia de ABRMs em dois contextos. Por um lado, investigamos a origem de duas ABRMs recentemente observadas, SDSS J221141.80+113604.4 (J2211+1136) e ZTF J190132.9+145808.7 (J1901+1458). Consideramos a hipótese de que essas ABs são produtos da fusão de uma binária de ABs e calculamos a evolução da rotação em uma configuração pós-fusão formada por uma AB central cercada por um disco. Mostramos, assim, que o sistema pós-fusão evolui por três fases, dependendo do torque que é exercido na AB central. Inferimos ainda a massa dos componentes primário e secundário da binária de ABs que levam a uma evolução pós-fusão consistente com as observações. Com isso, concluímos que os parâmetros observados de J2211+1136 e J1901+1458 são consistentes com uma origem a partir da fusão de ABs duplas, trazendo suporte para a conexão entre ABRMs e fusões de binárias de ABs. Além disso, modelamos também a radiação eletromagnética emitida no pós-fusão devido à expansão térmica do material ejetado na coalescência e à emissão síncrotron em razão dos elétrons contidos no material magnetizado em expansão. Por outro lado, analisamos a emissão de Ondas Gravitacionais (OGs) em ABRMs através de dois mecanismos: acreção de matéria e deformação magnética. Em ambos os mecanismos, a emissão de OG é gerada pela assimetria em torno do eixo de rotação da estrela em razão da massa acumulada nos polos magnéticos (acreção de matéria) e ao intenso campo magnético (deformação magnética). Estendemos este estudo aplicando o mecanismo de deformação magnética para os *Soft Gamma Repeaters* (SGRs) e *Anomalous X-Ray Pulsars* (AXPs) descritos como pulsares de ABs e encontramos que alguns SGRs/AXPs podem ser observados pelos detectores espaciais BBO e DECIGO. Descobrimos também que SGRs/AXPs como estrelas de nêutrons altamente magnetizadas não são observadas pelo BBO e DECIGO, o que nos leva a concluir que uma possível detecção de OGs contínuas originada desses objetos corroboraria o modelo de pulsar de AB. Além disso, de forma auto-consistente com a rotação e usando uma equação de estado realística para explorar a estabilidade da estrela, investigamos a emissão da radiação gravitacional em seis ABs rápidas: cinco em sistemas binários (LAMOST J0240+1952, CTCV J2056-3014, AE Aqr, V1460 Her e RX J06480-4418) e um AXP (4U 0142+61) descrito como um pulsar de AB. Aplicamos o mecanismo de acreção de matéria juntamente com o mecanismo de deformação magnética para avaliar a influência de um processo no outro. Encontramos que essas ABs são possíveis fontes de OGs para o BBO e DECIGO dada uma certa combinação de parâmetros, como massa, inclinação entre o eixo magnético e o de rotação e o acúmulo de massa nos polos magnéticos. Entretanto, essa classe de estrelas provavelmente não será detectada pelos detectores espaciais LISA e TianQin em razão de uma difícil combinação de parâmetros.

Palavras-chave: Anãs Brancas. Evolução da Rotação. Campo magnético. Ondas Gravitacionais. Fusão de Binárias.

FAST-SPINNING, MASSIVE AND MAGNETIC WHITE DWARFS AS DOUBLE WHITE DWARF MERGER PRODUCTS AND AS SOURCES OF GRAVITATIONAL WAVES

ABSTRACT

Both from a theoretical and observational point of view, there has been a growing interest from the astrophysics community in highly magnetized and fast-spinning white dwarfs (WDs), also known as HMWDs. WDs with these characteristics are unusual and have magnetic fields $\geq 10^6$ G and a short rotation period of around seconds to a few minutes. In this doctoral thesis, we study the phenomenology of HMWDs in two contexts. On the one hand, we investigated the origin of two recently observed HMWDs, SDSS J221141.80+113604.4 (J2211+1136) and ZTF J190132.9+145808.7 (J1901+1458). We hypothesize that these WDs are products of a double white dwarf (DWD) merger and calculate the rotational evolution in a post-merger configuration formed by a central WD surrounded by a disk. We thus show that the post-fusion system evolves through three phases, depending on the torque exerted on the central WD. We also infer the mass of the primary and secondary components of the DWD that lead to a post-merger evolution consistent with the observations. With this, we conclude that the observed parameters of J2211+1136 and J1901+1458 are consistent with an origin from DWD coalescence, providing support for the connection between HMWDs and DWD mergers. In addition, we also model the electromagnetic radiation emitted in the post-fusion due to the thermal cooling of the expanding matter ejected in the merger and the synchrotron emission due to the electrons contained in the magnetized material in expansion. On the other hand, we analyze the emission of Gravitational Waves (GWs) in HMWDs through two mechanisms: matter accretion and magnetic deformation. In both mechanisms, the GW emission is generated by the asymmetry around the star's axis of rotation due to the mass accumulated at the magnetic poles (matter accretion) and to the intense magnetic field (magnetic deformation). We extended this study by applying the magnetic deformation mechanism to Soft Gamma Repeaters (SGRs) and Anomalous X-Ray Pulsars (AXPs) described as WD pulsars and we find that some SGRs/AXPs can be observed by the BBO and DECIGO space detectors. We also verified that SGRs/AXPs as highly magnetized neutron stars are not observed by BBO and DECIGO, which leads us to conclude that a possible detection of continuous GWs originating from these objects would corroborate the WD pulsar model. Furthermore, self-consistently with rotation and using a realistic equation of state to explore star stability, we investigate the emission of gravitational radiation in six fast-spinning WDs: five in binary systems (LAMOST J0240+1952, CTCV J2056-3014, AE Aqr, V1460 Her and RX J06480-4418) and an AXP (4U 0142+61) described as an WD pulsar. We apply the matter accretion mechanism together with the magnetic deformation mechanism to evaluate the influence of one process on the other. We found that these WDs are possible sources of GW for BBO and DECIGO given a certain combination of parameters, such as mass, inclination between the magnetic and rotational axes, and amount of accreted mass at the magnetic poles. However, this class of stars is unlikely to be detected by the LISA and TianQin space detectors due to a difficult combination of parameters.

Keywords: White Dwarfs. Rotation Evolution. Magnetic field. Gravitational Waves.
Double White Dwarf Mergers.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Binárias compactas detectadas através de observações de ondas gravitacionais.	4
2.1 Períodos de rotação das ABs pulsantes determinados via asterosismologia.	11
2.2 Distribuição dos períodos de rotação de ABs magnéticas determinados a partir da fotometria e polarimetria.	12
2.3 Distribuição do campo magnético para as ABs magnéticas isoladas apresentadas em Ferrario et al. (2020).	15
2.4 Distribuição do campo magnético e a distribuição da massa para as ABs magnéticas isoladas apresentadas em Amorim et al. (2023).	16
2.5 intensidade de campo magnético em função da massa calculada a partir dos dados da missão <i>Gaia</i>	17
2.6 Distribuição do campo magnético para as VCMs polares e IPs.	18
2.7 Distribuição do período de rotação versus o período orbital para as VCMs polares e IPs.	19
2.8 A intensidade do campo magnético de ABs isoladas, CVM Polares e PIs versus o período de rotação	24
2.9 Diagrama $\dot{P} - P$ para SGRs/AXPs como estrelas de nêutrons	32
2.10 Diagrama $\dot{P} - P$ para SGRs/AXPs como Anãs brancas	33
3.1 Evolução temporal da densidade para a coalescência de um sistema binário de ABs	38
3.2 $ T_{\text{acc}} $ e $ T_{\text{mag}} $ em função de $\omega > 1$	44
3.3 $ T_{\text{acc}} $ e $ T_{\text{mag}} $ em função de $\omega < 1$	45
3.4 Taxa de acreção em função da idade de resfriamento para J2211+1136	49
3.5 Evolução do período de rotação de J2211+1136	50
3.6 Taxa de acreção em função da idade de resfriamento para J1901+1458	52
3.7 Evolução do período de rotação de J1901+1458	53
3.8 Massa do disco, M_d , e a perda de massa, M_{loss} , em função da razão de massa da binária, q para J2211+1136	57
3.9 Massa do disco, M_d , e a perda de massa, M_{loss} , em função da razão de massa da binária, q para J1901+1458	57
3.10 Intervalo estimado para a massa da estrela primária e secundária.	58
3.11 Emissão térmica do material ejetado em expansão nos primeiros momentos após a fusão e a radiação síncrotron.	71

3.12	Tempo de transparência da auto-absorção síncrotron em função da frequência de emissão.	72
4.1	Esquema de uma AB deformada por um campo magnético dipolar	84
4.2	Amplitude da OG em função do campo magnético para os SGRs/AXPs como ABs magnetizadas de rápida rotação.	89
4.3	Amplitude da OG em função da frequência para os SGRs/AXPs como ABs magnetizadas de rotação rápida	90
4.4	Amplitude da OG em função da frequência para os SGRs/AXPs como ENs (magnetares)	91
4.5	Esquema de um objeto rígido rotante com matéria amontoada sobre um eixo	95
4.6	Esquema de um esferoide oblato rotante com matéria amontoada sobre um eixo	97
4.7	Relação massa-raio de ABs calculadas a partir da EoS de Chabrier & Potekhin e da EoS de Chandrasekhar	101
4.8	Relação entre δm e M , dada pela Equação 4.44, para qual $h_{ac;mg} = 0$. .	108
4.9	Amplitude da OG em função do intervalo de massa possível para o AXP 4U 0142+61 com $\alpha = 90^\circ$	110
4.10	Amplitude da OG em função da frequência para as seis ABs rápidas e magnéticas com diferentes valores de α	112

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Principais parâmetros das cinco anãs brancas em sistemas binários e das cinco anãs brancas isoladas que possuem os períodos de rotação mais curtos observados	23
2.2 Grandezas observacionais para os SGRs/AXPs confirmados retiradas do catálogo online mantido pelo McGill Pulsar Group	30
3.1 Parâmetros dos sistemas no pré-fusão e no pós-fusão que resultam nos parâmetros atuais observados de J2211+1136 e J1901+1458.	59
3.2 Valores dos parâmetros utilizados para modelar a radiação térmica e síncrotron a partir da expansão do material ejetado.	70
4.1 Parâmetros para os SGRs/AXPs baseados em uma anã branca muito massiva de parâmetros fiduciais	88
4.2 Seis ABs rápidas e magnéticas juntamente com seus principais parâmetros: Período (P), campo magnético (B), Temperatura (T) e distância até a fonte (r).	93
4.3 Massa mínima (raio máximo) e massa máxima (raio mínimo) de algumas ABs rápidas e magnéticas inferidas a partir das condições de estabilidade para a AB.	106

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 ANÃS BRANCAS RÁPIDAS, MASSIVAS E MAGNÉTICAS .	9
2.1 Rotação e campo magnético	10
2.2 ABRMs	20
2.3 SGRs e AXPs como ABRMs	27
3 FUSÃO DE BINÁRIAS DE ANÃS BRANCAS COMO PROGE- NITORA DE ANÃS BRANCAS RÁPIDAS E MAGNÉTICAS	35
3.1 Evolução da rotação no pós-fusão de binária de anãs brancas	37
3.1.1 Propriedades da fusão e pós-fusão	37
3.1.2 Torque devido a acreção e <i>propeller</i>	39
3.1.3 Torque devido ao campo magnético	41
3.1.4 Tipos de evolução rotacional	43
3.1.5 Análise de fontes específicas	47
3.1.5.1 Evolução da rotação de J2211+1136	48
3.1.5.2 Evolução da rotação de J1901+1458	51
3.1.6 Os progenitores da fusão de ABs duplas	54
3.1.6.1 Exemplos específicos	56
3.2 Emissão eletromagnética do pós-fusão de uma binária de Anãs Brancas .	60
3.2.1 Emissão térmica do material ejetado em expansão	61
3.2.2 Emissão síncrotron do material ejetado em expansão	64
3.2.2.1 Auto-absorção síncrotron	66
3.2.3 Resultados e perspectivas	69
4 ANÃS BRANCAS RÁPIDAS E MAGNÉTICAS COMO FON- TES DE ONDAS GRAVITACIONAIS	75
4.1 Ondas Gravitacionais	75
4.1.1 Relatividade geral e a radiação gravitacional	76
4.1.2 Fontes astrofísicas de OGs	80
4.2 Ondas Gravitacionais emitidas pelos SGRs e AXPs como ABRMs	83
4.2.1 Mecanismo de deformação magnética: equações básicas	83
4.2.2 Resultados e discussões	86

4.3 Ondas Gravitacionais emitidas pelas Anãs Brancas rápidas e magnéticas	92
4.3.1 Mecanismo de acreção de matéria: equações básicas	94
4.3.2 Limites de estabilidade de anãs brancas rápidas	99
4.3.2.1 Formalismo de Hartle para a rotação estelar	100
4.3.2.2 Reações de fusão picnonuclear	103
4.3.3 Resultados e discussão	105
5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	115
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	119

1 INTRODUÇÃO

Anãs brancas (ABs) são o estágio evolutivo final de estrelas com massa entre $0,4 M_{\odot}$ e $8,0 M_{\odot}$. Alguns desses remanescentes apresentam rotação com períodos que vão desde segundos a anos. De uma forma geral, as ABs isoladas apresentam períodos de rotação de dias ou mesmo anos. Entretanto, ABs isoladas rotacionando com períodos de alguns segundos a minutos já têm sido observadas recentemente; como exemplos, podemos citar a SDSS J221141.80+113604.4 (J2211+1136) com um período de rotação de $P = 70,32$ s (KILIC et al., 2021b; KILIC et al., 2021a) e a ZTF J190132.9+145808.7 (J1901+1458) com $P = 416,20$ s (CAIAZZO et al., 2021). ABs em sistemas binários, por sua vez, rotacionam com períodos de segundos a horas. Recentemente, Pelisoli et al. (2022) reportaram uma AB com a rotação mais rápida observada. Neste trabalho, os autores relatam observações do *Gran Telescopio Canarias* (GTC) que revelam que LAMOST J024048.51+195226.9 é uma variável cataclísmica que contém uma AB com uma rotação extremamente rápida de $24,93$ s. Outra AB com um período de rotação muito semelhante foi detectada no sistema binário CTCV J2056-3014 a partir das observações do XMM-Newton que apontam que a AB tem um período de rotação de $29,6$ s (LOPES DE OLIVEIRA et al., 2020).

ABs também podem apresentar campos magnéticos com intensidades que variam de 10^3 G a 10^9 G (FERRARIO et al., 2015). Tanto do ponto de vista observacional quanto teórico, tem havido, nos últimos anos, um interesse crescente da comunidade astrofísica em ABs magnéticas e, principalmente, em ABs de alto campo magnético. Essas ABs altamente magnetizadas, com campos magnéticos superficiais variando de 10^6 G a 10^9 G, já foram confirmadas por diversos trabalhos (ver e.g., Külebi et al. (2009), Kuelebi et al. (2010), Kepler et al. (2013), Kepler et al. (2015), Amorim et al. (2023)). Além de seus altos campos magnéticos, a maioria dessas ABs são massivas. Como exemplos dessas ABs, podemos citar: REJ 0317–853 que possui $M \approx 1,35 M_{\odot}$ e $B \approx (1,7-6,6) \times 10^8$ G (BARSTOW et al., 1995; KÜLEBI et al., 2010); ZTF J1901+1458 que tem $M \approx 1,31 M_{\odot}$ e $B \approx (6,0-9,0) \times 10^8$ G (CAIAZZO et al., 2021); e PG 1031+234 que possui um dos mais intensos campos magnéticos medidos $B \approx 10^9$ G, porém sua massa ainda não é conhecida (SCHMIDT et al., 1986; KÜLEBI et al., 2013).

Algumas ABs são conhecidas por exibirem essas três características juntas, ou seja, elas são massivas, rápidas e altamente magnéticas (também conhecidas como ABRMs). Alguns exemplos dessas ABs peculiares são os sistemas SDSS J2211+1136, ZTF J1901+1458 e REJ 0317–853 (PELISOLI et al., 2022; CAIAZZO et al., 2021;

KÜLEBI et al., 2010). A origem desses remanescentes é ainda uma questão bastante discutida. Uma hipótese para a origem das ABRMs é a coalescência de binárias de ABs (BABs), investigação explorada nesta tese. Simulações numéricas mostram que ABRMs podem de fato se originar em fusões de BABs (ver e.g., Lorén-Aguilar et al. (2009), Dan et al. (2014) e Capítulo 3 para mais detalhes). A configuração geral após a fusão é um remanescente central que contém a massa da estrela primária (não interrompida), cercado por uma coroa quente com cerca da metade da massa secundária (interrompida) e um disco Kepleriano de rotação rápida que contém aproximadamente a outra metade da massa secundária. A coroa quente e convectiva funciona como um dínamo eficiente que pode levar a campos magnéticos de $\lesssim 10^{10}$ G (GARCÍA-BERRO et al., 2012).

Algumas ABs magnéticas que giram rapidamente têm sido observadas emitindo radiação eletromagnética pulsada e têm sido propostas como pulsares de AB. Em particular, um pulsar de AB foi descoberto recentemente em um sistema binário conhecido como AR Scorpii (AR Sco). Essa AB tem um período de rotação de 1,97 min e emite pulsos de radiação em uma ampla faixa de frequências (MARSH et al., 2016). Até então, essa característica pulsante era relacionada a pulsares de estrelas de nêutrons (ENs). A luminosidade de *spindown* dessa AB é uma ordem de magnitude maior que a luminosidade observada em raio X, que com a ausência de sinais de acreção, sugerem que a AR Sco é provavelmente um pulsar alimentado pela rotação (*rotation-powered pulsar*) (BUCKLEY et al., 2017).

Outras fontes também têm sido propostas como candidatas a pulsares de AB. Um exemplo específico é AE Aquarii (AE Aqr), identificado como um pulsar de raio X com um curto período de rotação de $P = 33,08$ s e uma variação do período (*spindown*) de $\dot{P} = 5,64 \times 10^{-14}$ s/s (JAGER et al., 1994). Outro exemplo é o sistema binário HD 49798/RX J0648.0-4418. Mereghetti et al. (2009) mostraram que a emissão pulsada de raios X desse sistema vinha de uma AB massiva com massa $M = 1,28M_{\odot}$ com um período de rotação muito curto de $P = 13,2$ s. Contudo, a natureza desse objeto compacto ainda não é clara (ver Mereghetti et al. (2016) e Capítulo 2).

Atualmente, vários estudos de ABs magnetizadas com rápida rotação são realizados. Um desses estudos, em particular, envolve pulsares de AB em uma descrição alternativa para os *Soft Gamma Repeater* (SGRs) e *Anomalous X-Ray Pulsars* (AXPs) (MALHEIRO et al., 2012; COELHO; MALHEIRO, 2014; MUKHOPADHYAY; RAO, 2016). Por essa perspectiva, um modelo canônico de pulsar ali-

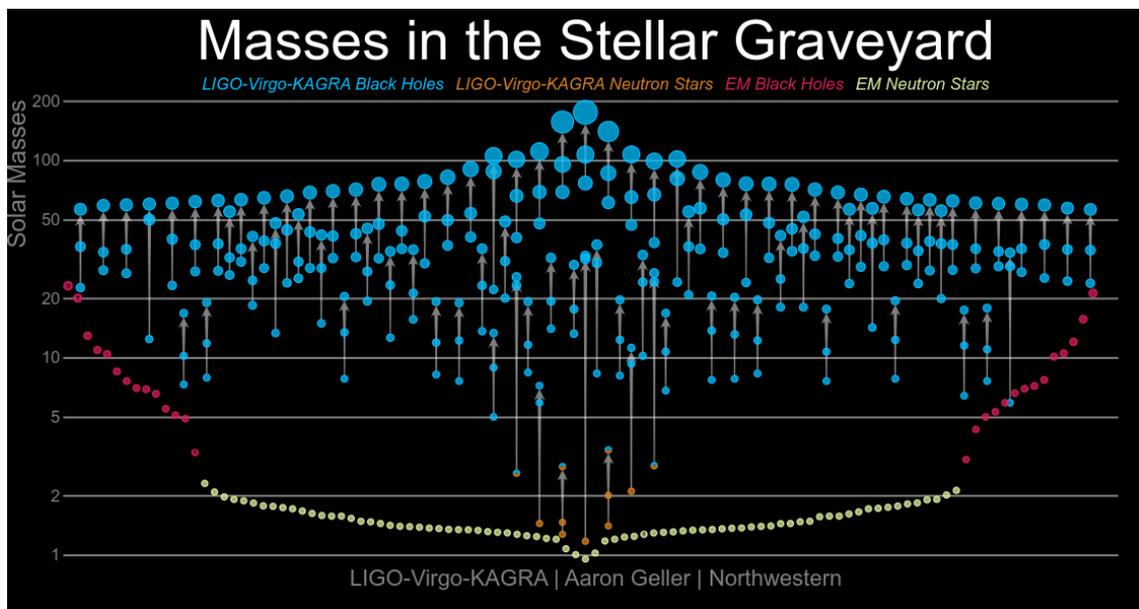
mentado pela rotação pode explicar o processo de emissão de energia em uma AB (USOV, 1988). Em outro cenário proposto, Rueda et al. (2013) sugerem que o AXP 4U 0142+61 é um pulsar de AB de modo que a emissão pulsada é usada para explicar os dados em raios X, e os dados no ótico e infravermelho são explicados pela fotosfera da AB e por um disco que a circunda. Entretanto, Borges et al. (2020) argumentam que dentro dessa perspectiva, a emissão persistente no infravermelho médio até os raios X duros pode ser descrita por uma AB magnética e isolada que acreta matéria de um disco de detritos que a rodeia.

Em uma perspectiva gravitacional, observações diretas de ondas gravitacionais (OGs) foram feitas recentemente pela colaboração LIGO-Virgo-KAGRA. O primeiro evento foi detectado em 2015 pelo detector LIGO (ABBOTT et al., 2016). Este evento, denominado GW150914, é proveniente da fusão de dois buracos negros (BNs) de massas $\approx 36 M_{\odot}$ e $\approx 29 M_{\odot}$ que resultou em um BN de massa $\approx 62 M_{\odot}$ e irradiando $\approx 3 M_{\odot} c^2$ em OGs. A partir daí, mais 89 detecções de OGs foram feitas e estas são provenientes da coalescência de binárias compactas, a saber, binárias de BNs, binárias de ENs e binárias formadas por BN e EN (ABBOTT et al., 2019; ABBOTT et al., 2021; THE LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et al., 2021). A Figura 1.1 apresenta todos os 90 eventos de OGs que ocorreram até o momento. A detecção direta das OGs garantiu o Prêmio Nobel de Física de 2017 para Reiner Weiss, Barry Barish e Kip Thorne pela contribuição dos observatórios interferométricos na detecção (THE NOBEL PRIZE, 2017).

Vale a pena ainda mencionar outro fato importante para Astrofísica de OGs que ocorreu em 17 de agosto de 2017 quando o LIGO e o Virgo fizeram a primeira detecção de OGs provenientes da coalescência de duas ENs (evento GW170817). Esse evento foi observado também em ondas eletromagnéticas, inaugurando, assim, uma nova astronomia multi-mensageira, agora envolvendo OGs (ABBOTT et al., 2017).

Todas as detecções de OGs feitas até o momento estão em uma banda de frequência variando de 10 Hz a 1000 Hz, que é a banda operacional do LIGO e Virgo. Contudo, como é sabido, existem propostas de missões espaciais para detecções em frequências mais baixas, como LISA (*Laser Interferometer Space Antenna*) e TianQin, cuja banda de frequência está em $(10^{-4} - 10^{-1})$ Hz, e BBO (*Big Bang Observer*) e DECIGO (*DECI-hertz Interferometer Gravitational wave Observatory*) em uma banda de frequência variando de 0,01 Hz para 10 Hz (ver Amaro-Seoane et al. (2017), Luo et al. (2016), Harry et al. (2006), Robson et al. (2019), Yagi e Seto (2017), Kawamura

Figura 1.1 - Binárias compactas detectadas através das observações de ondas gravitacionais (em azul e laranja). O gráfico apresenta a massa dos objetos compactos antes e após a coalescência. Em vermelho e amarelo, são apresentados os BNs e ENs detectados pela emissão eletromagnéticas, respectivamente. Os valores das massas estão representadas em massas solares.



Fonte: Geller et al. (2023).

et al. (2006)).

Uma classe candidata a ser detectada por esses instrumentos espaciais são as ABs magnéticas e rápidas. Essas ABs podem gerar OGs contínuas se não forem perfeitamente simétricas em torno de seu eixo de rotação. Essa assimetria pode ocorrer de duas formas: em razão do acúmulo de matéria nos polos magnéticos de uma AB que está acretando massa, de modo que o fluxo de acréscimo segue as linhas de campo (CHOI; YI, 2000), ou devido ao intenso campo magnético que pode levar à quebra da simetria esférica da estrela, tornando-a oblata ou prolata dependendo da configuração do campo (ver, e.g., Chandrasekhar e Fermi (1953), Maggiore (2008)). Em ambos os mecanismos, a amplitude da OG cresce com a diminuição do período de rotação e com o aumento do momento de inércia da estrela (FRANZON; SCHRAMM, 2017; SOUSA et al., 2020a).

Com base no mecanismo de deformação produzida pelo campo magnético, Franzon e Schramm (2017) investigaram a possibilidade de ABs rápidas e magnetizadas

serem fontes de emissão de OGs detectáveis. Eles observaram que dois interferômetros espaciais, BBO e DECIGO, são capazes de detectar OGs provenientes de uma AB magnética com $M = 0,50 M_{\odot}$ e campo superficial de $\sim 10^{10}$ G girando a uma frequência de 0,01 Hz se essa estiver a uma distância de ~ 116 pc. Além disso, os autores reportaram que se o sistema AR Sco possui $M = 0,81 M_{\odot}$ e campo magnético de $\sim 10^{11}$ G, essa AB também pode ser observada pelos dois detectores espaciais (FRANZON; SCHRAMM, 2017). Utilizando o mesmo mecanismo de emissão de OGs, Kalita e Mukhopadhyay (2019) também mostraram que ABRMs podem ser fontes proeminentes para os detectores espaciais, como DECIGO, BBO e LISA. Os autores exploraram ABs com massas muito próximas ao limite de Chandrasekhar e ABs super-Chandrasekhars¹ para analisar a variação da amplitude da OG com a alteração de diferentes quantidades, como densidade central, rotação uniforme e diferencial, e intensidade e geometria do campo magnético. Eles encontraram que várias super-Chandrasekhars, rotacionando em um intervalo de frequência de 0,01 – 1 Hz e com uma distância de 100 pc, emitem radiação gravitacional detectável pelo BBO e DECIGO. Essas ABs são também observáveis pelo LISA quando considerado uma observação com tempo de integração $T_{\text{obs}} = 1$ ano (KALITA; MUKHOPADHYAY, 2019).

Mais recentemente, investigamos a radiação gravitacional de três ABs de rápida rotação e altos campos magnéticos, considerando os mecanismos de acreção de matéria e deformação magnética (SOUSA et al., 2020a). Estudamos os sistemas AE Aqr, AR Sco e RX J0648.0-4418 e mostramos que, para o primeiro mecanismo, os sistemas AE Aqr e RX J0648.0-4418 serão medidos pelos detectores BBO e DECIGO se esses sistemas tiverem uma quantidade de massa acumulada nos polos magnéticos de $\delta m \geq 10^{-5} M_{\odot}$ ($T_{\text{obs}} = 1$ ano). Para o mecanismo de deformação magnética, os três sistemas estudados exigem que a AB tenha um campo magnético acima de $\sim 10^9$ G para emitir OGs detectáveis pelo BBO ($T_{\text{obs}} = 1$ ano).

Portanto, o aumento recente do número de observações de ABRMs e os desafios de compreender as propriedades, origem e evolução dessa classe de objetos têm motivado o trabalho desenvolvido e apresentado por esta tese, que busca (1) estabelecer uma conexão direta entre as ABs isoladas, rápidas e magnéticas observadas e a AB remanescente da coalescência de BABs e (2) investigar a emissão de OGs produzida por essa classe de ABs peculiares a partir do mecanismo de acreção de matéria e do

¹ABs cujas massas excedem o limite de Chandrasekhar ($\sim 1,4 M_{\odot}$). Acredita-se que essas ABs, que tem massas de até $2,8 M_{\odot}$, são os progenitores das supernovas Ia superluminosas (HOWELL et al., 2006, e.g.)

mecanismo de deformação magnética.

Desse modo, para a análise de (1), calculamos a evolução da rotação da AB remanescente da fusão da binária e inferimos os parâmetros do modelo para os quais a idade rotacional da AB, que é o tempo necessário para que AB atinja o valor atual do período de rotação, concorda com a idade de resfriamento estimada. Além disso, derivamos a taxa de acreção, a massa do disco e a massa dos componentes da BAB no pré-fusão para os quais o sistema pós-fusão concorda com as observações. Ainda, estudamos a radiação eletromagnética emitida no pós-fusão a partir da expansão térmica do material ejetado na coalescência e da emissão síncrotron em razão dos elétrons contidos no material em expansão que são acelerados em um meio magnetizado. Estendemos, assim, a abordagem apresentada em [Rueda et al. \(2022\)](#) com o intuito de investigar as coalescências de BABs e aprimorar o modelo.

Para a investigação de (2), analisamos a radiação gravitacional emitida pelos SGRs e AXPs descritos como ABRMs em razão da forma oblata que essas estrelas podem exibir causada pelo intenso campo magnético. Ainda, estendemos nossa pesquisa anterior para o mecanismo de acreção de matéria, apresentado em [Sousa et al. \(2020a\)](#), ampliando o número de ABs rápidas e magnéticas e calculando, numericamente e de forma auto-consistente, limites teóricos (mínimos e máximos) de massa a partir da construção de regiões de estabilidade para as ABs levando em consideração os limites estabelecidos pela frequência de Kepler (*mass-shedding*) e pelas reações de fusão picnonuclear. Abordamos ainda, nesta perspectiva, o efeito da deformação da AB produzida pelo intenso campo magnético na amplitude da OG emitida pelo mecanismo de acreção, ou seja, como que as deformabilidades criadas pela acreção e campo magnético agem juntas na emissão da radiação gravitacional.

Com isso, esta tese foi organizada em capítulos como seguem. No Capítulo 2, discutimos sobre as ABs rápidas e magnéticas, suas características, origem e como a rotação e o campo magnético surgem nessas fontes. Exploramos ainda a descrição alternativa dos SGRs e AXPs como ABs rápidas e magnéticas. No Capítulo 3, descrevemos o tratamento teórico para calcular a evolução da rotação da AB em uma configuração pós-fusão de uma BAB. Além disso, aplicamos o modelo teórico a duas ABs rápidas e isoladas, SDSS J2211+1136 e ZTF J1901+1458, e inferimos os parâmetros dos progenitores da pré-fusão às duas fontes. Ainda, neste capítulo, apresentamos os estudos para a radiação eletromagnética emitida no pós-fusão. No Capítulo 4 descrevemos a emissão da radiação gravitacional dentro do formalismo da Teoria da Relatividade Geral e discutimos os mecanismos de geração de OGs em

ABs rápidas e magnéticas, onde deduzimos as equações da amplitude e luminosidade gravitacional e apresentamos os resultados obtidos em cada mecanismo. Por fim, no Capítulo 5, apresentamos nossas considerações finais.

2 ANÃS BRANCAS RÁPIDAS, MASSIVAS E MAGNÉTICAS

ABs são estrelas tipicamente de $0,6 M_{\odot}$ com raio característico de $R \sim 10.000$ km e densidade média em torno de 10^6 g cm⁻³ (CAMENZIND, 2007). Elas são o estágio evolutivo final de estrelas da sequência principal com massa entre $0,4 M_{\odot}$ e $8,0 M_{\odot}$ e sua fraca luminosidade provém da emissão de energia térmica armazenada visto que não ocorre mais fusão em uma AB. Estes remanescentes se sustentam contra a gravidade pela pressão de degenerescência dos elétrons. Isto é, quando a estrela está degenerada, a força em razão da pressão de degenerescência contrabalança a força gravitacional e a AB mantém sua estrutura, não pela queima de combustível nuclear, mas sim, pela matéria de elétrons degenerados que impedem seu colapso.

Devido à degenerescência da matéria, a relação entre massa e raio da AB é inversamente proporcional, ou seja, quanto mais massiva a AB é, menor será seu tamanho (ver e.g., Oliveira Filho e Saraiva (2014)). Isso acontece pois quanto mais massa uma AB tem, mais seus elétrons precisam se espremer para manter pressão externa e suportar a massa extra. Contudo, há um limite para a quantidade de massa que uma AB pode possuir, sem colapsar. Esse limite é $\sim 1,4 M_{\odot}$ e é conhecido como limite de Chandrasekhar em razão de sua descoberta por Subrahmanyan Chandrasekhar em 1931 (CHANDRASEKHAR, 1931).

ABs são encontradas tanto de uma forma isolada como em sistemas binários (KLEINMAN et al., 2012; KEPLER et al., 2015), e como elas vão progredir em seu caminho evolutivo depende dessa propriedade. Para o caso de ABs isoladas, ao longo de bilhões de anos, elas irradiam seu estoque de energia para o espaço e esfriam, diminuindo sua luminosidade. De outro modo, quando ABs estão em um sistema binário, elas podem produzir uma nova AB ou uma EN em um processo de coalescência ou podem criar poderosas explosões se essas estiverem acreando matéria de sua estrela companheira (COMINS, 2012).

Rotação e campo magnético são outras duas importantes características presentes nas ABs. Essas propriedades são também responsáveis por alterar o caminho evolutivo e a estrutura dessas estrelas. Assim, na próxima seção, discutimos sobre a incidência de magnetismo e da rotação nas ABs e seus efeitos na evolução e estrutura desses remanescentes.

2.1 Rotação e campo magnético

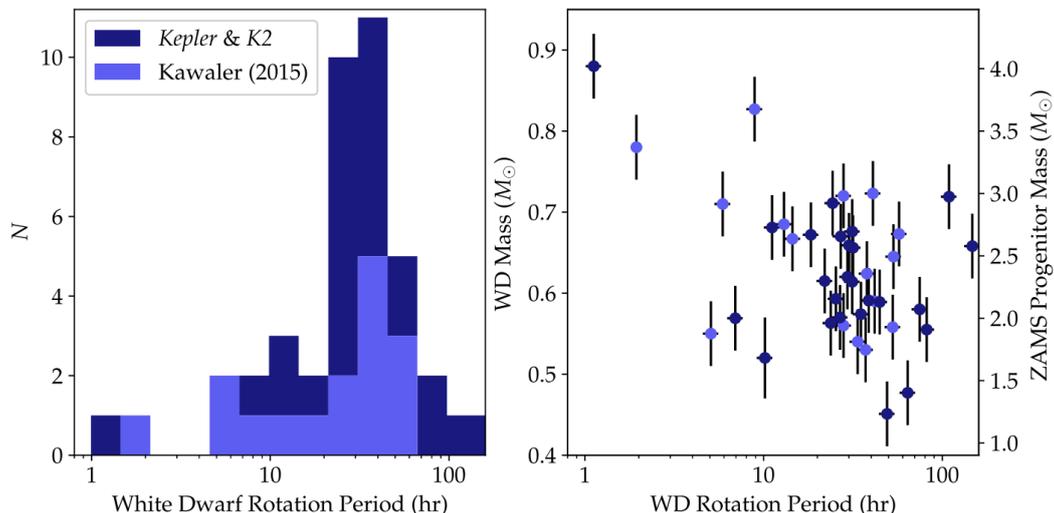
A ocorrência de rotação em ABs deve aparecer já nos primeiros momentos da vida da estrela e deve sofrer modificações em seu caminho evolutivo através dos vários estágios que vão desde o nascimento como uma estrela da sequência principal até o estágio final como uma AB (KAWALER, 2004). Entretanto, nosso entendimento sobre a origem e a evolução da rotação tanto em ABs isoladas quanto em sistemas binários ainda é bastante incompleto. A distribuição dos períodos de rotação, por exemplo, pode ser um modo para restringir o momento angular durante os estágios finais da evolução estelar, bem como delimitar os remanescentes de fusões de ABs duplas, porém medir os períodos rotacionais de estrelas pode não ser uma tarefa fácil.

A maior parte dos períodos de rotação observados em ABs atualmente foi determinada por fotometria de ABs magnéticas e por asterosismologia. A presença de intensos campos magnéticos pode produzir efeitos fotométricos, como manchas magnéticas frias ou quentes, que podem revelar a rotação das ABs a partir da variação fotométrica. Por outro lado, algumas ABs exibem pulsações não-radiais que a partir do estudo dos modos de oscilações e de sua observação pela asterosismologia é possível medir o período de rotação dessas estrelas (ver, e.g. Kawaler (2015) e suas referências).

Os períodos de rotação das ABs medidos a partir da asterosismologia apresentam valores que variam de 1h até um pouco mais de 100h. O painel esquerdo da Figura 2.1 apresenta a distribuição desses períodos rotacionais onde são mostrados os períodos das ABs reportadas por Hermes et al. (2017). Neste trabalho, os autores utilizaram as observações do Telescópio *Kepler* e foram capazes de medir o período de rotação de vinte ABs dobrando, assim, o número de ABs com períodos rotacionais medidos devido ao método asterossísmico. A partir dessas medições juntamente com os valores dos períodos asterossísmicos das ABs reportadas em Kawaler (2015), Hermes et al. (2017) confirmaram que ABs com $M \lesssim 0,7 M_{\odot}$ geralmente giram com períodos $\gtrsim 5$ h e apontaram que as ABs com $M > 0,72 M_{\odot}$ tem períodos < 10 h, como pode ser visualizado no painel direito da Figura 2.1. Essa figura também mostra a estimativa da massa da estrela de sequência principal (SP) que é assumida como sendo a estrela progenitora dessas ABs, e onde é considerado que essa estrela de SP evolui isoladamente. Dentro desse contexto, alguns estudos ainda sugerem que as estrelas de SP de baixa massa devem produzir ABs com períodos de rotação $\gtrsim 5$ h, enquanto que estrelas de SP de massas intermediárias podem formar ABs

que giram com períodos tão curtos quanto ≈ 400 s (ver e.g., Tayar e Pinsonneault (2013), Kawaler (2015)).

Figura 2.1 - Períodos de rotação das ABs pulsantes determinados via asterosismologia.

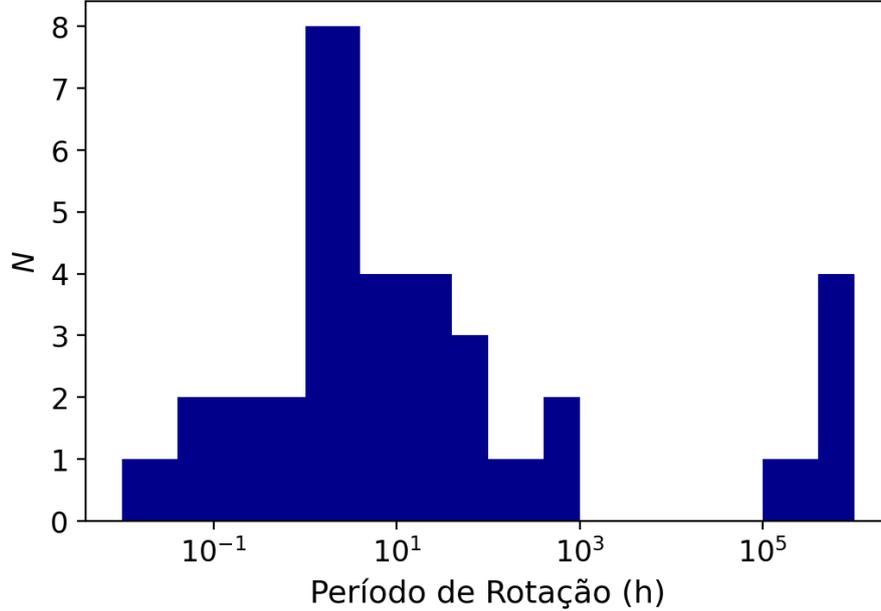


Painel esquerdo: distribuição do período das ABs isoladas pulsantes reportadas em Kawaler (2015) e em Hermes et al. (2017) (*Kepler & K2*). Painel direito: rotação em função da massa da AB. Estimativas da estrela de sequência principal de idade zero (ZAMS) como progenitoras são apresentadas no eixo vertical direito.

Fonte: Hermes et al. (2017).

A variabilidade fotométrica, juntamente com outros efeitos produzidos pelo campo magnético como a variabilidade polarimétrica e espectroscópica, tem proporcionado a medição de ABs com períodos de rotação de poucos minutos a alguns anos (ver Figura 2.2 e Ferrario et al. (2015)). Essa técnica de medição também é a responsável pela determinação da rotação em ABs massivas as quais muitas delas são consideradas ABRMs, como por exemplo, SDSS J2211+1136 com período de rotação de ~ 70 s e massa $M \sim 1,27 M_{\odot}$ e ZTF J1901+1458 com período de rotação de ~ 416 s e $M \sim 1,35 M_{\odot}$ (KILIC et al., 2021b; CAIAZZO et al., 2021). Acredita-se que uma fração significativa dessas ABs massivas foram formadas por meio dos eventos de fusão. Contudo, um número maior de ABs massivas com períodos de rotação medidos é desejável para que seja possível buscar por características que indicam a origem da rotação dessas ABs, sejam elas resultado de uma fusão ou de evolução de uma estrela isolada.

Figura 2.2 - Distribuição dos períodos de rotação de ABs magnéticas determinados a partir da fotometria e polarimetria. As ABs aqui representadas foram reportadas em Ferrario et al. (2015), Kilic et al. (2021b), Caiazzo et al. (2021), Reding et al. (2020), Pshirkov et al. (2020).



Após a formação de uma AB, independente do mecanismo que a produziu, o momento angular desse remanescente ainda pode ser modificado pelos processos dinâmicos que acontecem na estrela. Isto é, a variação da energia rotacional em uma AB pode ocorrer por vários mecanismos. O acréscimo de matéria, por exemplo, pode ser um processo de ganho ou perda de energia de rotação dependendo se a massa é acreta na AB ou é expelida do sistema (FRANK et al., 2002; TAURIS et al., 2012). Já a emissão eletromagnética e a radiação gravitacional são processos nos quais ocorre uma perda de energia rotacional (IKHSANOV; BIERMANN, 2006; CHOI; YI, 2000; SOUSA et al., 2020a). Desse modo, o balanço de energia pode ser negativo ou positivo de acordo com os torques que agem na estrela. Se a quantidade de energia perdida for maior do que a energia acumulada nos processos, o período de rotação da AB aumenta com o tempo e ela gira cada vez mais lentamente. Essa variação do período (ou da velocidade angular) é conhecida como *spindown* e é representada por \dot{P} , a derivada temporal do período, ou por $\dot{\Omega}$, a derivada temporal da velocidade angular. Essa propriedade é observável e a partir dela, podemos inferir o quanto de energia rotacional o sistema está perdendo com o tempo, ou seja, podemos calcular a luminosidade de *spindown* L_{sd} conhecendo a variação do período \dot{P} , ou a variação

da frequência angular $\dot{\Omega}$, utilizando a seguinte equação (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983):

$$L_{sd} = \frac{dE}{dt} = -4\pi^2 I \dot{P} P^{-3} = I \Omega \dot{\Omega}, \quad (2.1)$$

onde I é o momento de inércia da AB, P é o período rotacional e Ω a frequência angular.

A rotação da AB pode ainda ter influência nos processos evolutivos da estrela e em suas características. Um desses efeitos, por exemplo, é a alteração da massa máxima de uma AB, ou seja, a variação do limite de Chandrasekhar ($\sim 1,4 M_{\odot}$). Esse limite pode ser elevado devido à rotação da estrela formando ABs super massivas conhecidas como super-Chandrasekhar (KUNDU; MUKHOPADHYAY, 2012; GHOSH; WHEELER, 2017). Tais ABs têm sido propostas como candidatas a progenitoras das peculiares supernovas superluminosas do tipo Ia (HOWELL et al., 2006; DAS; MUKHOPADHYAY, 2013; FRANZON; SCHRAMM, 2015).

Além da rotação, ABs também podem apresentar incidência de magnetismo que pode modificar a estrutura e a evolução desses objetos. Como já mencionado, o campo magnético desses remanescentes tem valores distribuídos no intervalo de 10^3 G a 10^9 G para a superfície da estrela (FERRARIO et al., 2015). Esses valores de campo podem chegar até 10^{13} G quando supomos o interior das ABs (FRANZON; SCHRAMM, 2017). A origem desses campos ainda não é bem estabelecida e tem sido bastante discutida. Três cenários têm sido propostos. O primeiro sugere que um campo magnético intenso pode ser gerado em uma fusão de ABs duplas, onde esse campo é amplificado como resultado de um dínamo que foi criado durante a fusão. O segundo cenário propõe que o campo magnético é fóssil de um campo fraco proveniente da estrela progenitora, mas que foi amplificado com a evolução para uma AB. E por fim, o terceiro cenário sugere que o campo magnético em uma AB surge no envelope convectivo externo que é formado durante a evolução de ABs isoladas (ISERN et al., 2017).

Com base no catálogo Sloan Digital Sky Survey (SDSS), aproximadamente 20.000 ABs eram conhecidas em 2012, incluindo cerca de 13.000 ABs DAs¹ e 1.000 ABs DBs² (KLEINMAN et al., 2012). Dentre essas ABs DAs, Kepler et al. (2013) reportaram que 521 apresentavam desdobramentos Zeeman detectáveis, com campos

¹ABs com atmosfera rica em hidrogênio

²ABs com atmosfera rica em hélio

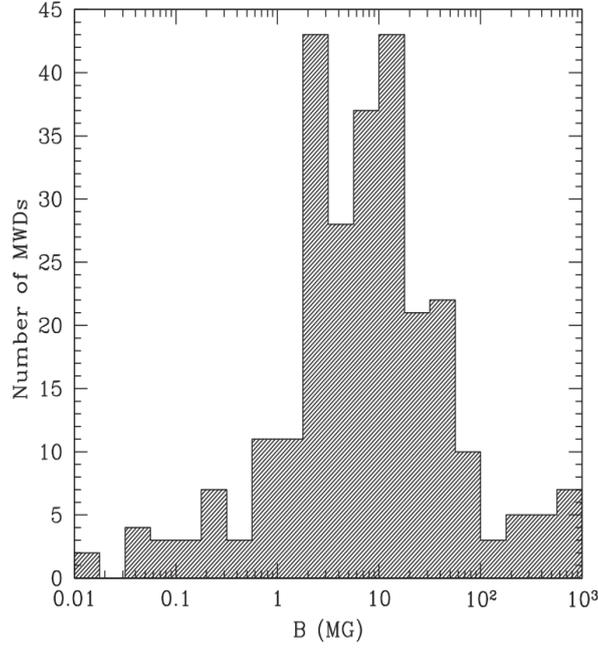
magnéticos de alta intensidade, na faixa de 10^6 G a 10^9 G. Isso corresponde a apenas cerca de 4% de todas ABs DAs (KEPLER et al., 2013).

Contudo, segundo Ferrario et al. (2020), há aproximadamente 600 ABs magnéticas isoladas com campos magnéticos abrangendo um intervalo de 10^3 G a 10^9 G e cerca de 200 ABs magnéticas em sistemas binários. A Figura 2.3 apresenta a distribuição de ABs magnéticas isoladas, onde é observado que a distribuição do campo magnético tem dois picos, um em torno de $B \sim 3 \times 10^6$ G e outro em torno de $B \sim 10^7$ G. Notamos ainda que a distribuição tem um componente de alto campo ($10^6 - 10^9$ G) bem definido, enquanto que para a componente de baixo campo ($< 10^6$ G), a incidência e propriedades não são bem estabelecidas. Esta dificuldade no estudo de ABs de baixo campo magnético ocorre em razão da limitação na sensibilidade dos levantamentos espectropolarimétricos atuais. A incidência de magnetismo em ABs é também incerta e bastante debatida. Kawka et al. (2007), por exemplo, estimou que $\sim 10 - 20\%$ de todas ABs são magnéticas enquanto Kepler et al. (2013) sugere que apenas $\sim 4\%$ são magnéticas. Já Holberg et al. (2016) encontrou que 12% das ABs dentro de um volume de 20 pc são magnéticas, o que corresponde a uma densidade espacial de $\sim 0,6 \times 10^{-3}$ pc $^{-3}$.

Mais recentemente, Amorim et al. (2023) apresentaram um catálogo de ABs DAs magnéticas constituído do maior número de ABs com campos magnéticos inferidos até então. Com base nos dados obtidos pelo SDSS, os autores determinaram a intensidade do campo magnético de 804 ABs DAs dentre as quais 287 não tinham sido ainda reportadas. A partir disso, eles encontraram que apenas 2,7% das ABs DAs apresentam incidência de magnetismo, um valor menor do que os valores apresentados anteriormente na literatura. Entretanto, os autores alertam para o forte viés na amostra estudada devido ao survey escolhido e ao método espectroscópico, visto que a identificação a partir dos desdobramentos Zeeman é mais eficiente para $B < 60$ MG e a resolução espectral do SDSS dificulta a detecção de $B < 1$ MG (AMORIM et al., 2023). A distribuição do campo magnético dessas ABs é apresentada no painel superior da Figura 2.4 onde observamos que as ABs têm campos com intensidade que variam de 10^6 G $\lesssim B \lesssim 10^9$ G e a distribuição apresenta um pico notável em torno de $B \sim 3$ MG, o que concorda com um dos picos da distribuição da Figura 2.3.

Outra propriedade das ABs magnéticas que vale a pena destacar é a relação da intensidade do campo magnético e massa da estrela. O painel inferior da Figura 2.4 apresenta a distribuição de massa para ABs intensamente magnéticas ($B \geq 10^6$ G) e

Figura 2.3 - Distribuição do campo magnético das ABs magnéticas isoladas apresentadas em Ferrario et al. (2020) abrangendo um intervalo de $\sim 10^4$ G a 10^9 G.

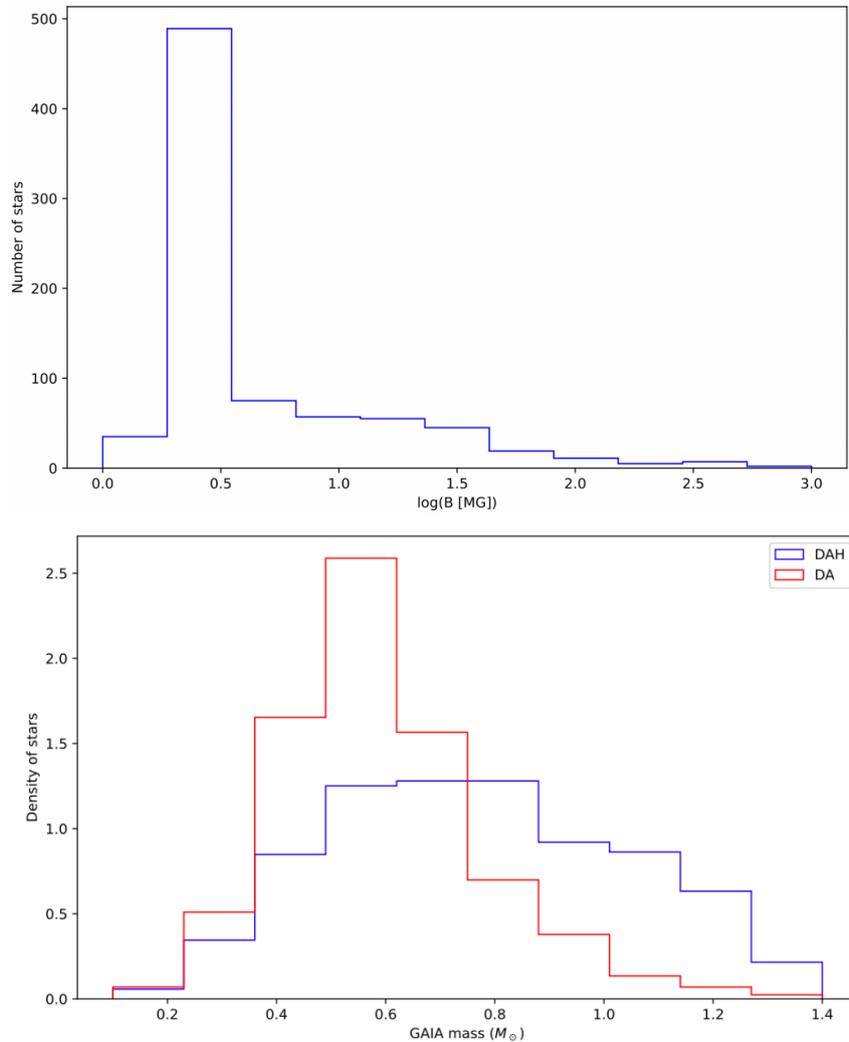


Fonte: Ferrario et al. (2020).

para ABs não magnéticas com base no catálogo de SDSS (ver Amorim et al. (2023), Kepler et al. (2021)), onde a massa dessas estrelas foi inferida a partir dos dados da missão *Gaia*. Verificamos dessa figura que ABs altamente magnetizadas aparentam, em geral, ser mais massivas, com uma média em torno de $0,78 M_{\odot}$, do que ABs não magnéticas, que têm uma massa média em torno de $0,60 M_{\odot}$ (ver também Ferrario et al. (2015), Ferrario et al. (2020)).

Além disso, alguns trabalhos têm mostrado que os campos magnéticos mais intensos tendem a ocorrer nas estrelas mais massivas. Kepler et al. (2013), por exemplo, utilizaram os dados do SDSS para estimar a massa de ABs magnéticas que possuíam espectros com razão sinal ruído $S/N \geq 10$ e obtiveram 84 ABs com $B \leq 3 \times 10^6$ G e 71 ABs com $B > 3 \times 10^6$ G. Com isso, eles investigaram a massa média, $\langle M \rangle$, desses dois grupos e encontraram $\langle M \rangle = 0,68 M_{\odot}$ para o primeiro grupo e $\langle M \rangle = 0,83 M_{\odot}$ para o segundo grupo, demonstrando que há um aumento na massa estimada para estrelas com campos mais intensos. Esses valores de massa média apontam para um indicativo de que ABs altamente magnéticas sejam responsáveis pela maioria das ABs ultra massivas (GARCÍA-BERRO et al., 2012, e.g.). A Figura 2.5 mostra

Figura 2.4 - Painel superior: distribuição do campo magnético das 804 ABs magnéticas isoladas reportadas em [Amorim et al. \(2023\)](#) dentro de um intervalo de $\sim 10^6$ G a 10^9 G. Painel inferior: distribuição de massa calculada usando os dados da missão *Gaia* para as ABs DAs (em vermelho) e apenas para as DAs magnéticas (em azul).

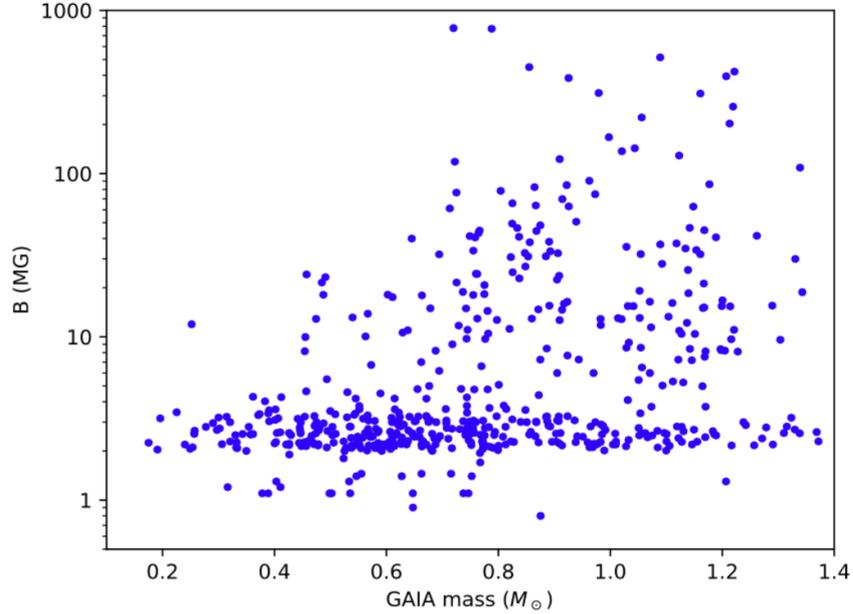


Fonte: Amorim et al. (2023).

a distribuição dos campos magnéticos das ABs DAs inferidos por [Amorim et al. \(2023\)](#) em função da massa calculada a partir dos dados da missão *Gaia*. De fato, notamos dessa figura que há uma clara ausência de ABs altamente magnéticas com baixas massas.

ABs magnéticas também podem ser encontradas em sistemas binários onde acretam matéria da estrela companheira de baixa massa. Essas binárias são conhecidas como

Figura 2.5 - A intensidade de campo magnético em função da massa calculada a partir da astrometria da missão *Gaia*. Uma evidente falta de ABs de baixa massa com campos intensos é observada.



Fonte: Amorim et al. (2023).

Variáveis Cataclísmicas Magnéticas (VCMs). Elas possuem campos magnéticos com intensidades que podem variar de 7 a 230 MG e compreendem cerca de 20 a 25% de todas as Variáveis Cataclísmicas³ (VCs) conhecidas, como pode ser derivado do catálogo de Ritter e Kolb (2003). Recentemente, entretanto, Pala et al. (2020) encontraram que 36% das VCs hospedam uma AB magnética. Para esta estimativa, os autores utilizaram uma amostra de volume limitado de 42 VCs dentro de uma distância de 150 pc fornecida pelo segundo levantamento de dados (*data release DR2*) da missão *Gaia*. Esse valor encontrado por Pala et al. (2020) corresponde a uma densidade espacial de $\approx 1,3 \times 10^{-6} \text{ pc}^{-3}$, o que concorda com o valor da densidade espacial derivada por Pretorius et al. (2013).

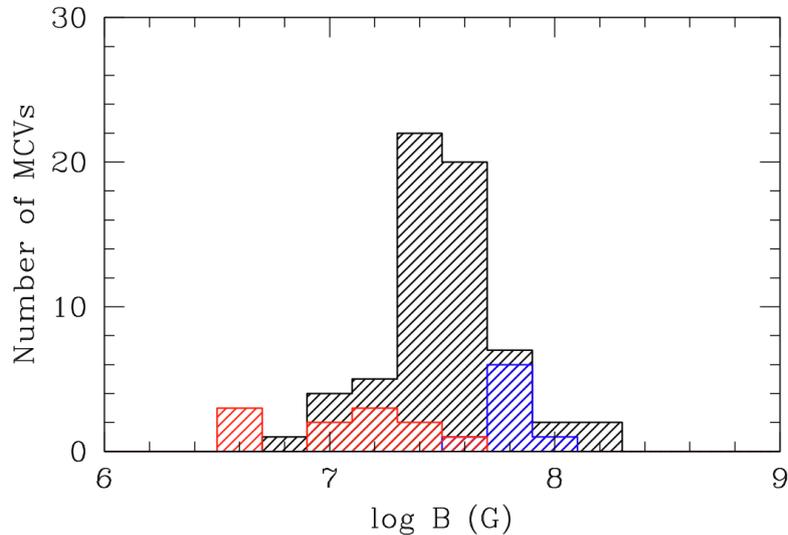
Podemos classificar as VCMs conforme a relação entre o período de rotação da AB e o período orbital do sistema. Quando a AB, por exemplo, exibe uma rotação sincronizada com o período orbital do sistema, esse tipo de VC recebe o nome de polar ou tipo AM Herculis (WARNER, 2003). Esses sistemas possuem campos

³Variáveis Cataclísmicas são sistemas binários compactos formados por uma anã branca (primária) e uma estrela da sequência principal de baixa massa (secundária) onde a secundária transfere matéria para a primária.

magnéticos intensos de tal forma que um disco de acreção não se forma estabelecendo apenas uma coluna de acreção magnética, ou seja, o fluxo de acréscimo segue as linhas de campo para próximo dos polos magnéticos da AB. O campo magnético desses sistemas podem chegar a mais de 200 MG (SCHMIDT et al., 1996, e.g.).

Um outro tipo de VCMs são as polares intermediárias (PIs) ou DQ Herculis. Esses sistemas se caracterizam pelo assincronismo entre o período orbital e o período rotacional da primária. As ABs desses sistemas apresentam campos magnéticos que possibilitam a formação de um disco de acréscimo, porém a parte interna desse disco é truncada pelo campo magnético, fazendo com que a acreção ocorra seguindo as linhas de campo. A intensidade do campo para esse tipo de VC fica em torno de 1 MG a 50 MG, porém pode se encontrar intensidades maiores de modo que algumas PIs podem não possuir disco (PATTERSON, 1994; FERRARIO et al., 2020, e.g.).

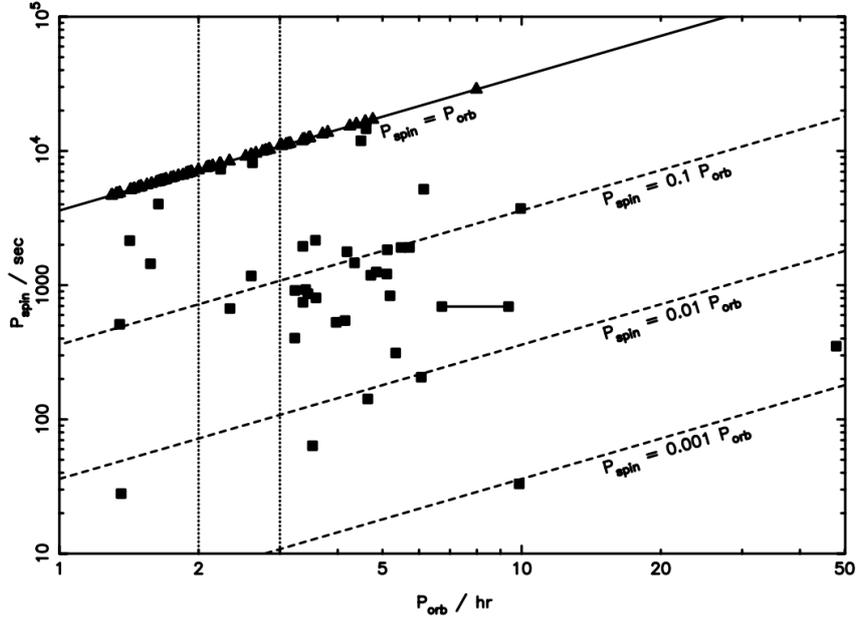
Figura 2.6 - Distribuição do campo magnético para as VCMs polares (em preto), PIs (em vermelho) e PREPs (em azul). As PREPs são as pré-polares, uma subclasse de polares onde a acreção ocorre a partir do vento emanado pela estrela companheira.



Fonte: Ferrario et al. (2020).

A Figura 2.6 apresenta a distribuição do campo magnético para as VCMs polares e PIs. Nesta figura, podemos de fato constatar que as polares, em média, tem valores de campo magnético mais intensos que os valores medidos para as IPs. A Figura 2.7, por

Figura 2.7 - Distribuição do período de rotação em função do período orbital para as VCMs polares e IPs. Os triângulos representam as VCMs polares e os quadrados indicam as IPs.



Fonte: Norton et al. (2004).

sua vez, mostra a distribuição do período de rotação das polares e PIs (P_{spin}) como função do período orbital do sistema (P_{orb}). Vemos por esta figura que as polares (indicadas pelos triângulos) estão sobre a linha $P_{spin} = P_{orb}$, como esperado, pois essas ABs são sincronizadas com período orbital do sistema. Para as PIs (indicadas pelos quadrados), observamos que a rotação desses objetos se distribui de um modo mais contínuo no intervalo entre $0,001 < P_{spin}/P_{orb} < 1$, onde a maioria se concentra em uma região definida por $0,01 < P_{spin}/P_{orb} < 0,25$ (NORTON et al., 2004).

Outro ponto que vale a pena ressaltar é o efeito do campo magnético sobre a forma da AB. Chandrasekhar e Fermi (1953) mostraram que a configuração de equilíbrio de uma estrela com um campo magnético externo dipolar e descrita como um fluido incompressível não é uma esfera, e sim, ela se torna achatada ao longo da direção do campo magnético. Isto acontece em razão desse objeto deformado assimetricamente ser energeticamente favorável em relação à estrela esférica.

Desse modo, se uma AB tem um campo magnético dipolar intenso, essa estrela sofre deformidades em sua estrutura ficando achatada ao longo do eixo magnético.

Em outras palavras, a AB esférica se contrai ao longo da direção do campo magnético transformando-se em uma forma esferoidal oblata até que sua excentricidade, ϵ , alcance um valor dado por (ver e.g. Regimbau e Pacheco (2006), Coelho et al. (2014)):

$$\epsilon = \kappa \frac{B^2 R^4}{GM^2} \sin^2 \alpha, \quad (2.2)$$

onde R e M são o raio e a massa da AB, respectivamente, α é a orientação do momento de dipolo magnético em relação ao eixo de giro e κ é o parâmetro de distorção, que depende da configuração do campo magnético e da equação de estado (EoS) da estrela. Além disso, se uma AB apresenta essa deformidade juntamente com uma rápida rotação desalinhada com o eixo magnético, esse objeto pode produzir OGs através da variação do momento quadrupolar da estrela (ver Capítulo 4 para mais detalhes sobre essa emissão).

2.2 ABRMs

A maioria das ABs não magnéticas possuem uma rotação lenta. A asterosismologia mostra que os períodos de giro dessas ABs são tipicamente de alguns dias (FONTAINE; BRASSARD, 2008; GREISS et al., 2014) e que o momento angular do núcleo estelar é quase todo perdido antes da estrela progenitora chegar ao estágio de AB (CHARPINET et al., 2009). ABs magnéticas apresentam período de rotação de horas ou mesmo anos, porém observações de ABs magnéticas com períodos de giro de segundos a minutos já têm sido feitas (KAWKA et al., 2007; FERRARIO et al., 2015; MARSH et al., 2016; LOPES DE OLIVEIRA et al., 2020). Em uma abordagem teórica, essas ABs podem apresentar um período de giro muito pequeno e ainda serem rotacionalmente estáveis. Boshkayev et al. (2013b), por exemplo, estudaram essa estabilidade para diferentes composições nucleares usando a Relatividade Geral para descrever ABs girando uniformemente dentro do formalismo de Hartle (HARTLE, 1967; HARTLE; THORNE, 1968). Nesse cenário, eles encontraram que os períodos de rotação mínimos para que uma AB composta de ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ e ${}^{56}\text{Fe}$ seja estável são $P_{min} \sim (0,3; 0,5; 0,7; 2,2)$ s com massa máxima de $M \sim (1,500; 1,474; 1,467; 1,202)$ M_{\odot} , respectivamente.

As quatro ABs com a rotação mais rápida observada encontram-se em sistemas binários. A Tabela 2.1 mostra essas ABs juntamente com seus principais parâme-

tros. A AB com período de rotação mais curto foi recentemente reportada por [Pelisoli et al. \(2022\)](#) e está no sistema binário LAMOST J024048.51+195226.9 (LAMOST J0240+1952 doravante). Nesse trabalho, os autores apresentaram observações do *Gran Telescopio Canarias* que revelam que esse sistema é uma variável cataclísmica abrigando uma AB com uma rotação extremamente rápida de 24,93 s ([PELISOLI et al., 2022](#)). Apesar do valor do campo magnético não ser conhecido, a AB de LAMOST J0240+1952 é considerada magnética pois apresenta propriedades consistentes com um estado de *propeller* magnético em que a maior parte da massa transferida de sua estrela secundária é ejetada do sistema. [Thorstensen \(2020\)](#) tem sugerido que este sistema é um gêmeo do sistema AE Aquarii com base em seus espectros ópticos, contudo [Barrett \(2022\)](#) tem reportado que estes sistemas não são similares quando considerado a emissão persistente de rádio.

O sistema binário CTCV J2056-3014 possui a segunda AB com período de rotação mais curto com $P = 29,6$ s ([LOPES DE OLIVEIRA et al., 2020](#)). Esse sistema é VCM do tipo PI e considerada incomum por possuir uma baixa luminosidade para uma PI. Além disso, a AB desse sistema possui um campo magnético estimado baixo, quando comparado com outros sistemas PI, com um valor em torno de 5×10^3 G, quando considerado uma AB com raio de $R \sim 10^9$ cm e momento magnético de $\mu \sim 5 \times 10^{30}$ G cm³ (ver [Lopes de Oliveira et al. \(2020\)](#) para detalhes da estimativa preliminar do momento magnético).

AE Aquarii (AE Aqr) é uma PI que contém a terceira AB mais rápida com um período de $P = 33,08$ s e campo magnético da ordem de 5×10^7 G ([PATTERSON, 1979](#); [ISAKOVA et al., 2016](#)). Essa VCM exibe uma série de comportamentos únicos e exóticos, pois além de apresentar uma AB com um período muito curto de rotação, esta apresenta uma taxa de *spindown* elevada, uma luminosidade quiescente relativamente baixa e possui evidentes sinais de pulsos, semelhantes a pulsares de ENs, que poderiam ser alimentados pela sua rotação e pela aceleração de partículas.

Já a quarta AB tem período recentemente medido de $P = 38,9$ s e se encontra no sistema binário V1460 Her ([ASHLEY et al., 2020](#)). Esse sistema é uma variável cataclísmica eclipsante com uma estrela doadora superluminosa do tipo K5. Devido à presença de um disco de acreção, presume-se que a AB desse sistema tenha um campo magnético baixo, porém estimativas de valores desse campo ainda não foram feitas.

É importante mencionar aqui o sistema binário RX J0648.0-4418. Este é um sistema binário peculiar constituído de uma estrela sub-anã de tipo espectral O com massa

de $\approx 1,50 M_{\odot}$ e uma estrela compacta de massa $M \approx 1,28 M_{\odot}$. Esse objeto compacto é identificado como um pulsar de raio X com um período de giro de $P = 13,2$ s, porém, a natureza desse objeto não é clara, ou seja, ainda não se conhece claramente se esse objeto é uma AB ou uma EN (MEREGHETTI et al., 2009). Mereghetti et al. (2016) tem argumentado que a taxa de *spin-up* ($\dot{P} = -2,15 \times 10^{-15}$ s/s) medida para esse sistema favorece a interpretação de que esse pulsar é uma EN acretando a partir do vento estelar da estrela companheira. Para uma AB, é difícil explicar esse alto \dot{P} , pois ele requer que o sistema esteja a uma distância maior do que ≈ 4 kpc, que vai na contramão da distância medida pelo satélite Gaia de $r \approx 520$ pc (BAILER-JONES et al., 2018). Contudo, Popov et al. (2017) foi capaz de explicar esse valor de *spin-up* considerando RX J0648.0-4418 como uma jovem AB ainda contraindo e decrescendo seu momento inércia.

No contexto de ABs isoladas, SDSS J2211+1136, SDSS J1252-0234, WD 1832+089, ZTF J1901+1458 e RE J0317-0853 são as ABs com os períodos mais curtos detectados (ver Tabela 2.1). SDSS J2211+1136 é a AB mais rápida observada com um período de rotação de $P = 70,32$ s, massa de $M = 1,27 M_{\odot}$ e campo magnético de $B = 15$ MG (KILIC et al., 2021b; KILIC et al., 2021a). A segunda AB é a SDSS J1252-0234, também conhecida como EPIC 228939929, com $P = 317,28$ s, massa de $M = 0,65 M_{\odot}$ e campo magnético de $B = 5,0$ MG (REDING et al., 2020). Entretanto, vale a pena destacar que o período dessa AB ainda não é bem estabelecido, pois algumas observações sugerem que o verdadeiro período de rotação possa ser mais lento em torno de 635 s, como apontado por Williams et al. (2022). A WD 1832+089 é a terceira AB isolada mais rápida e possui período de rotação $P = 353,46$ s e massa $M = 1,33 M_{\odot}$, porém o valor do seu campo magnético não é conhecido (PSHIRKOV et al., 2020). A ZTF J1901+1458 vem em seguida com um período de rotação de 416,20 s, massa no intervalo de 1,327–1,365 M_{\odot} e campo magnético em uma faixa de 600–900 MG (CAIAZZO et al., 2021). RE J0317-0853 com $P = 725,72$ s é a próxima AB isolada com a quinta mais rápida rotação observada (FERRARIO et al., 1997; KÜLEBI et al., 2010). Ela possui $M \sim 1,35 M_{\odot}$ e $B \approx (1,7-6,6) \times 10^8$ G.

Acredita-se que essas ABs sejam o resultado da fusão de uma binária de ABs, de forma que esse evento explicaria o alto momento angular e a alta massa dessas estrelas. Como é sugerido por Vennes et al. (2003), a fusão de uma binária de ABs pode produzir um intenso campo magnético. Eles ainda argumentam que o momento angular alto seria o resultado do momento orbital total da coalescência da binária e que o forte campo magnético poderia ser gerado pelos processos de dínamo devido

Tabela 2.1 - Principais parâmetros das cinco anãs brancas em sistemas binários e das cinco anãs brancas isoladas que possuem os períodos de rotação mais curtos observados: Período (P), campo magnético (B), massa (M) e distância até a fonte (r). As anãs brancas são separadas em dois grupos, sistemas binários e isoladas, para uma melhor caracterização.

SISTEMAS	P (s)	B (MG)	M (M_{\odot})	r (pc)
Anãs Brancas em Sistemas Binários				
RX J06480-4418 ^a	13,18	≤ 100	1,28	520,94 ^l
LAMOST J0240+1952 ^b	24,93	-	-	592,98 ^l
CTCV J2056-3014 ^c	29,61	$\sim 0,005$	-	256,29 ^l
AE Aquarii ^d	33,08	≤ 50	0,63 – 0,89 ^e	91,87 ^l
V1460 Herculis ^f	38,87	-	0,87	266,03 ^l
Anãs Brancas Isoladas				
SDSS J2211+1136 ^g	70,32	15,0	1,27	68,87
SDSS J1252-0234 ^h	317,28	5,0	0,65	77,26
WD 1832+089 ⁱ	353,46	-	1,33	74,5
ZTF J1901+1458 ^j	416,20	600 – 900	1,33 – 1,36	41,40 ^l
RE J0317-0853 ^k	725,72	170 – 660	1,35	29,38 ^l

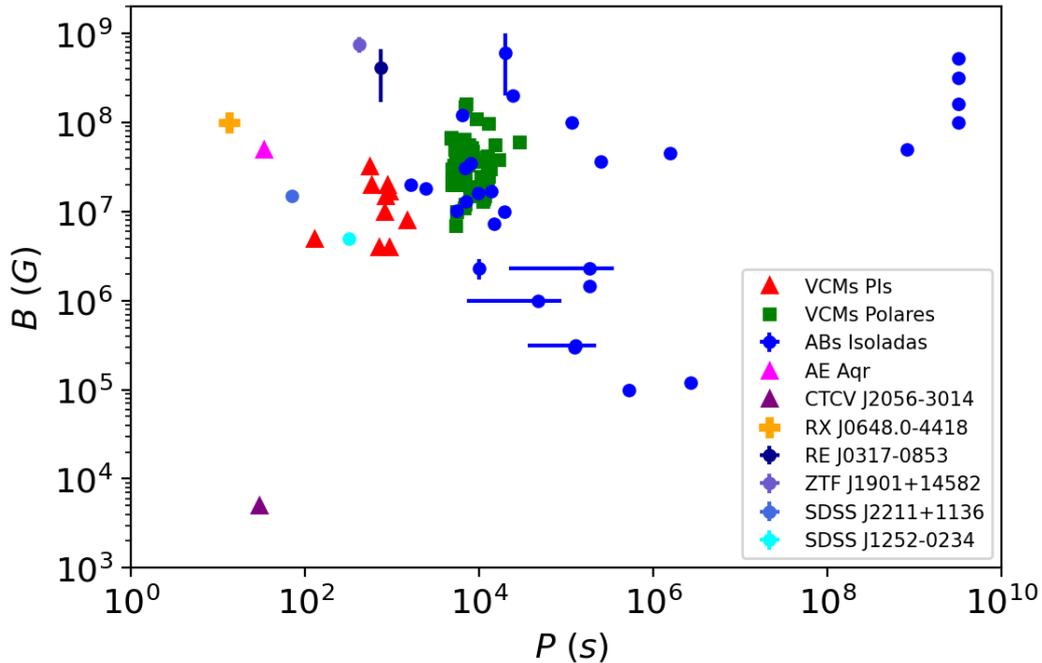
^aMereghetti et al. (2009), ^bPelisoli et al. (2022), ^cLopes de Oliveira et al. (2020), ^dPatterson (1979), Isakova et al. (2016), ^eWelsh et al. (1995), Echevarría et al. (2008), ^fAshley et al. (2020), ^gKilic et al. (2021b), ^hReding et al. (2020), ⁱPshirkov et al. (2020), ^jCaiazzo et al. (2021), ^kFerrario et al. (1997), Vennes et al. (2003), ^lGaia Collaboration et al. (2022).

à rotação diferencial causada pela fusão.

A Figura 2.8 mostra um gráfico do campo magnético em função do período para as ABs magnéticas das Tabelas 1, 2 e 3 de Ferrario et al. (2015) que apresentam um período de rotação conhecido, juntamente com algumas ABs magnéticas recentemente observadas. Desse modo, exibimos nessa figura as ABs isoladas, VCMs do tipo Polares e PIs (destacando AE Aqr e CTCV J2056-3014), juntamente com o sistema binário RX J0648.0-4418 (com a primária deste sistema sendo uma AB). Destacamos ainda as quatro ABs isoladas de rápida rotação (SDSS J2211+1136, SDSS J1252-0234, ZTF J1901+1458 e RE J0317-0853). Para AE Aqr e RX J0648.0-4418 usamos o valor de limite superior do campo magnético, inferido a partir do

modelo de dipolo magnético, pois a intensidade do campo para essas três fontes não é bem determinada (ISAKOVA et al., 2016; SOUSA et al., 2020a). Por essa razão, é importante notar que esses dois sistemas binários estão posicionados na figura em seus valores extremos para o campo e que possivelmente eles podem ser deslocados verticalmente para baixo, visto que os valores de campo dessas fontes podem ser menores. Os sistemas LAMOST J0240+1952 e V1460 Her e a AB WD 1832+089 não são apresentados na figura, pois a estimativa do campo magnético para essas fontes não é conhecida.

Figura 2.8 - A intensidade do campo magnético de ABs isoladas, CVM Polares e PIs versus o período de rotação (FERRARIO et al., 2015). Para AE Aqr e RX J0648.0-4418, foi utilizada a intensidade do campo magnético de limite superior apresentado em Isakova et al. (2016) e Sousa et al. (2020a), respectivamente.



Observando, então, a Figura 2.8 e a distribuição do período de giro para ABs magnéticas isoladas, pode-se sugerir a existência de dois grupos. Um deles é caracterizado por períodos curtos a intermediários, no intervalo de minutos a semanas e o outro por períodos de rotação de décadas a séculos. Além disso, parece que as ABs magnéticas de período muito longo tendem a possuir campos magnéticos altos, enquanto as do primeiro grupo não apresentam uma intensidade favorita de campo. Entretanto, vale a pena notar que as ABs isoladas que apresentam período mais curto

tendem a possuir campos magnéticos $B \geq 10^6$ G. Contudo, é importante enfatizar aqui que, claramente, mais observações para medir os períodos de rotação das ABs magnéticas são necessárias a fim de verificar a existência desses dois grupos com propriedades rotacionais diferentes ou até mesmo para diferir entre ABs de período curto e intermediário.

A taxa de rotação das ABs isoladas e magnéticas contém potencialmente algumas pistas relevantes sobre sua natureza e origem. Por exemplo, ABs com rotação lenta podem ser descendentes das estrelas magnéticas e da sequência principal Ap/Bp e seus campos magnéticos seriam remanescentes da evolução anterior, ou seja, seus campos seriam de origem fóssil (ANGEL et al., 1981).

As ABs com rotação rápida, por sua vez, podem ser produtos de interação binária. Nesse cenário, duas ABs inicialmente menos massivas se fundem para produzirem uma AB rápida e magnética (ver e.g. Ferrario et al. (1997), Becerra et al. (2018), Schwab (2021b)). Simulações de hidrodinâmica de partículas indicam que o resultado da coalescência de duas ABs com massas diferentes é uma AB que contém a massa da estrela primária não interrompida, cercada por um envelope quente composto por cerca da metade da massa da secundária que foi interrompida (ver Capítulo 3 para mais detalhes). Além disso, um disco Kepleriano de rápida rotação, que contém aproximadamente o restante do material da secundária, é formado ao redor do objeto central e uma quantidade pequena de massa ($\sim 10^{-3} M_{\odot}$) é ejetada do sistema (LORÉN-AGUILAR et al., 2009; DAN et al., 2012). Desse modo, a AB seria magnetizada a partir de processos de dínamo no envelope convectivo e adquiriria uma alta rotação como o resultado do momento orbital total da fusão (GARCÍA-BERRO et al., 2012; VENNES et al., 2003). Entretanto, em relação à obtenção de energia rotacional, Külebi et al. (2013) têm argumentado que a interação magnetosférica da AB com seu disco de detrito pode ser um fator que contribui na diminuição da rotação da AB recém-formada, o que pode dificultar a formação de ABs rápidas.

Contudo, a hipótese de fusão tem se mostrado bastante atrativa e uma das justificativas é sua capacidade de explicar o motivo que as ABs com altos campos são, em média, mais massivas que suas equivalentes não magnéticas ou fracamente magnéticas (GARCÍA-BERRO et al., 2012). Outro ponto que favorece essa hipótese foi apresentado por Toonen et al. (2017). Eles analisaram ABs dentro de uma amostra de 20 pc utilizando dados recentes do observatório espacial *Gaia* e mostraram que a fração de sistemas duplos de ABs ($\sim 25\%$) é baixa comparada com fração de sistemas duplos de estrelas da sequência principal do tipo solar ($\sim 50\%$). Eles

argumentam que essa discrepância é consistente com cerca de 10% a 30% de todas ABs isoladas sendo o resultado de uma coalescência (TOONEN et al., 2017).

Para o caso das VCMs, o período de rotação da AB é determinado pela interação entre o campo magnético da AB e o da estrela secundária e/ou pelo torque do fluxo de acreção. Isto é, para campos magnéticos intensos, a rotação da AB é sincronizada com o período orbital (VCMs polares), e, para campos magnéticos mais fracos, a AB está girando mais rápido que o período orbital (VCMs PIs) e esta ainda pode ter adquirido uma quantidade substancial de momento angular a partir do fluxo de acreção. Acredita-se, por exemplo, que AE Aqr, há aproximadamente 10 milhões de anos, passou por uma fase de alta transferência de massa a partir de um disco de acreção para superfície da AB, o que possibilitou que essa estrela ganhasse momento angular e girasse cada vez mais rápido alcançando seu curto período de rotação atual (ver e.g. Meintjes (2002), Beskrovnaya e Ikhsanov (2015)).

Além disso, um outro cenário para explicar a intensa magnetização nas ABs foi reportado por Tout et al. (2008). Eles têm argumentado que todas as ABs altamente magnéticas, sejam essas isoladas ou em VCMs, são o resultado da evolução de uma binária compacta formada por uma estrela de baixa massa e uma AB. Eles propõem que o campo magnético na AB é gerado por rotação diferencial e convecção dentro de um envelope comum e que quanto menor a separação orbital no final dessa fase, mais forte é o campo magnético da AB. Desse modo, as VCMs seriam os sistemas que emergiram do envelope comum para o contato semi-destacado⁴, ao passo que as ABs magnéticas isoladas seriam o resultado de binárias de comum envelope que se fundiram (TOUT et al., 2008). Esse cenário explicaria, por exemplo, o motivo de não existirem exemplos conhecidos de binárias destacadas⁵ jovens ($\lesssim 10^9$ anos) constituídas por uma AB magnética com uma estrela companheira não degenerada (ver e.g. Liebert et al. (2005), Parsons et al. (2021)). Entretanto, Potter e Tout (2010) têm mostrado que o campo magnético produzido por esse processo pode decair rapidamente quando o envelope comum é ejetado.

Recentemente, Schreiber et al. (2021) apresentaram modelos evolucionários de estrelas binárias para explicar a origem e a evolução do campo magnético em binárias compactas. Eles mostraram que fortes campos magnéticos nas ABs em VCs podem ser formados a partir de um dínamo que é acionado pela cristalização e rotação da AB. Nessa abordagem, é considerado que uma AB não magnética girando lenta-

⁴Sistema binário compacto onde apenas uma das estrelas enche o seu lóbulo de Roche

⁵Sistema binário compacto onde nenhuma das estrelas enche o seu lóbulo de Roche

mente surge em uma binária pós-envelope comum. Com a evolução dessa binária para períodos orbitais menores, a estrela secundária preenche seu lóbulo de Roche e o sistema se torna uma VC, onde a acreção de matéria acelera a rotação da AB e é assumido que o núcleo da AB está no processo de cristalização. Assim, em razão da combinação das condições para a cristalização e para a rotação, um intenso campo magnético pode ser gerado a partir de um dínamo. Se esse campo for intenso o suficiente para se conectar com o campo da estrela secundária, um torque é exercido sobre a AB, fazendo com que a rotação da AB e o movimento orbital sejam sincronizados e a secundária se desconecte de seu lóbulo de Roche tornando esse sistema um pré-polar, em que acreção ocorre a partir do vento estelar. Quando o sistema chega nesse estágio, as estrelas ficam cada vez mais próximas devido à perda de momento angular pela frenagem magnética e pela radiação gravitacional. Com isso, a estrela secundária preenche novamente seu lóbulo de Roche e a binária se torna um VC polar. Esse modelo, assim, explicaria a ausência de fortes campos magnéticos em jovens binárias compactas destacadas e ainda esclareceria a razão das ABs magnéticas conhecidas em binárias destacadas serem mais velhas do que $\sim 10^9$ anos e possuírem núcleos que estão cristalizando (SCHREIBER et al., 2021; PARSONS et al., 2021).

Algumas ABs rápidas e magnéticas ainda podem apresentar sinais de pulsos eletromagnéticos e estas têm sido propostas como candidatas a pulsares de AB. Exemplos desses objetos são: AR Sco que mostra pulsações fortes no óptico, no ultravioleta e no rádio (MARSH et al., 2016), AE Aqr que apresenta radiação eletromagnética pulsada que vai desde a faixa do óptico até o raio X (ERACLEOUS et al., 1994; TERADA et al., 2008); e RX J0648.0-4418 que mostra uma emissão pulsada de raios X (MEREGHETTI et al., 2009). Em razão desses pulsos eletromagnéticos observados em algumas ABs rápidas e magnéticas, estas estrelas já têm sido utilizadas em um modelo alternativo para explicar uma classe de pulsares conhecidos como magnetares (SGRs/AXPs), como veremos na próxima seção.

2.3 SGRs e AXPs como ABRMs

As ABs mais rápidas observadas têm períodos de alguns segundos. Esses valores estão bem próximos aos períodos observados para *Soft Gamma Repeaters* (SGRs) e *Anomalous X-ray pulsars* (AXPs) que são atualmente descritos pelo modelo magnetar (DUNCAN; THOMPSON, 1992). Em razão desse período de rotação similar e outras características fenomenológicas, modelos que descrevem os SGRs/AXPs

como ABs rotantes e magnetizadas já foram abordados por alguns autores (ver e.g. Malheiro et al. (2012), Coelho e Malheiro (2014), Mukhopadhyay e Rao (2016)), visto que o modelo magnetar ainda demonstra algumas dificuldades (ver Coelho e Malheiro (2014), para detalhes).

SGRs e AXPs são objetos astronômicos que possuem pulsações em altas energias e apresentam propriedades que são diferentes dos pulsares de rádio alimentados pela perda de energia rotacional e dos pulsares de raios X movidos pela acreção de matéria. SGRs são objetos que emitem explosões violentas de raios gama de baixa energia e raios X duro (alta energia) que ocorrem em intervalos irregulares que podem durar semanas. Eles exibem alterações em suas propriedades de emissão que são imprevisíveis e dramáticas em escalas de tempo que vão de milissegundos a meses ou mesmo anos. Inicialmente, eles foram identificados como GRBs (*Gamma Ray Bursts*), entretanto, múltiplas explosões provindas das mesmas fontes foram observadas, o que descartou essa classificação. Esses objetos são ainda caracterizados por uma emissão quiescente em raios X e são considerados estrelas isoladas por não apresentarem sinal de uma estrela companheira.

Os AXPs são pulsares de raios X persistentes com períodos de alguns segundos que foram inicialmente classificados como ordinários pulsares de raios X, onde uma EN acreta matéria de uma estrela companheira. No entanto, a falta de evidência de uma estrela companheira, o período de rotação mais longo e o fato de que sua luminosidade de raios X excede a luminosidade disponível a partir da perda de energia pelo *spindown* fizeram com que essas fontes fossem consideradas diferentes e fossem indicadas como uma nova classe de pulsares. Alguns desses objetos são também observados emitindo em raios gama e outros apresentam contrapartidas no óptico e no rádio (ver e.g., Olausen e Kaspi (2014), Coelho (2013)).

Acredita-se que os SGRs e AXPs façam parte de uma mesma classe de objetos que são caracterizados observacionalmente por uma luminosidade quiescente de raio X mole na faixa de $10^{30} - 10^{35}$ erg s⁻¹, um período de rotação de 1 – 12 s e por possuírem uma alta taxa de *spindown* ($\dot{P} \sim 10^{-13} - 10^{-10}$ s/s) em comparação com o *spindown* de pulsares ordinários ($\dot{P} \sim 10^{-15} - 10^{-14}$ s/s) (OLAUSEN; KASPI, 2014). Outro ponto que os coloca em uma mesma classe é que alguns AXPs também apresentam explosões de energia similares às encontradas em SGRs (GAVRIIL et al., 2002).

Atualmente, a origem das emissões dos SGRs/AXPs permanece em discussão. Existem alguns cenários propostos para explicar as propriedades observadas desses ob-

jetos. O cenário mais aceito é o modelo magnetar. Nesse modelo, os SGRs/AXPs são considerados pulsares de ENs que possuem um campo magnético muito intenso ($10^{12} - 10^{15}$ G) tal que a luminosidade persistente em raio X é alimentada pelo decaimento desse intenso campo (THOMPSON; DUNCAN, 1996). São conhecidos atualmente 30 magnetares, tais que 6 são apenas candidatos (OLAUSEN; KASPI, 2014). A Tabela 2.2 apresenta os 24 magnetares confirmados: 12 SGRs e 12 AXPs juntamente com algumas propriedades observáveis⁶.

Contudo, apesar do modelo magnetar apresentar bastante sucesso na explicação da fenomenologia dos SGRs/AXPs, ele tem ainda algumas limitações em relação aos parâmetros observacionais. Por exemplo, nenhuma medida conclusiva do campo magnético superficial foi obtida e falta evidência observacional de ENs altamente magnetizadas como requerida pelo modelo. Além disso, existe uma dificuldade de explicar o decaimento de campos magnéticos baixos ($\sim 10^{12}$ G) que têm sido inferidos para alguns SGRs/AXPs, como o do SGR 0418+5729 (REA et al., 2013). Um outro exemplo dessa dificuldade baseia-se na taxa de variação de energia rotacional que é muito menor do que a luminosidade quiescente em raio X observável, ou seja, $L_{X\text{quiescente}} > L_{rot}$ (ver e.g. Coelho e Malheiro (2014)). Ainda, detecções no óptico e no infravermelho já têm sido feitas para alguns SGRs/AXPs, o que não é esperado para uma EN isolada.

Dessa forma, um modelo alternativo tem sido proposto utilizando ABRMs (MALHEIRO et al., 2012; COELHO; MALHEIRO, 2014). Dentro dessa perspectiva, os SGRs/AXPs são descritos como pulsares de ABs, isto é, o processo de emissão de energia pela radiação de dipolo em ABRMs pode ser explicado por um modelo canônico de pulsar movido pela rotação (USOV, 1988), visto que estes compartilham aspectos bastantes semelhantes.

Nesta nova descrição, várias propriedades observacionais são explicadas como consequência do raio de uma AB, que manifesta uma nova escala de densidade de massa, momento de inércia, energia rotacional e momento de dipolo magnético em comparação com o raio de uma EN (COELHO; MALHEIRO, 2014; LOBATO et al., 2016). Vale lembrar que períodos de rotação tão curtos quanto os observados nos SGRs/AXPs, que variam de $P \sim 1 - 12$ s, podem ser de fato alcançados pelas ABs. Como mencionado na seção anterior, Boshkayev et al. (2013b) mostraram que o intervalo de períodos mínimos de rotação de ABs massivas é de $0,3 \leq P \leq 2,2$ s,

⁶demais dados estão contidos no catálogo online da Universidade de McGill disponíveis em: <http://www.physics.mcgill.ca/~pulsar/magnetar/main.html>

Tabela 2.2 - Grandezas observacionais retiradas do catálogo online mantido pelo McGill Pulsar Group para os SGRs/AXPs confirmados: Período (P), spindown (\dot{P}), luminosidade quiescente (L_X) e distância até a fonte (r). ^a valor consultado em Esposito et al. (2011), ^b valor consultado em Kozlova et al. (2016).

SGR/AXP	P (s)	\dot{P} (10^{-11} s/s)	L_X (10^{33} erg/s)	r (kpc)
CXOU J010043.1-721134	8,020392	1,88	65	62,4
4U 0142+61	8,688692	0,2022	105	3,6
SGR 0418+5729	9,078388	0,0004	0,00096	2
SGR 0501+4516	5,76207	0,594	0,81	2
SGR 0526-66	8,0544	3,8	189	53,6
1E 1048.1-5937	6,457875	2,25	49	9
1E 1547.0-5408	2,072126	4,77	1,3	4,5
PSR J1622-4950	4,3261	1,7	0,44	9
SGR 1627-41	2,594578	1,9	3,6	11
CXOU J164710.2-455216	10,61064	$\leq 0,04$	0,45	3,9
1RXS J170849.0-400910	11,00502	1,9455	42	3,8
CXOU J171405.7-381031	3,825352	6,40	56	13,2
SGR J1745-2900	3,763638	1,385	$\leq 0,11$	8,3
SGR 1806-20	7,54773	49,5	163	8,7
XTE J1810-197	5,540354	0,777	0,043	3,5
Swift J1818.0-1607	1,363490	9,0	...	4,8
Swift J1822.3-1606	8,437721	0,0021	$\leq 0,00040$	1,6
SGR 1833-0832	7,565408	0,35	...	$\leq 10^a$
Swift J1834.9-0846	2,482302	0,796	$\leq 0,0084$	4,2
1E 1841-045	11,78898	4,092	184	8,5
J185246.6+003317	11,55871	$\leq 0,014$	$\leq 0,0060$	7,1
SGR 1900+14	5,19987	9,2	90	12,5
SGR 1935+2154	3,245065	1,43	...	$\leq 10^b$
1E 2259+586	6,979043	0,0483	17	3,2

Fonte: McGill Pulsar Group (2023).

dependendo da composição nuclear. O período mínimo relativamente longo de ABs de ^{56}Fe , ~ 2.2 s, implica que as ABs rápidas que descrevem os SGRs/AXPs devem ser quimicamente compostas de elementos mais leves que ^{56}Fe , por exemplo, ^{12}C ou ^{16}O (BOSHKAYEV et al., 2013a).

No modelo de pulsar canônico, uma estrela converte energia rotacional em energia eletromagnética, de forma que o sistema emite radiação em razão da variação do dipolo magnético e a rotação do pulsar fica cada vez mais lenta. Portanto, se considerarmos uma estrela que gira com frequência angular ω e que possui um momento de dipolo magnético com uma orientação α em relação ao eixo de rotação, podemos calcular o campo magnético dessa estrela no equador B e nos polos B_p como função do período de giro $P = 2\pi/\omega$ e de sua derivada $\dot{P} = dP/dt$ (ver e.g. Coelho e Malheiro (2014), Maggiore (2008)),

$$B \sin \alpha = \frac{B_p}{2} \sin \alpha = \left(\frac{3c^3 I}{8\pi^2 R^6} P \dot{P} \right)^{1/2}. \quad (2.3)$$

onde I é o momento de inércia da estrela. A partir dessa equação, nota-se que os campos magnéticos muito intensos essenciais para explicar o modelo magnetar não são necessários para descrever os SGRs/AXPs como ABs magnetizadas. Isso ocorre em razão dos valores distintos do momento de inércia para uma EN e uma AB. Por exemplo, supondo uma EN com massa $M = 1,4 M_\odot$ e raio $R = 10^6$ cm, o campo magnético superficial inferido para este objeto pode ser expresso por

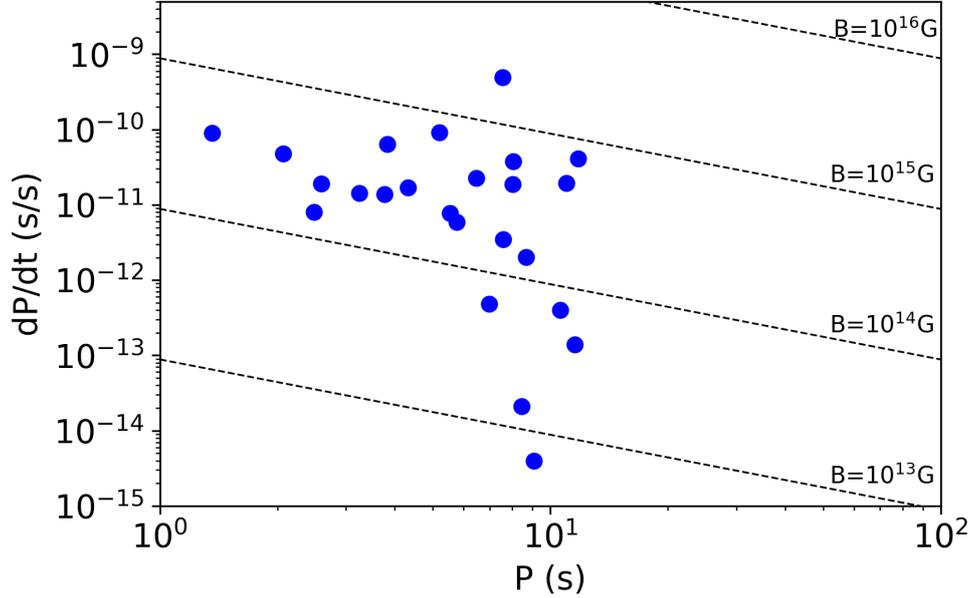
$$B^{EN} \sin \alpha \simeq 3,4 \times 10^{19} (P \dot{P})^{1/2} \text{G}, \quad (2.4)$$

de modo que substituindo os valores conhecidos de P e \dot{P} dos SGRs/AXPs, observa-se que os campos magnéticos dos magnetares estão numa faixa em torno de $10^{13} - 10^{15}$ G (ver Figura 2.9).

Agora, se considerarmos uma AB com massa $M = 1,4 M_\odot$ e raio $R = 10^8$ cm, como recentes estudos para ABs isoladas, massivas e rápidas sugerem (ver e.g. Boshkayev et al. (2013a)), o campo magnético na superfície da estrela é representado por

$$B^{AB} \sin \alpha \simeq 3,4 \times 10^{15} (P \dot{P})^{1/2} \text{G}. \quad (2.5)$$

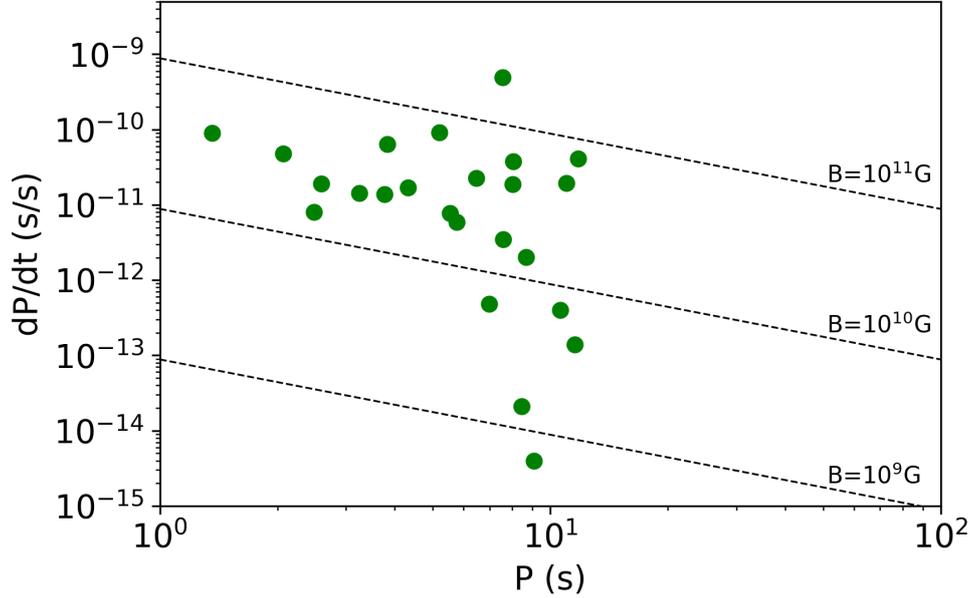
Figura 2.9 - Diagrama $\dot{P} - P$ para os SGRs/AXPs como uma EN de massa $M = 1,4 M_{\odot}$ e raio $R = 10^6$ cm. As linhas tracejadas apresentam valores constantes do campo magnético.



Observa-se então que os campos magnéticos, dentro da abordagem das ABRMs, têm valores menores e estão numa faixa em torno de $10^9 - 10^{11}$ G (ver Figura 2.10), comparáveis com os inferidos das ABs rápidas e magnéticas recentemente observadas. Portanto, verifica-se que os campos magnéticos necessários em cada modelo diferem cerca de 4 ordens de grandeza, ou seja, temos uma nova escala para o campo magnético, e o modelo de pulsares de ABs não necessita que esses campos sejam tão intensos como para o modelo de magnetares. Entretanto, é importante notar que apesar de os valores do campo magnético diferirem muito nos dois modelos, eles são considerados intensos para o remanescente de cada modelo. Contudo, a descrição de ABs tem sido favorecida neste ponto devido ao crescimento observacional de ABRMs (KUELEBI et al., 2010; KEPLER et al., 2013; KEPLER et al., 2015; AMORIM et al., 2023).

Outro cenário interessante envolvendo ABs rápidas e altamente magnéticas foi utilizado para explicar as propriedades observacionais do AXP 4U 0142+61 (RUEDA et al., 2013). Além de suas medições no raio X, esse AXP tem observações nas bandas do rádio, infravermelho próximo e médio, óptico e ultravioleta e, ainda, possui duas características que o tornam um objeto peculiar. A primeira é que 4U 0142+61 apre-

Figura 2.10 - Diagrama $\dot{P} - P$ para os SGRs/AXPs como uma AB de massa $M = 1,4 M_{\odot}$ e raio $R = 3 \times 10^8$ cm. As linhas tracejadas apresentam valores constantes do campo magnético.



senta um excesso de infravermelho confirmado; a segunda é que esse objeto é muito brilhante para sua idade de resfriamento, quando inferido como magnetar. Assim, no cenário proposto, as propriedades de 4U 0142+61 podem ser explicadas por um modelo no qual o remanescente compacto central é uma ABRM resultante da fusão de duas ABs comuns, que é rodeada por um disco de acreção produzido durante a fusão. Desse modo, os dados no óptico e no infravermelho seriam explicados pela fotosfera da AB e pelo disco, enquanto a emissão em raios X seria causada por uma emissão do tipo pulsar (RUEDA et al., 2013).

Recentemente, uma nova investigação desse cenário tem sido feita para explicar a distribuição de energia espectral (SED) de 4U 0142+61, do infravermelho médio até os raios X duros, no qual esse AXP é considerado uma AB magnética acretando matéria de um disco de detritos que circunda a estrela (BORGES et al., 2020). Tal AB pode ser entendida como resultado de uma fusão recente de duas ABs menos massivas. Esse modelo propõe que as emissões em raios X mole e duro são devidos aos efeitos da acreção, ao passo que as emissões no óptico e no infravermelho são causadas pelo disco opticamente espesso e empoeirado, pela fotosfera da AB e pela cauda da emissão da região pós-choque. Os parâmetros desse modelo ainda indicam

que 4U 0142+61 é uma AB rápida, magnética e ultramassiva, perto do limite de Chandrasekhar, além de ser muito quente e, conseqüentemente, jovem (BORGES et al., 2020).

Por fim, notamos que ABs rápidas e magnéticas têm se tornado uma alternativa interessante e próspera para a explicação, se não de todos, mas de alguns SGRs/AXPs (ver Coelho et al. (2017)). Além disso, a investigação desses objetos a partir da astronomia de OGs é uma ferramenta importante que pode indicar se essas estrelas são pulsares de ABs ou magnetares. Essa possibilidade é analisada no Capítulo 4 desta tese.

3 FUSÃO DE BINÁRIAS DE ANÃS BRANCAS COMO PROGENITORA DE ANÃS BRANCAS RÁPIDAS E MAGNÉTICAS

A hipótese de que fusões de BABs podem produzir ABRMs tem já sido proposta há algum tempo (ver, e.g., Wickramasinghe e Ferrario (2000)). Há resultados observacionais crescentes apontando para esse cenário, mas ainda não existe um elo direto conectando uma fusão de ABs duplas a qualquer ABRM observada. Aqui, pretendemos corroborar com esse vínculo.

Em geral, o remanescente central da fusão de uma BAB pode ser (i) uma AB massiva estável, (ii) uma supernova tipo Ia (SN Ia) ou (iii) uma EN. Os remanescentes sub-Chandrasekhar podem terminar como (i) ou (ii) (BENZ et al., 1990; RASKIN et al., 2012; BECERRA et al., 2018; SCHWAB, 2021b) e os remanescentes super-Chandrasekhar como (ii) ou (iii) (SAIO; NOMOTO, 1985; SCHWAB, 2016; BECERRA et al., 2019; SCHWAB, 2021b). Aqui, estamos interessados nas fusões de BABs cujo remanescente é uma AB estável, rápida, com um alto campo magnético e ultra-massiva ($\gtrsim 1 M_{\odot}$ mas sub-Chandrasekhar). Esses remanescentes centrais podem evitar a queima instável que levam a uma SN Ia se sua densidade central permanecer abaixo do valor crítico de $\sim 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ (BECERRA et al., 2018).

Simulações numéricas mostram que as ABRMs podem realmente se originar em coalescências de ABs duplas (ver, e.g., García-Berro et al. (2012), Dan et al. (2014)). No entanto, falta ainda um suporte observacional direto que confirme essa conexão. Observações confirmam a existência de ABs magnéticas com intensidades de campo magnético na faixa 10^6 – 10^9 G (KÜLEBI et al., 2009; FERRARIO et al., 2015; KEPLER et al., 2016), e que a maioria delas é massiva (ver, e.g., Kepler et al. (2016), Ferrario et al. (2015)). As medições mais recentes do movimento próprio de ABs massivas também sugerem que uma fração delas são produtos da fusão de BABs. Essa suposição é possível em razão das ABs remanescentes de fusões apresentarem uma dispersão de velocidade mais alta do que as ABs que evoluem de forma isolada (ver Cheng et al. (2020) e suas referências). Em um trabalho recente, Kilic et al. (2023) procuraram por possíveis remanescentes de fusão de binárias entre as 25 ABs mais massivas ($M \approx 1,3 M_{\odot}$) em uma amostra de 100 pc no *Montreal White Dwarf Database*. Para isso, os autores buscaram por algumas características para identificar candidatas a essa fusão como, rotação rápida, alta velocidade tangencial, magnetismo e composição atmosférica incomum. Considerando essas propriedades, eles identificaram que 14 das 25 ABs são prováveis descendentes da fusão de BABs, visto que vários destes objetos apresentaram mais de uma das características para

serem classificadas como um produto desse tipo de coalescência.

Portanto, na busca por compreender onde e quais são as ABs produzidas por estas fusões, neste capítulo, investigamos a hipótese da coalescência de BABs como um mecanismo para formação de ABRMs. Para isso, seguindo os resultados de simulações numéricas de fusões de ABs, consideramos que a configuração no pós-fusão é descrita por uma AB massiva, magnética e de rápida rotação cercada por um disco Kepleriano (DAN et al., 2014; LORÉN-AGUILAR et al., 2009).

Desse modo, na Seção 3.1, estudamos a evolução da rotação do sistema pós-fusão e reconstruímos a binária progenitora de duas ABRMs recentemente detectadas, SDSS J2211+1136 (doravante J2211+1136; Kilic et al. (2021b)) e ZTF J1901+1458 (doravante J1901+1458; Caiazzo et al. (2021)). Estas duas ABs são fontes interessantes em nosso estudo, pois todas as características observacionais que necessitamos são conhecidas, como a massa, a intensidade do campo magnético, a rápida rotação e a idade de resfriamento (ver Seção 3.1.5). Assim, a partir dessa investigação, mostramos que o sistema pós-fusão evolui através de três fases que podem ser dominadas pela acreção, ejeção de massa (*propeller*) ou frenagem magnética dependendo do torque que atua na AB. Inferimos ainda os valores de massa da estrela primária e secundária que formam a BAB na qual leva a uma evolução pós-fusão consistente com as observações. Os resultados apresentados nessa seção foram publicados recentemente em Sousa et al. (2022).

Além disso, na Seção 3.2, apresentamos os estudos sobre a emissão eletromagnética de vários comprimentos de ondas para um sistema pós-fusão de uma BAB. Essa emissão ocorre a partir da emissão térmica do material ejetado na coalescência que está expandindo e em razão da radiação síncrotron de elétrons acelerados no material ejetado que é magnetizado devido ao campo magnético da nova AB formada. Para isso, seguimos o modelo apresentado em Rueda (2022) e Rueda et al. (2022), onde buscamos refinar o modelo implementando novos recursos, como por exemplo a auto-absorção síncrotron, com a perspectiva de aplicar esse tratamento em trabalhos futuros com a utilização de dados observacionais.

3.1 Evolução da rotação no pós-fusão de binária de anãs brancas

Nesta seção, analisamos as fusões de ABs duplas como progenitoras de ABRMs a partir do estudo da evolução rotacional do sistema pós-fusão. Para isso, investigamos como a rotação da AB central recém-formada evolui com base nos torques que atuam na estrela, que podem acelerar ou desacelerar o giro da AB. Com isso, inferimos os parâmetros do modelo para os quais a idade rotacional da AB concorda com a idade de resfriamento estimada e deduzimos as componentes do sistema binário que possivelmente deu origem essas ABs peculiares.

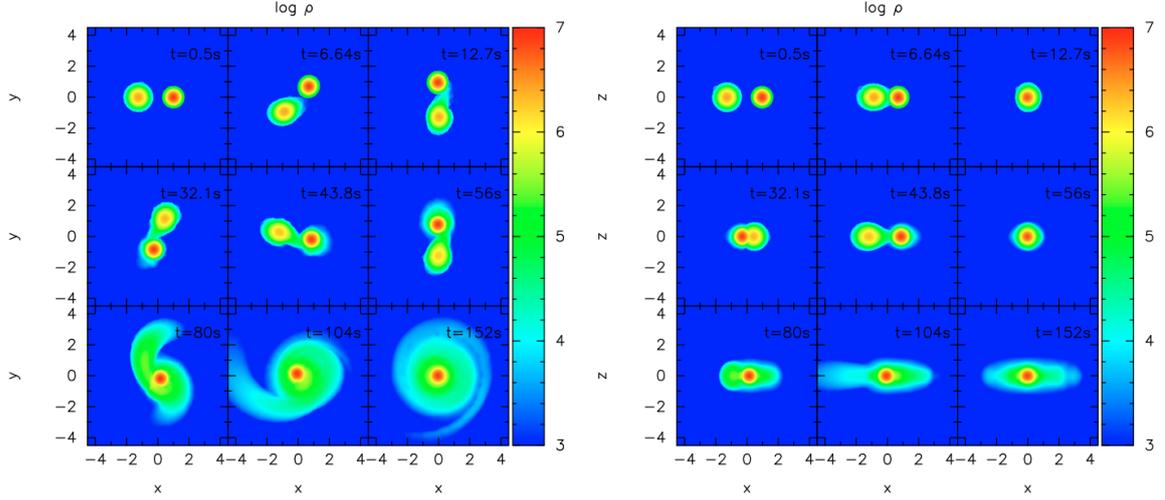
A seguir, detalhamos a configuração e as características da fusão e pós-fusão que consideramos em nosso modelo.

3.1.1 Propriedades da fusão e pós-fusão

De acordo com as simulações numéricas de fusões de BABs, a configuração do sistema após a coalescência é um núcleo isotérmico de massa M_{nuc} (formado pela massa da AB primária) que gira de forma rígida, cercado por um envelope quente de massa M_{env} com rotação diferencial e um disco Kepleriano de massa M_d girando rapidamente (BENZ et al., 1990; LORÉN-AGUILAR et al., 2009; RASKIN et al., 2012; DAN et al., 2014; BECERRA et al., 2018). A massa da estrela secundária interrompida se distribui entre o envelope e o disco. Uma fração do material espalhado durante a fusão cai de volta na AB remanescente, M_{fb} , e apenas uma pequena quantidade de massa M_{ej} escapa do sistema.

A Figura 3.1 apresenta um exemplo desta coalescência, onde é exibida a evolução temporal da densidade para um sistema binário de ABs de $0,6 M_{\odot} + 0,8 M_{\odot}$. Esta evolução é apresentada no plano equatorial (painéis esquerdos) e no plano polar (painéis direitos) do sistema. No início da fusão, vemos que as duas ABs são simétricas, porém pouco depois a estrela secundária preenche seu lóbulo de Roche e o processo de transferência de massa inicia, fazendo com que a matéria, que sai da secundária, chegue na estrela primária espalhando-se sobre sua superfície. Com isso, um braço de acreção é formado devido ao aumento da taxa de acreção causada pelo aumento do raio da secundária que perde massa. Ainda, em razão do movimento orbital das ABs, o braço de acreção se espalha em volta da órbita do sistema entrelaçando-se com uma forma de espiral. Por fim, a estrela secundária é totalmente interrompida e o disco de detrito é criado em volta da AB primária. O tempo necessário para esta estrutura autogravitante (AB central + disco kepleriano) ser formada varia de ~ 120 s

Figura 3.1 - Evolução temporal da densidade para a coalescência de um sistema binário de ABs com $0,6 M_{\odot} + 0,8 M_{\odot}$. Os painéis esquerdos representam a simulação projetada no plano equatorial enquanto que os painéis direitos indicam a projeção no plano polar. As unidades da posição e densidade são 10^9 cm e 10^9 g cm $^{-3}$.



Fonte: Lorén-Aguilar et al. (2009).

a ~ 520 s e depende dos componentes do sistema binário (LORÉN-AGUILAR et al., 2009).

Investigando as propriedades da fusão de mais de 200 sistemas binários de ABs a partir de simulações numéricas e considerando uma variedade de condições iniciais, Dan et al. (2014) foram capazes de obter os seguintes polinômios de ajuste para as propriedades do pós-fusão

$$M_{\text{nuc}} = M_{\text{tot}}(0,7786 - 0,5114 q), \quad (3.1a)$$

$$M_{\text{env}} = M_{\text{tot}}(0,2779 - 0,464 q + 0,7161 q^2), \quad (3.1b)$$

$$M_d = M_{\text{tot}}(-0,1185 + 0,9763 q - 0,6559 q^2), \quad (3.1c)$$

$$M_{\text{fb}} = M_{\text{tot}}(0,07064 - 0,0648 q), \quad (3.1d)$$

$$M_{\text{ej}} = \frac{0,0001807 M_{\text{tot}}}{-0,01672 + 0,2463 q - 0,6982 q^2 + q^3}, \quad (3.1e)$$

onde $M_{\text{tot}} = M_1 + M_2$ é a massa total da binária, com M_1 e M_2 sendo a massa da

estrela primária e secundária, respectivamente, e $q \equiv M_2/M_1 \leq 1$ a razão de massa da binária.

Portanto, modelamos aqui a evolução do pós-fusão após a fase de curta duração em que o núcleo da AB incorpora o envelope e o disco já está formado. O sistema pós-fusão é então composto pela AB remanescente de massa M , raio R , circundado pelo disco de acreção de massa M_d . A partir da conservação de massa, podemos estimar a massa da AB final por

$$M = M_{\text{nuc}} + M_{\text{env}} + M_{\text{fb}} + M_{\text{acc}}, \quad (3.2)$$

onde $M_{\text{acc}} \leq M_d$ é a massa acretada. Como mostraremos na Seção 3.1.5, $M < M_{\text{tot}}$ pois parte da massa é ejetada do sistema durante a fase de *propeller*. Ainda, com o auxílio das Equações 3.1a– 3.1e, Equação 3.2 e a estimativa da massa acretada, na Seção 3.1.6 estimamos os parâmetros das ABs que formavam a binária no pré-fusão. Quanto à configuração do campo magnético, adotamos um modelo dipolo+quadrupolo com um dipolo de intensidade B e um quadrupolo de intensidade B_{quad} . O momento de dipolo magnético, por sua vez, é representado por $\mu_m = BR^3$.

Nos cálculos seguintes, assumimos um valor constante de M dado pelo valor atual da massa da AB, ou seja, o valor final dado pela Equação 3.2, desprezando o efeito do aumento da massa acretada, M_{acc} . Também assumimos uma taxa de acreção constante na AB central, \dot{M} . Essas suposições têm um efeito irrelevante nos resultados porque a acreção e a ejeção de massa consomem a massa total do disco em uma escala de tempo muito menor que o tempo de vida da AB e, portanto, a frenagem magnética domina a evolução rotacional.

3.1.2 Torque devido a acreção e *propeller*

Quando o raio magnetosférico, R_m , é menor que o raio da AB, R , o disco se estende até a superfície da AB, ou seja, $r_i = R$. Entretanto, quando $R_m > R$, o disco se estende até $r_i = R_m$. Portanto, temos que

$$r_i = \max(R, R_m), \quad (3.3)$$

onde R_m é o raio de Alfvén (ver e.g., Pringle e Rees (1972))

$$R_m = \left(\frac{\mu_m^2}{\dot{M}\sqrt{2GM}} \right)^{2/7}. \quad (3.4)$$

A partir da Equação (3.4), obtemos que a condição $R_m > R$ é satisfeita para uma taxa de acreção dada por

$$\frac{\dot{M}}{M_\odot \text{ ano}^{-1}} < 9,74 \times 10^{-4} \frac{B_8^2 R_8^{5/2}}{(M/M_\odot)^{1/2}}, \quad (3.5)$$

onde $B_8 = B/(10^8 \text{ G})$ e $R_8 = R/(10^8 \text{ cm})$.

Como veremos, a taxa de acreção sobre a AB remanescente é muito menor do que o valor acima, então a AB evolui sempre no regime $R_m > R$. Neste caso, as linhas de campo magnético passam pelo disco em $r_i = R_m$ e a matéria flui do disco para a AB através das linhas do campo magnético. Se este fluxo de massa acelera ou desacelera a AB central depende do chamado parâmetro de rapidez

$$\omega \equiv \frac{\Omega}{\Omega_K}, \quad (3.6)$$

onde Ω_K é a velocidade angular Kepleriana em $r_i = R_m$

$$\Omega_K = \sqrt{\frac{GM}{R_m^3}}. \quad (3.7)$$

O momento angular específico (isto é, por unidade de massa) da matéria que deixa o disco é $l_i = \Omega_K r_i^2 = \Omega_K R_m^2 = \sqrt{GM R_m}$, enquanto que o momento angular específico da magnetosfera corrotante em $r = R_m$ é $l_m = \Omega R_m^2$. Portanto, a AB irá variar seu momento angular a uma taxa dada por (MENOUE et al., 1999)

$$\dot{J}_{\text{acc}} = T_{\text{acc}} = (l_i - l_m)\dot{M} = \delta(1 - \omega), \quad (3.8)$$

onde T_{acc} é o torque em razão da acreção/*propeller* e

$$\delta \equiv \dot{M} R_m^2 \Omega_K = \dot{M} \sqrt{GM R_m}, \quad (3.9)$$

sendo \dot{M} a taxa de acreção, isto é, a taxa com que a massa flui do disco para a AB no raio interno do disco, $r = r_i = R_m$. Quando $\omega < 1$, o material é acretado na superfície da AB e transfere momento angular para ela (exerce um torque positivo). Quando $\omega > 1$, o sistema entra no chamado regime *propeller* no qual uma barreira centrífuga exercida pela a AB expele a massa que vem do disco. Tal massa, que deixa o sistema, remove momento angular da AB central, ou seja, exerce um torque negativo sobre ela. Para discussões adicionais sobre o mecanismo de *propeller*, ver e.g. Illarionov e Sunyaev (1975) e Wang (1995).

3.1.3 Torque devido ao campo magnético

O remanescente central também é submetido ao torque em razão do campo magnético. Como a razão entre o raio da estrela, R , e o raio do cilindro de luz, $R_{lc} = c/\Omega$, é pequena, ou seja, $R/R_{lc} = \Omega R/c \lesssim 10^{-3}$, os efeitos da dimensão da estrela na determinação do campo de radiação podem ser desprezados com segurança. Portanto, usamos o torque exercido por uma configuração de campo magnético dipolo+quadrupolo puntiforme (PÉTRI, 2015)

$$T_{\text{mag}} = T_{\text{dip}} + T_{\text{quad}}, \quad (3.10)$$

$$T_{\text{dip}} = -k_{\text{dip}} \Omega^3, \quad (3.11)$$

$$T_{\text{quad}} = -k_{\text{quad}} \Omega^5, \quad (3.12)$$

onde

$$k_{\text{dip}} = \frac{2}{3} \frac{B^2 R^6}{c^3} \sin^2 \alpha, \quad (3.13)$$

$$k_{\text{quad}} = \frac{32}{135} \frac{B_{\text{quad}}^2 R^8}{c^5} \sin^2 \theta_1 (\cos^2 \theta_2 + 10 \sin^2 \theta_2), \quad (3.14)$$

sendo α o ângulo de inclinação do momento de dipolo magnético em relação ao eixo de rotação da AB, e os ângulos θ_1 e θ_2 especificam a geometria do campo quadrupolar. Podemos escrever o torque magnético como

$$T_{\text{mag}} = -\frac{2}{3} \frac{B^2 R^6 \Omega^3}{c^3} \left(\sin^2 \alpha + \eta^2 \frac{16}{45} \frac{R^2 \Omega^2}{c^2} \right), \quad (3.15)$$

onde η é o parâmetro que determina a razão entre a intensidade do campo magnético de quadrupolo e a do campo magnético dipolar como

$$\eta = \frac{B_{\text{quad}}}{B} \sqrt{\sin^2 \theta_1 (\cos^2 \theta_2 + 10 \sin^2 \theta_2)}. \quad (3.16)$$

Tendo definido os torques que atuam sobre a AB central, podemos escrever a equação de conservação do momento angular como

$$T_{\text{tot}} = T_{\text{acc}} + T_{\text{mag}} = \dot{J} \approx I\dot{\Omega}, \quad (3.17)$$

cuja integração nos retorna a evolução das propriedades rotacionais da AB, como o momento angular e velocidade angular. É importante destacar que a última igualdade despreza a variação temporal do momento de inércia da AB, I , o que é consistente com a aproximação da massa constante que consideramos anteriormente. A equação diferencial acima pode ser integrada dada a condição inicial para a velocidade angular, $\Omega_0 = \Omega(t_0 = 0)$, e definindo todos os parâmetros do modelo, ou seja, $\{M, R, I, \dot{M}, M_d, B, B_{\text{quad}}, \alpha, \theta_1, \theta_2\}$. As características qualitativas e quantitativas do resultado não são sensíveis à condição inicial da velocidade angular, Ω_0 . Na Seção 3.1.5, vamos explorar uma variedade de períodos iniciais de rotação variando de alguns segundos a centenas de segundos.

O campo magnético e a massa da AB são definidos por observações, e assim, o raio e o momento de inércia são derivados das propriedades da estrutura da estrela, como por exemplo, eles podem ser inferidos a partir da relação massa-raio. Desse modo, resta definir \dot{M} , M_d , α e θ . Com o intuito de considerar o torque magnético próximo ao seu valor máximo, vamos supor um dipolo ortogonal, $\alpha = 90^\circ$, e o modo $m = 1$ para o quadrupolo, ou seja, $(\theta_1, \theta_2) = (\pi/2, 0)$. Para a massa do disco, vamos definir valores em torno de $M_d \approx 0,30 M_\odot$ em conformidade com as simulações numéricas (ver Dan et al. (2014), Becerra et al. (2018), e Seções 3.1.5 e 3.1.6 para detalhes dos efeitos de valores diferentes de massa do disco). Portanto, resta apenas definir o valor de \dot{M} . Faremos isso solicitando que o valor de Ω seja igual ao valor atual observado e que Ω chegue a esse valor em um tempo de evolução que seja consistente com a idade de resfriamento estimada da AB.

3.1.4 Tipos de evolução rotacional

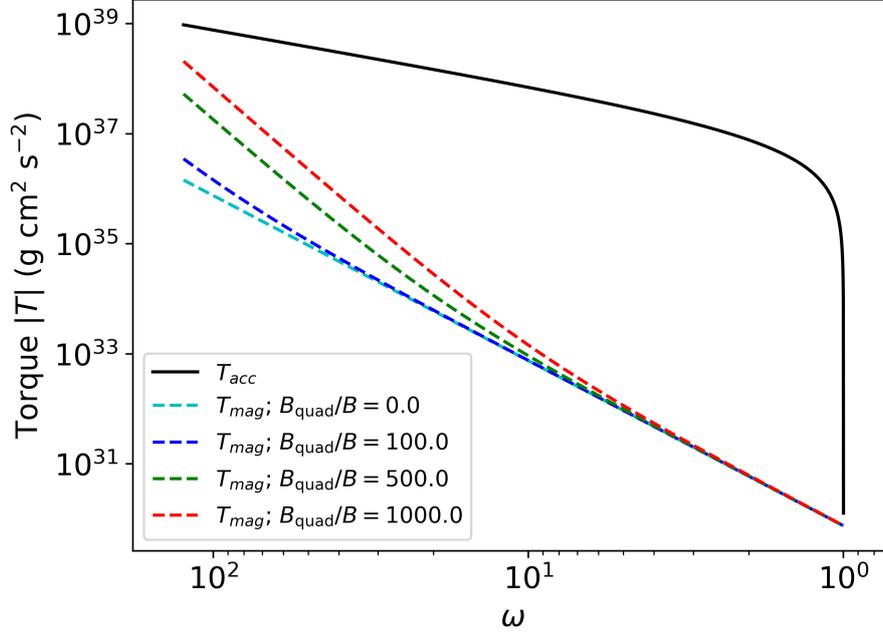
A AB pode seguir diferentes tipos de evolução rotacional dependendo dos parâmetros do modelo e das condições iniciais. No caso mais geral, o sistema evolui por três estágios até atingir o período de rotação atual: a *fase I* de acreção (a AB ganha energia rotacional) ou ejeção de matéria pelo mecanismo de *propeller* (a AB perde energia rotacional), a *fase II* em que os episódios de acreção e ejeção de matéria se sucedem de modo que o período de rotação da AB permanece em um valor de equilíbrio, e a *fase III* em que o sistema entra assim que a massa do disco termina e, então, a AB gira cada vez mais lento por causa da frenagem magnética.

Devido às fusões de BABs sempre formarem um disco de detritos ao redor do remanescente central recém-nascido (ver e.g., Lorén-Aguilar et al. (2009), Dan et al. (2014)), descartamos uma evolução apenas com a *fase III*, ou seja, sem acreção ou ejeção de matéria e evoluindo apenas devido à frenagem magnética. Portanto, a AB pós-fusão necessariamente inicia sua evolução na *fase I* ou *II*.

Agora vamos nos concentrar no caso mais geral, ou seja, quando o sistema evolui pelos três estágios acima descritos até atingir o período de rotação atual. A divisão da evolução em três fases depende do valor do parâmetro de rapidez, ou seja, $\omega > 1$, $\omega \approx 1$ e $\omega < 1$. Dependendo da velocidade angular inicial, Ω_0 , o valor inicial do parâmetro de rapidez pode ser $\omega_0 > 1$ ($\Omega_0 > \Omega_K$) ou $\omega_0 < 1$ ($\Omega_0 < \Omega_K$). O torque T_{acc} é negativo quando o mecanismo de *propeller* está ativo ($\omega > 1$) ou positivo quando o processo de acreção está ativo ($\omega < 1$). Por outro lado, o torque magnético T_{mag} sempre remove o momento angular. Quando existe massa fluindo do raio interno do disco, o *propeller* ou a acreção domina a variação do período rotacional dado que T_{acc} domina sobre T_{mag} .

A Figura 3.2 apresenta T_{acc} e T_{mag} em função de $\omega > 1$ até o valor de $\omega \approx 1$, para valores fiduciais do campo magnético dipolar e da taxa de acreção, respectivamente, $B = 100$ MG e $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Consideramos T_{mag} com diferentes valores de B_{quad}/B para avaliar o efeito de B_{quad} na evolução do spin. A Figura 3.3 é análoga à Figura 3.2, mas para $\omega < 1$. Assim, observando essas figuras, notamos que podemos considerar aqui apenas o caso do dipolo magnético puro, $B_{\text{quad}}/B = 0$, pois para valores baixos da velocidade angular, o torque do campo magnético quadrupolar é muito pequeno comparado ao produzido pelo dipolo magnético (ver Equação 3.15). Esses números mostram que $|T_{\text{acc}}| \gg |T_{\text{dip}}|$ para toda a *fase I*, com a única exceção quando $\omega \approx 1$ onde eles se tornam comparáveis quando T_{acc} cai significativamente (SOUSA et al., 2022).

Figura 3.2 - $|T_{\text{acc}}|$ e $|T_{\text{mag}}|$ em função de $\omega > 1$ onde consideramos uma AB com $B = 100$ MG, $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ e a razão entre as intensidades do campo magnético quadrupolar e dipolar B_{quad}/B . A razão $B_{\text{quad}}/B = 0$ corresponde ao caso de um campo magnético dipolo puro.



Fonte: Sousa et al. (2022).

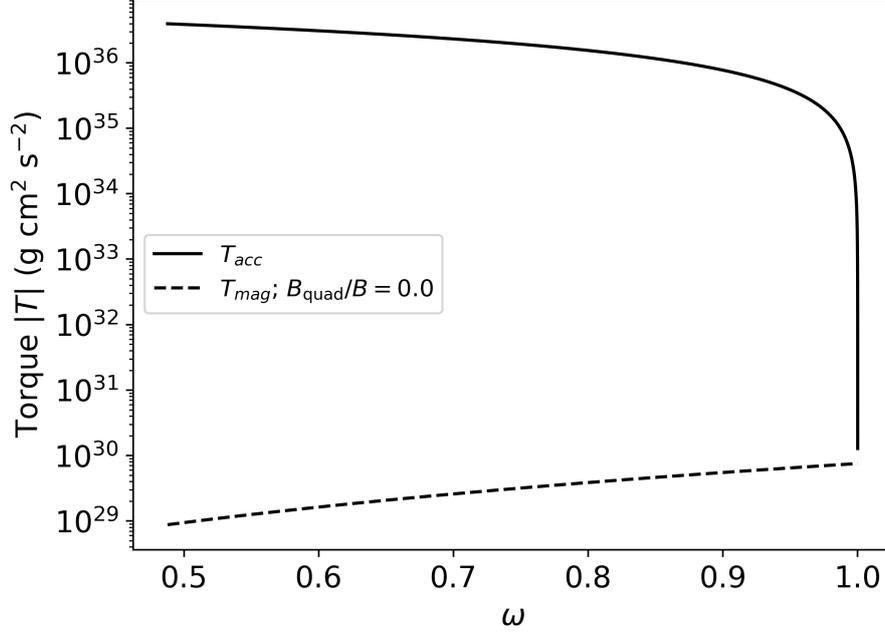
Vale ressaltar que para $B_{\text{quad}}/B = 1000$, a intensidade de T_{mag} se aproxima da intensidade de T_{acc} para valores de $\omega \approx 10^2$. No entanto, quando a velocidade angular diminui, T_{mag} cai rapidamente enquanto T_{acc} permanece alto por quase toda a fase de $\omega > 1$. Assim, T_{acc} ainda domina o torque e T_{mag} (mesmo com $B_{\text{quad}}/B = 1000$) contribui muito pouco para esta primeira etapa de evolução.

Levando em consideração o exposto acima para este primeiro regime, podemos aproximar com precisão suficiente o torque total por $T_{\text{tot}} \approx T_{\text{acc}}$. Dentro desta aproximação, a Equação 3.17 tem a solução analítica (SOUSA et al., 2022)

$$\omega = 1 + (\omega_0 - 1) e^{-t/\tau_{\text{acc}}}, \quad (3.18)$$

onde $\omega_0 = \Omega_0/\Omega_K$ é o parâmetro de rapidez inicial e τ_{acc} é a escala de tempo da fase de acreção/*propeller*

Figura 3.3 - $|T_{\text{acc}}|$ e $|T_{\text{mag}}|$ em função de $\omega < 1$ onde consideramos uma AB com $B = 100$ MG, $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ e a razão entre as intensidades do campo magnético quadrupolar e dipolar $B_{\text{quad}}/B = 0$, uma vez que o efeito do campo magnético de quadrupolo é muito pequeno quando levamos em conta os valores de $\omega < 1$ aqui apresentados (ver Equação 3.15).



Fonte: Sousa et al. (2022).

$$\tau_{\text{acc}} = \frac{I \Omega_K}{\delta} = \frac{I}{\dot{M} R_m^2} = 50,27 \times 10^3 \frac{I_{49}}{\dot{M}_{-7} R_{m,9}^2} \text{ anos}, \quad (3.19)$$

onde I_{49} é o momento de inércia em unidades de 10^{49} g cm^2 , \dot{M}_{-7} é a taxa de acreção em unidades de $10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ e $R_{m,9}$ é o raio de Alfvén em unidades de 10^9 cm .

Quando $\omega \approx 1$, a AB entra na *fase II* de evolução, caracterizada por $T_{\text{acc}} \approx T_{\text{mag}}$. Quando isso ocorre, T_{mag} desacelera a estrela para uma velocidade angular ligeiramente menor que Ω_K , portanto, para um parâmetro de rapidez $\omega \lesssim 1$. Então, T_{acc} torna-se positivo, a AB acreta matéria, acelerando-a. Isso acontece até que a AB volte mais uma vez ao regime de $\omega \gtrsim 1$. Ao atingir este regime, devido aos torques T_{acc} e T_{mag} , a rotação da AB desacelera mais uma vez até $\omega \lesssim 1$. A acreção atua e o processo de *propeller* cessa novamente. Resumindo, neste estágio a AB passa por estágios contínuos de *spin-up* e *spin-down* em que o parâmetro de rapidez oscila

em torno da unidade, então a velocidade angular oscila em torno de um valor de *equilíbrio*, $\Omega \approx \Omega_{\text{eq}} = \Omega_K$. Portanto, podemos assumir que nesta fase Ω permanece constante em

$$\begin{aligned}\Omega_{\text{eq}} = \Omega_K &= \left[\frac{\sqrt{2} (GM)^{5/3} \dot{M}}{B^2 R^6} \right]^{3/7} \\ &= 0,225 \left[\frac{(M/M_\odot)^{5/3} \dot{M}_{-7}}{B_8^2 R_8^6} \right]^{3/7} \text{ rad s}^{-1}.\end{aligned}\quad (3.20)$$

Esta fase dura enquanto o disco puder alimentar a acreção e o *propeller*. Assim, a escala de tempo de duração desta fase é da ordem de $\tau_{\text{disk}} \approx M_d/\dot{M} \sim 10^6$ anos, ou seja, o tempo necessário para consumir a massa do disco.

Após o disco se exaurir, o sistema evolui para o regime $\omega < 1$. Sem massa fluindo do disco, apenas o dipolo magnético exerce torque. A Equação 3.15 e a Figura 3.2 mostram que o efeito do campo magnético de quadrupolo sobre o torque magnético é desprezível na faixa de velocidades angulares do regime $\omega \lesssim 1$. Neste caso, o torque devido à radiação dipolo domina e podemos aproximar com precisão o torque total por $T_{\text{tot}} = T_{\text{mag}} \approx T_{\text{dip}}$. Assim, podemos resolver a Equação (3.17) analiticamente (SOUSA et al., 2022)

$$\omega = \left(1 + \frac{\Delta t}{\tau_{\text{dip}}} \right)^{-1/2}, \quad (3.21)$$

onde $\Delta t = t - t_i$, sendo t_i o tempo inicial da fase do torque magnético de dipolo puro, e consideramos que esta fase começa com um valor inicial do parâmetro de rapidez igual à unidade, ou seja, $\omega(t = t_i) = 1$. A escala de tempo característica do *spindown* τ_{dip} é dada por

$$\begin{aligned}\tau_{\text{dip}} &= \frac{I}{2 k_{\text{dip}} \Omega_K^2} = \frac{c^3 I R_m^3}{2 G M B^2 R^3 (1 + \sin^2 \alpha)} \\ &= 3,22 \times 10^9 \frac{I_{49} R_{m,9}^3}{(M/M_\odot) B_8^2 R_8^3 (1 + \sin^2 \alpha)} \text{ anos},\end{aligned}\quad (3.22)$$

que é muito mais longo do que a escala de tempo das fases anteriores. O exposto

acima implica que podemos aproximar a idade total pós-fusão da AB ao tempo que ela gasta nesta fase final.

Podemos agora inverter a Equação 3.21 e encontrar o tempo decorrido Δt_{obs} para a AB atingir uma velocidade angular observada, Ω_{obs} , isto é,

$$\Delta t_{\text{obs}} = \tau_{\text{dip}} \left[\left(\frac{\Omega_K}{\Omega_{\text{obs}}} \right)^2 - 1 \right]. \quad (3.23)$$

Como τ_{dip} depende de Ω_K , e este último depende de R_m , e assim depende de \dot{M} , podemos usar a Equação 3.23 para expressar \dot{M} em termos de Ω_{obs} e Δt_{obs}

$$\dot{M} = \frac{B^2 R^6 \Omega_{\text{obs}}^{7/3}}{\sqrt{2} (GM)^{5/3}} \left(1 - \frac{2 k_{\text{dip}} \Omega_{\text{obs}}^2 \Delta t_{\text{obs}}}{I} \right)^{-7/6}. \quad (3.24)$$

Portanto, a Equação 3.24 permite obter, a partir de parâmetros observacionais como massa, velocidade angular, campo magnético e a idade estimada da AB (por exemplo, a idade de resfriamento), a taxa de acreção para a qual a evolução rotacional concorda com as observações. Vale a pena mencionar aqui que essa equação é deduzida assumindo que a velocidade angular no início da *fase III* (Ω_{dip}) é igual à velocidade angular de equilíbrio, ou seja, $\Omega_{\text{dip}} = \Omega_{\text{eq}} = \Omega_K$. Como a escolha de \dot{M} implica na alteração do valor de Ω_K e, conseqüentemente, no resultado de Ω_{eq} (ver Equação 3.20), um valor de \dot{M} que não é solução da Equação 3.24 pode não resultar em um tempo de evolução que concorde com a idade da estrela.

3.1.5 Análise de fontes específicas

Tendo descrito todas as generalidades da evolução pós-fusão, passamos agora a descrever a evolução da rotação de duas ABs rápidas e magnéticas recentemente observadas, a saber, J2211+1136 e J1901+1458. Inferimos o tempo que a AB gasta em cada fase e calculamos a taxa de acreção que leva a evolução da rotação a concordar com a idade de resfriamento estimada para a AB. Essa suposição concorda com o fato de que as trilhas de resfriamento (*cooling tracks*) dessas fontes são estimadas considerando a massa atual da AB, portanto, a idade de resfriamento é o tempo de evolução do remanescente central pós-fusão após o envelope ter sido totalmente incorporado ao núcleo isotérmico e a composição da AB ter já se estabelecido (ver e.g., Schwab (2021a) para mais detalhes). O suposto acima também é apoiado pelo

fato de que a fase inicial de fusão contendo o envelope é de curta duração ($\sim 10^4$ – 10^5 anos; ver, e.g., García-Berro et al. (2012), Schwab (2021b)) em comparação com a idade estimada da AB e, como mostramos neste trabalho, a duração da fase de acreção é também muito curta.

3.1.5.1 Evolução da rotação de J2211+1136

J2211+1136 é uma AB isolada recentemente observada com um período de rotação $P_{\text{obs}} = 70,32$ s (KILIC et al., 2021b). Ela tem uma massa $M = 1,27 M_{\odot}$, um raio estelar $R = 3210$ km,¹ e um campo magnético (dipolar) na superfície de $B = 15$ MG. A idade de resfriamento está na faixa $t_{\text{cool}} = (2,61$ – $2,85) \times 10^9$ anos, dependendo da composição do interior da AB (KILIC et al., 2021b; KILIC et al., 2021a).

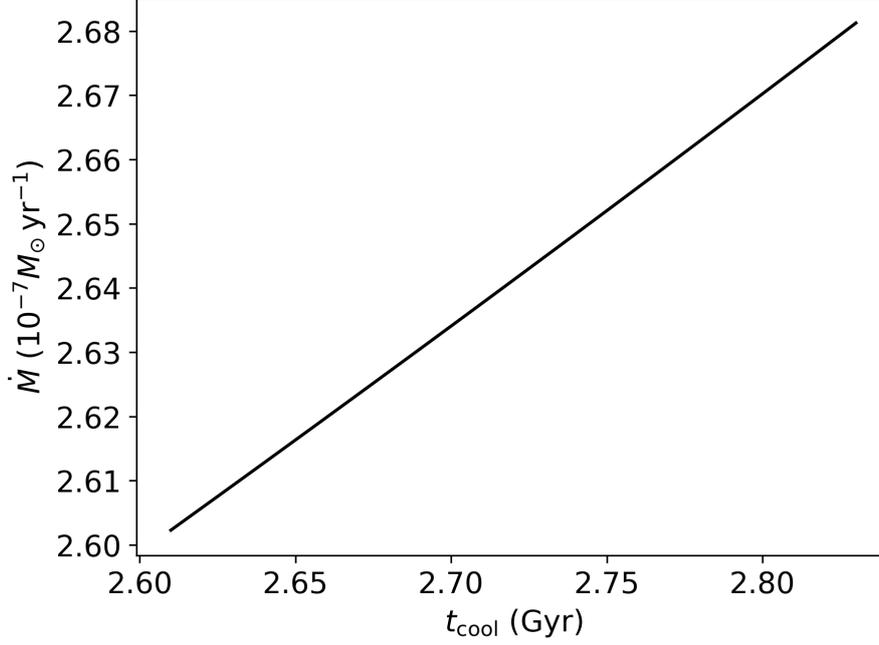
Primeiramente, para explorar o caminho evolutivo da rotação da AB, precisamos conhecer os valores da taxa de acreção para os quais o tempo de evolução rotacional concorda com a idade de resfriamento. Para esta tarefa, usamos a Equação 3.24, assumindo $\Delta t_{\text{obs}} = t_{\text{cool}}$ e $\alpha = 90^\circ$. A Figura 3.4 mostra que esta condição implica que \dot{M} deve estar no intervalo $\approx (2,60$ – $2,68) \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Para um $\alpha = 0$, o intervalo da taxa de acreção correspondente é $(2,21$ – $2,24) \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$.

Para analisar detalhadamente as fases da evolução do spin, consideramos um valor de \dot{M} dentro do intervalo acima, por exemplo, $\dot{M} = 2,62 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Além disso, consideramos seis valores para o período de rotação inicial com a finalidade de verificar que a solução não é sensível a essa condição inicial. Dessa forma, escolhemos três valores abaixo e três valores acima do período de equilíbrio, $P_{\text{eq}} = 2\pi/\Omega_{\text{eq}} \approx 61,5$ s, ou seja, $P_0 = (3,14; 21,5; 41,5; 81,5; 101,5; 119,8)$ s. A Figura 3.5 mostra a evolução do período de rotação da AB para essas condições iniciais. Observamos que, independentemente de P_0 , a AB acelera ou desacelera em direção a P_{eq} em uma escala de tempo comparável. Portanto, a duração da evolução rotacional na *fase I* não é sensível ao valor específico de P_0 .

Devido ao resultado acima, examinamos em detalhes a curva de evolução para um único caso, por exemplo, $P_0 = 3,14$ s. Para os parâmetros desta AB, e um $M_d = 0,30 M_{\odot}$ que está dentro da faixa de valores consistentes obtidos para a massa do disco e simulações numéricas (consulte a Seção 3.1.6 para mais detalhes), a evolução do período de rotação de J2211+1136 atravessa os três estágios até atingir o valor atual do período de rotação. Primeiro, ele passa pelo regime de $\omega > 1$, de modo

¹Estimamos o raio a partir da massa medida e da gravidade superficial, $\log(g) = 9,214$ (KILIC et al., 2021b) ou seja, $R = \sqrt{GM/g}$.

Figura 3.4 - Taxa de acreção em função da idade de resfriamento calculada a partir da Equação 3.24 para J2211+1136. Os parâmetros da AB são $M = 1,27 M_{\odot}$, $R = 3,21 \times 10^8$ cm, $P_{\text{obs}} = 70,3$ s. O campo magnético dipolar é $B = 15$ MG e $\alpha = 90^{\circ}$.

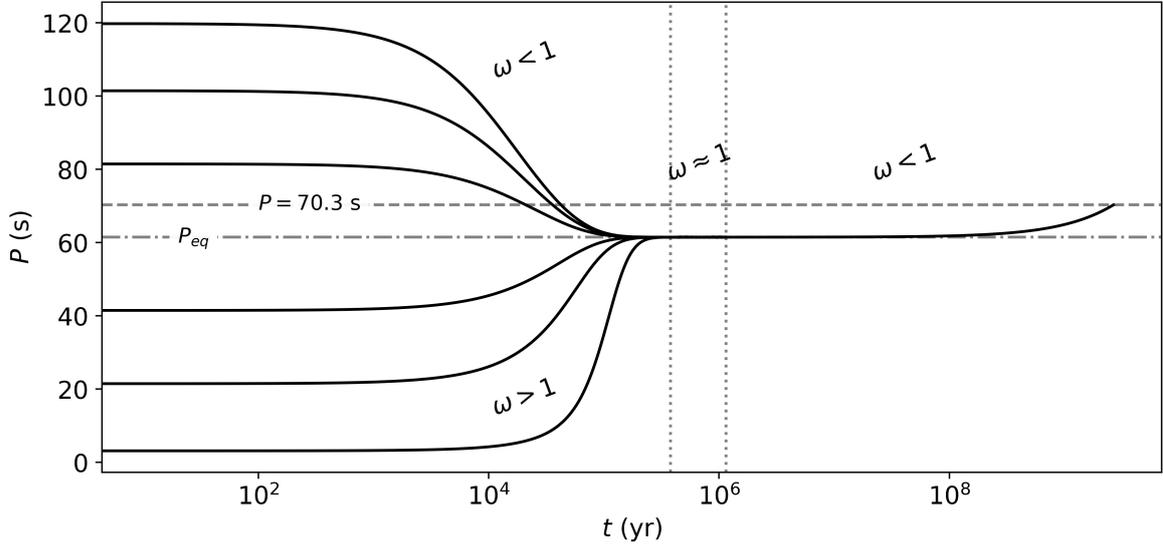


Fonte: Sousa et al. (2022).

que os torques T_{acc} e T_{dip} desaceleram a AB para um período de 61,5 s em $\Delta t_1 \approx 0,37 \times 10^6$ anos. Este tempo é marcado pela primeira linha pontilhada na Figura 3.5. A quantidade de massa do disco ejetada pelo efeito de *propeller* durante esse tempo é $M_{\text{loss},1} = \dot{M} \Delta t_1 \approx 0,096 M_{\odot}$.

A partir deste valor de período, o parâmetro $\omega \approx 1$ e o sistema entra no regime do período de equilíbrio, onde o período de rotação da AB está oscilando em torno de P_{eq} (ver Equação 3.20). O sistema permanece neste estágio até que a massa do disco acabe. A fase dura $\Delta t_2 \approx 0,78 \times 10^6$ anos. Com isso, somando a duração do primeiro e segundo estágios, temos até este ponto um tempo de evolução de $\Delta t_1 + \Delta t_2 \approx 1,15 \times 10^6$ anos. Este tempo é marcado pela segunda linha pontilhada na Figura 3.5. Nesta *fase II*, a perda de massa do disco é dividida em partes iguais em acreção e ejeção, então $M_{\text{acc},2} = M_{\text{loss},2} = (1/2) \dot{M} \Delta t_2 \approx 0,102 M_{\odot}$. Portanto, ao final da *fase II*, a massa total do disco foi realmente consumida, ou seja, $0,096 M_{\odot} + 0,204 M_{\odot} = M_{\text{d}}$. A massa do disco foi distribuída em uma massa ejetada total $M_{\text{loss}} = M_{\text{loss},1} + M_{\text{loss},2} \approx 0,2 M_{\odot}$ e uma massa total acumulada $M_{\text{acc}} = M_{\text{acc},2} \approx 0,1 M_{\odot}$.

Figura 3.5 - Evolução do período de rotação de J2211+1136 para uma taxa de acreção de $\dot{M} = 2,62 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ e para diferentes valores de período de rotação inicial, $P_0 = (3,14; 21,5; 41,5; 81,5; 101,5; 119,8) \text{ s}$.



As linhas pontilhadas dividem a evolução em três etapas de acordo com o valor de ω . No primeiro estágio, a AB pode iniciar com $\omega > 1$ ou $\omega < 1$ dependendo se o período inicial está abaixo ou acima do período de equilíbrio, $P_{\text{eq}} = 61,15 \text{ s}$ (Equação 3.20), respectivamente. Para ambos os valores, os torques envolvidos são o torque magnético, T_{mag} , e o torque de acreção, T_{acc} . Entretanto, T_{acc} é o torque dominante nesta fase. Para $\omega \approx 1$, $T_{\text{mag}} \approx T_{\text{acc}}$ e o sistema passa pelo P_{eq} . Para $\omega < 1$, o torque envolvido é T_{mag} . T_{acc} não atua mais na estrela, pois no terceiro estágio o disco já se exauriu. A linha tracejada superior indica o período de rotação atual da AB.

Fonte: Sousa et al. (2022).

Após este ponto, o sistema entra no regime de $\omega < 1$, onde o único torque ativo é T_{mag} . Assim, T_{mag} desacelera a AB de um período de 61,5 s para o período observado $P_{\text{obs}} = 70,3 \text{ s}$, alcançado em um tempo de $2,66 \times 10^9$ anos (ver Figura 3.5). A fase III é de longe a mais longa, tal que a AB passa a maior parte da sua evolução neste regime.

Além da concordância entre as idades de rotação e resfriamento, a prova completa do cenário atual surgiria da concordância adicional da taxa de *spindown* do modelo com a medição observacional correspondente. Para o mecanismo de frenagem magnética (ver Equação 3.15), a taxa de *spindown* é dada por

$$\dot{P} = \frac{8\pi^2 R^6 B^2}{3c^3 I P_{\text{obs}}} \sin^2 \alpha. \quad (3.25)$$

Para J2211+1136, adotando $R = 3210$ km, $I = (2/5)MR^2 = 1,04 \times 10^{50}$ g cm² e $B = 15$ MG, obtemos $\dot{P} \approx 3,3 \times 10^{-17} \sin^2 \alpha$ s s⁻¹ (ver também Williams et al. (2022)). Esta taxa de *spindown* é considerada muito baixa para ser detectada; por exemplo, ela é 2 ordens de magnitude menor do que a taxa de *spindown* medida para a AB pulsante G 117-B15A, $\dot{P} \approx 5,12 \times 10^{-15}$ s s⁻¹, considerada como o relógio óptico mais estável conhecido (KEPLER et al., 2021).

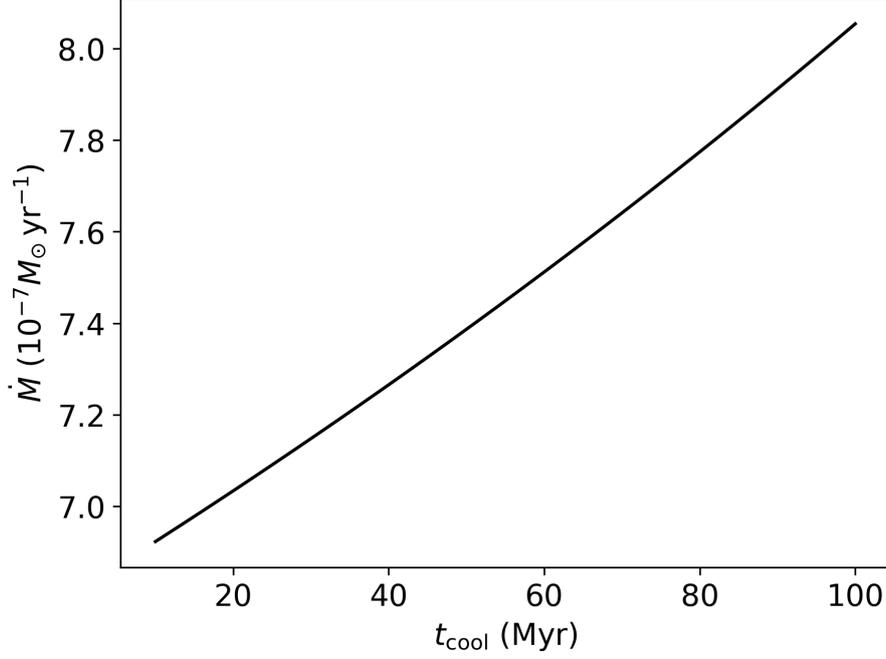
3.1.5.2 Evolução da rotação de J1901+1458

J1901+1458 tem um período de rotação $P_{\text{obs}} = 416,2$ s, uma massa $M = 1,327\text{--}1,365 M_{\odot}$, um raio estelar $R = 2140$ km, e um campo magnético dipolar no intervalo de $B = 600\text{--}900$ MG. A idade de resfriamento é $t_{\text{cool}} = (10\text{--}100) \times 10^6$ anos (CAIAZZO et al., 2021). Para simplificar, consideramos $M = 1,35 M_{\odot}$ com $R = 2140$ km na análise desta fonte. Além disso, seguimos o procedimento análogo descrito acima para J2211+1136. Analisamos a evolução do período de rotação da AB para diferentes valores do período de rotação inicial, uma massa de disco de $M_d = 0,34 M_{\odot}$ consistente com a faixa de valores obtida na Seção 3.1.6, e um valor de \dot{M} consistente com a Equação 3.24. Usamos uma intensidade para o campo magnético dipolar de $B = 800$ MG, inferida em Caiazzo et al. (2021) a partir da análise da posição das linhas espectrais de H α , H β e H γ .

Usando a Equação 3.24, obtemos a taxa de acreção em função de t_{cool} . Considerando $\alpha = 90^\circ$, obtemos $\dot{M} \approx (6,92\text{--}8,05) \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (ver Figura 3.6). Para um objeto rotacionando alinhado com o eixo magnético ($\alpha = 0$), $\dot{M} \approx (6,87\text{--}7,39) \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. A Figura 3.7 apresenta a evolução do período de rotação para $\dot{M} = 8,0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$, e valores iniciais do período de rotação $P_0 = (3,14; 108,7; 258,7; 558,7; 708,7; 814,2)$ s. As curvas se aproximam do período de equilíbrio, P_{eq} , em uma escala de tempo da mesma ordem de grandeza. Assim, também para esta fonte, vemos que o tempo de evolução final não é afetado pela escolha do período inicial.

Descrevemos agora as fases da evolução do spin para o caso $P_0 = 3,14$ s. O sistema evolui primeiro através do regime de *propeller* $\omega > 1$, no qual a AB desacelera sua rotação para um período de 388,6 s em $\Delta t_1 \approx 5,98 \times 10^3$ anos (indicado pela primeira linha pontilhada na Figura 3.7). Durante esse tempo, a quantidade de massa do disco

Figura 3.6 - Taxa de acreção em função da idade de resfriamento calculada a partir da Equação 3.24 para J1901+1458. Os parâmetros da AB são $M = 1,35M_{\odot}$, $R = 2,14 \times 10^8$ cm, $P_0 = 3,14$ s, $P_{\text{obs}} = 416,2$ s. O campo magnético dipolar é $B = 800$ MG e $\alpha = 90^\circ$.



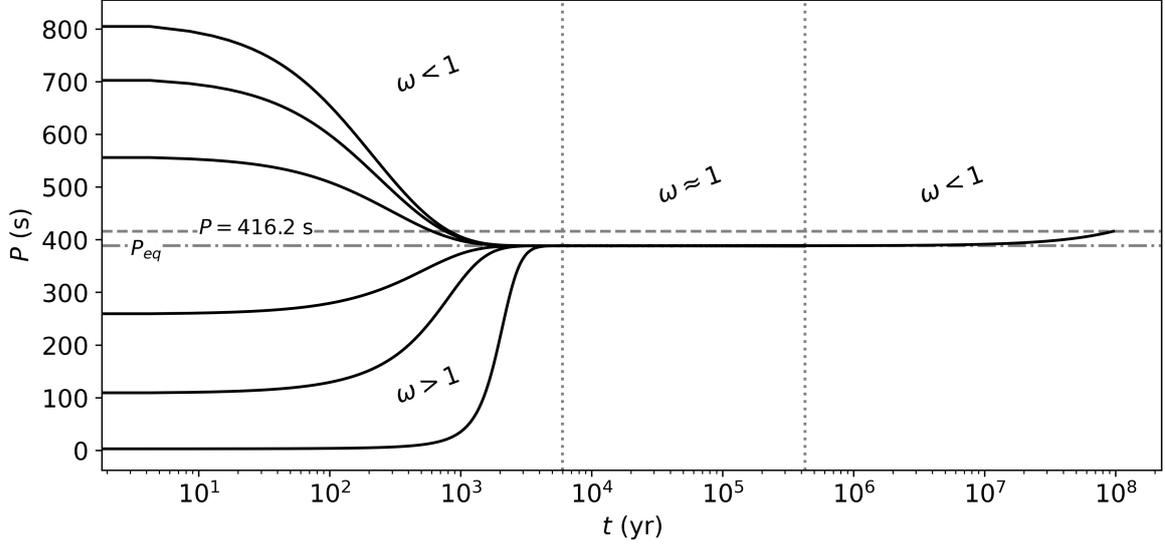
Fonte: Sousa et al. (2022).

ejetada é de $M_{\text{loss},1} = \dot{M} \Delta t_1 \approx 4,8 \times 10^{-3} M_{\odot}$.

Após o período de rotação atingir $\omega \approx 1$, J1901+1458 evolui por estágios de *spin-down* e *spin up* até que a massa do disco se exaure. Estimamos que esta fase dura $\Delta t_2 \approx 0,42 \times 10^6$ anos. Até este ponto, o tempo de evolução pós-fusão somando os dois estágios é de $\Delta t_1 + \Delta t_2 \approx 0,425 \times 10^6$ anos, que é indicado pela segunda linha pontilhada na Figura 3.7. Nessa *fase II*, temos $M_{\text{acc},2} = M_{\text{loss},2} = (1/2)\dot{M}\Delta t_2 \approx 0,168 M_{\odot}$. Assim, para essa fonte, quase toda a massa do disco é consumida na *fase II*, então temos uma massa total ejetada $M_{\text{loss}} = M_{\text{loss},1} + M_{\text{loss},2} \approx 0,17 M_{\odot}$ e uma massa total acumulada $M_{\text{acc}} = M_{\text{acc},2} \approx 0,17 M_{\odot}$.

Na evolução subsequente, o único torque atuando na AB é T_{dip} e a AB desacelera seu giro de um período de 388,6 s para o período observado de $P_{\text{obs}} = 416,2$ s. Isso ocorre em $\approx 96,2 \times 10^6$ anos. A Figura 3.7 mostra esta última etapa da evolução do spin.

Figura 3.7 - Evolução do período de rotação de J1901+1458 para uma taxa de acreção de $\dot{M} = 8,0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (com $B = 800 \text{ MG}$) e para diferentes valores de período de rotação inicial, $P_0 = (3,14; 108,7; 258,7; 558,7; 708,7; 814,2) \text{ s}$.



As linhas pontilhadas dividem a evolução em três etapas de acordo com o valor de ω . No primeiro estágio, a AB pode iniciar com $\omega > 1$ ou $\omega < 1$ dependendo se o período inicial está abaixo ou acima do período de equilíbrio, $P_{\text{eq}} = 388,6 \text{ s}$ (Equação 3.20), respectivamente. Para ambos os valores, os torques envolvidos são o torque magnético, T_{mag} , e o torque de acreção, T_{acc} . Entretanto, T_{acc} é o torque dominante nesta fase. Para $\omega \approx 1$, $T_{\text{mag}} \approx T_{\text{acc}}$ e o sistema passa pelo P_{eq} . Para $\omega < 1$, o torque envolvido é T_{mag} . T_{acc} não atua mais na estrela, pois no terceiro estágio o disco já se exauriu. A linha tracejada superior indica o período de rotação atual da AB.

Fonte: Sousa et al. (2022).

A taxa de *spindown* na fase atual para J1901+1458 pode ser estimada a partir da Equação 3.25. Adotando $R = 2140 \text{ km}$, $I = (2/5)MR^2 = 5,0 \times 10^{49} \text{ g cm}^2$, e $B = 800 \text{ MG}$, obtemos $\dot{P} \approx 2,9 \times 10^{-15} \sin^2 \alpha \text{ s s}^{-1}$, que é consistente com o valor de limite superior de $\dot{P} < 10^{-11} \text{ s s}^{-1}$ apresentado em Caiazzo et al. (2021). Neste caso, a taxa de *spindown* resultante é semelhante à taxa de *spindown* do G 117-B15A. Portanto, embora experimentalmente desafiador, análises de tempo como a feita por Kepler et al. (2021) para G 117-B15A podem corroborar o cenário de fusão de ABs duplas para J1901+1458 como apresentado neste trabalho.

3.1.6 Os progenitores da fusão de ABs duplas

Passamos agora a estimar as massas dos componentes (M_1 e M_2) da binária progenitora dos dois sistemas acima. Para isso, precisamos estimar a massa total da binária, M_{tot} , e a razão de massa, q , de modo que

$$M_1 = \frac{1}{1+q}M_{\text{tot}}, \quad M_2 = \frac{q}{1+q}M_{\text{tot}}. \quad (3.26)$$

Primeiro, usamos o fato de que as BABs ejetam uma pequena quantidade de massa durante a fusão (LORÉN-AGUILAR et al., 2009; DAN et al., 2014), o que nos permite assumir a conservação da massa de bárions com um erro de no máximo uma parte em mil. Então, para uma determinada massa do disco M_d e uma taxa de acreção \dot{M} , obtivemos na Seção 3.1.5, a partir da evolução pós-fusão, a massa total acretada pela AB remanescente central, M_{acc} , e a perda total de massa devido à ação do *propeller*, M_{loss} . Claramente, $M_d = M_{\text{acc}} + M_{\text{loss}}$. Portanto, podemos escrever a massa binária total como (SOUSA et al., 2022)

$$M_{\text{tot}} = M + M_{\text{loss}} + M_{\text{ej}} \approx M + M_{\text{loss}}, \quad (3.27)$$

onde lembramos que M é a massa atual da AB, e M_{loss} pode ser escrita como

$$M_{\text{loss}} = \frac{M_d \pm M_{\text{cons}}}{2}, \quad (3.28)$$

onde o sinal \pm é usado quando a *fase I* começa com *propeller* ($+$; $\omega_0 > 1$) ou acreção ($-$; $\omega_0 < 1$). A quantidade M_{cons} é a massa do disco consumida na *fase I*. Agora, podemos encontrar uma equação para M_d em função da razão de massa q . Para fazer isso, substituímos a Equação 3.27 na Equação 3.1c e resolvemos para M_d , o que nos leva a

$$M_d = \frac{Q}{2-Q}(2M \pm M_{\text{cons}}), \quad (3.29)$$

onde $Q = -0,1185 + 0,9763q - 0,6559q^2$. Além disso, podemos utilizar a Equação 3.29 junto com a Equação 3.28 para expressar M_{loss} em termos de q

$$M_{\text{loss}} = \frac{Q}{2-Q} \left(M \pm \frac{M_{\text{cons}}}{Q} \right). \quad (3.30)$$

Portanto, com as equações obtidas acima, podemos calcular M_{tot} e as massas dos componentes da binária progenitora com o seguinte procedimento geral. Tendo escolhido o período de rotação inicial e a taxa de acreção, calculamos a massa do disco consumida na *fase I*, M_{cons} . Assim, a função da massa do disco $M_d = M_d(M_{\text{cons}}, q)$, dada pela Equação 3.29, e a função da perda de massa $M_{\text{loss}} = M_{\text{loss}}(M_{\text{cons}}, q)$, dada pela Equação 3.30, tornam-se uma função apenas de q . Essas funções são aproximadamente parábolas côncavas com máximos em q^* , então a massa do disco e a perda de massa aumentam com q até o valor máximo $M_d^{\text{max}} = M_d(q^*)$ e $M_{\text{loss}}^{\text{max}} = M_{\text{loss}}(q^*)$, para então diminuir até os valores $M_d(q=1)$ e $M_{\text{loss}}(q=1)$, respectivamente. Portanto, se $M_d \leq M_d(q=1)$ ou $M_{\text{loss}} \leq M_{\text{loss}}(q=1)$, existe uma solução única para q . Se $M_d > M_d(q=1)$ ou $M_{\text{loss}} > M_{\text{loss}}(q=1)$, existem duas soluções para q (ver as Figuras 3.8 e 3.9).

Buscamos soluções para uma massa de disco que satisfaça $M_d \gtrsim M_d^{\text{min}}$, onde $M_d^{\text{min}} = 0,1M_{\odot}$ é aproximadamente a massa mínima do disco obtida nas simulações numéricas de Dan et al. (2014), levando em conta que $M \approx 1,3 M_{\odot}$ nos dois sistemas analisados.

Lembramos ainda que tendo em vista que as fusões de BABs deixam uma massa do disco diferente de zero, podemos descartar soluções em que o sistema evolui apenas pela *fase III*, ou seja, somente sob a ação do torque de dipolo magnético. Assim, ficamos com três casos possíveis: (i) evolução com fases I+III, (ii) com fases II+III, e o caso mais geral (iii) com fases I+II+III. Analisamos agora cada caso.

Caso (i): evolução com as fases I+III

Neste caso, a evolução do sistema não passa pela *fase II*, e, assim, toda a massa do disco é consumida na *fase I*, ou seja, $M_{\text{cons}} = M_d$. Da Equação 3.28, temos que quando a *fase I* é um *propeller* ($\omega_0 > 1$), $M_{\text{loss}} = M_d$, enquanto que quando na *fase I* ocorre a acreção ($\omega_0 < 1$), $M_{\text{loss}} = 0$. Nessas condições, encontramos que para satisfazer a condição de contorno para qual a idade da evolução rotacional e a idade de resfriamento sejam aproximadamente iguais, a massa do disco deve ser $M_d < M_d^{\text{min}} = 0,1 M_{\odot}$, ou a taxa de acreção ter valores muito grandes $\gtrsim 10^{-5} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Portanto, não consideramos este caso como astrofisicamente viável para os dois sistemas analisados.

Caso (ii): evolução com as fases II+III

Neste caso, a velocidade angular inicial satisfaz $\Omega_0 = \Omega_{\text{eq}}$. Portanto não há *fase I* e a AB remanescente inicia a sua evolução rotacional com um período de rotação igual ao período de equilíbrio. Nessas condições, a massa do disco é dividida em partes iguais devido ao processo de acreção e *propeller* que ocorre na fase II. Assim, temos $M_{\text{cons}} = 0$, então a Equação 3.28 leva a $M_{\text{loss}} = M_d/2$.

Caso (iii): evolução com as fases I+II+III

Neste caso geral, o sistema evolui através das três fases descritas na Seção 3.1.4. A velocidade angular no início da *fase III*, Ω_{dip} , é aproximadamente dada pelo valor de equilíbrio, ou seja, $\Omega_{\text{dip}} \approx \Omega_{\text{eq}}$. Com essa restrição, podemos estimar M_{cons} por (SOUSA et al., 2022)

$$M_{\text{cons}} \approx I \left(\frac{\Omega_{\text{eq}}^2}{GM} \right)^{2/3} \ln \left(\frac{\Omega_0 - \Omega_{\text{eq}}}{\Omega_{\text{dip}} - \Omega_{\text{eq}}} \right), \quad (3.31)$$

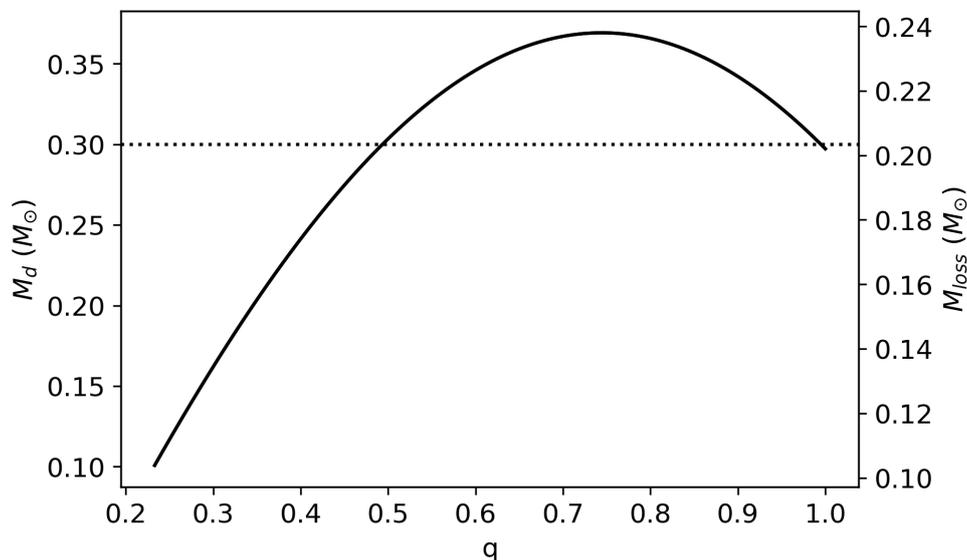
que é obtida da Equação 3.18, resolvendo-a para t , fazendo $t = \Delta t_1 = M_{\text{cons}}/\dot{M}$ e $\Omega = \Omega_{\text{dip}}$. Portanto, M_{cons} está no intervalo $0 < M_{\text{cons}} < M_d$.

3.1.6.1 Exemplos específicos

Para exemplificar a abordagem apresentada acima, consideramos aqui os casos de J2211+1136 e J1901+1458 descritos Seção 3.1.5, isto é, onde analisamos a evolução geral (iii) em que o sistema evolui pelas fases I+II+III. A Figura 3.8 mostra as funções $M_d(M_{\text{cons}}, q)$ e $M_{\text{loss}}(M_{\text{cons}}, q)$ para J2211+1136, dado que $M_{\text{cons}} \approx 0,1 M_{\odot}$ ($P_0 = 3,14$ s e $\dot{M} = 2,62 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$). A Figura 3.9 é análoga à Figura 3.8 mas para J1901+1458 com $M_{\text{cons}} \approx 4,8 \times 10^{-3} M_{\odot}$ ($P_0 = 3,14$ s e $\dot{M} = 8,0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$). Assim, para J2211+1136 e J1901+1458, obtemos $M_d^{\text{max}} \approx 0,36 M_{\odot}$, $M_d(q=1) \approx 0,297 M_{\odot}$ e $M_d^{\text{max}} \approx 0,37 M_{\odot}$, $M_d(q=1) \approx 0,304 M_{\odot}$, respectivamente.

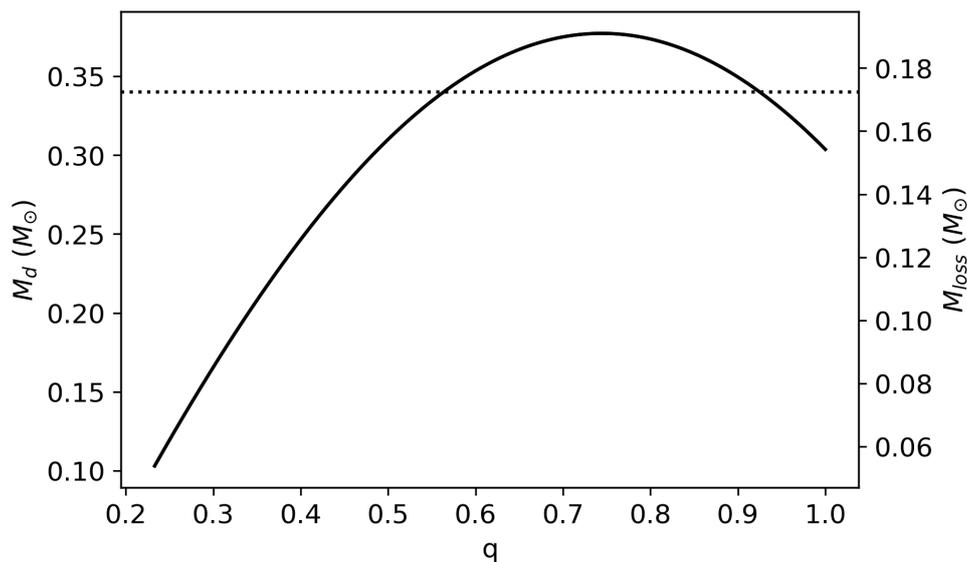
Além disso, as Figuras 3.8 e 3.9 mostram que dado um valor de q , podemos estimar M_d e M_{loss} , então podemos calcular M_{tot} da Equação 3.27. Com esses valores, podemos obter a massa da estrela primária e da estrela secundária via Equação 3.26. Na Figura 3.10, mostramos o plano M_1 – M_2 de possíveis soluções para a binária progenitora. Cada par (M_2, M_1) nesta figura corresponde a um valor de q e, conseqüentemente, a um valor de M_d . Portanto, podemos inferir os valores M_1 e M_2 para

Figura 3.8 - Massa do disco, M_d , e a perda de massa, M_{loss} , em função da razão de massa da binária, q . As curvas sólidas representam as soluções para J2211+1136 ($M = 1,27M_{\odot}$; $P_0 = 3,14$ s; $\dot{M} = 2,62 \times 10^{-7}M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$), enquanto que a curva tracejada mostra o valor correspondente usado na simulação.



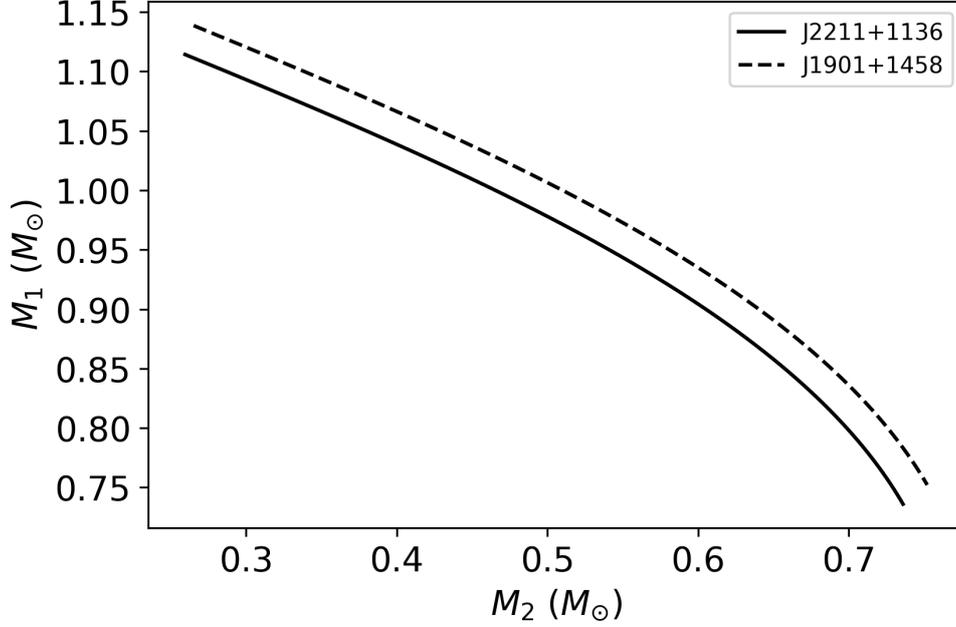
Fonte: Sousa et al. (2022).

Figura 3.9 - Massa do disco, M_d , e a perda de massa, M_{loss} , em função da razão de massa da binária, q . As curvas sólidas representam as soluções para J1901+1458 ($M = 1,35M_{\odot}$; $P_0 = 3,14$ s; $\dot{M} = 8,0 \times 10^{-7}M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$), enquanto que a curva tracejada mostra o valor correspondente usado na simulação.



Fonte: Sousa et al. (2022).

Figura 3.10 - Intervalo estimado para a massa da estrela primária e secundária. As curvas sólidas representam as soluções para J2211+1136 (massa da AB após a evolução pós-fusão de $M = 1,27M_{\odot}$, $P_0 = 3,14$ s e $\dot{M} = 2,62 \times 10^{-7}M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$) e as curvas tracejadas para J1901+1458 (massa da AB após a evolução pós-fusão de $M = 1,35M_{\odot}$, $P_0 = 3,14$ s e $\dot{M} = 8,0 \times 10^{-7}M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$).



Fonte: Sousa et al. (2022).

os casos simulados na Seção 3.1.5 tendo em conta o valor assumido de M_d .

Portanto, desde que, para os dois sistemas, escolhemos um valor para massa de disco de $M_d > M_d(q = 1)$, existem dois valores possíveis para a razão de massa, q_a e q_b (ver Figuras 3.8 e 3.9). Para J2211+1136, obtemos $q_a = 0,495$ e $q_b = 0,993$, enquanto que para J1901+1458, $q_a = 0,565$ e $q_b = 0,924$. Para J2211+1136, a razão de massa q_a resulta em $M_1 = 0,983 M_{\odot}$, $M_2 = 0,487 M_{\odot}$, enquanto que a solução q_b fornece $M_1 = 0,737 M_{\odot}$, $M_2 = 0,732 M_{\odot}$. Para J1901+1458, a razão de massa q_a resulta em $M_1 = 0,971 M_{\odot}$, $M_2 = 0,549 M_{\odot}$ e q_b resulta em $M_1 = 0,790 M_{\odot}$, $M_2 = 0,729 M_{\odot}$. A Tabela 3.1 resume os resultados da análise acima. Em particular, ela lista os parâmetros da binária pré-fusão e os parâmetros do sistema pós-fusão para a massa do disco e a taxa de acreção consideradas nas simulações da Seção 3.1.5.

É interessante notar que os parâmetros inferidos para a binária progenitora de J1901+1458 e J2211+1136 (ver Tabela 3.1) são consistentes com os parâme-

Tabela 3.1 - Parâmetros dos sistemas no pré-fusão (binária de ABs) e no pós-fusão (AB central remanescente + disco) que resultam nos parâmetros atuais observados de J2211+1136 e J1901+1458. Existem duas soluções possíveis para a massa dos componentes da binária, M_1 e M_2 , correspondentes aos dois valores da razão de massa da binária, q_a e q_b , que são soluções para os parâmetros do sistema (ver Figuras 3.8 e 3.9). Δt_{obs} é a idade da rotação, ou seja, o tempo total decorrido após a fusão até o instante em que a AB atinge o período de rotação medido atualmente. Lembramos que limitamos o sistema a ter Δt_{obs} igual a idade de resfriamento estimada para a AB. Veja o texto para mais detalhes.

Parâmetro	J2211+1136		J1901+1458	
Sistema pre-fusão				
$q_a \mid q_b$	0,49	0,99	0,56	0,92
$M_{\text{tot}} (M_{\odot})$	1,47	1,47	1,52	1,52
$M_1 (M_{\odot})$	0,98	0,74	0,97	0,79
$M_2 (M_{\odot})$	0,49	0,73	0,55	0,73
$M_{\text{ej}} (10^{-3}M_{\odot})$	4,96	0,51	3,61	0,68
Sistema pós-fusão				
$M (M_{\odot})$	1,27 ^{a,b}		1,35 ^c	
R (km)	3210		2140 ^c	
P (s)	70,32 ^a		416,20 ^c	
B (10^6 G)	15 ^a		800 ^c	
B_{quad} (G)	unconstrained		unconstrained	
$M_d (M_{\odot})$	0,30		0,34	
$\dot{M} (10^{-7} M_{\odot} \text{ s}^{-1})$	2,62		8,0	
$M_{\text{loss}} (M_{\odot})$	0,20		0,17	
$\Delta t_{\text{obs}} (10^9 \text{ anos})$	2,66		0,096	

^aKilic et al. (2021b), ^bKilic et al. (2021a), ^cCaiazzo et al. (2021).

tros de sistemas conhecidos, por exemplo, NLTT 12758, um sistema binário com $(0,83 + 0,69) M_{\odot}$ (KAWKA et al., 2017). Esse resultado suporta ainda mais o vínculo que fornecemos aqui entre as fusões de BABs e a formação de ABRMs.

Na próxima seção, discutimos as ABRMs como produtos da coalescência de ABs duplas a partir da contrapartida eletromagnética, ou seja, investigamos radiação eletromagnética emitida no pós-fusão devido à expansão do material ejetado para algumas bandas de frequência selecionadas.

3.2 Emissão eletromagnética do pós-fusão de uma binária de Anãs Brancas

Como mostramos na seção anterior, se as ABs magnéticas são produtos da fusão de BABs, o remanescente recém-formado, além de ser massivo e altamente magnético, pode estar girando rapidamente nos primeiros momentos de sua vida pós-fusão, por exemplo nos seus primeiros $(1 - 100) \times 10^3$ anos (ver Figuras 3.5 e 3.7). As ABs com tais propriedades extremas podem alimentar uma variedade de fenômenos eletromagnéticos transientes e persistentes. Schwab (2021b), por exemplo, construíram modelos evolutivos de remanescentes de fusão de ABs duplas e mostraram como estes podem experimentar uma fase de gigante luminosa de $\sim 10^4$ anos quando estão em seu caminho evolutivo para se tornar uma AB massiva ou uma EN. Além disso, a coalescência de ABs e sua atividade inicial podem levar a explosões de raios gama (GRBs) de baixa energia, o resfriamento do material ejetado em expansão pode alimentar um transiente infravermelho/óptico dias a semanas após a fusão, e a emissão síncrotron do material ejetado e a emissão do tipo pulsar em ABs pode levar a uma emissão prolongada em raios X, no óptico e no rádio (RUEDA et al., 2019; RUEDA et al., 2022).

Portanto, nesta seção, dentro de uma perspectiva ainda em análise, apresentamos os estudos da radiação eletromagnética de vários comprimentos de ondas emitida pelo sistema pós-fusão de uma BAB. Mostramos aqui os primeiros resultados obtidos com a perspectiva de investigar os parâmetros do modelo a fim de ajustá-los a dados observacionais.

Investigamos a emissão eletromagnética a partir do resfriamento térmico do material ejetado na fusão que está se expandindo e da emissão síncrotron causada pelos elétrons acelerados no material ejetado magnetizado pelo campo magnético da AB formada na coalescência. Em outras palavras, a matéria ejetada na fusão se expande no campo magnético da AB rápida recém-nascida. Essa, por sua vez, injeta energia provinda da rotação e da acreção de *fallback* no material ejetado em expansão. Enquanto o material se expande, ele irradia energia através do espectro eletromagnético devido ao resfriamento térmico e à emissão síncrotron.

Nosso objetivo é estender o modelo analítico apresentado em Rueda et al. (2022) onde os autores descrevem a emissão residual de GRBs baseado na emissão térmica e síncrotron da matéria ejetada em expansão proveniente da fusão de duas ABs. Seguimos também o tratamento analítico para a explicação do brilho residual de GRBs longos como sendo proveniente da expansão do material de uma supernova

alimentada por uma EN recém nascida (RUEDA, 2022).

Desse modo, buscamos aprimorar o modelo ao implementar o processo de auto-absorção síncrotron (ver Seção 3.2.2.1) e atualizar a equação que define a massa das camadas que formam o material ejetado (ver Equação 3.35). Aplicamos ainda o modelo para os parâmetros de uma ABRM e alteramos alguns parâmetros do modelo para analisar o comportamento da emissão síncrotron.

A configuração pós-fusão considerada aqui é a mesma descrita na Seção 3.1.1, onde uma ABRM é formada durante coalescência de duas ABs, de modo que a massa da estrela primária do sistema não é interrompida e a massa da estrela secundária é dividida entre o envelope quente e o disco Kepleriano que cerca a primária. Contudo, uma parte do material é espalhado durante a fusão. Parte desse material cai de volta no remanescente central e uma pequena parte escapa do sistema, que denominamos de material ejetado. A emissão eletromagnética que investigamos nesta seção vem da expansão desse material.

3.2.1 Emissão térmica do material ejetado em expansão

Apresentamos, nesta seção, a emissão térmica devido à expansão do material ejetado que é impulsionada por uma energia injetada que se origina na AB recém-formada. Essa energia é absorvida e se transforma em uma fonte de calor para a matéria em expansão. Portanto, para a modelagem dessa emissão térmica, consideramos que o material ejetado pode ser dividido em camadas e que possui uma distribuição não homogênea com camadas que chegam a transparência em tempos diferentes. Para simplificar, consideramos ainda que a matéria ejetada tem uma distribuição esféricamente simétrica com raios no intervalo $r_i \in [R_*, R_{\max}]$ com as correspondentes velocidades $v_i \in [v_*, v_{\max}]$ representados por (RUEDA et al., 2022)

$$r_i(t) = r_{i,0} \hat{t}^n, \quad v_i(t) = n \frac{r_i(t)}{t} = v_{i,0} \hat{t}^{n-1}, \quad (3.32)$$

onde $r_{i,0}$ e $v_{i,0}$ são o raio e a velocidade iniciais de cada camada (ou cascas esféricas) e $\hat{t} \equiv t/t_*$, com $t_* \equiv nR_{*,0}/v_{*,0}$ sendo a escala de tempo da expansão característica e $R_{*,0}$ e $v_{*,0}$ são o raio e a velocidade iniciais da camada mais interna do material ejetado. O parâmetro n indica como ocorre a expansão das camadas. O caso de $n = 1$, por exemplo, representa a expansão constante no tempo.

A densidade na posição $r = r_i$ é dada por (RUEDA et al., 2022)

$$\rho(r_i) = \frac{(3-m) M_{\text{ej}}}{4\pi R_{*,0}^3} \left[\left(\frac{R_{\text{max}}}{R_*} \right)^{3-m} - 1 \right]^{-1} \left(\frac{r_i}{R_*} \right)^{-m} \hat{t}^{-3n}, \quad (3.33)$$

onde m é uma constante positiva. Ainda, dividimos o material ejetado em N camadas que podem ser definidas pelos $N + 1$ raios, ou seja,

$$r_{i,0} = R_{*,0} + i \frac{(R_{\text{max},0} - R_{*,0})}{N}, \quad i = 0, 1, \dots, N. \quad (3.34)$$

Desse modo, estabelecemos que a largura e a massa de cada camada pode ser descrita, respectivamente, como $\Delta r = (R_{\text{max}} - R_*)/N$, e

$$\begin{aligned} m_i &= \int_{r_i}^{r_{i+1}} 4\pi r^2 \rho(r) dr \\ &\approx \frac{4\pi}{m-3} r_i^3 \rho(r_i) \left[1 - \left(1 + \frac{\Delta r}{r_i} \right)^{3-m} \right], \end{aligned} \quad (3.35)$$

de tal forma que a soma dos valores de massa das camadas sejam equivalentes à massa total ejetada, isto é, $\sum_{j=1}^N m_j = M_{\text{ej}}$, onde o índice $j = i + 1$ é introduzido para diferenciar a contagem das camadas da contagem dos raios (Equação 3.34). Neste trabalho, dividimos o material ejetado em $N = 100$ camadas.

Com a configuração descrita acima e assumindo que as camadas não interagem uma com a outra, a luminosidade irradiada pelo resfriamento do material ejetado na faixa de frequência $[\nu_1, \nu_2]$ pode ser obtida como

$$L_{\text{cool}}(\nu_1, \nu_2; t) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} J_{\text{cool}}(\nu, t) d\nu. \quad (3.36)$$

onde $J_{\text{cool}}(\nu, t) = 4\pi R_{\text{ph}}^2(t) B_\nu(t)$ é a densidade espectral (a potência por unidade de frequência) dada pela expansão térmica em uma frequência ν , $B_\nu(t) = (2\pi h \nu^3 / c^2) [e^{h\nu/k_b T_s(t)} - 1]^{-1}$ é o espectro de Planck e R_{ph} é o raio fotosférico definido abaixo.

A temperatura efetiva da radiação de corpo negro, T_s , que aparece em $B_\nu(t)$ pode ser obtida a partir da lei de Stefan-Boltzmann, ou seja,

$$T_s = \left(\frac{L_{\text{bol}}}{4\pi R_{\text{ph}}^2 \sigma} \right)^{1/4}, \quad (3.37)$$

onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann e R_{ph} é o raio fotosférico em um tempo t , sendo determinado pela posição da camada que atinge a transparência naquele instante (RUEDA et al., 2022),

$$R_{\text{ph}} = \frac{R_{\text{max},0} \hat{t}^n}{\left[1 + \frac{m-1}{m-3} \frac{4\pi R_{*,0}^2}{\kappa M_{\text{ej}}} \frac{\left[1 - \left(\frac{R_*}{R_{\text{max}}} \right)^{m-3} \right]}{\left(\frac{R_*}{R_{\text{max}}} \right)^{m-1}} \hat{t}^{2n} \right]^{\frac{1}{m-1}}}. \quad (3.38)$$

Vale a pena destacar aqui que o tempo $t_{\text{tr},*}$ para que todo o material ejetado se torne transparente é encontrado quando $R_{\text{ph}} = R_*$ e é dado por

$$\hat{t}_{\text{tr},*} = \left\{ \frac{m-3}{m-1} \frac{\kappa M_{\text{ej}}}{4\pi R_{*,0}^2} \left(\frac{R_*}{R_{\text{max}}} \right)^{m-1} \frac{\left[\left(\frac{R_{\text{max}}}{R_*} \right)^{m-1} - 1 \right]}{\left[1 - \left(\frac{R_*}{R_{\text{max}}} \right)^{m-3} \right]} \right\}^{\frac{1}{2n}}. \quad (3.39)$$

Devemos ver abaixo que para os parâmetros utilizados no nosso modelo, o tempo de transparência $t_{\text{tr},*} \sim 10^6$ s, ou seja, a partir desse instante, a luminosidade da expansão térmica começa a diminuir seu valor.

Agora, a luminosidade bolométrica, L_{bol} , que aparece na Equação 3.37, é dada pela soma da luminosidade das camadas, isto é, $L_{\text{bol}} = \sum_{j=1}^N L_{\text{cool},j}$, onde

$$L_{\text{cool},i} \approx \frac{cE_i}{r_i(1 + \tau_{\text{opt},i})}, \quad (3.40)$$

é a luminosidade bolométrica irradiada pela camada i , sendo $\tau_{\text{opt},i}$ a profundidade óptica (ver Equação 18 de Rueda et al. (2022)). E_i é a energia de cada camada que pode ser derivada a partir da equação da conservação de energia $\dot{E}_i = -P_i \dot{V}_i - L_{\text{cool},i} + H_{\text{inj},i}$, onde $V_i = (4\pi/3)r_i^3$ e P_i são o volume e a pressão da camada, enquanto que $H_{\text{inj},i}$ é a energia injetada no material em expansão. Ela é definida como uma lei de potência e tem a seguinte forma

$$H_{\text{inj},i} = \frac{m_i}{M_{\text{ej}}} H_{\text{inj}}, \quad \text{com} \quad H_{\text{inj}} = H_0 \left(1 + \frac{t}{t_c}\right)^{-\delta} \quad (3.41)$$

de modo que H_0 e δ são parâmetros do modelo. A fração de massa m_i/M_{ej} é utilizada aqui para contabilizar o efeito de que a camada mais interna tenha uma absorção maior da energia injetada do que as camadas mais externas. Como discutido por Rueda et al. (2019), nos primeiros momentos pós-fusão, a energia injetada no material em expansão provinda da AB recém-formada é dominada pela luminosidade de *fallback*. Essa luminosidade pode injetar cerca de $10^{46} - 10^{49}$ erg s⁻¹ nos primeiros momentos e após isso ela decresce com um comportamento de lei de potência (LORÉN-AGUILAR et al., 2009).

3.2.2 Emissão síncrotron do material ejetado em expansão

Após o material ejetado se tornar completamente transparente, é possível observar a emissão proveniente da AB recém-formada e a emissão síncrotron oriunda do próprio material ejetado. Aqui, apresentamos a emissão síncrotron devido aos elétrons acelerados dentro do material ejetado que é um meio magnetizado pela presença do campo magnético da AB central. Desse modo, temos um material em expansão em meio às linhas de campo magnético da AB de modo que parte da energia cinética desse material é usada para acelerar os elétrons que por sua vez convertem sua energia cinética em radiação síncrotron. Além disso, elétrons também são injetados continuamente na matéria em expansão pela AB central.

A medida que as camadas do material ejetado se expandem, a intensidade do campo magnético que envolve cada camada vai reduzindo em razão de sua relação de diminuição da intensidade com o aumento da distância da fonte. Assim, o campo magnético que abrange cada camada ejetada é modelado como uma lei de potência de índice μ e evolui como (RUEDA, 2022)

$$B_i(t) = B_{i,0} \left[\frac{r_{i,0}}{r_i(t)} \right]^\mu = \frac{B_{i,0}}{\hat{t}^{\mu n}}, \quad (3.42)$$

onde $B_{i,0}$ é a intensidade do campo magnético em $r = r_{i,0}$. De forma a simplificar os cálculos, assumimos ainda que a radiação síncrotron se origina da camada mais interna do material ejetado, ou seja, em $r = R_*$. Essa simplificação pode ser feita em razão dos elétrons perderem sua energia de forma muito eficiente pela emissão

síncrotron (ver e.g. Rueda (2022) para mais detalhes). Portanto, o material ejetado se expande com a camada radiante sendo $r = R_*(t) = R_{*,0}\hat{t}^n$, $v_*(t) = v_{*,0}\hat{t}^{n-1}$ e $B_*(t) = B_{*,0}\hat{t}^{-\mu n}$.

A perda de energia da distribuição de elétrons que irradiam e a sua evolução no tempo podem ser determinadas pela seguinte equação cinética (KARDASHEV, 1962)

$$\frac{\partial N(E,t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial E} [\dot{E} N(E,t)] + Q(E,t), \quad (3.43)$$

onde $Q(E,t)$ é o número de elétrons injetados por unidade de tempo, por unidade de energia, e \dot{E} é a variação de perda de energia do elétron.

Seguindo o tratamento apresentado em Rueda (2022), uma solução para essa equação pode ser escrita como

$$N(E,t) \approx \begin{cases} \frac{q_0}{\beta B_{*,0}^{2(\gamma-1)}} \hat{t}^{2\mu n} E^{-(\gamma+1)}, & t < t_q \\ \frac{q_0}{\beta B_{*,0}^{2(\gamma-1)}} \left(\frac{t_q}{t_*}\right)^k \hat{t}^{2\mu n-k} E^{-(\gamma+1)}, & t_q < t < t_b, \end{cases} \quad (3.44)$$

onde $E_b < E < E_{\max}$, de forma que $E_b = \hat{t}^{2\mu n-1}/\mathcal{M}t_*^n$ e $t_b = t_*(\mathcal{M}t_*^n E_{\max})^{1/(2\mu n-1)}$ com $\mathcal{M} \equiv (\beta B_{*,0}^2 t_*^{1-n})/(n(1+2\mu)-1)$ e $\beta = 2e^4/(3m_e^4 c^7)$.

Para o cálculo dessa solução, foi assumido uma distribuição de partículas injetadas seguindo um comportamento de lei de potência $Q(E,t) = Q_0(t)E^{-\gamma}$ com $0 \leq E \leq E_{\max}$ sendo γ e E_{\max} parâmetros que podem ser estabelecidos a partir de dados observacionais (ver, e g., Kardashev (1962), Pacini e Salvati (1973) para detalhes dessa distribuição). $Q_0(t)$, por sua vez, está relacionado com a energia liberada pela AB e que é injetada no material em expansão. A luminosidade dessa energia injetada tem a seguinte a forma

$$L_{\text{inj}}(t) = L_0 \left(1 + \frac{t}{t_q}\right)^{-k} = \int_0^{E_{\max}} E Q(E,t) dE \quad (3.45)$$

de tal modo que $Q_0(t) = q_0 \left(1 + \frac{t}{t_q}\right)^{-k}$, onde $q_0 \equiv (2-\gamma)L_0/E_{\max}^{2-\gamma}$. L_0 é o valor da luminosidade inicial injetada, t_q é a escala de tempo com qual a luminosidade começa a seguir um comportamento de lei de potência e k é o índice da lei de potência.

Agora, com o conhecimento de $N(E,t)$, é possível estimar a densidade espectral da emissão síncrotron, $J_{\text{syn}}(\nu,t)$, ou seja, a energia por unidade de tempo, por unidade de frequência. Para isso, consideramos $J_{\text{syn}}(\nu,t)d\nu \approx P_{\text{syn}}(\nu,t)N(E,t)dE$, onde $P_{\text{syn}}(\nu,t)$ é a potência bolométrica da radiação síncrotron de um único elétron dada por (ver, e.g., Longair (2011))

$$P_{\text{syn}}(\nu,t) = \beta B_*^2(t) E^2(\nu) \approx \frac{\beta}{\chi} B_*(t) \nu. \quad (3.46)$$

onde $\chi = 3e/(4\pi m_e^3 c^5)$ e onde consideramos, na última igualdade, o fato de que a maior parte da radiação é emitida em frequências próximas à chamada frequência crítica, $\nu_{\text{crit}} = \chi B_* E^2$. Agora, ao definir $N(E,t) = \eta \hat{t}^l E^{-p}$ de modo que η e os índices da lei de potência l e p são constantes conhecidas da Equação 3.55, a densidade espectral se torna

$$J_{\text{syn}}(\nu,t) = \frac{\beta}{2} \chi^{\frac{p-3}{2}} \eta B_{*,0}^{\frac{p+1}{2}} \hat{t}^{\frac{2l-\mu n(p+1)}{2}} \nu^{\frac{1-p}{2}}, \quad (3.47)$$

e a luminosidade síncrotron nas frequências $[\nu_1, \nu_2]$ pode então ser obtida como

$$\begin{aligned} L_{\text{syn}}(\nu_1, \nu_2; t) &= \int_{\nu_1}^{\nu_2} J_{\text{syn}}(\nu,t) d\nu \approx \nu J_{\text{syn}}(\nu,t) \\ &\approx \frac{\beta}{2} \chi^{\frac{p-3}{2}} \eta B_{*,0}^{\frac{p+1}{2}} \hat{t}^{\frac{2l-\mu n(p+1)}{2}} \nu^{\frac{3-p}{2}}, \end{aligned} \quad (3.48)$$

onde assumimos uma banda de frequência estreita de $\nu_1 = \nu$ a $\nu_2 = \nu + \Delta\nu$ onde $\Delta\nu/\nu \ll 1$.

3.2.2.1 Auto-absorção síncrotron

Conforme o princípio do balanço detalhado, existe um processo de absorção correspondente para cada processo de emissão. Para o caso da radiação síncrotron, esse processo inverso é conhecido como auto-absorção síncrotron. É importante mencionar que em frequências baixas o suficiente, o processo de auto-absorção torna-se importante em razão da fonte, termodinamicamente, não poder ter uma temperatura de brilho maior que a temperatura cinética das partículas emissoras (LONGAIR, 2011). Se supomos que os elétrons relativísticos que irradiam estão em equilíbrio termodinâmico local, eles terão uma distribuição de energia Maxwelliana (relativística) com uma temperatura cinética bem definida e a fonte será considerada térmica.

Desse modo, auto-absorção síncrotron vai impedir que a temperatura de brilho da radiação síncrotron exceda a temperatura cinética da emissão dos elétrons.

Contudo, a fonte síncrotron que estamos considerando em nosso modelo não é térmica. Em razão da distribuição de energia dos elétrons relativísticos ser uma lei de potência e não ter uma temperatura bem definida, a fonte é considerada não-térmica. Entretanto, o conceito de temperatura ainda pode ser usado para os elétrons de energia E . Isso ocorre devido aos elétrons com energia E emitir a maior parte de sua radiação síncrotron perto da frequência crítica, ν_{crit} . Assim, os processos de emissão e absorção em uma frequência ν estão associados a elétrons de aproximadamente a mesma energia. Com isso, uma fonte síncrotron suficientemente brilhante será opticamente espessa, fazendo com que a temperatura de brilho dessa fonte em uma frequência qualquer não exceda a temperatura efetiva dos elétrons que irradiam nessa frequência (LONGAIR, 2011).

Portanto, com a aproximação descrita acima para uma fonte não-térmica, nesta seção, analisamos o efeito do processo de auto-absorção na emissão síncrotron. Para isso, precisamos calcular o coeficiente de absorção desse processo que pode ser representado por (LONGAIR, 2011)

$$\chi_\nu = -\frac{c^2}{8\pi\nu^2} \int_0^\infty j(\nu, E) \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{\hat{N}(E, t)}{E^2} \right) E^2 dE, \quad (3.49)$$

onde $j(\nu, E) = dP_{\text{syn}}/d\nu = (\beta/\chi)B_*$ é a potência da emissão síncrotron por unidade de frequência e $\hat{N}(E, t) = \hat{\eta} \hat{t}^l E^{-p}$ é a densidade numérica de elétrons por unidade de energia de modo que $\hat{\eta} = \eta/V_*$ e $V_* = (4/3)\pi R_*^3$.

Agora, resolvendo a derivada parcial com relação à energia da Equação 3.49, podemos reescrever essa equação como

$$\chi_\nu = \frac{(p+2)\beta c^2 \hat{\eta} \hat{t}^l B_*}{8\pi\chi\nu^2} \int_E^\infty E^{-(p+1)} dE, \quad (3.50)$$

de tal forma que a solução dessa equação é dada por

$$\chi_\nu = \frac{(p+2)}{p} \frac{c^2 \beta \hat{\eta} \hat{t}^l}{8\pi} \chi^{-\frac{2-p}{2}} B_*^{\frac{2+p}{2}} \nu^{-\frac{p+4}{2}} \quad (3.51)$$

onde usamos a relação entre energia do elétron e frequência de radiação dada pela frequência crítica ν_{crit} .

Com o conhecimento de χ_ν , podemos agora inferir a profundidade óptica da radiação síncrotron por

$$\begin{aligned}\tau_{\text{ssa}} &= \chi_\nu R_* \\ &= \frac{(p+2)}{p} \frac{c^2 \beta \hat{\eta} \hat{t}^l}{8\pi} R_* \chi^{-\frac{2-p}{2}} B_*^{\frac{2+p}{2}} \nu^{-\frac{p+4}{2}}.\end{aligned}\quad (3.52)$$

Portanto, a partir da equação de transferência para radiação (ver Equação 8.115 de Longair (2011)), verificamos que o efeito da auto-absorção na emissão síncrotron pode ser observado rescrevendo a luminosidade síncrotron como

$$L_{\text{syn}}^{\text{abs}} = \frac{1 - e^{-\tau_{\text{ssa}}}}{\tau_{\text{ssa}}} L_{\text{syn}} \quad (3.53)$$

onde utilizamos o sobrescrito *abs* para indicar que a luminosidade síncrotron tem o efeito da auto-absorção incluída. Vale a pena notar que se o material ejetado for opticamente espesso ($\tau_{\text{ssa}} \gg 1$), a luminosidade síncrotron se reduz para $L_{\text{syn}}^{\text{abs}} = L_{\text{syn}}/\tau_{\text{ssa}}$, enquanto que se o material ejetado for opticamente fino ($\tau_{\text{ssa}} \ll 1$), $L_{\text{syn}}^{\text{abs}} = L_{\text{syn}}$.

Além disso, podemos deduzir quando a matéria ejetada atinge a transparência para a radiação síncrotron, ou seja, em que instante $t = t_{\text{ssa}}$ a profundidade óptica atinge $\tau_{\text{ssa}} = 1$. Assim, lembrando que $B_*(t) = B_{*,0} \hat{t}^{-\mu n}$, $R_*(t) = R_{*,0} \hat{t}^n$ e $p = \gamma + 1$, t_{ssa} é expresso por:

$$t_{\text{ssa}} = t_* \left(\frac{3c^2 \eta \beta}{32\pi^2 R_{*,0}^2} \frac{\gamma + 3}{\gamma + 1} \chi^{\frac{\gamma-1}{2}} B_{*,0}^{\frac{\gamma+3}{2}} \nu^{-\frac{\gamma+5}{2}} \right)^{1/\phi}, \quad (3.54)$$

onde

$$\phi \equiv \begin{cases} \frac{\mu n}{2}(\gamma - 1) + 2n, & t < t_q \\ \frac{\mu n}{2}(\gamma - 1) + 2n + k, & t_q < t < t_b. \end{cases} \quad (3.55)$$

Portanto, a partir de t_{ssa} , podemos inferir para qual banda de frequência da radiação síncrotron, o processo da auto-absorção é mais importante dado o tempo decorrido após a fusão da binária.

3.2.3 Resultados e perspectivas

Observações diretas de fusões de BABs ainda não foram feitas e, assim, não se conhece muito bem as propriedades e os parâmetros desses eventos para além dos modelos teóricos. Por isso, inferimos aqui os parâmetros do nosso modelo e consideramos que uma ABRM é o produto da fusão de duas ABs onde foi ejetado do sistema uma massa equivalente a $M_{\text{ej}} = 10^{-3}M_{\odot}$. Esse valor de massa corresponde a fusões de sistemas binários que tem componentes parecidos com os das binárias progenitoras encontradas para as ABRMs J2211+1136 e J1901+1458 na seção anterior (ver Tabela 3.1).

Diferentemente de Rueda et al. (2022), assumimos por simplicidade que o material ejetado se expande de forma uniforme e que a intensidade do campo magnético nas camadas cai linearmente conforme as camadas se expandem, ou seja, escolhemos $n = 1$ e $\mu = 1$. Atribuímos ainda $R_{*,0} = 10^{11}$ cm ao raio inicial que define a primeira camada, $v_{*,0} = 10^9$ cm s⁻¹ à velocidade inicial e $B_{*,0} = 10^9$ G à intensidade inicial do campo magnético dessa primeira camada (ver Tabela 3.2). Esses valores estão em concordância com os valores dos parâmetros obtidos nas simulações numéricas (ver, e.g., Rueda et al. (2019)).

Para investigar o comportamento da emissão síncrotron com a variação da energia injetada L_{inj} , dividimos a análise dessa radiação em dois casos supondo dois valores diferentes para t_q e L_0 : $t_q = 10^6$ s com $L_0 = 10^{41}$ erg s⁻¹ e $t_q = 10^7$ s com $L_0 = 10^{40}$ erg s⁻¹. Esses valores de t_q são escolhidos de tal forma que essa escala de tempo tenha um valor próximo ao tempo de transparência do resfriamento térmico $t_{\text{tr},*}$ (ver Equação 3.39), isto é, quando o material ejetado fica completamente transparente e é possível observar a emissão síncrotron que decresce com uma lei de potência a partir de t_q . Para L_0 , supomos que a luminosidade de *fallback* é a responsável por injetar energia na camada em expansão. Desse modo, consideramos valores de L_0 com base nos valores da luminosidade de *fallback* apresentados em Lorén-Aguilar et al. (2009). A Tabela 3.2 apresenta esses dois casos para t_q juntamente com os parâmetros usados na simulação de cada caso. Além disso, é considerado em cada situação, dois valores distintos da energia máxima dos elétrons, $E_{\text{max}} = 10^5 m_e c^2$ e $E_{\text{max}} = 10^4 m_e c^2$, com o intuito de analisar como a emissão em cada banda de energia é afetada por essa energia de corte.

Portanto, considerando os parâmetros da Tabela 3.2, mostramos na Figura 3.11 a luminosidade predita pelo modelo em função do tempo decorrido após a fusão para bandas de energia selecionadas. Os painéis superiores apresentam a emissão térmica

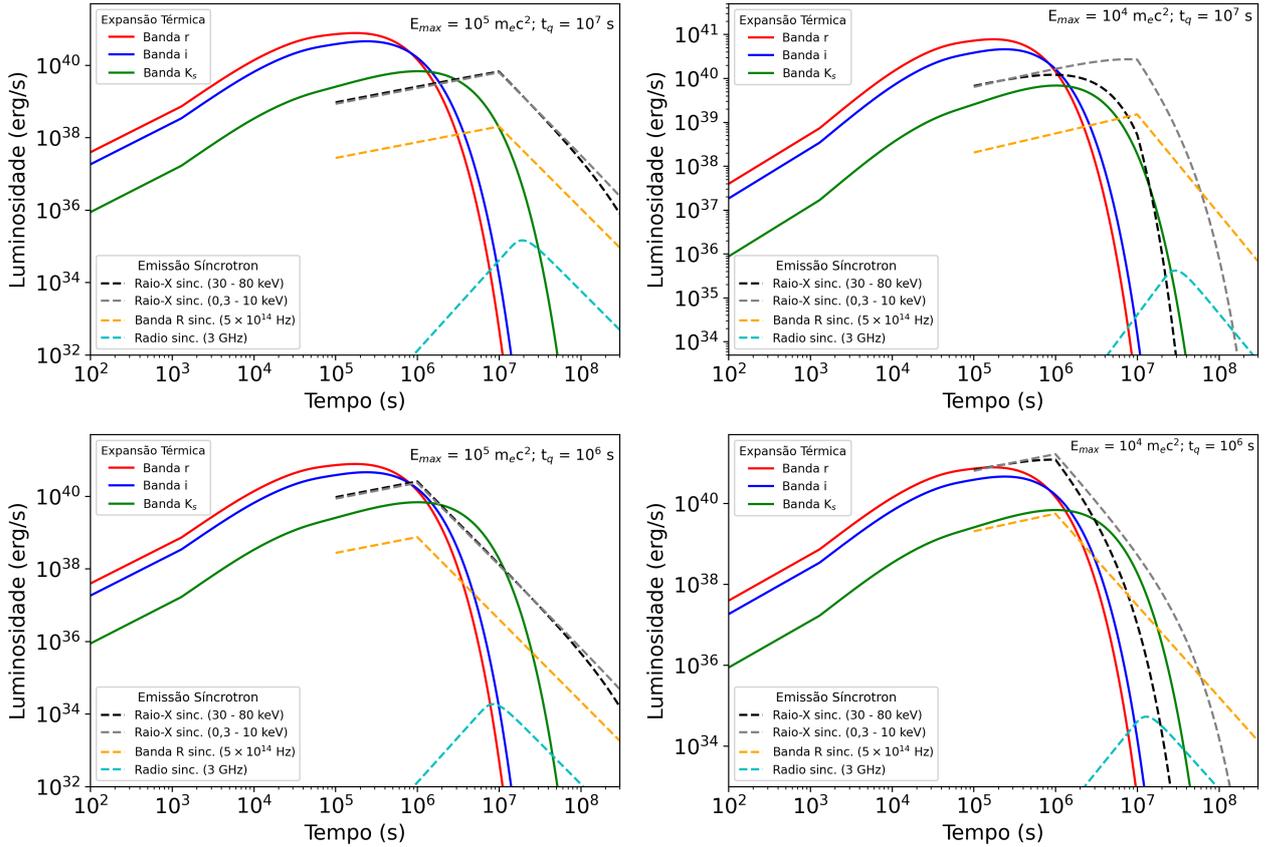
Tabela 3.2 - Valores dos parâmetros utilizados para modelar a radiação térmica e síncrotron a partir da expansão do material ejetado. Dois casos são considerados com base nos valores de t_q e L_0 .

Parâmetros	Valor (Caso 01)	Valor (Caso 02)
t_q (10^6 s)	10,0	1,00
L_0 (10^{40} erg s $^{-1}$)	1,00	10,0
n	1,00	1,00
m	9,00	9,00
δ	1,30	1,30
t_c/t_*	1,00	1,00
γ	1,13	1,13
k	2,70	2,70
μ	1,00	1,00
m_{ej} ($10^{-3}M_{\odot}$)	1,00	1,00
$R_{*,0}$ (10^{11} cm)	1,00	1,00
$v_{*,0}$ (10^9 cm s $^{-1}$)	1,00	1,00
κ (cm 2 g $^{-1}$)	0,20	0,20
H_0 (10^{46} erg s $^{-1}$)	1,00	1,00
$B_{*,0}$ (10^9 G)	1,00	1,00

(linha sólida) e síncrotron (linha tracejada) para o caso 01 onde $t_q = 10^7$ s. Em cada um desses painéis, é assumido um valor de E_{max} diferente. Os painéis inferiores apresentam o mesmo dos painéis superiores, porém para o caso 02 onde $t_q = 10^6$ s. A emissão devido ao resfriamento térmico é apresentada na faixa do visível (banda r) e do infravermelho (bandas i e K_s), enquanto a emissão síncrotron é apresentada nas faixas do raio X ao rádio, onde são consideradas as bandas nos raios X duros (30 – 80 keV) e raios X moles (0,3 – 10 keV), no visível (banda R - 5×10^{14} Hz) e no rádio (3 GHz).

A partir da Figura 3.11, notamos que a emissão térmica em razão da expansão do material ejetado atinge um pico com um valor de $\sim 10^{40} - 10^{41}$ erg s $^{-1}$ cerca de 11 – 12 dias após a fusão. Após esse tempo, é possível observar a radiação síncrotron provinda dos elétrons acelerados pelas linhas de campo magnético. Essa luminosidade cresce e atinge um pico para valores de tempo próximos a t_q , onde a luminosidade injetada decresce seguindo uma lei de potência. Outra característica que pode ser percebida é que as curvas da radiação síncrotron de maior energia são afetadas

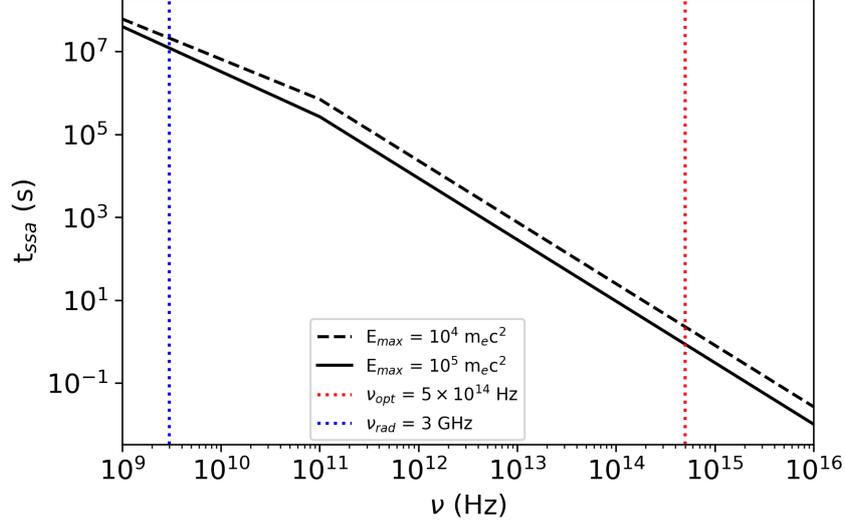
Figura 3.11 - Emissão térmica do material ejetado em expansão (linhas contínuas) nos primeiros momentos após a fusão nas bandas do visível (banda r) e do infravermelho (i e K_s), seguindo o tratamento teórico da Seção 3.2.1. As linhas tracejadas ilustram a radiação síncrotron nas bandas de energia selecionadas do rádio aos raios X duros, seguindo o tratamento teórico da Seção 3.2.2 considerando a escala de tempo para a luminosidade de injeção $t_q = 10^7$ s (painéis superiores) e $t_q = 10^6$ s (painéis inferiores) e dois valores de energia máxima dos elétrons, $E_{\max} = 10^5 m_e c^2$ (painéis esquerdos) e $E_{\max} = 10^4 m_e c^2$ (painéis direitos).



pela energia de corte E_{\max} em um tempo evolutivo menor que as curvas de radiação de menor energia. Observamos, por exemplo, que as curvas da emissão em raios X caem rapidamente para valores de $t \sim 10^6 - 10^7$ s quando supomos $E_{\max} = 10^4 m_e c^2$, enquanto que para as emissões no visível e rádio, E_{\max} afeta a luminosidade dessas radiações apenas em valores de tempo pós-fusão muito posteriores.

Outro ponto interessante é o efeito da auto-absorção síncrotron nas curvas de emissão. Enquanto a energia máxima dos elétrons é responsável por restringir o valor da luminosidade após o pico da emissão síncrotron, a auto-absorção limita o valor da luminosidade para tempos anteriores ao pico da emissão. Isto é, o início da curva de

Figura 3.12 - Tempo de transparência da auto-absorção síncrotron em função da frequência de emissão para $t_q = 10^7$ s e dois valores de energia máxima dos elétrons, $E_{\max} = 10^5 m_e c^2$ e $E_{\max} = 10^4 m_e c^2$.



emissão síncrotron é restringida pela auto-absorção síncrotron ao passo que o final da curva da radiação é afetada por uma energia de corte dada pela energia máxima dos elétrons que irradiam. Em nosso modelo, a auto-absorção síncrotron é importante apenas para a emissão em rádio, como pode ser visualizado na Figura 3.11. Isso acontece para essa frequência devido ao instante em que a profundidade óptica atinge $\tau_{ssa} = 1$ ser $t_{ssa} \sim 10^7$ s (ver Equação 3.54). Para as luminosidades das outras bandas de energia analisadas, $\tau_{ssa} = 1$ para valores de tempos muito pequenos. A Figura 3.12 exibe essa dependência do tempo de transparência da auto-absorção síncrotron em função da frequência de emissão para $t_q = 10^7$ s e para os dois valores de E_{\max} . Vemos que a frequência no óptico tem valores de t_{ssa} bem pequenos em torno de 1 – 10 s o que torna a auto-absorção síncrotron não tão importante para essa frequência, o que se mostra diferente para o caso da frequência em rádio com $t_{ssa} \sim 10^7$ s. Para $t_q = 10^6$ s, os resultados são bem próximos aos mostrados.

Portanto, com toda essa dedução e análise, obtemos um modelo de emissão eletromagnética de multi-comprimentos de ondas para o pós-fusão de uma BAB que produz uma ABRM. Com a elaboração desse modelo, pretendemos agora buscar na literatura fontes com curvas de luz que apresentem um comportamento parecido com as das figuras acima e que não tenham uma origem claramente conhecida para aplicar nosso modelo ajustando os parâmetros aos dados observacionais, e assim, observar se é possível descrever esse objeto com uma fusão de ABs duplas. Um outro

ponto é analisar os parâmetros resultantes de simulações numéricas de coalescência de ABs com o intuito de restringir algum parâmetro do nosso modelo com base nas componentes da binária e/ou a razão de massa. Por fim, pretendemos ainda acrescentar ao modelo uma possível emissão em raios X em razão do mecanismo de pulsar que uma AB rápida e altamente magnética possa exibir.

4 ANÃS BRANCAS RÁPIDAS E MAGNÉTICAS COMO FONTES DE ONDAS GRAVITACIONAIS

4.1 Ondas Gravitacionais

A Teoria da Relatividade Geral (TRG) compreende a gravidade como a curvatura ou deformação no espaço-tempo produzida pela presença de massa ou energia. Quando a curvatura é fraca, a Teoria Newtoniana para a gravidade pode descrever os parâmetros de um sistema com uma excelente precisão. No entanto, quando a curvatura é forte, a gravidade se comporta de uma maneira altamente não linear e a TRG é requerida.

A curvatura no espaço-tempo depende da quantidade de matéria no local. Se há a presença de uma massa M , esta deformará e criará uma curvatura na estrutura do espaço-tempo nesse local. Quanto mais massivo for o objeto posicionado, maior será a deformação produzida no espaço-tempo. Agora, se já existissem outros objetos no local quando situada a massa M , esses também sofreriam uma ação devido à nova geometria do espaço-tempo, e conseqüentemente, aconteceria o mesmo para outras massas subseqüentes posicionadas.

Agora, se um objeto se move, a curvatura no espaço-tempo vai acompanhá-lo. Desse modo, quando um objeto varia seu movimento de uma forma não simétrica e muito rapidamente, seja por causa de movimentos orbitais, rotações não esféricas, pulsações ou colisões, são criadas ondulações de curvatura no espaço-tempo que se propagam à velocidade da luz. A essas oscilações e deformações no espaço-tempo causadas pela mudança no campo gravitacional do objeto que chamamos de Ondas Gravitacionais (OGs) (SCHUTZ, 2000).

Uma das características mais marcantes da radiação gravitacional é sua fraqueza em amplitude quando comparada com as ondas eletromagnéticas. Devido a essas amplitudes pequenas, não é possível produzir níveis de radiação gravitacional em laboratório que sejam detectáveis. Entretanto, quanto maior a densidade de um objeto, mais massivo ele for e mais rápido ele se mover, maior será a energia e a amplitude da onda emitida. Por essa razão, alguns eventos astrofísicos bastante energéticos são considerados como fontes de OGs que podemos detectar.

Para compreendermos um pouco mais sobre as OGs, relembremos na próxima seção alguns aspectos da Teoria da Relatividade Geral e como essas ondulações são descritas dentro dessa teoria.

4.1.1 Relatividade geral e a radiação gravitacional

A distância entre dois eventos que ocorrem em um espaço-tempo genérico pode ser determinada a partir do elemento de linha representado por,

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (4.1)$$

onde $g_{\mu\nu}$ é a métrica quadridimensional que descreve a geometria do espaço-tempo e os índices μ e ν percorrem as quatro coordenadas de espaço e tempo, de modo que dx^i , com $i = 1, 2$ e 3 , indicam as coordenadas espaciais e $dx^0 \equiv cdt$ representa a coordenada temporal. Os índices repetidos (índices mudos) no lado direito da Equação 4.1 seguem a convenção de Einstein para a somatória.

Segundo a TRG, a partir do conhecimento da métrica $g_{\mu\nu}$, é possível descrever os efeitos gravitacionais e a distribuição de matéria. Por outro lado, se a distribuição de massa e energia é estabelecida, podemos entender a curvatura e a geometria formada no espaço-tempo. Em outras palavras, essas duas propriedades são relacionadas e essa relação é sintetizada a partir das chamadas Equações de Campo de Einstein (ver, e.g., D’Inverno (1992) para mais detalhes dessas equações):

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (4.2)$$

onde c é velocidade da luz no vácuo, G é a constante gravitacional e $T_{\mu\nu}$ é o tensor momento-energia ou também conhecido como termo fonte. Esse tensor é o responsável por carregar as informações da distribuição de massa, energia e momento do sistema, e tem o valor nulo quando consideramos uma região do espaço-tempo fora da fonte que gera o campo gravitacional.

O tensor de Einstein $G_{\mu\nu}$, por sua vez, é o responsável por trazer as informações sobre a geometria do espaço-tempo e é definido por (D’INVERNO, 1992),

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R. \quad (4.3)$$

Esse tensor é definido em termos de dois outros objetos que são: o tensor de Ricci, $R_{\mu\nu} = R^\rho_{\mu\rho\nu}$, e o escalar de Ricci, $R = R^\mu_\mu$, onde $R^\rho_{\mu\sigma\nu}$ é o tensor de Riemann, que, por sua vez, é definido em termo da conexão métrica, $\Gamma^\rho_{\nu\mu}$ (ver e.g., D’Inverno (1992)

para mais detalhes).

Portanto, a Equação 4.2 constitui um grupo de 10 equações diferenciais parciais não lineares em $g_{\mu\nu}$ que indica como a matéria gera a curvatura do espaço-tempo, visto que a curvatura do espaço-tempo está conectada à distribuição da matéria. De outro modo, se há uma distribuição local de matéria, esta produzirá uma curvatura na estrutura do espaço-tempo descrita pelo tensor $G_{\mu\nu}$. Com essas informações de curvatura, é possível compreender o desvio e a aceleração relativa das geodésicas causados em razão da presença do campo gravitacional.

Se não há a presença de um campo gravitacional, o espaço-tempo é considerado plano. Essa estrutura pode ser representada por uma métrica plana, que em coordenadas cartesianas é dada pela *métrica de Minkowski*, $\eta_{\mu\nu}$. Podemos escrever essa métrica da seguinte forma matricial,

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (4.4)$$

Agora, vamos supor uma região do espaço-tempo distante de qualquer fonte gravitacional. Assim, para essa região, podemos assumir que o campo gravitacional é fraco e que o espaço-tempo é aproximadamente plano, caracterizado apenas por pequenas perturbações na métrica plana. Assim, a métrica que descreve esse campo desvia apenas levemente da de Minkowski e ela pode ser descrita como,

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (4.5)$$

onde $|h_{\mu\nu}| \ll 1$ é uma perturbação linear de primeira ordem na métrica de Minkowski.

As perturbações $h_{\mu\nu}$ representam aqui as deformações causadas no espaço devido à passagem de uma OG. As equações de onda para uma região distante da fonte que a produz podem ser encontradas utilizando a aproximação de campo fraco (Equação 4.5) e um calibre adequado (gauge de Lorentz). Desse modo, as Equações de Campo de Einstein (Equação 4.2) se reduzem às equações de onda,

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (4.6)$$

na qual \square é o D'Alembertiano e \bar{h} é a perturbação de traço reverso definida como

$$\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h, \quad (4.7)$$

tal que $h = \eta^{\rho\lambda}h_{\rho\lambda} = h^\sigma_\sigma$.

Como longe da fonte que produz as OGs, o valor do tensor momento energia é nulo, ou seja, $T_{\mu\nu} = 0$, a Equação 4.6 pode ser escrita como

$$\square\bar{h}_{\mu\nu} = 0. \quad (4.8)$$

A Equação 4.8 é uma equação diferencial de segunda ordem que aceita soluções na forma de $\bar{h}_{\mu\nu} = \Re(A_{\mu\nu}e^{ik_\alpha x^\alpha})$, onde $A_{\mu\nu}$ é uma amplitude complexa e $k_\alpha = (\omega_{og}/c, \vec{k})$ é o vetor de onda. Essas soluções reproduzem uma onda plana que se propaga com velocidade c ao longo da direção \vec{k} e tem frequência angular Ω_{OG} .

Ainda, para uma mais fácil manipulação das equações, podemos usar a liberdade de calibre para restringir \bar{h} aplicando mais um calibre denominado de calibre transverso e sem traço ou calibre TT. Esse calibre compreende as seguintes condições: $h^{0\mu} = 0$, $h^i_i = 0$ e $\partial_i h^{ij} = 0$ com os índices i e j indicando as coordenadas espaciais (MAGGIORE, 2008). Com a aplicação desse calibre, é possível observar que apenas as componentes espaciais não desaparecem e que elas são transversais à direção com que a onda se propaga. Além disso, essas condições implicam que a Equação 4.7 pode ser escrita como $\bar{h}^{TT}_{\mu\nu} = h^{TT}_{\mu\nu}$. Usamos aqui o sobrescrito TT para indicar que os requisitos do calibre TT são satisfeitos.

Considerando as restrições impostas pelo calibre TT, o tensor da perturbação da métrica pode ser descrito por duas componentes independentes que representam a informação física de uma onda plana, isto é, $h^{TT}_{\mu\nu} = (h_+ + h_\times)\cos[\Omega_{OG}(t - z/c)]$, onde supomos uma OG plana e monocromática se propagando ao longo da direção z . Os termos h_+ e h_\times são os dois modos de polarização independentes (Equação 4.9) e são conhecidos como as amplitudes de polarização mais e cruzada da OG (SAULSON, 1994). Qualquer outra polarização pode ser escrita como combinação dessas duas polarizações.

$$h_+ = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad h_\times = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (4.9)$$

De acordo com a TRG e no limite linear, a radiação gravitacional é predominantemente quadrupolar. Isto é, o menor multipolo diferente de zero para a radiação gravitacional é o quadrupolo e esse tensor espacial é descrito como

$$I_{ij} = \int \rho x_i x_j d^3x, \quad (4.10)$$

onde ρ é a densidade de massa. Esta dominância da radiação quadrupolar ocorre em razão do momento monopolar (a massa total do sistema) ser conservado e por isso não emitir OGs. O momento dipolar, por sua vez, tem sua variação temporal representada pelo momento linear total do sistema, e esse também é conservado. Desse modo, não há energia irradiada devido aos efeitos de dipolo, o que não é verdade, por exemplo, para o eletromagnetismo em razão da existência da carga elétrica (SCHUTZ, 2000). Com isso, a amplitude da OG emitida, na menor ordem e a uma distância r da fonte, pode ser escrita como função da segunda derivada temporal do momento de quadrupolo como (SCHUTZ, 2000),

$$\bar{h}_{ij} = \frac{2G}{rc^4} \frac{d^2 I_{ij}}{dt^2}. \quad (4.11)$$

Adotando o calibre TT, a amplitude gravitacional pode ser reescrita em função do momento quadrupolar reduzido, $Q_{ij} = I_{ij} - (1/3)\delta_{ij}I_k^k$, a partir da expressão (ver Maggiore (2008))

$$h_{ij}^{TT} = \frac{2G}{rc^4} \frac{d^2 Q_{ij}}{dt^2}, \quad (4.12)$$

Outra propriedade da OG que vale a pena destacar é o seu transporte de energia e momento. Ao produzir OGs, um sistema astrofísico converte energia mecânica em radiação gravitacional. Com isso, as OGs levam consigo parte da energia contida no sistema. Assim, a variação da energia no sistema físico devido à emissão de OGs pode ser calculada pela seguinte equação (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983),

$$L_{GW} = \frac{1}{5} \frac{G}{c^5} \langle \ddot{Q}_{ij} \ddot{Q}_{ij} \rangle, \quad (4.13)$$

onde os pontos indicam a derivada temporal e os colchetes angulares indicam a média temporal sobre um período. Portanto, a Equação 4.13 denota a média temporal da energia que é convertida em radiação gravitacional e, conseqüentemente, o quanto que as fontes astrofísicas estão perdendo de energia.

Outro ponto interessante para ressaltar é a forma da OG. Isto é, dependendo das características da onda, as fontes de OGs podem ser classificadas em diferentes tipos, como discutiremos na próxima seção.

4.1.2 Fontes astrofísicas de OGs

Quando tratamos de detecção de OGs, estamos nos referindo a eventos astrofísicos bastante energéticos. Por isso, para que as fontes emitam OGs que sejam detectáveis, estas devem ser massivas, densas e devem possuir velocidades relativísticas. Outra condição necessária para a emissão de radiação gravitacional é que a derivada temporal de terceira ordem do momento quadrupolar seja diferente de zero, ou seja, o sistema emissor precisa ter massas aceleradas, porém, de uma forma não axi-simétrica (SCHUTZ, 2000).

Podemos dividir os emissores principais de OGs em quatro diferentes classes: bursts, estocásticas, coalescência de binária e contínuas.

As OGs do tipo *burst* produzem ondas não modeladas que apresentam um excesso de energia em um período curto de tempo. Essas ondas são produzidas devido a uma variação do momento de quadrupolo que deve ocorrer de forma rápida e significativa. Não se conhece ainda muito bem quais são as fontes que podem emitir esse tipo de sinal, visto que essas OGs podem abranger uma grande variedade de fontes e fenômenos astrofísicos, o que dificulta a determinação do processo que as originou. Entretanto, algumas hipóteses apontam que essas ondas podem ser geradas em eventos catastróficos como supernova ou explosões de raios X e/ou raios gamas. Contudo, não se tem um amplo entendimento sobre esses fenômenos e seus detalhes gravitacionais fazendo com que a forma de onda para este tipo de sinal seja também incerta (ver, e.g., Carnahan et al. (2017)).

As OGs estocásticas são ondas resultante da superposição da radiação gravitacional

de inúmeros eventos aleatórios e independentes combinados e de OGs que foram geradas frações de segundo após o Big Bang. Essas ondas vêm de todas as direções do Universo e a todo instante passam pela Terra criando um fundo de OGs (CARNAHAN et al., 2017). Observando essa radiação, podemos obter informações úteis, porém o maior interesse nesses sinais é a observação da radiação gravitacional oriunda do Big Bang.

Assim como o Big Bang nos deixou a radiação cósmica de fundo em microondas (CMB), também é provável que ele tenha deixado um fundo estocástico de OGs. Essas ondas teriam sido produzidas entre aproximadamente 10^{-36} e 10^{-32} segundos após o Big Bang e teriam sido alongadas conforme o universo foi se expandindo (ver, e.g., Carnahan et al. (2017)). Essa radiação é considerada genuinamente primordial devido à característica das OGs interagirem muito fracamente com a matéria.

OGs de coalescência de binária, por sua vez, são geradas por sistemas binários próximos ao estágio de fusão prosseguindo até os dois objetos coalescerem. Esses sistemas binários podem ser formados por dois BNs, ou duas ENs, um BN e uma EN, ou duas ABs. Nessa etapa, a distância relativa entre as duas massas diminui enquanto elas giram em torno uma da outra. Com isso, a frequência da órbita e a velocidade vão aumentando até a coalescência (ver, e.g., Abbott et al. (2016)). Essa classe é a responsável pelas detecções diretas de OGs feitas até o momento.

Já para as OGs contínuas, elas são produzidas em fontes astrofísicas que têm frequências razoavelmente constantes e bem definidas. Como exemplos dessa classe, podemos citar duas fontes: as binárias de objetos compactos que estão ainda distantes da fusão de modo que a escala de tempo de *chirp* ainda é pequena; e estrelas compactas (ENs e ABs) que rotacionam velozmente e que sejam assimétricas em sua estrutura com relação ao eixo de rotação. A radiação gravitacional emitida por estas fontes são geralmente mais fracas. Isso acontece devido a essas ondas possuírem períodos mais longos e serem provenientes de eventos menos catastróficos do que fontes de *burst* e espirais.

Considerando o caso de um sistema binário que ainda está longe de sua coalescência, os parâmetros como a taxa de energia irradiada, a amplitude, e a taxa de variação do período orbital do sistema seguem a mesma descrição das OGs de fontes espirais, visto que esse evento é a fase anterior a essa última. Agora, para o caso de uma estrela compacta que gira rapidamente, ela emitirá OGs se apresentar alguma irregularidade em sua forma esférica que pode ser originada por uma deformação na forma da estrela em razão de um intenso campo magnético ou por montanha de matéria na superfície

da estrela devido à acreção de matéria.

Contudo, vale a pena enfatizar que uma estrela compacta que rotaciona rapidamente não necessariamente emitirá OGs. Se essa estrela for simétrica em torno do seu eixo de rotação, a curvatura no espaço-tempo ao seu redor é constante e, portanto, não há oscilações se propagando. No entanto, se a estrela compacta possuir imperfeições em sua forma esférica ocasionando uma assimetria em relação ao seu eixo de giro, isto causará uma variação no momento quadrupolar do sistema (ver Equação 4.10) e uma deformação no espaço-tempo que varia no tempo. Essas variações se propagarão pelo universo como OGs contínuas.

Nesse trabalho, estamos interessados em assimetrias produzidas em ABs magnéticas de alta rotação devido à acreção de matéria ou em razão do campo magnético intenso. Portanto, nossa atenção é para com esse tipo de fonte de OGs, ou seja, OGs contínuas emitidas por ABs peculiares que têm alguma deformação em sua forma esférica.

4.2 Ondas Gravitacionais emitidas pelos SGRs e AXPs como ABRMs

Nesta seção, investigamos a emissão de OGs por uma classe de pulsar conhecida como SGRs e AXPs a partir de um modelo alternativo que os descreve como ABRMs (ver Seção 2.3). Para isso, analisamos um mecanismo de produção de OGs a partir de irregularidades na forma da estrela criadas pela deformação magnética. Como mencionado na seção anterior, ABs podem gerar GWs se não forem perfeitamente simétricas em torno de seu eixo de rotação. Essa assimetria pode ocorrer, por exemplo, devido ao intenso campo magnético dipolar que pode fazer com que a estrela fique oblata (ver e.g., Chandrasekhar e Fermi (1953)).

A partir dessa análise, encontramos que alguns SGRs/AXPs descritos como ABRMs podem ser observados pelos detectores espaciais BBO e DECIGO. Descobrimos também que SGRs/AXPs como ENs altamente magnetizadas estão muito abaixo das curvas de sensibilidade do BBO e DECIGO, o que nos leva a concluir que uma possível detecção de OGs contínuas originada desses objetos corroboraria o modelo de pulsar de AB. Isto é, a astronomia de OGs pode ajudar a revelar a real natureza desses objetos. Os resultados obtidos a partir desse estudo foram publicados em Sousa et al. (2020b).

Abaixo descrevemos o mecanismo de deformação magnética e deduzimos a amplitude da OG e a luminosidade emitida neste processo.

4.2.1 Mecanismo de deformação magnética: equações básicas

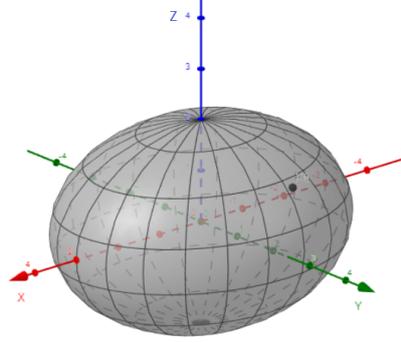
Consideramos a deformação das ABs induzida por seus próprios intensos campos magnéticos. Devido à combinação de campo magnético e rotação, uma AB pode se tornar triaxial, apresentando, portanto, um momento de inércia triaxial (ver Figura 4.1). Para investigar o efeito da tensão magnética na configuração de equilíbrio das estrelas, vamos introduzir a elipticidade equatorial, definida como (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983; MAGGIORE, 2008)

$$\epsilon = \frac{I_1 - I_2}{I_3}. \quad (4.14)$$

onde I_1 , I_2 e I_3 são os momentos de inércia principais que estão posicionados sobre os eixos (x, y, z) , respectivamente.

Se a estrela gira em torno do eixo z , ela emitirá OGs contínuas com uma frequência

Figura 4.1 - Esquema de uma AB deformada por um campo magnético dipolar. A estrela tem a forma de um elipsóide.



Fonte: Universidade de Buenos Aires - UBA (2018).

duas vezes maior que a frequência de rotação, f_{rot} , e uma amplitude dada por (ver e.g., Shapiro e Teukolsky (1983), Maggiore (2008))

$$h_{df} = \frac{16\pi^2 G I_3 f_{rot}^2}{c^4 r} \epsilon, \quad (4.15)$$

e a energia rotacional da estrela diminui a uma taxa dada por

$$L_{GW_{df}} = -\frac{2^{11}\pi^6 G}{5 c^5} I_3^2 \epsilon^2 f_{rot}^6. \quad (4.16)$$

Por outro lado, lembramos que a elipticidade de origem magnética pode ser também escrita na forma da Equação 2.2 a qual reproduzimos novamente aqui (ver, e.g., Bonazzola e Gourgoulhon (1996), Konno et al. (2000), Regimbau e Pacheco (2006))

$$\epsilon = \kappa \frac{B^2 R^4}{GM^2} \sin^2 \alpha, \quad (4.17)$$

onde, como antes, B é a intensidade do campo magnético na superfície da estrela, R e M são, respectivamente, o raio e a massa da estrela, α é o ângulo entre o eixo de rotação e o eixo magnético, enquanto que κ é o parâmetro de distorção, que depende da configuração do campo magnético e da equação de estado (EoS) da estrela.

Vale ressaltar que como o campo magnético dos SGRs/AXPs é inferido a partir da taxa de *spindown* da estrela, onde se considera que toda perda de energia rotacional

é convertida em energia eletromagnética (ver Equação 2.3), deve-se ter uma certa precaução ao usar esses valores de campo para calcular um torque de *spindown* adicional em razão da emissão de OGs. De fato, na Seção 4.2.2, mostramos que esse procedimento é seguro e que apenas uma pequena fração da perda total de energia vai para as OGs.

Agora, para prosseguir, substituímos esta última equação nas Equações 4.15 e 4.16 e consideramos $I_3 = 2MR^2/5$, assim, obtém-se imediatamente que (SOUSA et al., 2020b)

$$h_{df} = \frac{32\pi^2}{5c^4} \frac{R^6 f_{rot}^2}{rM} \kappa (B_s \sin \alpha)^2, \quad (4.18)$$

e

$$L_{GW_{df}} = -\frac{2^{13}\pi^6}{5^3 c^5} \frac{R^{12} f_{rot}^6}{GM^2} \kappa^2 (B_s \sin \alpha)^4. \quad (4.19)$$

Com isso, encontramos equações para a luminosidade e amplitude gravitacional que dependem da frequência de rotação e da intensidade do campo magnético.

Uma equação muito interessante pode ser obtida substituindo a Equação 2.3 do campo magnético inferido a partir de P e \dot{P} na Equação 4.17 da elipticidade. Assim, com essa substituição, obtemos

$$\epsilon = \frac{3}{20\pi^2} \frac{c^3}{GM} P \dot{P} \kappa, \quad (4.20)$$

que é independente do ângulo α .

Conseqüentemente, substituindo a Equação 4.20 nas Equações 4.15 e 4.16, obtém-se (SOUSA et al., 2020b)

$$h_{df} = \frac{24}{25} \frac{R^2}{cr} \frac{\dot{P}}{P} \kappa, \quad (4.21)$$

e

$$L_{GW_{df}} = -\frac{2^9 3^2 \pi^2}{5^5} \frac{c}{G} R^4 \left(\frac{\dot{P}}{P^2} \right)^2 \kappa^2. \quad (4.22)$$

Portanto, a partir dessas equações, observamos que não precisamos nos preocupar com α nos cálculos da luminosidade e amplitude da OG. Valores diferentes de α são importantes no cálculo de B . Nota-se, porém, que α e B não são independentes, como pode ser visto na Equação 2.3.

Outro ponto a observar aqui é que a amplitude da OG (Equação 4.21) depende do quadrado do raio. Entretanto, vale a pena lembrar que para estrelas compactas, como ABs, a massa está relacionada ao raio, de modo que quanto mais massiva for a estrela, menor será o raio. Assim, a amplitude depende implicitamente da massa M .

Pode-se também argumentar que a rotação também pode ser importante na deformação da estrela. De fato, a rotação modifica o raio equatorial da estrela, com isso a amplitude da OG é afetada, pois $h_{df} \propto R^2$. Assim, quanto maior a velocidade de rotação, maior o raio para uma massa fixa. No entanto, aqui não incluímos esse efeito da rotação nos cálculos da emissão das OGs.

Com as equações apresentadas acima, podemos agora calcular a amplitude e a luminosidade da OG para os SGRs/AXPs como ABRMs. A próxima seção é dedicada a esta questão, bem como à correspondente discussão dos resultados.

4.2.2 Resultados e discussões

Aqui assumimos que os SGRs e AXPs são ABRMs que emitem OGs devido à deformação causada por seu próprio campo magnético intenso. Para este estudo, utilizamos os valores do campo magnético inferidos a partir do modelo de pulsar canônico (Equação 2.3), onde se considera que toda a luminosidade de *spindown* da estrela é convertida em luminosidade eletromagnética.

Assim, para verificar a viabilidade do uso desses valores inferidos de campos magnéticos para o cálculo da OG, calculamos a taxa de energia liberada na radiação gravitacional e comparamos com a energia rotacional perdida pelo sistema. Para isso, usamos a Equação 4.19 e calculamos a luminosidade da OG para os SGRs/AXPs da Tabela 2.2, considerando que esses objetos são uma AB massiva de $M = 1,4 M_{\odot}$ e raio $R = 1,0 \times 10^8$ cm (BOSHKAYEV et al., 2013b). Adotamos $\kappa \simeq 10$, que é um valor moderado válido para uma estrela composta de um fluido incompressível com um campo magnético dipolar (ver, e.g., Ferraro (1954)). Valores semelhantes são obtidos quando modelos relativísticos baseados em uma EoS politrópica com campo magnético dipolar são considerados (ver, e.g., Konno et al. (2000)). De fato,

este parâmetro pode assumir valores diferentes dependendo da EoS e da geometria do campo magnético (ver e.g. Regimbau e Pacheco (2006) para uma discussão útil sobre este assunto).

O resultado deste cálculo é apresentado na Tabela 4.1, que também mostra a elipticidade ϵ , a luminosidade de *spindown* L_{sd} (Equação 2.1) e a eficiência $\eta_{df} = L_{GW_{df}}/L_{sd}$. Observe que as eficiências estão em torno de 10^{-9} a 10^{-13} . Isso implica que a luminosidade gravitacional é muito menor do que a luminosidade de *spindown* quando se considera os campos magnéticos inferidos pelo modelo de dipolo. Assim, mostramos que podemos aplicar esses valores de campo magnético para calcular a amplitude gravitacional, uma vez que a emissão da energia gravitacional é desprezível em comparação com a taxa da perda de energia rotacional, não alterando significativamente os campos magnéticos inferidos (SOUSA et al., 2020b).

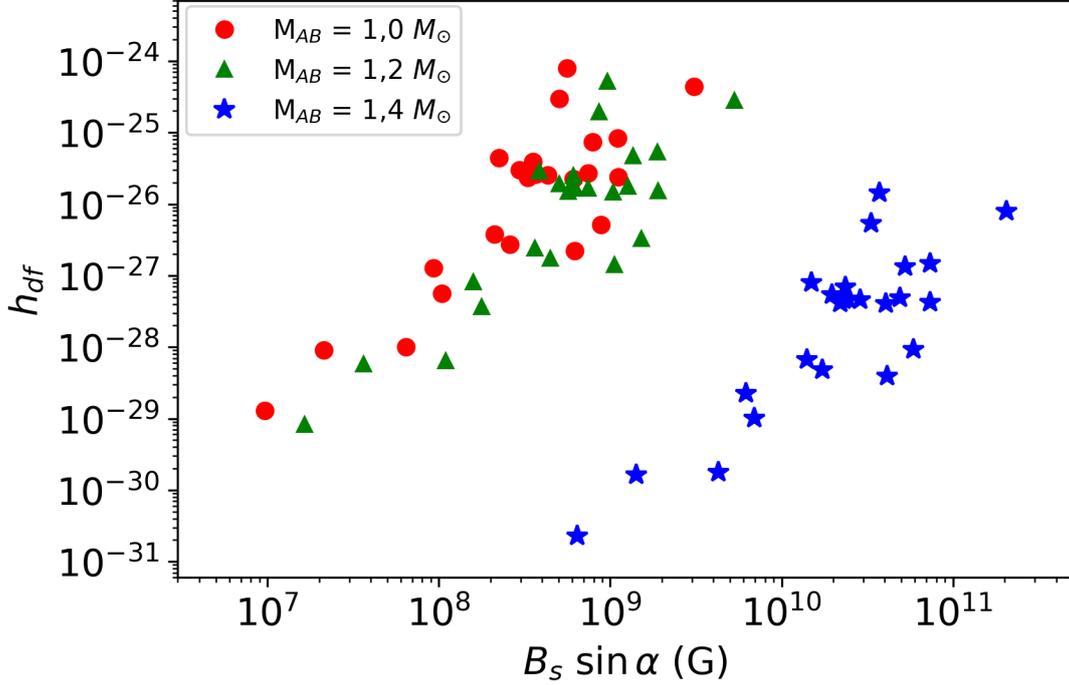
Portanto, usando os parâmetros da Tabela 2.2 e a Equação 4.21, calculamos a amplitude da OG. A Figura 4.2 apresenta essas amplitudes versus os campos magnéticos. Além do nosso modelo fiducial de AB ($M = 1,4 M_{\odot}$ de $R = 1,0 \times 10^8$ cm), consideramos dois modelos adicionais, a saber, $1,2 M_{\odot}$ ($R = 6,0 \times 10^8$ cm) e $1,0 M_{\odot}$ ($R = 7,5 \times 10^8$ cm). Os valores dos raios correspondentes aos valores das massas consideradas foram obtidos a partir da relação massa-raio apresentada em Boshkayev et al. (2013a). Nesse trabalho, Boshkayev et al. (2013a) analisa a estabilidade de ABs em rotação levando em consideração o limite de *mass-shedding*, decaimento β inverso e a instabilidades picnonucleares, bem como a instabilidade axi-simétrica secular (ver Figura 1 de Boshkayev et al. (2013a) para detalhes). Observe ainda na Figura 4.2 que, para uma determinada fonte, o campo magnético previsto pode variar quase duas ordens de grandeza, dependendo dos parâmetros assumidos.

A Figura 4.3 apresenta a amplitude da OG em função da frequência para os SGRs/AXPs, onde os marcadores representam $M = 1,2 M_{\odot}$ e as barras verticais, que cruzam os marcadores, representam $1,0 M_{\odot} \leq M \leq 1,4 M_{\odot}$, de cima para baixo. Mostramos também nessa figura as curvas de sensibilidade para os detectores espaciais BBO e DECIGO (ver Yagi e Seto (2017) para detalhes sobre as curvas de sensibilidade). Vale ressaltar que para a representação das curvas de sensibilidade, utilizamos a amplitude mínima, h_{min} , que pode ser medida pelo detector, assumindo um sinal periódico, para uma dada relação sinal-ruído (SNR) e tempo de observação T_{obs} (ver, e.g., Maggiore (2008)). Desse modo, a Figura 4.3 apresenta as amplitudes da OG para as fontes (h_{df}) e as curvas de sensibilidade são definidas para $SNR = 8$ e $T_{obs} = 1$ ano. Observe que não exibimos aqui a curva de sensibilidade para os

Tabela 4.1 - Parâmetros para os SGRs/AXPs baseados em uma anã branca muito massiva de parâmetros fiduciais, $M = 1,4M_{\odot}$ e raio $R = 1,0 \times 10^8$ cm (BOSHKAYEV et al., 2013b). Adotamos no cálculo $\kappa = 10$.

SGRs/AXPs como ABs massivas de $M = 1,4M_{\odot}$					
SGRs/AXPs	$B \sin \alpha$ (10^{10} G)	ϵ (10^{-6})	L_{sd} (10^{37} erg/s)	L_{GWdf} (erg/s)	η_{df} (10^{-10})
CXOU J010043.1-721134	4,12	3,28	1,59	$5,48 \times 10^{27}$	3,43
4U 0142+61	1,41	0,382	0,135	$4,59 \times 10^{25}$	0,340
SGR 0418+5729	0,0640	0,000790	0,000234	$1,51 \times 10^{20}$	0,000645
SGR 0501+4516	1,96	0,745	1,36	$2,05 \times 10^{27}$	1,51
SGR 0526-66	5,87	6,66	3,19	$2,20 \times 10^{28}$	6,91
1E 1048.1-5937	4,05	3,16	3,66	$1,87 \times 10^{28}$	5,10
1E 1547.0-5408	3,34	2,15	235,0	$7,92 \times 10^{30}$	33,7
PSR J1622-4950	2,89	1,60	9,20	$5,30 \times 10^{28}$	5,75
SGR 1627-41	2,36	1,07	47,7	$5,11 \times 10^{29}$	10,7
CXOU J164710.2-455216	0,692	0,0924	0,0147	$8,10 \times 10^{23}$	0,0552
1RXS J170849.0-400910	4,92	4,67	0,641	$1,66 \times 10^{27}$	2,59
CXOU J171405.7-381031	5,25	5,33	50,1	$1,23 \times 10^{30}$	24,5
SGR J1745-2900	2,43	1,14	11,4	$6,18 \times 10^{28}$	5,41
SGR 1806-20	20,5	81,3	50,4	$4,84 \times 10^{30}$	96,0
XTE J1810-197	2,20	0,937	2,00	$4,11 \times 10^{27}$	2,05
Swift J1818.0-1607	3,72	2,67	1555,8	$1,50 \times 10^{32}$	96,7
Swift J1822.3-1606	0,141	0,00386	0,00153	$5,58 \times 10^{21}$	0,00365
SGR 1833-0832	1,73	0,576	0,354	$2,40 \times 10^{26}$	0,677
Swift J1834.9-0846	1,49	0,430	22,8	$1,07 \times 10^{29}$	4,70
1E 1841-045	7,37	10,5	1,09	$5,56 \times 10^{27}$	5,08
3XMM J185246.6+003317	0,427	0,0352	0,00397	$7,05 \times 10^{22}$	0,0177
SGR 1900+14	7,34	10,4	28,7	$7,43 \times 10^{29}$	25,9
SGR 1935+2154	2,29	1,01	18,3	$1,18 \times 10^{29}$	6,45
1E 2259+586	0,617	0,0735	0,0624	$6,34 \times 10^{24}$	0,102

Figura 4.2 - Amplitude da OG em função do campo magnético para os SGRs/AXPs como ABs magnetizadas de rápida rotação.

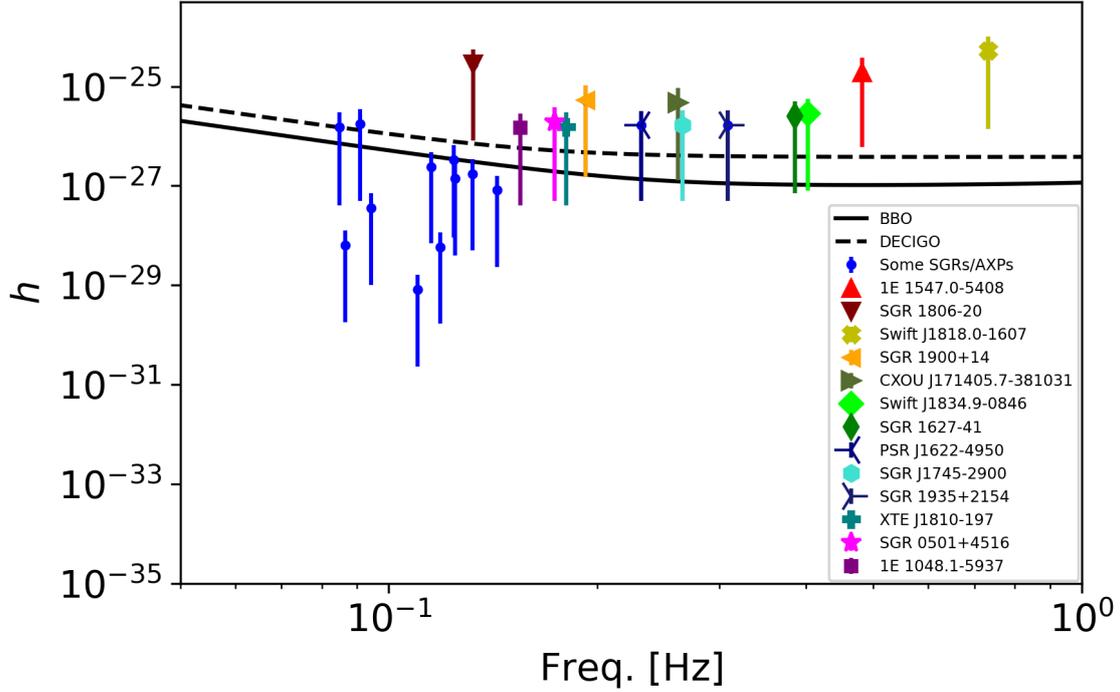


Fonte: Adaptada de Sousa et al. (2020b).

detectores LISA e TianQin, pois essas fontes estão muito abaixo da sensibilidade desses instrumentos.

Observamos a partir da Figura 4.3 que alguns SGRs/AXPs produzem OGs com amplitudes que podem ser detectadas pelo BBO e DECIGO. Por exemplo, 1E 1547.0-5408, SGR 1806-20 e Swift J1818.0-1607 podem ser detectados para toda a faixa de massa considerada. SGR 1900+14 e CXOU J171405.7-381031, por sua vez, são detectáveis para toda a faixa de massa apenas pelo BBO. Para que essas fontes sejam observadas pelo DECIGO, elas devem ter massa $M \lesssim 1,3 M_{\odot}$. As fontes Swift J1834.9-0846, SGR 1627-41, PSR J1622-4950, SGR J1745-2900 e SGR 1935+2154 podem ser observadas pelo BBO e DECIGO se tiverem massa $M \lesssim 1,3 M_{\odot}$ e $M \lesssim 1,2 M_{\odot}$, respectivamente. No entanto, se esses SGRs/AXPs tiverem $M \sim 1,4 M_{\odot}$, eles devem ser detectáveis apenas pelo BBO e com um tempo de integração de $T_{\text{obs}} = 5$ anos. XTE J1810-197, SGR 0501+4516 e 1E 1048.1-5937 também podem ser vistos pelo BBO e DECIGO se esses objetos tiverem $M \lesssim 1,3 M_{\odot}$ e $M \lesssim 1,2 M_{\odot}$, respectivamente, mas não serão observados se tiverem massa $M \sim 1,4 M_{\odot}$, mesmo considerando $T_{\text{obs}} = 5$ anos.

Figura 4.3 - Amplitude da OG em função da frequência para os SGRs/AXPs como ABs magnetizadas de rotação rápida com massas no intervalo $1,0M_{\odot} \leq M \leq 1,4M_{\odot}$ (ou $7,5 \times 10^8 \text{ cm} \geq R \geq 1,0 \times 10^8 \text{ cm}$), representado pelas barras verticais, de cima para baixo. Os marcadores representam $M = 1,2M_{\odot}$ ($R = 6,0 \times 10^8 \text{ cm}$). As curvas sólida e tracejada representam as curvas de sensibilidade para BBO e DECIGO, respectivamente, para $SNR = 8$ e tempo de integração $T_{\text{obs}} = 1$ ano.

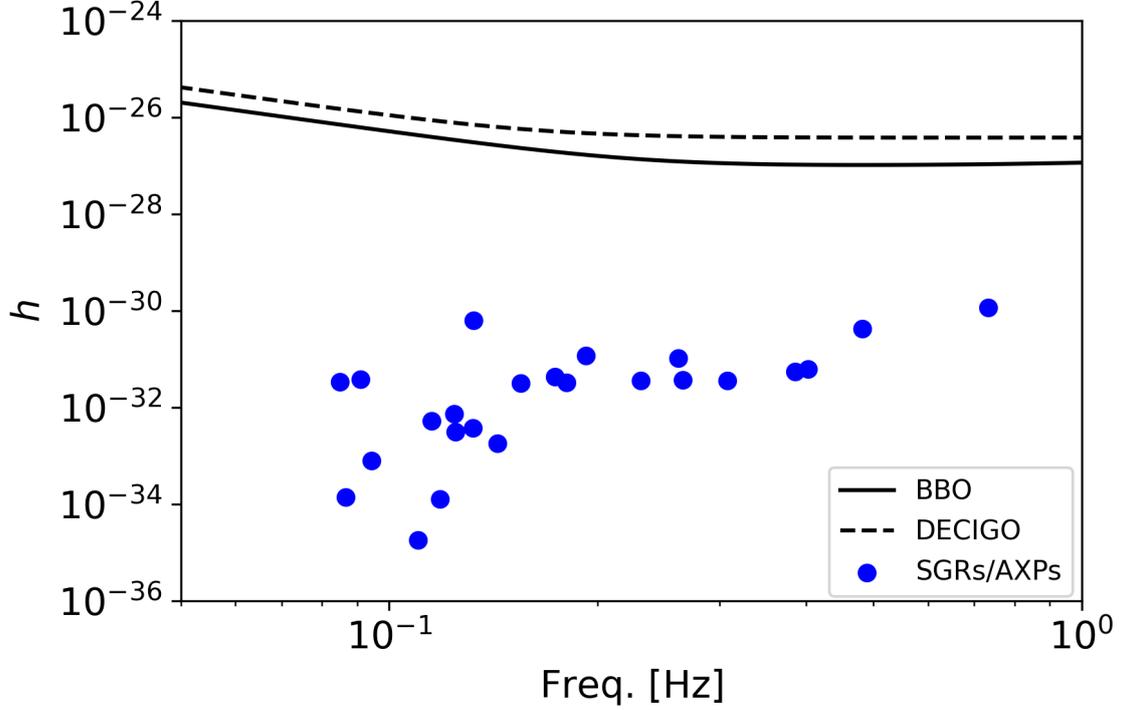


Fonte: Adaptada de Sousa et al. (2020b).

Portanto, SGRs/AXPs descritos como ABs, que possuem momentos de inércia quatro ordens de grandeza maiores que uma EN, gerariam amplitudes de OGs muito maiores do que os SGRs/AXPs descritos como ENs (magnetares; ver Figura 4.4). Consequentemente, se essas fontes forem ENs, as amplitudes de OGs geradas estarão muito abaixo das curvas de sensibilidade do BBO e DECIGO. Assim, se esses instrumentos espaciais observarem OGs contínuas oriundas dos SGRs/AXPs, isso corroboraria o modelo de pulsares de ABs. Isso apoiaria a descrição de SGRs e AXP (ou pelos menos de alguns deles) como pertencentes a uma classe de ABRMs, em perfeito acordo com observações astronômicas recentes de ABs altamente magnetizadas.

É interessante notar que a partir da Equação 4.21, temos que $h_{af} \propto \kappa$. Assim, se considerarmos um valor ainda mais moderado para κ , por exemplo, da ordem da

Figura 4.4 - Amplitude da OG em função da frequência para os SGRs/AXPs como ENs (magnetares). As curvas sólida e tracejada representam as curvas de sensibilidade para BBO e DECIGO, respectivamente, para $SNR = 8$ e tempo de integração $T_{\text{obs}} = 1$ ano. Consideramos uma EN de $M_{EN} = 1,4M_{\odot}$, raio $R_{EN} = 10$ km e elipticidade dada por $\epsilon = 10B^2R^4 \sin^2 \alpha / GM^2$ usada em De Araujo et al. (2017).



Fonte: Adaptada de Sousa et al. (2020b).

unidade, a amplitude da OG diminui uma ordem de grandeza e algumas fontes da Figura 4.3 ficarão abaixo das curvas de sensibilidade do BBO e DECIGO. XTE J1810-197, SGR 0501 4516 e 1E 1048.1-5937, por exemplo, não serão detectados com este valor κ , enquanto as fontes 1E 1547.0-5408, SGR 1806-20 e Swift J1818.0-1607 devem ter uma massa $M \lesssim 1,3 M_{\odot}$ para serem vistos pelos dois detectores espaciais. Quanto às outras fontes detectáveis na Fig. 4.3, elas não podem ser muito massivas ($\gtrsim 1,2 M_{\odot}$) para continuarem sendo observadas pelo BBO.

Na próxima seção, analisamos a emissão de OGs em ABs magnéticas que são observadas rotacionando rapidamente. Investigamos a radiação gravitacional a partir das deformidades causadas na estrutura da estrela em razão da acreção de matéria avaliando também os efeitos das deformações produzidas pelo campo magnético intenso.

4.3 Ondas Gravitacionais emitidas pelas Anãs Brancas rápidas e magnéticas

Esta seção investiga a radiação gravitacional emitida por ABs magnetizadas e de rápida rotação que têm uma deformação em sua forma produzida pela acreção de matéria. Assim, dentro desse mecanismo de geração de OGs, consideramos uma AB acretando matéria através dos polos magnéticos de modo que esses eixos não coincidem com o eixo de rotação da estrela. Nesse cenário, a AB recebe matéria por meio de uma coluna de acreção que pode ser proveniente de um disco de detritos remanescente formado na fusão de duas ABs (ver Capítulo 3 e Dan et al. (2014), García-Berro et al. (2012)) ou procedente de uma estrela secundária que transfere parte da sua massa através de um disco truncado pelas linhas de campo ou até mesmo sem formar disco (ver, e.g., Welsh et al. (1998), Warner (2003), Hellier (2001)). Desse modo, a AB acumula uma quantidade de matéria em seus polos magnéticos causando irregularidades na forma da estrela.

Esta configuração foi considerada por Choi e Yi (2000) para obter a contrapartida gravitacional de AE Aqr, onde os autores assumem que a energia de *spindown* da AB não está diretamente conectada à emissão eletromagnética observável, mas sim, está associada à radiação gravitacional produzida pela matéria acumulada que lentamente se espalha pela superfície da estrela. Ao fazer essa suposição, os autores obtêm um valor de limite superior para a amplitude da OG emitida e inferem a quantidade de matéria que deve ter acumulada para produzir essa amplitude.

Em Sousa et al. (2020a), consideramos esse mecanismo para analisar a contrapartida gravitacional de três sistemas binários: AE Aqr, AR Sco e RX J0648.0-4418, no qual examinamos diferentes quantidades de matéria acumulada nos polos magnéticos da estrela. Nesse trabalho, encontramos que os sistemas AE Aqr e RX J0648.0-4418 seriam observáveis pelos detectores espaciais BBO e DECIGO se esses sistemas tiverem uma quantidade de massa acumulada $\geq 10^{-5} M_{\odot}$ e supondo um $SNR = 8$ e tempo de integração $T_{\text{obs}} = 1$ ano. Já para AR Sco, obtivemos que este sistema dificilmente será detectado por esses instrumentos, visto que essa fonte precisa conter um amontoado de matéria com $\geq 10^{-3} M_{\odot}$ ($SNR = 8$ e $T_{\text{obs}} = 1$ ano), para que fique acima da curva de sensibilidade do detector BBO.

Agora, no estudo aqui apresentado, ampliamos a pesquisa descrita acima incluindo novas fontes de ABs rápidas e magnéticas, estabelecendo valores limites de massa e raio para a AB e analisando diferentes valores para a inclinação entre o campo magnético e o eixo de rotação. Além disso, a obtenção dos limites teóricos de massa

Tabela 4.2 - Seis ABs rápidas e magnéticas juntamente com seus principais parâmetros: Período (P), campo magnético (B), Temperatura (T) e distância até a fonte (r).

SISTEMAS	P (s)	B (G)	T (K)	r (pc)
AXP 4U 0142+61 ^{a,b}	8,69	$5,0 \times 10^7$ ^b	10^5	3780 ^a
RX J06480-4418 ^c	13,18	10^8	10^5	520,94 ^h
LAMOST J0240+1952 ^d	24,93	10^7	$\leq 2,5 \times 10^4$	592,98 ^h
CTCV J2056-3014 ^e	29,61	10^7	10^4	256,29 ^h
AE Aquarii ^f	33,08	$5,0 \times 10^7$	10^7	91,87 ^h
V1460 Herculis ^g	38,87	10^7	10^3	266,03 ^h

^a Olausen e Kaspi (2014); ^b Borges et al. (2020); ^c Israel et al. (1997), Mereghetti et al. (2009), Mereghetti et al. (2021), Mereghetti et al. (2011); ^d Pelisoli et al. (2022); ^e Lopes de Oliveira et al. (2020), Otoniel et al. (2021); ^f Terada et al. (2008), Kitaguchi et al. (2014); ^g Ashley et al. (2020), Kjurkchieva et al. (2017); ^h Gaia Collaboration et al. (2022)

foi feita de forma auto-consistente. Esses limites foram obtidos partir da construção de regiões de estabilidade para ABs que levam em consideração o limite de *mass-shedding* (limite inferior) e reações de fusão picnonuclear (limite superior) para diferentes composições do núcleo da estrela. Investigamos ainda a deformação na estrutura da estrela produzida pelo campo magnético e como esse efeito modifica a amplitude da OG em razão da acreção de matéria.

A Tabela 4.2 mostra as seis ABs rápidas e magnéticas que analisamos nessa seção juntamente com seus principais parâmetros. Essas fontes são cinco sistemas binários: LAMOST J0240+1952, CTCV J2056-3014, AE Aqr, V1460 Her, RX J06480-4418 (sendo a primária considerada uma AB); e um AXP: o AXP 4U 0142+61 para o qual supomos o modelo descrito por Borges et al. (2020) no qual esse objeto é uma AB remanescente massiva acretando de um disco de detritos proveniente da fusão de duas outras ABs e a intensidade do campo magnético está em um intervalo inferido a partir da variação da rotação em razão do acoplamento entre o campo magnético e o disco com o intuito de reproduzir o valor de *spindown* desse objeto (BORGES et al., 2020).

Ainda, com a finalidade de analisar o efeito do campo magnético na amplitude da OG emitida pelo mecanismo de acreção, estipulamos um valor de $B = 10^7$ G para as

ABs que não tem valores de campo magnéticos conhecidos ou não estimados, como por exemplo, a LAMOST J0240+1952 e V1460 Her. Este é um valor moderado de campo para as variáveis cataclísmicas magnéticas (ver e.g. Figura 30 de Ferrario et al. (2020)) e que também não é tão intenso para bloquear a AB em uma rotação síncrona com o período orbital através da interação magnética com a estrela secundária. Para o sistema CTCV J2056-3014, apesar de estimativas de campo magnético mostrarem que essa AB tenha possivelmente um valor de campo baixo ($\sim 10^4$ G; Lopes de Oliveira et al. (2020)), assumimos aqui também um campo magnético de $B = 10^7$ G, com o intuito de investigar a influência de um campo magnético intenso na emissão da radiação gravitacional desse sistema.

Abaixo descrevemos o mecanismo de acreção de matéria e deduzimos a amplitude da OG emitida neste processo. Além disso, encontramos uma expressão para amplitude que leva em conta o efeito da deformação magnética na emissão da OG.

4.3.1 Mecanismo de acreção de matéria: equações básicas

Consideramos um objeto rígido rotante, cujos eixos de simetria (x'_1, x'_2, x'_3) rotacionam com o objeto, e os momentos principais de inércia correspondentes são I_1, I_2 e I_3 , respectivamente. Este sólido gira com velocidade angular ω em relação ao eixo x_3 de um referencial inercial cujos eixos são (x_1, x_2, x_3) . Consideramos ainda que o eixo do dipolo magnético é dado pelo eixo x'_3 e que o eixo x'_3 forma um ângulo α com o eixo x_3 (ver Figura 4.5). Isto é, o ângulo de inclinação do eixo magnético relativamente ao eixo de rotação é dado por α . Assim, com esta configuração, fazendo $I_1 = I_2$ e sendo r a distância até a fonte emissora, a amplitude, h_{ac} , pode ser representada por (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983; MAGGIORE, 2008),

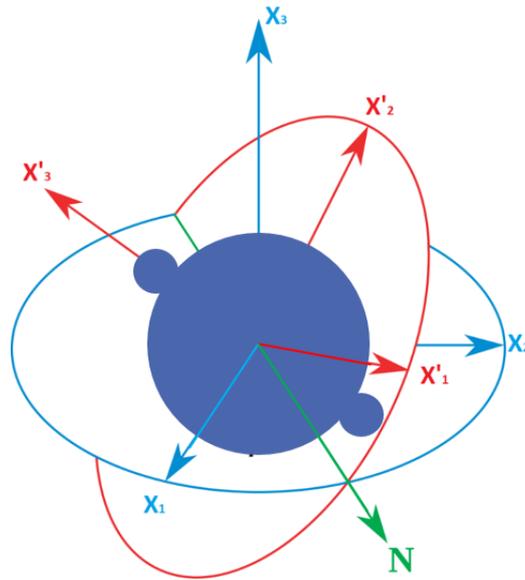
$$h_{ac} = \frac{4G}{c^4} \frac{(I_1 - I_3)\omega^2}{r} \sin^2 \alpha. \quad (4.23)$$

Vale a pena mencionar aqui que a equação da amplitude acima é deduzida considerando que o ângulo entre o eixo de rotação (x_3) com a linha de visada é nulo. Com essa suposição, maximizamos o valor da amplitude da OG quando levamos em conta apenas esse parâmetro (ver Maggiore (2008) para detalhes sobre essa dependência).

Agora, precisamos conhecer os momentos de inércia I_1 e I_3 em função da deformação criada pela acreção. Portanto, supomos que o objeto possui deformidades ou montanhas de matéria sobre o eixo x'_3 nas quais podemos assumir que essas deformidades

são pequenas esferas de massas. Desse modo, reduzimos esse sistema a uma esfera grande, representando a AB, com duas esferas menores correspondendo ao acúmulo de matéria: uma acima e outra abaixo da esfera maior (ver Figura 4.5).

Figura 4.5 - Esquema de um objeto rígido rotante com matéria amontoadá sobre o eixo x'_3 . Nesse esquema, a esfera maior equivale à estrela e as duas esferas menores representam amontoados de massa acretados pelos polos magnéticos.



Fonte: Sousa (2019).

Com esta configuração, podemos escrever os momentos I_1 e I_3 como (SOUSA et al., 2020a)

$$I_1 = \frac{2}{5}MR^2 + 2\delta m R^2, \quad (4.24)$$

$$I_3 = \frac{2}{5}MR^2 + 2\frac{2}{5}\delta m a^2, \quad (4.25)$$

onde δm e a é a massa e o raio do amontoadado de matéria acretada, respectivamente. Observando que o raio da estrela é muito maior que o raio do amontoadado de massa, $R \gg a$, escrevemos a diferença $I_1 - I_3$ como

$$I_1 - I_3 = 2\delta m R^2. \quad (4.26)$$

Substituindo essa última expressão na Equação 4.23, obtemos (SOUSA et al., 2020a)

$$h_{ac} = \frac{8G}{c^4} \frac{\delta m}{r} \frac{R^2 \omega^2}{r} \sin^2 \alpha, \quad (4.27)$$

Portanto, obtemos uma expressão para amplitude gravitacional que representa a situação de uma AB rotante e magnética que acumula matéria em seus polos magnéticos. Essa equação é função da massa acretada, do raio da estrela, da distância até a fonte e quão rápido a AB está girando.

Juntamente com as deformações na forma da AB devido à acreção de matéria, podemos deduzir também o efeito do campo magnético na forma esférica da estrela. Em outras palavras, podemos encontrar uma equação que expresse as irregularidades na estrutura da estrela em razão da acreção e do intenso campo magnético. Para essa tarefa, devemos assumir que a estrela, antes considerada uma esfera na suposição acima, se contrai ao longo do campo magnético tornando-se em uma forma esferoidal oblata. Assim, além das esferas pequenas que assumimos na configuração acima, devemos substituir a esfera maior por objeto oblato como representado na Figura 4.6.

Mesmo com essa nova configuração, a Equação 4.23 para amplitude da OG é ainda válida. Entretanto, os momentos principais de inércia do sistema têm novos valores. Assim, precisamos encontrar uma nova equação para a diferença entre os momentos de inércia ($I_1 - I_3$), que podemos reescrever como $I_1^* - I_3^*$ para representar a subtração dos momentos de inércia que leva em conta o efeito do campo magnético.

Considerando que R é o raio polar do esferoide oblato (semi-eixo x'_3) e $R_{\text{eq}} = R + b$ é o raio no equador da estrela (semi-eixos x'_1 e x'_2), podemos escrever os novos momentos de inércia I_1^* e I_3^* como

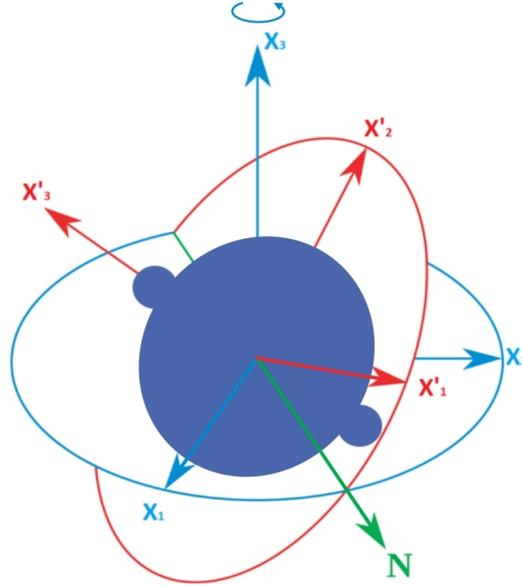
$$I_1^* = \frac{1}{5} M (R_{\text{eq}}^2 + R^2) + 2 \delta m R^2, \quad (4.28)$$

$$I_3^* = \frac{2}{5} M R_{\text{eq}}^2 + 2 \frac{2}{5} \delta m a^2 \approx \frac{2}{5} M R_{\text{eq}}^2, \quad (4.29)$$

onde no último termo da Equação 4.29, consideramos que $R_{\text{eq}} \gg a$.

Fazendo a diferença $I_1^* - I_3^*$, obtemos

Figura 4.6 - Esquema de um esferoide oblato rotante com matéria amontoadá sobre o eixo x'_3 e que rotaciona sobre o eixo x_3 . Nesse esquema, o esferoide equivale à estrela que é deformada em razão do intenso campo magnético e as duas esferas menores representam amontoados de massa acretados nos polos magnéticos.



Fonte: Adaptada de Sousa (2019).

$$\begin{aligned}
 I_1^* - I_3^* &= \frac{1}{5} M (R^2 - R_{\text{eq}}^2) + 2 \delta m R^2 \\
 &= \frac{1}{5} M [R^2 - (R + b)^2] + 2 \delta m R^2 \\
 &= -\frac{1}{5} M [2Rb + b^2] + 2 \delta m R^2.
 \end{aligned} \tag{4.30}$$

Visto que a deformação criada pelo intenso campo magnético é pequena comparada com o tamanho da estrela, consideramos $R_{\text{eq}} \gg b$ e reescrevemos a equação acima como

$$\begin{aligned}
 I_1^* - I_3^* &= 2 \delta m R^2 - \frac{2}{5} M R b, \\
 &= 2 \delta m R^2 - \frac{2}{5} M R^2 \frac{b}{R}.
 \end{aligned} \tag{4.31}$$

Agora, recordando que o momento de inércia para uma esfera de raio R é dado por $I = (2/5)MR^2$ e que a definição da excentricidade $\varepsilon = \sqrt{R_{\text{eq}}^2 - R^2}/R$ nos retorna $\varepsilon = b/R$, obtemos,

$$I_1^* - I_3^* = 2 \delta m R^2 - I \varepsilon. \quad (4.32)$$

Vale a pena observar que o primeiro termo do lado direito da Equação 4.32 indica a deformação produzida pelo mecanismo de acreção de matéria, enquanto que o segundo termo do lado direito dessa equação representa a deformabilidade em razão do intenso campo magnético. Além disso, nota-se o sinal de subtração entre esses dois termos sugerindo que os dois efeitos de produção de OGs, neste caso, agem no sentido de cancelar um ao outro. Isto é, a excentricidade criada pelo campo magnético não contribui com o processo de acreção para a produção de OGs com amplitudes maiores, mas sim enfraquece a amplitude da onda. Isso ocorre em razão das deformações produzidas pelos dois processos aparecerem em semi-eixos diferentes diminuindo as irregularidades na forma da estrela.

Então, substituindo a Equação 4.32 na Equação 4.23, decorre que

$$h_{\text{ac;mg}} = \frac{4G}{c^4} \frac{|2 \delta m R^2 - I \varepsilon| \omega^2}{r} \sin^2 \alpha, \quad (4.33)$$

onde o sinal do módulo aparece em razão de $h_{\text{ac;mg}}$ ser definido como o *strain* da amplitude, ou seja, o máximo valor da amplitude em uma oscilação. Ainda, a excentricidade causada pelo campo magnético pode ser agora escrita como

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{mag}} = \kappa \frac{B^2 R^4}{GM^2}. \quad (4.34)$$

Obtemos, assim, uma equação que representa a emissão de OGs para o processo de acreção de matéria juntamente com o mecanismo de deformação magnética que dependem do amontoado de massa nos polos magnéticos da AB e também da excentricidade causada pelo campo magnético. Nota-se ainda que essa expressão é função da massa da AB, e conseqüentemente do raio. No entanto, algumas ABs rápidas e magnéticas não possuem esses parâmetros bem conhecidos. Desse modo, pretendemos investigar e inferir numericamente os limites de massa e raio para essas fontes.

Na próxima seção, com a finalidade de compreender os cálculos envolvidos na obtenção dos limites de massa/raio, abordamos o formalismo de rotação estelar de Hartle (HARTLE, 1967; HARTLE; THORNE, 1968) para uma AB girando uniformemente, juntamente com uma equação de estado que leva em conta as interações elétron-íon, elétron-elétron e íon-íon (CHABRIER; POTEKHIN, 1998; POTEKHIN; CHABRIER, 2000).

4.3.2 Limites de estabilidade de anãs brancas rápidas

Nesta seção, apresentamos a abordagem teórica e a metodologia usada para determinar a estrutura de ABs de rotação rápida e estabelecer restrições na massa e no raio dessas estrelas a partir da frequência angular Kepleriana e da estabilidade microscópica da matéria. Isto é, estipulamos um limite inferior de massa com base no derramamento de massa (*mass shedding*) causado pela rotação na frequência de Kepler e um limite superior de massa a partir de reações de fusão picnonuclear entre núcleos de carbono no interior da AB.

Para modelar a estrutura da estrela, usamos a EoS de Chabrier & Potekhin (CHABRIER; POTEKHIN, 1998; POTEKHIN; CHABRIER, 2000), uma EoS que considera a energia livre de um gás ideal de elétrons relativísticos com uma degenerescência arbitrária e que leva em conta as contribuições das interações elétron-íon, elétron-elétron e íon-íon. A EoS é então calculada a partir da energia livre de Helmholtz que pode ser descrita como a soma de 5 termos

$$F = F_{id}^{(i)} + F_{id}^{(e)} + F_{ee} + F_{ii} + F_{ie}, \quad (4.35)$$

onde $F_{id}^{(i)}$ representa a energia livre de um gás de íons clássicos não relativísticos,

$$F_{id}^{(i)} = N_i k_B T \left[\ln(n_i \lambda_i^3 / g_i) - 1 \right], \quad (4.36)$$

de forma que n_i é a densidade numérica total dos íons, $N_i = n_i V$, k_B é a constante de Boltzmann, T a temperatura, g_i a multiplicidade do spin, $\lambda_i = (2\pi\hbar^2/m_i k_B T)^{1/2}$ é o comprimento de onda térmico de de Broglie e m_i a massa do íon.

O termo $F_{id}^{(e)}$ corresponde à energia livre dos elétrons que é descrito como

$$F_{id}^{(e)} = \mu_e N_e - P_{id}^e V, \quad (4.37)$$

onde μ_e é o potencial químico do elétron, P_{id}^e é a pressão do gás e N_e é número de elétrons em um volume V . Os três últimos termos do lado direito da Equação 4.35 são o excesso de energia livre decorrente das interações elétron-elétron F_{ee} , íon-íon F_{ii} e elétron-íon F_{ie} definidos como (ver Chabrier e Potekhin (1998), Potekhin e Chabrier (2000))

$$F_{ee} \equiv f_{ee} N_e k_B T \quad (4.38)$$

$$F_{ii} \equiv f_{ii} N_i k_B T \quad (4.39)$$

$$F_{ie} \equiv f_{ie} N_i k_B T. \quad (4.40)$$

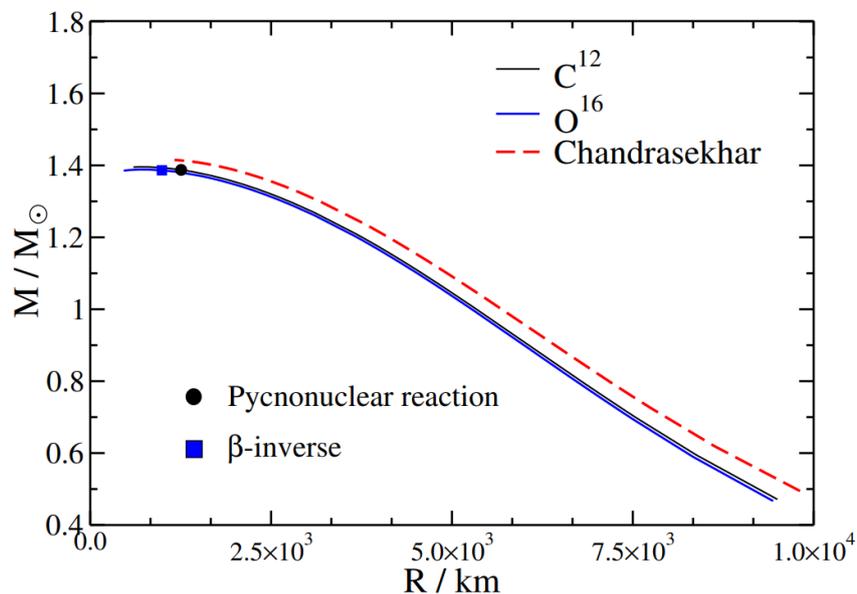
Calculamos a EoS para um sistema de íons imerso em um gás de elétrons degenerados para uma dada temperatura T dos sistemas apresentados na Tabela 4.2. Vale a pena mencionar que devido à dependência com a temperatura e as interações eletrônicas, a EoS de Chabrier & Potekhin nos permite obter diferentes massas mínimas de acordo com a composição e temperatura da AB, o que não acontece, por exemplo, se supomos a EoS de Chandrasekhar. A Figura 4.7 apresenta a massa como função do raio considerando a EoS de Chandrasekhar e a EoS de Chabrier & Potekhin para uma AB de carbono e de oxigênio. Vemos que essas duas curvas (C e O) não são iguais, embora a diferença entre as curvas seja bastante pequena, o que mostra a precisão da EoS de Chabrier & Potekhin.

Agora, para determinar os valores de massa mínima para os sistemas, precisamos deduzir uma expressão para a frequência de rotação de Kepler, Ω_K , de uma AB rotacionando uniformemente dentro de uma abordagem relativística. Para isso, na próxima seção, apresentamos os detalhes do Formalismo de Hartle para a rotação.

4.3.2.1 Formalismo de Hartle para a rotação estelar

A estrutura da AB é regida pelo equilíbrio hidrostático, onde ela se mantém a partir do equilíbrio de forças produzido pela pressão gravitacional que tenta colapsar a estrela e a pressão do gás de elétrons degenerados e relativísticos que empurra a matéria na direção contrária. Recentemente, tem-se observado que as contribuições da TRG são importantes e devem ser levadas em consideração ao modelar a estrutura e ao analisar os limites de estabilidade das ABs (ver, e.g., Boshkayev et al. (2013b),

Figura 4.7 - Relação massa-raio de ABs calculadas a partir da EoS de Chabrier & Potekhin para carbono (C) e oxigênio (O) e a partir da EoS de Chandrasekhar.



Fonte: Otoniel et al. (2021).

Otoniel et al. (2019)). Assim, para incluir os efeitos relativísticos, as equações de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV; ver, e.g., Weber (2017)) têm sido usadas para o cálculo das propriedades das ABs não rotativas.

Entretanto, para o caso de ABs em rotação, as equações de estrutura são consideravelmente mais complicadas do que as de estrelas compactas não rotativas. Essa dificuldade tem origem em pelo menos três causas que são responsáveis por modificarem as propriedades da estrela: (1) deformação rotacional, ou seja, um achatamento no polo acompanhado de um alongamento radial na direção equatorial, o que causa uma dependência adicional da métrica da estrela na coordenada polar, o que não ocorre para estrelas não rotativas que têm uma mera dependência na coordenada radial; (2) estabilização da estrela contra o colapso gravitacional, isto é, a rotação possibilita que a AB possa ser mais massiva que uma AB que não gira, fazendo com que a geometria do espaço-tempo se altere e que o elemento de linha da estrela rotante dependa da frequência de rotação da estrela, Ω ; (3) o efeito relativístico do arrasto de referenciais inerciais locais na direção da rotação da estrela que resulta no aparecimento de um termo adicional e não diagonal no tensor métrico (HARTLE; THORNE, 1968; FRIEDMAN et al., 1986).

Portanto, com o intuito de abranger os efeitos rotacionais, as equações de campo de Einstein precisam ser resolvidas para uma métrica que leve em conta a deformação rotacional, o aumento de massa e o arraste de referenciais inerciais locais. Tal métrica pode ser descrita como (ver, e.g., [Hartle \(1967\)](#), [Hartle e Thorne \(1968\)](#), [Weber \(2017\)](#))

$$ds^2 = -e^{2\nu} dt^2 + e^{2\psi} (d\phi - \omega dt)^2 + e^{2\mu} d\theta^2 + e^{2\lambda} dr^2, \quad (4.41)$$

onde ν , ψ , μ e λ são funções métricas que dependem das coordenadas polar (θ) e radial (r) e implicitamente da velocidade angular de rotação Ω . A quantidade ω representa a velocidade angular do referencial inercial local que é arrastado ao longo da direção de rotação da estrela. Esse parâmetro também é uma função das coordenadas polar e radial, assim como é uma função implícita de Ω (ver [Friedman et al. \(1986\)](#), [Weber \(2017\)](#) para mais detalhes).

Resolver as Equações de Einstein para a métrica acima pode ser uma tarefa bem difícil. Entretanto, uma aproximação muito elegante que nos permite simplificar essas equações foi apresentada por Hartle em 1967 ([HARTLE, 1967](#); [HARTLE; THORNE, 1968](#)). A ideia básica do formalismo de Hartle é o desenvolvimento de uma solução de perturbação com base na métrica de uma estrela estática e esfericamente simétrica, mas que leva em conta as características básicas de estrelas relativísticas em rotação, ou seja, deformação rotacional, arrasto de estrutura e aumento de massa. Devido à influência da rotação, perturbações na pressão, na densidade de energia e na densidade numérica de bárions são consideradas nesse formalismo e, assim, a métrica do fluido deformado pela perturbações tem a seguinte forma

$$ds^2 = -e^{2\nu} dt^2 + e^{2\psi} (d\phi - \omega dt)^2 + e^{2\mu} d\theta^2 + e^{2\lambda} dr^2 + O(\Omega^3), \quad (4.42)$$

Este elemento de linha tem a mesma estrutura matemática da métrica apresentada na Equação 4.41. No entanto, dentro da abordagem de Hartle para as perturbações, as funções métricas ν , ψ , μ e λ sofrem uma expansão até a segunda ordem na velocidade angular Ω e o termo de arrasto de referenciais, ω , é expandido até a primeira ordem, o que possibilita um tratamento mais simples na resolução das Equações de Einstein (ver e.g. [Weber e Glendenning \(1992\)](#), [Weber \(2017\)](#) para mais detalhes do elemento de linha modificado e para as equações das funções métricas). É importante mencionar que o tratamento perturbativo de Hartle para os objetos compactos leva

a resultados que concordam com aqueles obtidos por um tratamento numericamente exato das equações de campo de Einstein (WEBER; GLENDENNING, 1992).

A descrição das ABs, então, foi realizada numericamente a partir do formalismo de Hartle onde a deformação rotacional da estrela é descrita pelo ângulo polar, e os objetos compactos são simétricos em torno do eixo de rotação. A velocidade angular de rotação Ω tem valores no intervalo de $0 \leq \Omega \leq \Omega_K$, onde $\Omega_K (= 2\pi/P_K)$ representa a frequência de Kepler que estabelece um limite para uma rotação estável, ou seja, Ω_K é a velocidade angular máxima que uma estrela pode ter antes que a perda de massa no equador se inicie. Acima desse valor, a força centrípeta é maior que força da gravidade e o derramamento de massa (*mass shedding*) acontece encerrando a estabilidade da estrela.

Desse modo, se considerarmos que uma AB está girando com uma velocidade angular dada pela frequência de Kepler, podemos inferir a massa mínima para esse objeto, visto que para um valor de massa menor do que o inferido, a estrela não é mais estável em razão do derramamento de massa. Para isso, devemos calcular a frequência de Kepler de forma auto-consistente utilizando as equações de Einstein para as funções métricas. Assim, dentro dessa abordagem, Ω_K pode ser descrita como

$$\Omega_K = \omega + \frac{\omega'}{2\psi'} + e^{\nu-\psi} \sqrt{\frac{\nu'}{\psi'} + \left(\frac{\omega'}{2\psi'} e^{\psi-\nu}\right)^2}, \quad (4.43)$$

onde as linhas (') indicam as derivadas parciais das funções métricas em relação à coordenada radial (WEBER; GLENDENNING, 1992; GLENDENNING; WEBER, 1994). Portanto, a Equação 4.43 nos possibilita estabelecer um valor mínimo para massa da AB quando consideramos que essa rotaciona com velocidades angulares próximas à frequência de Kepler. Dessa forma, se assumimos que os períodos de rotação medidos para as ABs consideradas aqui são os períodos de Kepler das respectivas ABs, podemos calcular os valores de massa mínima de cada estrela dada uma temperatura e uma composição.

4.3.2.2 Reações de fusão picnonuclear

Para que as reações de fusão nuclear ocorram, uma forte força nuclear entre os núcleos atômicos deve existir e esta força deve ser intensa o bastante para neutralizar a repulsão eletrostática que é criada por esses núcleos quando eles se aproximam o suficiente. Para o caso de estrelas da sequência principal, as reações de fusão

nuclear são de natureza térmica, ou seja, quando o gás de plasma no interior dessas estrelas se torna quente e denso o suficiente, núcleos atômicos colidem com altas velocidades fazendo com que eles fiquem próximos o bastante para que a fusão ocorra. Para o caso de estrelas compactas, como ABs e ENs, as reações de fusão, conhecidas como picnonucleares, ocorrem devido às altas densidades desses objetos, isto é, essas reações são significativamente sensíveis à densidade, porém são quase independentes da temperatura (GASQUES et al., 2005). Nessas altas densidades, a probabilidade dos núcleos sofrerem o processo de tunelamento torna-se considerável, e assim, é provável que as reações de fusão ocorram com uma frequência suficiente para começar a afetar a estabilidade da estrela.

Portanto, as reações picnonucleares são reações de fusão nuclear entre núcleos atômicos pesados que ocorrem em regiões de alta densidade e são esquematicamente expressas como ${}^Z_A X + {}^Z_A X \rightarrow {}^{2Z}_{2A} Y$. Exemplos desse tipo de reações são as fusões de carbono com carbono (${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$) e oxigênio com oxigênio (${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O}$).

É bem conhecido que as reações de fusão picnonuclear tornam as ABs instáveis. No entanto, as taxas de fusão nuclear nas quais essas reações ocorrem são altamente incertas em razão de alguns parâmetros não serem bem determinados (ver, e.g., Gasques et al. (2005), Yakovlev et al. (2006)). Contudo, a ocorrência dessas reações já foi teoricamente analisada para um intervalo de densidade considerável que inclui valores de densidades que são encontradas no interior de ABs (CHAMEL et al., 2013; CHATTERJEE et al., 2017). Gasques et al. (2005), por exemplo, desenvolveram um conjunto de equações analíticas para calcular as taxas de reações picnonucleares entre núcleos atômicos idênticos e o aplicaram à fusão de carbono no interior de ABs. Os autores encontraram que a queima de carbono se torna realmente importante para uma temperatura $T \sim (4-15) \times 10^8$ K assumindo uma densidade $\rho \lesssim 3 \times 10^9$ g cm⁻³, e para $\rho \sim (3-50) \times 10^9$ g cm⁻³ considerando $T \lesssim 10^8$ K.

Vários estudos têm sido feitos com a finalidade de analisar a estabilidade da matéria nos núcleos de ABs a partir das reações de fusão picnonuclear e das reações de captura de elétrons (ver, e.g., Boshkayev et al. (2013b), Otoniel et al. (2019), Nunes et al. (2021)). Em um trabalho recente, Otoniel et al. (2021) investigaram a estabilidade da AB de rápida rotação do sistema CTCV J2056-3014, onde eles determinaram limites de densidade de massa para os quais as reações de fusão picnonuclear se iniciam, inferindo, assim, um valor máximo para a massa dessa AB. Os autores ainda estudaram o impacto da rotação rápida na estrutura e estabilidade da AB para calcular um valor mínimo de massa para este remanescente. O proce-

dimento realizado nesta tese para encontrar os limites de massa das ABs segue a metodologia apresentada neste estudo de [Otoniel et al. \(2021\)](#).

Portanto, para a obtenção do limite superior de massa, assumimos que a AB tem uma composição química uniforme em toda a estrela e analisamos a estabilidade da matéria da AB para reações de fusão picnonuclear usando modelos teóricos atualizados (ver [Gasques et al. \(2005\)](#), [Golf et al. \(2009\)](#)). Na próxima seção, apresentamos e discutimos os resultados obtidos para os limites de massa a partir do procedimento aqui abordado.

4.3.3 Resultados e discussão

Com a abordagem apresentada anteriormente para os limites de massa-raio, calculamos numericamente a massa mínima (correspondendo ao raio máximo) e a massa máxima (equivalente ao o raio mínimo) a partir das condições de estabilidades da AB. Para isso, utilizamos a abordagem numérica desenvolvida em [Otoniel et al. \(2021\)](#) que modela uma AB rotacionando uniformemente dentro do formalismo de Hartle para a rotação estelar, considerando uma EoS que leva em conta não apenas a contribuição de um gás de Fermi, mas também as contribuições das interações elétron-íon, elétron-elétron e íon-íon e explora as instabilidades em razão dos efeitos da rotação rápida e da estabilidade microscópica na estrutura das ABs.

A Tabela 4.3 apresenta os limites de massa-raio encontrados para cada AB dos sistemas apresentados na Tabela 4.2. As massas mínimas são obtidas supondo que o período de rotação desses objetos deve estar próximo ao limite de *mass-shedding*, ao passo que as massas máximas são calculadas a partir da ocorrência de reações picnonucleares. A composição da AB adotada em cada simulação também é apresentada nessa tabela. Vale a pena mencionar que a composição de ABs não é bem estabelecida, ou seja, não se conhece exatamente a estrutura interna desses objetos. Desse modo, simulamos ABs canônicas rotantes compostas puramente de C, exceto para aquelas que apresentam algum indício de composição química diferente ou já foram modeladas como uma AB composta de mais de um elemento químico. Por exemplo, modelamos o sistema RX J06480-4418 como uma AB formada de C e O e também como uma mistura de O e Ne ([MEREGHETTI et al., 2021](#); [MEREGHETTI et al., 2011](#)). Nesse caso, assim como o caso do AXP 4U 0142+61, modelamos o sistema duas vezes para abranger duas composições. Fizemos isso com o objetivo de investigar se os limites de massa-raio podem variar significativamente com esse parâmetro.

Tabela 4.3 - Massa mínima (raio máximo) e massa máxima (raio mínimo) de algumas ABs rápidas e magnéticas inferidas a partir das condições de estabilidade para a AB. A massa mínima é obtida supondo que o período de rotação desses objetos devem estar próximos ao limite de *mass-shedding*, enquanto que a massa máxima é calculada a partir da ocorrência de reações piconucleares. A composição da AB em cada caso também é mostrada.

SISTEMAS	M_{\min} (M_{\odot})	R_{\max} (10^8 cm)	M_{\max} (M_{\odot})	R_{\min} (10^8 cm)	Composição
LAMOST J0240+1952	0,653	10,067	1,380	1,307	C
CTCV J2056-3014	0,554	10,867	1,380	1,309	C
AE Aquarii	0,545	11,214	1,380	1,307	C ^a
V1460 Herculis	0,433	11,775	1,379	1,318	C
AXP 4U 0142+61	1,136	6,325	1,380	1,312	C
AXP 4U 0142+61	1,132	6,310	1,377	1,312	C 50%/O 50% ^b
RX J06480-4418	0,938	7,703	1,376	1,311	C 50%/O 50% ^c
RX J06480-4418	0,932	7,686	1,369	1,308	O 50%/Ne 50% ^c

^a Kitaguchi et al. (2014); ^b Borges et al. (2020); ^c Mereghetti et al. (2021), Mereghetti et al. (2011)

Portanto, verifica-se na Tabela 4.3 que as massas mínima e máxima, assim como os raios máximo e mínimo, de AXP 4U 0142+61 e RX J06480-4418 modificam muito pouco para as duas diferentes composições da AB. Esses valores apresentam uma diferença apenas na segunda ou terceira casa decimal. Assim, quando consideramos o cálculo da amplitude da OG, essa diferença na massa e raio não é relevante mostrando que o valor da amplitude é praticamente o mesmo para os dois casos. Desse modo, escolhemos apenas um dos valores para estas fontes na análise da radiação gravitacional. Seleccionamos então AXP 4U 0142+61 com composição de C e RX J06480-4418 com composição de C(50%)/O(50%).

Agora, podemos prosseguir com a estimativa da emissão da OG considerando os parâmetros dos sistemas apresentados nas Tabelas 4.2 e 4.3. Usamos a Equação 4.33 para calcular a amplitude da OG a partir dos efeitos da acreção e do intenso magnético na estrutura da estrela. Essa equação mostra que a amplitude gravitacional depende da quantidade de massa acumulada; no entanto, não é fácil prever a quantidade de matéria que pode ter sido acretada pela AB e quanto desta foi dispersada em sua superfície. Desse modo, atribuímos aqui quatro valores para o amontoado de matéria depositado nos polos magnéticos: $\delta m = (10^{-3} M_{\odot}, 10^{-4} M_{\odot}, 10^{-5} M_{\odot},$

$10^{-6} M_{\odot}$). Além disso, consideramos um intervalo para o ângulo de inclinação α que vai de 10° a 90° .

Contudo, antes de avaliar os valores da amplitude da OG, precisamos compreender o efeito da deformação criada pelo campo magnético na amplitude gerada pela montanha de matéria devido à acreção. Vimos na Seção 4.3.1 que a irregularidade formada pelo campo magnético age diminuindo o valor da amplitude da onda produzida pela acreção (ver Equações 4.32 e 4.33). Portanto, notamos que se o termo $I\varepsilon$ for suficiente grande ou o termo $2\delta m R^2$ for suficiente pequeno ao ponto que esses dois sejam iguais, o sistema não emite OGs, pois a amplitude da onda se anula nesse ponto. Isso ocorre em virtude das deformações criadas pelos processos se tornarem similares.

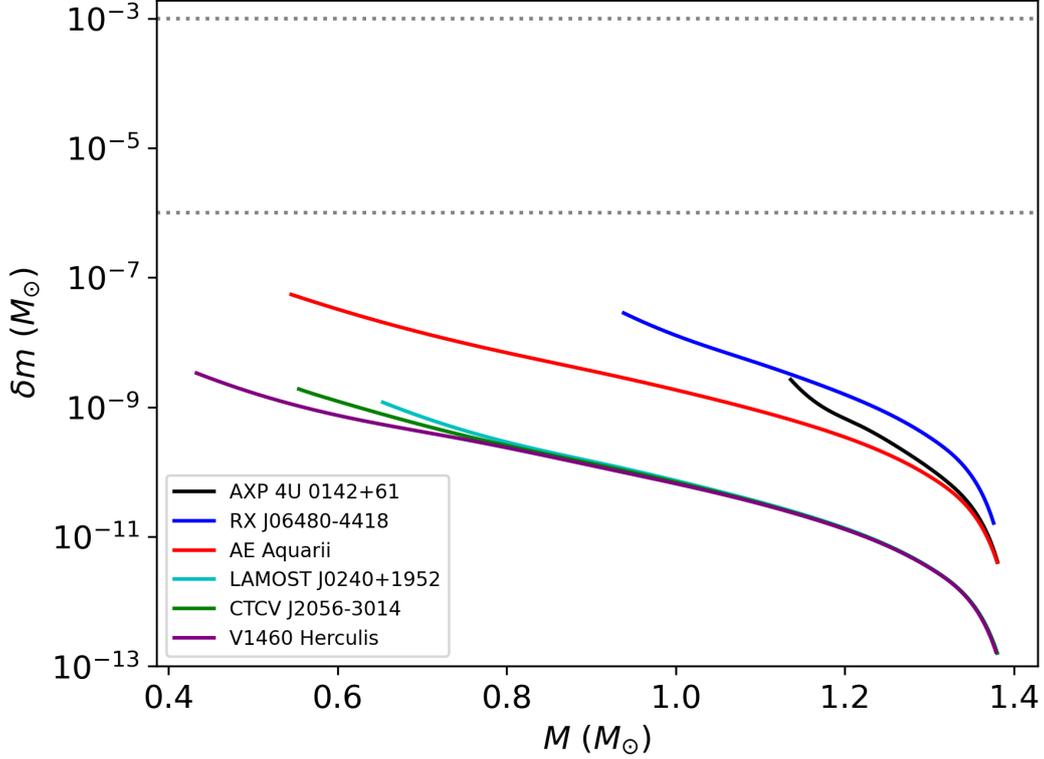
Assim, uma questão que imediatamente se coloca é: quais são os valores dos parâmetros para que esses termos se anulem? Uma equação pode ser encontrada a partir da Equação 4.32 para representar a dependência de δm em relação a B , M e R que satisfaz esse critério, ou seja,

$$\begin{aligned} 2\delta m R^2 - I\varepsilon &= 0 \\ \delta m &= \frac{I\varepsilon}{2R^2} \\ \delta m &= \frac{1}{5}\kappa \frac{B^2 R^4}{GM}. \end{aligned} \tag{4.44}$$

Escolhendo então um valor de $\kappa = 10$ e fixando o valor de B , a equação para δm fica apenas em função da massa (visto que o raio segue a relação massa-raio). Desse modo, podemos calcular o valor de δm para qual $h_{ac;mg} = 0$ usando o intervalo de massa estabelecido pelas M_{\min} e M_{\max} de cada fonte. O resultado dessa análise é apresentada na Figura 4.8 onde as linhas pontilhadas formam o intervalo de δm que contém os quatro valores de δm que consideramos acima.

Verifica-se dessa figura que todos os sistemas analisados ficam abaixo do intervalo de $10^{-6} M_{\odot} \leq \delta m \leq 10^{-3} M_{\odot}$ e, assim, a amplitude da OG não zera em nenhum valor da faixa de massa dessas ABs quando levamos em conta esses valores de δm . Portanto, o efeito da acreção na forma da AB, e conseqüentemente na amplitude gravitacional, é dominante quando comparado aos efeitos magnéticos na estrutura da estrela. Para que $h_{ac;mg} = 0$ em algum ponto de sua faixa de massa, essas ABs devem possuir $\delta m \lesssim 10^{-7} M_{\odot}$ para RX J06480-4418 e AE Aqr, e $\delta m \lesssim 10^{-9} M_{\odot}$ para LAMOST J0240+1952, CTCV J2056-3014, V1460 Her e 4U 0142+61. Desse modo,

Figura 4.8 - Relação entre δm e M , dada pela Equação 4.44, para qual $h_{ac;mg} = 0$, isto é, quando o efeito de deformação criada pela acreção e campo magnético se igualam. O intervalo de massa apresentado pelas curvas sólidas são estabelecidos pela M_{min} e M_{max} de cada sistema. As linhas pontilhadas formam um intervalo de δm que contém os quatro valores de δm estipulados.



percebemos que a amplitude da OG dessas fontes não são afetadas significativamente pela deformação produzida pelo campo magnético. O mecanismo de acreção é processo de emissão de OGs dominante nestes sistemas.

Contudo, vale a pena mencionar que o sistema 4U 0142+61 pode possuir valores de campo magnético maiores do que os inferidos em [Borges et al. \(2020\)](#). Se considerarmos os campos magnéticos derivados diretamente da tradicional expressão de dipolo magnético desalinhado (ver Equação 2.3), a intensidade para essa AB pode variar de $10^8 \text{G} \lesssim B \lesssim 10^{10} \text{G}$ (ver e.g., [Rueda et al. \(2013\)](#), [Coelho e Malheiro \(2014\)](#), [Sousa et al. \(2020b\)](#)). Assumindo, por exemplo, um valor de $B = 5,0 \times 10^9 \text{G}$, notamos que para essa intensidade de campo magnético, existem alguns valores de δm para os quais a amplitude se anula e não temos emissão gravitacional. Nesse ponto, os efeitos em razão da acreção e campo magnético se igualam. Se isso acontece, observamos

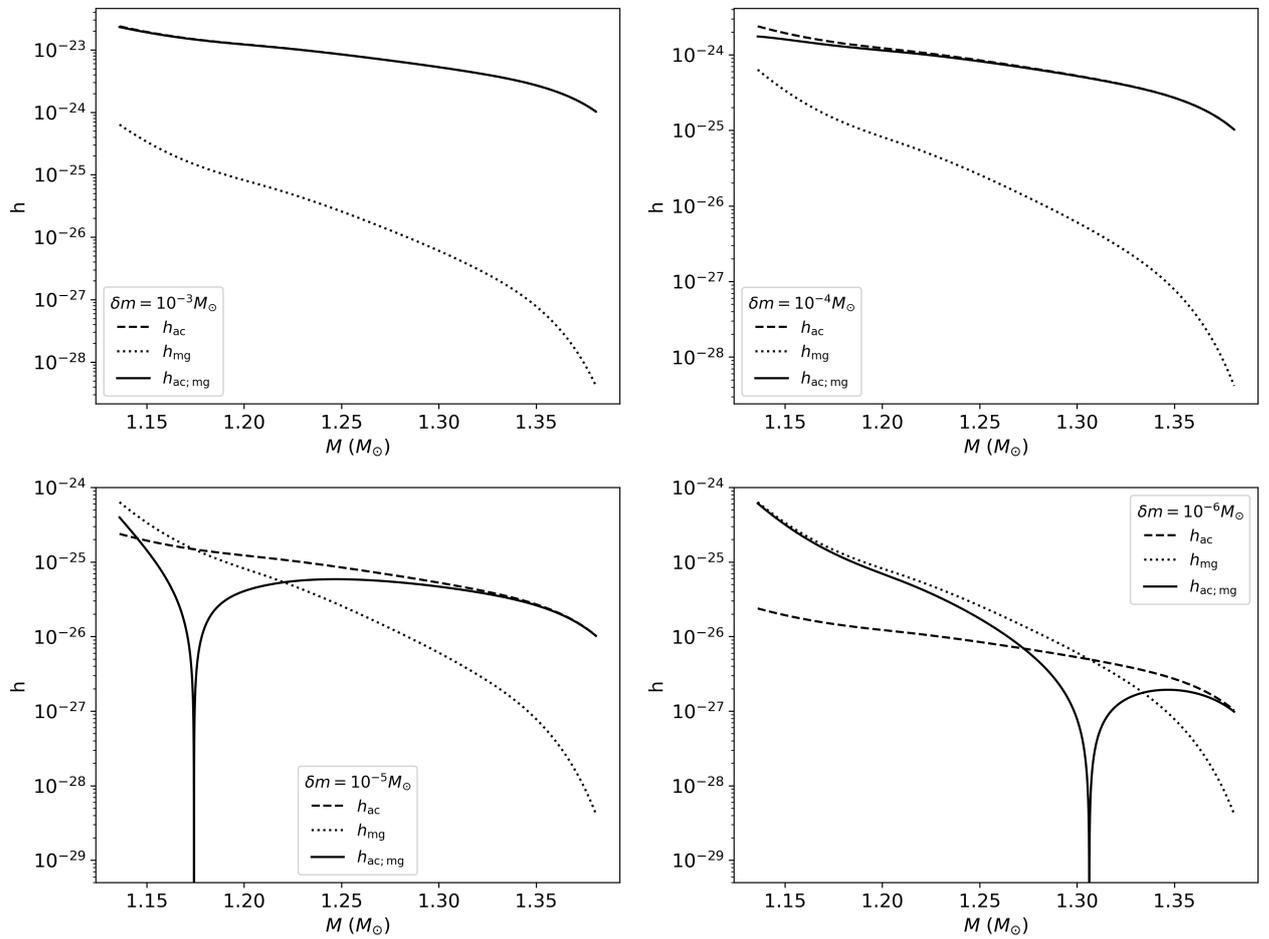
que deve existir a partir desse ponto uma região onde o mecanismo de acreção é dominante e outra região dominada pelo mecanismo de deformação magnética.

Para investigar esse ponto, podemos analisar o comportamento da amplitude da OG em função da faixa de massa estabelecida pelas M_{\min} e M_{\max} de 4U 0142+61. Para isso, fixamos um valor para δm e para o ângulo de inclinação $\alpha = 90^\circ$, e computamos a amplitude da OG variando os valores de massa. A Figura 4.9 mostra a curva para essa amplitude ($h_{\text{ac;mg}}$) em função da massa M , juntamente com as amplitudes gravitacionais produzidas devido à acreção (h_{ac}) e o campo magnético [$h_{\text{mg}} = (4GI\varepsilon\omega^2 \sin^2 \alpha)/(c^4 r)$] separadamente. A escolha do ângulo α não interfere no comportamento das curvas da amplitude; ele apenas move as curvas para cima ou para baixo ao longo do eixo da amplitude.

A Figura 4.9 apresenta quatro painéis onde em cada um dos painéis fixamos um valor de δm ($10^{-3} M_\odot$, $10^{-4} M_\odot$, $10^{-5} M_\odot$, $10^{-6} M_\odot$). No painel para $\delta m = 10^{-3} M_\odot$ e $\delta m = 10^{-4} M_\odot$, notamos que o mecanismo de acreção domina em todo o intervalo de massa estabelecido para o AXP 4U 0142+61, $h_{\text{ac;mg}} \approx h_{\text{ac}}$, e assim, a amplitude gravitacional não se anula quando supomos esses valores de δm . No terceiro painel ($\delta m = 10^{-5} M_\odot$), o processo de acreção para a emissão de OGs ainda domina sobre o mecanismo de deformação magnética, com exceção apenas de um pequeno intervalo de massa antes de $M \approx 1,174 M_\odot$ onde neste valor, as curvas h_{ac} e h_{mg} se cruzam indicando que esses valores de amplitudes são iguais e que a amplitude da OG $h_{\text{ac;mg}} = 0$. Assim, para esta pequena região onde $M < 1,174 M_\odot$, a emissão de OGs devido à deformação magnética domina, ou seja, $h_{\text{mg}} > h_{\text{ac}}$. Por fim, para o painel de $\delta m = 10^{-6} M_\odot$, verificamos que há duas regiões divididas pelo valor de $M = 1,306 M_\odot$, onde $h_{\text{ac;mg}} = 0$. Quando $M < 1,306 M_\odot$, a amplitude da OG é governada pelo mecanismo de deformação magnética, isto é, $h_{\text{ac}} < h_{\text{mg}}$. Por outro lado, quando $M > 1,306 M_\odot$, $h_{\text{ac}} > h_{\text{mg}}$ e $h_{\text{ac;mg}}$ é dominada pelo método da acreção de matéria.

Portanto, verificamos que o efeito produzido na forma de 4U 0142+61 pelo intenso campo magnético se torna importante para o cálculo da amplitude gravitacional emitida pelo mecanismo de acreção de matéria quando supomos que essa AB é altamente magnética com $B \sim 5,0 \times 10^9$ G e tem valores de $\delta m = (10^{-5}, 10^{-6}) M_\odot$. Esse efeito se torna relevante neste caso por causa da combinação do intenso campo magnético com a rápida rotação desse pulsar. Contudo, para a análise da detecção da OG por esta fonte, utilizaremos abaixo a intensidade do campo magnético inferido por [Borges et al. \(2020\)](#) (ver Tabela 4.2) que é o valor derivado a partir da

Figura 4.9 - Amplitude da OG em função dos valores de massa possíveis para o AXP 4U 0142+61 com $\alpha = 90^\circ$ e um valor fixo de δm . Quatro valores de δm ($10^{-3}M_\odot$, $10^{-4}M_\odot$, $10^{-5}M_\odot$, $10^{-6}M_\odot$) são apresentados, um para cada painel. As curvas pontilhada e tracejada representam a amplitude da OG para as deformações criadas pelo campo magnético e acreção, respectivamente. A curva sólida representa o efeito do campo magnético na amplitude produzida pela acreção.



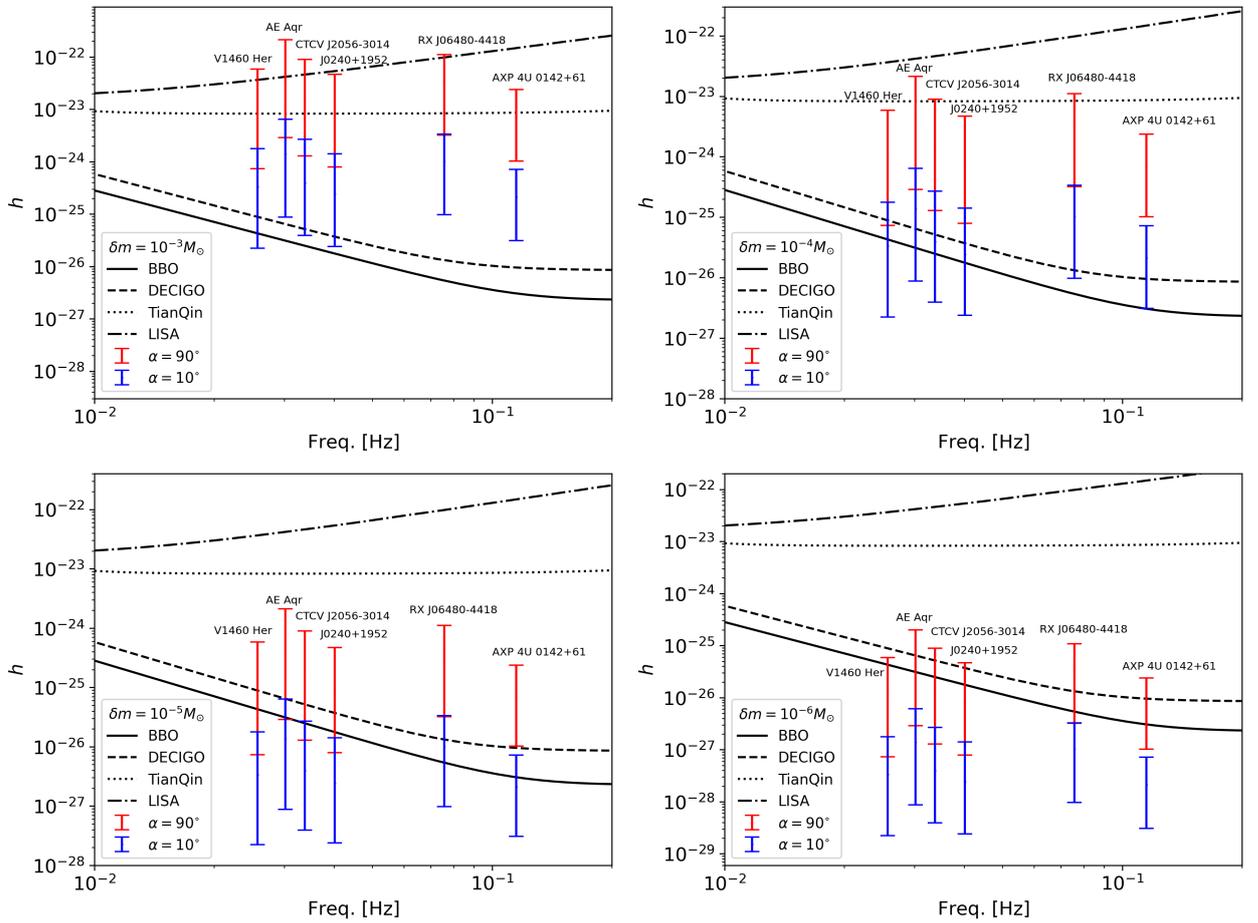
descrição de uma AB acretando matéria de um disco de detritos consistente com as observações. Para esse valor de B , como observado na Figura 4.8, $h_{ac;mg} \neq 0$ em todos os valores de δm considerados.

Ainda, vale a pena lembrar que 4U 0142+61 não é uma AB confirmada e que ele não tem campo magnético bem estabelecido. Além disso, esse AXP é descrito atualmente como *magnetar*, porém a caracterização desse AXP como uma AB massiva também é completamente possível (BORGES et al., 2020; RUEDA et al., 2013). Assim, o estudo da radiação gravitacional por esse objeto como uma AB se mostra bastante interessante, pois a detecção de OGs pode nos ajudar na compreensão da real natureza desse AXP.

Com essas questões discutidas, podemos agora calcular os valores da amplitude da OG para as seis ABs rápidas e magnéticas consideradas neste trabalho. Usando a Equação 4.33 e assumindo a faixa de massa estabelecida pelas M_{\min} e M_{\max} da Tabela 4.3, a amplitude gravitacional é apresentada na Figura 4.10 para cada sistema, onde estabelecemos dois valores para o ângulo de inclinação, $\alpha = 90^\circ$ e $\alpha = 10^\circ$. Escolhemos esses dois valores de α com o intuito de analisar os valores da amplitude para uma inclinação pequena (10°), próxima ao alinhamento dos eixos de rotação e campo magnético, e para a inclinação máxima (90°). A Figura 4.10 exibe 4 painéis onde a amplitude da OG é apresentada em função da frequência das ABs, de forma que as barras verticais representam $M_{\min} \leq M \leq M_{\max}$, de cima para baixo. Em cada painel, um valor diferente de δm é considerado. Exibimos ainda nessa figura as curvas de sensibilidade dos detectores espaciais LISA, TianQin, BBO e DECIGO (ROBSON et al., 2019; LU et al., 2019; MEI et al., 2021; YAGI; SETO, 2017). Vale ressaltar que para as curvas de sensibilidade, usamos novamente a amplitude mínima, h_{\min} , para um $SNR = 8$ e $T_{\text{obs}} = 1$ ano, assim como fizemos na Seção 4.2.

Observando a Figura 4.10, notamos que o instrumento LISA, possivelmente, não tenha sensibilidade suficiente para observar as ABs rápidas e magnéticas analisadas aqui. AE Aqr, por exemplo, que é uma fonte que se destaca para esse detector, precisaria ter $\delta m \approx 10^{-3} M_\odot$, um ângulo de inclinação $\sim 90^\circ$ e valores de massas próximos a M_{\min} para ser detectada por este instrumento. Uma combinação de parâmetros difícil visto que $\delta m \approx 10^{-3} M_\odot$ já é grande o suficiente para uma montanha de matéria acretada em uma AB. O detector TianQin, por sua vez, observaria todas as fontes se essas tivessem $\delta m \approx 10^{-3} M_\odot$, $\alpha \sim 90^\circ$ e não fossem tão massivas; ou detectaria apenas os sistemas AE Aqr e RX J06480-4418 com $\delta m \approx 10^{-4} M_\odot$, $\alpha \sim 90^\circ$ e com massa próxima a M_{\min} .

Figura 4.10 - Amplitude da OG em função da frequência para as seis ABs rápidas e magnéticas da Tabela 4.3 com diferentes valores de α (90° e 10°). Para o cálculo da amplitude, são considerados um intervalo de massa $M_{\min} \leq M \leq M_{\max}$ representado pelas barras verticais, de cima para baixo, e quatro valores de δm ($10^{-3}M_\odot$, $10^{-4}M_\odot$, $10^{-5}M_\odot$, $10^{-6}M_\odot$) que são analisados em painéis separados. Apresentamos ainda as curvas de sensibilidade para os detectores espaciais LISA, TianQin, BBO e DECIGO para um $SNR = 8$ e $T_{\text{obs}} = 1$ ano.



Para BBO e DECIGO, os resultados são mais otimistas. Considerando $\alpha \sim 90^\circ$, por exemplo, esses instrumentos observariam as ABs em toda a faixa de massa contanto que $\delta m \geq 10^{-4} M_\odot$. Para um $\delta m \approx 10^{-5} M_\odot$, apenas os sistemas RX J06480-4418 e 4U 0142+61 são detectáveis para todo o intervalo de massa. Para um $\delta m \approx 10^{-6} M_\odot$, os sistemas devem possuir valores de massas pequenos para serem observados, com exceção de RX J06480-4418 e 4U 0142+61 que podem ter valores de massa maiores. Quando assumimos $\alpha \sim 10^\circ$, as ABs dificilmente serão detectadas pelo BBO e DECIGO se tiverem $\delta m \leq 10^{-5} M_\odot$, salvos RX J06480-441 e 4U 0142+61, que são mensuráveis para alguns valores de massa M assumindo $\delta m \approx 10^{-5} M_\odot$.

Portanto, de modo geral, percebemos que devido ao mecanismo de acreção de matéria, as seis ABs rápidas e magnéticas analisadas neste trabalho dificilmente serão observadas pelos detectores LISA e TianQin e, assim, não são fontes candidatas para esses instrumentos. Entretanto, esses sistemas se mostram como bons candidatos para o BBO e DECIGO e possivelmente, serão detectados se eles tiverem um $\delta m \geq 10^{-5} M_\odot$. Para uma quantidade de δm menor que esse valor, apenas os sistemas 4U 0142+61 e RX J06480-441 se destacam, visto que para $\delta m = 10^{-6} M_\odot$, esses sistemas são ainda detectados se supomos um ângulo de inclinação α próximo ao valor máximo.

Os resultados obtidos aqui para as fontes AE Aqr e RX J06480-4418 estão em concordância com os resultados apresentados em [Sousa et al. \(2020a\)](#). Entretanto, nesta tese, foi possível obter um intervalo de amplitude para um valor de δm considerado, no qual podemos observar a dependência desse parâmetro da OG com a massa/raio da AB, com a inclinação do eixo magnético em relação ao eixo de rotação e com o valor do campo magnético.

5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Nesta tese de doutorado foram apresentados estudos que compreendem uma classe de remanescentes estelares que tem atraído bastante atenção da comunidade astrofísica nos últimos anos: as ABs rápidas, massivas e magnéticas (ABRMs). Essas estrelas, que podem ser encontradas tanto isoladas como em sistemas binários, apresentam um alto campo magnético que variam de 10^6 G a 10^9 G e um curto período de rotação em torno de segundos a alguns minutos. Algumas dessas ABs são também classificadas como pulsares de ABs em razão da emissão eletromagnética pulsada similar à encontrada em pulsares de ENs. Portanto, investigamos, neste trabalho, a fenomenologia desses objetos em dois contextos: a primeira parte baseou-se na análise e discussão da origem das ABRMs a partir da coalescência de ABs duplas e a segunda parte avalia a radiação de OGs emitidas por estas fontes.

Nos estudos da origem das ABRMs, investigamos a possibilidade de que as ABs isoladas, J2211+1136 e J1901+1458, sejam produtos da fusão de BABs. A partir de resultados anteriores de simulações numéricas de fusões de ABs duplas, modelamos o sistema pós-fusão como uma AB central cercada por um disco a partir do qual há um fluxo de massa em direção à AB remanescente. Calculamos a evolução rotacional pós-fusão da AB e inferimos os parâmetros do sistema para os quais a idade rotacional coincide com a idade de resfriamento da AB. Com isso, mostramos que a configuração no pós-fusão evolui através de três fases diferentes, que dependem se a acreção, *propeller* ou a frenagem magnética dominam o torque exercido na AB. Mostramos ainda que a AB passa a maior parte da sua vida na terceira fase, na qual apenas o torque de frenagem magnética é ativo na AB. Usamos a massa, a intensidade do campo magnético e a idade de resfriamento para inferir a taxa de acreção e a massa do disco.

Os resultados dessa análise são uma tentativa de estabelecer uma ligação direta entre as ABRMs observadas e seu progenitor a partir da fusão de BABs. Concluímos que os parâmetros observados de J2211+1136 e J1901+1458 são consistentes com uma origem na coalescência de ABs duplas, e obtivemos a massa dos componentes binários primários e secundários dos sistemas no pré-fusão. Um ponto interessante é que os parâmetros obtidos para os componentes estão alinhados com os das BABs conhecidas, como por exemplo o sistema NLTT 12758 (ver [Kawka et al. \(2017\)](#)), o que suporta ainda mais a conexão entre ABRMs e fusões de ABs duplas.

Ainda no contexto da origem das ABRMs com base na coalescência de ABs duplas, estudamos a emissão eletromagnética dos primeiros anos pós-fusão nas bandas do

rádio, visível, infravermelho e raios X associada com a expansão e resfriamento do material ejetado durante a fusão. Seguindo o tratamento apresentado em [Rueda et al. \(2022\)](#), modelamos a evolução temporal do material ejetado em expansão sendo aquecido por uma energia provinda da AB recém-formada. Esse material, que se expande com velocidades de $\sim 10^9$ cm s $^{-1}$, libera energia por resfriamento térmico e radiação síncrotron. Calculamos a evolução da emissão síncrotron variando alguns parâmetros da luminosidade injetada no material em expansão, como a escala de tempo com que a luminosidade injetada começa a seguir uma lei de potência, t_q , e a energia máxima dos elétrons que irradiam, E_{\max} . Ainda, implementamos ao modelo a auto-absorção síncrotron com o intuito de observar o efeito desse processo nas bandas de frequências selecionadas.

Mostramos, assim, que o resfriamento da matéria ejetada resulta em uma emissão térmica observável no infravermelho e no óptico, onde esse material é opticamente espesso até $\sim 10^6$ s após a fusão, com um pico de luminosidade em torno de $10^{40} - 10^{41}$ erg s $^{-1}$. A radiação síncrotron, calculada nas bandas do raio X, visível e rádio, é identificada em aproximadamente 10^7 s após a fusão e tem picos que dependem da escala de tempo da luminosidade injetada. Observamos ainda que a energia máxima dos elétrons limita os valores da luminosidade síncrotron na parte decrescente da curva de luz, com um maior efeito nas curvas de emissão de raios X, enquanto o processo de auto-absorção síncrotron restringe a luminosidade em sua parte crescente como uma lei de potência, de forma que a emissão em rádio é a emissão mais afetada.

Na intenção de continuar contribuindo para o entendimento da origem das ABs rápidas e magnéticas, pretendemos implementar ao modelo uma emissão pulsada em raios X em razão da radiação de dipolo magnético que ABs com estas propriedades podem apresentar. Planejamos ainda aplicar o modelo a um conjunto de sistemas binários com diversos valores de razões de massa que implicam em diferentes valores de massas ejetadas e diferentes valores de energia injetada e/ou aplicá-lo a alguma fonte que apresente uma emissão eletromagnética com um comportamento similar ao apresentado pelo modelo.

Na segunda parte do estudo deste trabalho, investigamos a emissão de OGs contínuas em ABs rápidas e magnéticas utilizando dois mecanismos de geração de OGs, acreção de matéria e deformação magnética. Em ambos os mecanismos, a emissão de OG é gerada pela assimetria em torno do eixo de rotação da estrela em razão da massa acumulada nos polos magnéticos e devido ao intenso campo magnético, respectivamente. Esforços nesse âmbito iniciaram-se no trabalho de mestrado do autor

desta tese, porém, neste trabalho, estendemos nossa análise aplicando a um número maior de fontes e modificando alguns parâmetros do sistema para analisar o efeito que eles causam na amplitude da OG e na detecção dessas fontes.

Portanto, primeiramente, usando o mecanismo de deformação magnética, investigamos a radiação gravitacional de uma classe de pulsar conhecida como SGRs e AXPs dentro de uma abordagem onde são descritos como ABRMs. Vale ressaltar que essas supostas ABs incomuns são conhecidas por terem uma alta rotação (alguns segundos a minutos) e um enorme campo magnético (10^6 G a $\sim 10^{10}$ G). Então, ao descrever os SGRs/AXPs como pulsares de ABs, consideramos o papel desempenhado pelo campo de dipolo magnético na deformação desses objetos e suas consequências no que diz respeito à geração de OGs para uma faixa de massa de $1,0M_{\odot} \leq M \leq 1,4M_{\odot}$. Vale ressaltar que esta foi a primeira vez na literatura que a contrapartida gravitacional para SGRs/AXPs é modelada como ABRMs.

Dentro desse contexto, mostramos que alguns SGRs/AXPs emitem OGs com amplitudes que podem ser detectadas pelo BBO e DECIGO, a saber: 1E 1547.0-5408, SGR 1806-20 e Swift J1818.0-1607 podem ser observados para toda a faixa de massa quando supomos um ano para o tempo de observação, enquanto SGR 1900+14, CXOU J171405.7-381031, Swift J1834.9-0846, SGR 1627-41, PSR J1622-4950, SGR J1745-2900 e SGR 1935+2154 podem ser detectados para toda a faixa de massa considerada para um tempo de observação de cinco anos. As fontes XTE J1810-197, SGR 0501+4516 e 1E 1048.1-5937, por sua vez, também podem ser observadas caso tenham massas $M \lesssim 1,3M_{\odot}$ para uma tempo de observação de um ano. Além disso, encontramos que uma possível detecção de OGs contínuas vindas de SGRs/AXPs seria um bom indicativo que poderia corroborar com o modelo dos pulsares de ABs, pois para a descrição das ENs, eles estão muito abaixo das curvas de sensibilidade do BBO e DECIGO. Portanto, notamos que a astronomia de OGs pode ter importante papel na elucidação da real natureza dos enigmáticos SGRs e AXPs.

Em uma segunda abordagem, ainda dentro do contexto de OGs em ABs rápidas e magnéticas, investigamos a emissão da radiação gravitacional em seis ABs rápidas e magnéticas: cinco em sistemas binários (LAMOST J0240+1952, CTCV J2056-3014, AE Aqr, V1460 Her e RX J06480-4418) e um AXP (4U 0142+61) descrito com um pulsar de AB. Para esta análise, aplicamos o mecanismo de acreção de matéria juntamente com o mecanismo de deformação magnética para avaliar a influência que a assimetria causada por um processo tem sobre a deformabilidade causada pelo outro processo. Calculamos ainda a amplitude da OG para um intervalo de massa

estabelecido pela massa mínima e máxima inferidas de forma auto-consistente com a rotação e usando uma equação de estado realística para explorar a estabilidade da estrela. O ângulo de inclinação do campo magnético em relação ao eixo de rotação e a quantidade de massa acumulada nos polos magnéticos são também parâmetros considerados no cálculo da amplitude.

Mostramos que o efeito da deformação do campo magnético é desprezível quando levamos em conta a amplitude da OG gerada pelo mecanismo de acreção para todas as fontes. Contudo, se considerarmos que o AXP 4U 0142+61 possui $B \sim 5,0 \times 10^9$ G, o efeito produzido pelo campo magnético se torna importante devido principalmente à intensidade desse campo que cria regiões onde o mecanismo de deformação magnética é dominante sobre o processo de acreção. Essas regiões são definidas pelo valor do acúmulo de matéria δm e pelo valor da massa da AB. Inferimos também os limites de massa e raio a partir das condições de estabilidades das ABs, onde a massa mínima é obtida supondo que o período de rotação observado corresponde ao período de Kepler, ou seja, a AB rotaciona próximo ao limite de *mass-shedding*. A massa máxima, por sua vez, é calculada a partir da ocorrência de reações pic-nucleares. Desse modo, encontramos que as ABs analisadas são possíveis fontes de OGs para o BBO e DECIGO dada uma certa combinação de parâmetros, como massa, inclinação entre o eixo magnético e o de rotação e o acúmulo de massa nos polos magnéticos. Entretanto, essa classe de estrelas provavelmente não será detectada pelos detectores espaciais LISA e TianQin em razão de uma difícil combinação de parâmetros.

Por fim, nos próximos meses, finalizaremos a preparação de mais dois artigos (para além dos dois artigos publicados). O primeiro está relacionado aos resultados encontrados nesta tese a partir da análise da radiação de OGs para as seis ABs rápidas e magnéticas, enquanto que o segundo apresentará os resultados obtidos a partir da investigação da emissão eletromagnética nos primeiros anos do pós-fusão de duas ABs duplas que dão origem uma ABRM. Ainda em relação ao modelo construído para a análise da emissão eletromagnética, uma pergunta interessante é se esse procedimento pode ser também aplicado a uma coalescência de uma AB com uma EN. Portanto, pretendemos também ampliar essa pesquisa em trabalhos futuros para buscar por uma resposta para este questionamento.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABBOTT, B. P. et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. **Physical Review Letters**, v. 116, n. 6, p. 061102, fev. 2016. 3, 81

_____. Gw170817: observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. **Physical Review Letters**, v. 119, n. 16, p. 161101, Oct 2017. 3

_____. Gwtc-1: a gravitational-wave transient catalog of compact binary mergers observed by ligo and virgo during the first and second observing runs. **Physical Review X**, v. 9, n. 3, p. 031040, 2019. 3

ABBOTT, R. et al. Gwtc-2: compact binary coalescences observed by ligo and virgo during the first half of the third observing run. **Physical Review X**, v. 11, n. 2, p. 021053, 2021. 3

AMARO-SEOANE, P. et al. Laser interferometer space antenna. **ArXiv e-prints**, fev. 2017. 3, 4

AMORIM, L.; KEPLER, S.; KÜLEBI, B.; JORDAN, S.; ROMERO, A. Catalog of magnetic white dwarfs with hydrogen dominated atmospheres. **The Astrophysical Journal**, v. 944, n. 1, p. 56, 2023. xv, 1, 14, 15, 16, 17, 32

ANGEL, J.; BORRA, E.; LANDSTREET, J. The magnetic fields of white dwarfs. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 45, p. 457–474, 1981. 25

ASHLEY, R. P.; MARSH, T. R.; BREEDT, E.; GÄNSICKE, B. T.; PALA, A. F.; TOLOZA, O.; CHOTE, P.; THORSTENSEN, J. R.; BURLEIGH, M. R. V1460 Her: a fast spinning white dwarf accreting from an evolved donor star. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 499, n. 1, p. 149–160, set. 2020. 21, 23, 93

BAILER-JONES, C.; RYBIZKI, J.; FOUESNEAU, M.; MANTELET, G.; ANDRAE, R. Estimating distance from parallaxes. iv. distances to 1.33 billion stars in gaia data release 2. **The Astronomical Journal**, v. 156, n. 2, p. 58, 2018. 22

BARRETT, P. E. VLA Observations of the AE Aqr-type cataclysmic variable LAMOST J024048.51+195226.9. **The Astronomical Journal**, v. 163, n. 2, p. 58, fev. 2022. 21

BARSTOW, M. A.; JORDAN, S.; O'DONOGHUE, D.; BURLEIGH, M. R.; NAPIWOTZKI, R.; HARROP-ALLIN, M. K. RE J0317-853: the hottest known highly magnetic DA white dwarf. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 277, p. 971–985, dez. 1995. 1

BECERRA, L.; ELLINGER, C. L.; FRYER, C. L.; RUEDA, J. A.; RUFFINI, R. SPH simulations of the induced gravitational collapse scenario of long gamma-ray bursts associated with supernovae. **The Astrophysical Journal**, v. 871, n. 1, p. 14, Jan 2019. 35

BECERRA, L.; RUEDA, J.; LORÉN-AGUILAR, P.; GARCÍA-BERRO, E. The spin evolution of fast-rotating, magnetized super-chandrasekhar white dwarfs in the aftermath of white dwarf mergers. **The Astrophysical Journal**, v. 857, n. 2, p. 134, 2018. [25](#), [35](#), [37](#), [42](#)

BENZ, W.; CAMERON, A. G. W.; PRESS, W. H.; BOWERS, R. L. Dynamic mass exchange in doubly degenerate binaries. I - 0.9 and 1.2 solar mass stars. **The Astrophysical Journal**, v. 348, p. 647–667, jan. 1990. [35](#), [37](#)

BESKROVNAYA, N.; IKHSANOV, N. On the origin of the peculiar cataclysmic variable ae aquarii. **Advances in Space Research**, v. 55, n. 3, p. 787–790, 2015. [26](#)

BONAZZOLA, S.; GOURGOULHON, E. Gravitational waves from pulsars: emission by the magnetic-field-induced distortion. **Astronomy & Astrophysics**, v. 312, p. 675–690, ago. 1996. [84](#)

BORGES, S. V.; RODRIGUES, C. V.; COELHO, J. G.; MALHEIRO, M.; CASTRO, M. A magnetic white dwarf accretion model for the anomalous X-ray pulsar 4U 0142+61. **The Astrophysical Journal**, v. 895, n. 1, p. 26, maio 2020. [3](#), [33](#), [34](#), [93](#), [106](#), [108](#), [109](#), [111](#)

BOSHKAYEV, K.; IZZO, L.; HERNANDEZ, J. R.; RUFFINI, R. Sgr 0418+ 5729, swift j1822. 3-1606, and 1e 2259+ 586 as massive, fast-rotating, highly magnetized white dwarfs. **Astronomy & Astrophysics**, v. 555, p. A151, 2013. [31](#), [87](#)

BOSHKAYEV, K.; RUEDA, J. A.; RUFFINI, R.; SIUTSOU, I. On general relativistic uniformly rotating white dwarfs. **The Astrophysical Journal**, v. 762, n. 2, p. 117, 2013. [20](#), [29](#), [86](#), [88](#), [100](#), [101](#), [104](#)

BUCKLEY, D. A. H.; MEINTJES, P. J.; POTTER, S. B.; MARSH, T. R.; GÄNSICKE, B. T. Polarimetric evidence of a white dwarf pulsar in the binary system AR Scorpii. **Nature Astronomy**, v. 1, p. 0029, jan. 2017. [2](#)

CAIAZZO, I.; BURDGE, K. B.; FULLER, J.; HEYL, J.; KULKARNI, S. R.; PRINCE, T. A.; RICHER, H. B.; SCHWAB, J.; ANDREONI, I.; BELLM, E. C.; DRAKE, A.; DUEV, D. A.; GRAHAM, M. J.; HELOU, G.; MAHABAL, A. A.; MASCI, F. J.; SMITH, R.; SOUMAGNAC, M. T. A highly magnetized and rapidly rotating white dwarf as small as the Moon. **Nature**, v. 595, n. 7865, p. 39–42, jun. 2021. [1](#), [2](#), [11](#), [12](#), [22](#), [23](#), [36](#), [51](#), [53](#), [59](#)

CAMENZIND, M. **Compact objects in astrophysics**. [S.l.]: Springer, 2007. [9](#)

CARNAHAN, T.; THORNE, K.; HENZE; STUVER, A.; HOAK, D.; LIGO LABORATORY. **LIGO Scientific Collaboration: introduction to LIGO & Gravitational Waves**. 2017. Disponível em: <<<https://www.ligo.org/science.php>>>. Acesso em: 13 dez. 2022. [80](#), [81](#)

CHABRIER, G.; POTEKHIN, A. Y. Equation of state of fully ionized electron-ion plasmas. **Physical Review E**, v. 58, n. 4, p. 4941, 1998. [99](#), [100](#)

- CHAMEL, N.; FANTINA, A.; DAVIS, P. Stability of super-chandrasekhar magnetic white dwarfs. **Physical Review D**, v. 88, n. 8, p. 081301, 2013. 104
- CHANDRASEKHAR, S. The maximum mass of ideal white dwarfs. **The Astrophysical Journal**, v. 74, p. 81, jul. 1931. 9
- CHANDRASEKHAR, S.; FERMI, E. Problems of gravitational stability in the presence of a magnetic field. **The Astrophysical Journal**, v. 118, p. 116 – 141, 1953. 4, 19, 83
- CHARPINET, S.; FONTAINE, G.; BRASSARD, P. Seismic evidence for the loss of stellar angular momentum before the white-dwarf stage. **Nature**, v. 461, n. 7263, p. 501, 2009. 20
- CHATTERJEE, D.; FANTINA, A.; CHAMEL, N.; NOVAK, J.; OERTEL, M. On the maximum mass of magnetized white dwarfs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 469, n. 1, p. 95–109, 2017. 104
- CHENG, S.; CUMMINGS, J. D.; MÉNARD, B.; TOONEN, S. Double white dwarf merger products among high-mass white dwarfs. **The Astrophysical Journal**, v. 891, n. 2, p. 160, mar. 2020. 35
- CHOI, C.-S.; YI, I. On the rapid spin-down and low-luminosity pulsed emission from ae aquarii. **The Astrophysical Journal**, v. 538, n. 2, p. 862–869, 2000. 4, 12, 92
- COELHO, J.; MARINHO, R.; MALHEIRO, M.; NEGREIROS, R.; CÁCERES, D.; RUEDA, J.; RUFFINI, R. Dynamical instability of white dwarfs and breaking of spherical symmetry under the presence of extreme magnetic fields. **The Astrophysical Journal**, v. 794, n. 1, p. 86, 2014. 20
- COELHO, J. G. **Magnetares e os pulsares de anãs brancas**. Tese (Doutorado em Física Nuclear) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica (ITA), São José dos Campos, 2013. 28
- COELHO, J. G.; CÁCERES, D.; LIMA, R. D.; MALHEIRO, M.; RUEDA, J.; RUFFINI, R. The rotation-powered nature of some soft gamma-ray repeaters and anomalous x-ray pulsars. **Astronomy & Astrophysics**, v. 599, p. A87, 2017. 34
- COELHO, J. G.; MALHEIRO, M. Magnetic dipole moment of soft gamma-ray repeaters and anomalous x-ray pulsars described as massive and magnetic white dwarfs. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 66, n. 1, p. 14, 2014. 2, 28, 29, 31, 108
- COMINS, N. **Discovering the essential universe**. [S.l.]: W. H. Freeman, 2012. ISBN 9781429255196. 9
- DAN, M.; ROSSWOG, S.; BRÜGGEN, M.; PODSIADLOWSKI, P. The structure and fate of white dwarf merger remnants. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 438, n. 1, p. 14–34, 2014. 2, 35, 36, 37, 38, 42, 43, 54, 55, 92

DAN, M.; ROSSWOG, S.; GUILLOCHON, J.; RAMIREZ-RUIZ, E. How the merger of two white dwarfs depends on their mass ratio: orbital stability and detonations at contact. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 422, n. 3, p. 2417–2428, 2012. 25

DAS, U.; MUKHOPADHYAY, B. New mass limit for white dwarfs: super-chandrasekhar type ia supernova as a new standard candle. **Physical review letters**, v. 110, n. 7, p. 071102, 2013. 13

DE ARAUJO, J. C. N.; COELHO, J. G.; COSTA, C. A. Gravitational waves from pulsars in the context of magnetic ellipticity. **European Physical Journal C**, v. 77, n. 5, p. 350, May 2017. 91

D'INVERNO, R. **Introducing Einstein's relativity**. [S.l.]: Clarendon Press, 1992. ISBN 9780198596868. 76

DUNCAN, R. C.; THOMPSON, C. Formation of very strongly magnetized neutron stars-implications for gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 392, p. L9–L13, 1992. 27

ECHEVARRÍA, J.; SMITH, R. C.; COSTERO, R.; ZHARIKOV, S.; MICHEL, R. High-dispersion absorption-line spectroscopy of ae aqr. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 387, n. 4, p. 1563–1574, 2008. 23

ERACLEOUS, M.; HORNE, K.; ROBINSON, E. L.; ZHANG, E.-H.; MARSH, T. R.; WOOD, J. H. The ultraviolet pulsations of the cataclysmic variable ae aquarii as observed with the hubble space telescope. **The Astrophysical Journal**, v. 433, p. 313–331, 1994. 27

ESPOSITO, P. et al. Long-term spectral and timing properties of the soft gamma-ray repeater sgr 1833- 0832 and detection of extended x-ray emission around the radio pulsar psr b1830- 08. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 416, n. 1, p. 205–215, 2011. 30

FERRARIO, L.; MARTINO, D. de; GÄNSICKE, B. T. Magnetic white dwarfs. **Space Science Reviews**, v. 191, n. 1-4, p. 111–169, 2015. 1, 11, 12, 13, 15, 20, 23, 24, 35

FERRARIO, L.; VENNES, S.; WICKRAMASINGHE, D.; BAILEY, J.; CHRISTIAN, D. Euve j0317—855: a rapidly rotating, high-field magnetic white dwarf. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 292, n. 2, p. 205–217, 1997. 22, 23, 25

FERRARIO, L.; WICKRAMASINGHE, D.; KAWKA, A. Magnetic fields in isolated and interacting white dwarfs. **Advances in Space Research**, v. 66, n. 5, p. 1025–1056, set. 2020. xv, 14, 15, 18, 94

FERRARO, V. C. A. On the equilibrium of magnetic stars. **The Astrophysical Journal**, v. 119, p. 407, mar. 1954. 86

- FONTAINE, G.; BRASSARD, P. The pulsating white dwarf stars. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 120, n. 872, p. 1043, 2008. 20
- FRANK, J.; KING, A.; RAINE, D. **Accretion power in astrophysics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2002. 12
- FRANZON, B.; SCHRAMM, S. Effects of strong magnetic fields and rotation on white dwarf structure. **Physical Review D**, v. 92, n. 8, p. 083006, 2015. 13
- _____. Ar scorpii and possible gravitational wave radiation from pulsar white dwarfs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 467, n. 4, p. 4484–4490, 2017. 4, 5, 13
- FRIEDMAN, J. L.; IPSE, J. R.; PARKER, L. Rapidly rotating neutron star models. **The Astrophysical Journal**, v. 304, p. 115–139, 1986. 101, 102
- GAIA COLLABORATION; VALLENARI, A.; BROWN, A.; PRUSTI, T.; DE BRUIJNE, J.; ARENOU, F. Gaia data release 3. summary of the content and survey properties. **Astronomy & Astrophysics**, 2022. 23, 93
- GARCÍA-BERRO, E.; LORÉN-AGUILAR, P.; AZNAR-SIGUÁN, G.; TORRES, S.; CAMACHO, J.; ALTHAUS, L. G.; CÓRSICO, A. H.; KÜLEBI, B.; ISERN, J. Double degenerate mergers as progenitors of high-field magnetic white dwarfs. **The Astrophysical Journal**, v. 749, n. 1, p. 25, 2012. 2, 15, 25, 35, 48, 92
- GASQUES, L.; AFANASJEV, A.; AGUILERA, E.; BEARD, M.; CHAMON, L. C.; RING, P.; WIESCHER, M.; YAKOVLEV, D. Nuclear fusion in dense matter: reaction rate and carbon burning. **Physical Review C**, v. 72, n. 2, p. 025806, 2005. 104, 105
- GAVRIIL, F. P.; KASPI, V.; WOODS, P. Magnetar-like x-ray bursts from an anomalous x-ray pulsar. **Nature**, v. 419, n. 6903, p. 142, 2002. 28
- GELLER, A.; LIGO-VIRGO-KAGRA; NORTHWESTERN, U. **Northwestern: LIGO - masses in the stellar graveyard**. 2023. Disponível em: <<<https://ligo.northwestern.edu/media/mass-plot/index.html>>>. Acesso em 06 jan. 2023. 4
- GHOSH, P.; WHEELER, J. C. Differentially rotating white dwarfs. i. regimes of internal rotation. **The Astrophysical Journal**, v. 834, n. 1, p. 93, 2017. 13
- GLENDENNING, N.; WEBER, F. Impact of frame dragging on the kepler frequency of relativistic stars. **Physical Review D**, v. 50, n. 6, p. 3836, 1994. 103
- GOLF, B.; HELLMERS, J.; WEBER, F. Impact of strange quark matter nuggets on pycnonuclear reaction rates in the crusts of neutron stars. **Physical Review C**, v. 80, n. 1, p. 015804, 2009. 105
- GREISS, S.; GÄNSICKE, B.; HERMES, J.; STEEGHS, D.; KOESTER, D.; RAMSAY, G.; BARCLAY, T.; TOWNSLEY, D. Kic 11911480: the second zz ceti in the kepler field. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 438, n. 4, p. 3086–3092, 2014. 20

- HARRY, G. M.; FRITSCHER, P.; SHADDOCK, D. A.; FOLKNER, W.; PHINNEY, E. S. Laser interferometry for the big bang observer. **Classical and Quantum Gravity**, v. 23, n. 15, p. 4887, 2006. 3, 4
- HARTLE, J. B. Slowly rotating relativistic stars. i. equations of structure. **The Astrophysical Journal**, v. 150, p. 1005, 1967. 20, 99, 102
- HARTLE, J. B.; THORNE, K. S. Slowly rotating relativistic stars. ii. models for neutron stars and supermassive stars. **The Astrophysical Journal**, v. 153, p. 807, 1968. 20, 99, 101, 102
- HELLIER, C. **Cataclysmic variable stars**. [S.l.]: Springer, 2001. (Springer Praxis Books / Space Exploration). ISBN 9781852332112,1852332115. 92
- HERMES, J. et al. White dwarf rotation as a function of mass and a dichotomy of mode line widths: Kepler observations of 27 pulsating da white dwarfs through k2 campaign 8. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 232, n. 2, p. 23, 2017. 10, 11
- HOLBERG, J. B.; OSWALT, T. D.; SION, E. M.; MCCOOK, G. P. The 25 parsec local white dwarf population. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 462, n. 3, p. 2295–2318, nov. 2016. 14
- HOWELL, D. A. et al. The type ia supernova snls-03d3bb from a super-chandrasekhar-mass white dwarf star. **Nature**, v. 443, n. 7109, p. 308–311, 2006. 5, 13
- IKHSANOV, N. R.; BIERMANN, P. High-energy emission of fast rotating white dwarfs. **Astronomy & Astrophysics**, v. 445, n. 1, p. 305–312, 2006. 12
- ILLARIONOV, A. F.; SUNYAEV, R. A. Why the number of galactic X-ray stars is so small? **Astronomy & Astrophysics**, v. 39, p. 185, fev. 1975. 41
- ISAKOVA, P. B.; IKHSANOV, N. R.; ZHILKIN, A. G.; BISIKALO, D. V.; BESKROVNAYA, N. G. Features of the matter flows in the peculiar cataclysmic variable AE Aquarii. **Astronomy Reports**, v. 60, p. 498–508, maio 2016. 21, 23, 24
- ISERN, J.; GARCÍA-BERRO, E.; KÜLEBI, B.; LORÉN-AGUILAR, P. A common origin of magnetism from planets to white dwarfs. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 836, n. 2, p. L28, 2017. 13
- ISRAEL, G. L.; STELLA, L.; ANGELINI, L.; WHITE, N. E.; KALLMAN, T. R.; GIOMMI, P.; TREVES, A. The discovery of 13 second X-ray pulsations from the hydrogen-depleted subdwarf O6 star binary HD 49798. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 474, n. 1, p. L53–L56, jan. 1997. 93
- JAGER, O. D.; MEINTJES, P.; O'DONOGHUE, D.; ROBINSON, E. The discovery of a brake on the white dwarf in ae aquarii. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 267, n. 3, p. 577–588, 1994. 2

KALITA, S.; MUKHOPADHYAY, B. Continuous gravitational wave from magnetized white dwarfs and neutron stars: possible missions for LISA, DECIGO, BBO, ET detectors. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, p. 2346, Oct 2019. [5](#)

KARDASHEV, N. S. Nonstationarity of spectra of young sources of nonthermal radio emission. **Soviet Astronomy**, v. 6, p. 317, 1962. [65](#)

KAWALER, S. D. White dwarf rotation: observations and theory. In: IAU STELLAR ROTATION SYMPOSIUM, 2004. **Proceedings of IAU Symposium**. IAU, 2004. p. 561–570. [10](#)

_____. Rotation of white dwarf stars. In: DUFOUR, P.; BERGERON, P.; FONTAINE, G. (Ed.). **19th European Workshop on White Dwarfs**. [S.l.: s.n.], 2015. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 493), p. 65. [10](#), [11](#)

KAWAMURA, S. et al. The japanese space gravitational wave antenna–DECIGO. **Classical and Quantum Gravity**, v. 23, n. 8, p. S125, 2006. [3](#), [4](#)

KAWKA, A.; BRIGGS, G. P.; VENNES, S.; FERRARIO, L.; PAUNZEN, E.; WICKRAMASINGHE, D. T. A fast spinning magnetic white dwarf in the double degenerate, super-Chandrasekhar system NLTT 12758. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 466, n. 1, p. 1127–1139, abr. 2017. [59](#), [115](#)

KAWKA, A.; VENNES, S.; SCHMIDT, G. D.; WICKRAMASINGHE, D. T.; KOCH, R. Spectropolarimetric survey of hydrogen-rich white dwarf stars. **The Astrophysical Journal**, v. 654, n. 1, p. 499, 2007. [14](#), [20](#)

KEPLER, S. O.; KOESTER, D.; PELISOLI, I.; ROMERO, A. D.; OURIQUE, G. White dwarf and subdwarf stars in the sloan digital sky survey data release 16. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 507, n. 3, p. 4646–4660, 2021. [15](#)

KEPLER, S. O. et al. Magnetic white dwarf stars in the sloan digital sky survey. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 429, n. 4, p. 2934–2944, mar. 2013. [1](#), [13](#), [14](#), [15](#), [32](#)

_____. New white dwarf stars in the sloan digital sky survey data release 10. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 446, n. 4, p. 4078–4087, 2015. [1](#), [9](#), [32](#)

KEPLER, S. O.; PELISOLI, I.; KOESTER, D.; OURIQUE, G.; ROMERO, A. D.; REINDL, N.; KLEINMAN, S. J.; EISENSTEIN, D. J.; VALOIS, A. D. M.; AMARAL, L. A. New white dwarf and subdwarf stars in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 12. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 455, n. 4, p. 3413–3423, fev. 2016. [35](#)

KEPLER, S. O.; WINGET, D. E.; VANDERBOSCH, Z. P.; CASTANHEIRA, B. G.; HERMES, J. J.; BELL, K. J.; MULLALLY, F.; ROMERO, A. D.;

MONTGOMERY, M. H.; DEGENNARO, S.; WINGET, K. I.; CHANDLER, D.; JEFFERY, E. J.; FRITZEN, J. K.; WILLIAMS, K. A.; CHOTE, P.; ZOLA, S. The pulsating white dwarf G117-B15A: still the most stable optical clock known. **The Astrophysical Journal**, v. 906, n. 1, p. 7, jan. 2021. [51](#), [53](#)

KILIC, M.; BERGERON, P.; BLOUIN, S.; BÉDARD, A. The most massive white dwarfs in the solar neighbourhood. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 503, n. 4, p. 5397–5408, jun. 2021. [1](#), [22](#), [48](#), [59](#)

KILIC, M.; KOSAKOWSKI, A.; MOSS, A. G.; BERGERON, P.; CONLY, A. A. An isolated white dwarf with a 70 s spin period. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 923, n. 1, p. L6, dez. 2021. [1](#), [11](#), [12](#), [22](#), [23](#), [36](#), [48](#), [59](#)

KILIC, M.; MOSS, A. G.; KOSAKOWSKI, A.; BERGERON, P.; CONLY, A. A.; BROWN, W. R.; TOONEN, S.; WILLIAMS, K. A.; DUFOUR, P. The merger fraction of ultramassive white dwarfs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 518, n. 2, p. 2341–2353, 2023. [35](#)

KITAGUCHI, T.; AN, H.; BELOBORODOV, A. M.; GOTTHELF, E. V.; HAYASHI, T.; KASPI, V. M.; RANA, V. R.; BOGGS, S. E.; CHRISTENSEN, F. E.; CRAIG, W. W.; HAILEY, C. J.; HARRISON, F. A.; STERN, D.; ZHANG, W. W. NuSTAR and Swift observations of the fast rotating magnetized white dwarf AE Aquarii. **The Astrophysical Journal**, v. 782, n. 1, p. 3, fev. 2014. [93](#), [106](#)

KJURKCHIEVA, D. P.; POPOV, V. A.; VASILEVA, D. L.; PETROV, N. I. The newly discovered eclipsing cataclysmic star 2mass j16211735 + 4412541 and its peculiarity. **New Astronomy**, v. 52, p. 8–13, 2017. ISSN 1384-1076. Disponível em: <<<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1384107616301026>>>. [93](#)

KLEINMAN, S. J. et al. Sdss dr7 white dwarf catalog. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 204, n. 1, p. 5, 2012. [9](#), [13](#)

KONNO, K.; OBATA, T.; KOJIMA, Y. Flattening modulus of a neutron star by rotation and magnetic field. **Astronomy & Astrophysics**, v. 356, p. 234–237, abr. 2000. [84](#), [86](#)

KOZLOVA, A. et al. The first observation of an intermediate flare from sgr 1935+2154. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 460, n. 2, p. 2008–2014, 2016. [30](#)

KUELEBI, B.; JORDAN, S.; EUCHNER, F.; GAENSICKE, B. T.; HIRSCH, H. Magnetic fields in white dwarfs (Kuelebi+, 2009). **VizieR Online Data Catalog**, v. 350, p. 61341, jan. 2010. [1](#), [32](#)

KÜLEBI, B.; EKŞİ, K. Y.; LORÉN-AGUILAR, P.; ISERN, J.; GARCÍA-BERRO, E. Magnetic white dwarfs with debris discs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 431, n. 3, p. 2778–2788, 2013. [1](#), [25](#)

- KÜLEBI, B.; JORDAN, S.; EUCHNER, F.; GÄNSICKE, B.; HIRSCH, H. Analysis of hydrogen-rich magnetic white dwarfs detected in the sloan digital sky survey. **Astronomy & Astrophysics**, v. 506, n. 3, p. 1341–1350, 2009. 1, 35
- KÜLEBI, B.; JORDAN, S.; NELAN, E.; BASTIAN, U.; ALTMANN, M. Constraints on the origin of the massive, hot, and rapidly rotating magnetic white dwarf RE J 0317-853 from an HST parallax measurement. **Astronomy & Astrophysics**, v. 524, p. A36, dez. 2010. 1, 2, 22
- KUNDU, A.; MUKHOPADHYAY, B. Mass of highly magnetized white dwarfs exceeding the chandrasekhar limit: an analytical view. **Modern Physics Letters A**, v. 27, n. 15, p. 1250084, 2012. 13
- LIEBERT, J. et al. Where are the magnetic white dwarfs with detached, nondegenerate companions? **The Astronomical Journal**, v. 129, n. 5, p. 2376, 2005. 26
- LOBATO, R. V.; MALHEIRO, M.; COELHO, J. G. Magnetars and white dwarf pulsars. **International Journal of Modern Physics D**, v. 25, n. 9, p. 1641025, Jul 2016. 29
- LONGAIR, M. S. **High energy astrophysics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2011. 66, 67, 68
- LOPES DE OLIVEIRA, R.; BRUCH, A.; RODRIGUES, C. V.; OLIVEIRA, A. S.; MUKAI, K. CTCV J2056-3014: an X-ray-faint intermediate polar harboring an extremely fast-spinning white dwarf. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 898, n. 2, p. L40, ago. 2020. 1, 20, 21, 23, 93, 94
- LORÉN-AGUILAR, P.; ISERN, J.; GARCÍA-BERRO, E. High-resolution smoothed particle hydrodynamics simulations of the merger of binary white dwarfs. **Astronomy & Astrophysics**, v. 500, n. 3, p. 1193–1205, 2009. 2, 25, 36, 37, 38, 43, 54, 64, 69
- LU, X.-Y.; TAN, Y.-J.; SHAO, C.-G. Sensitivity functions for space-borne gravitational wave detectors. **Physical Review D**, v. 100, n. 4, p. 044042, 2019. 111
- LUO, J. et al. Tianqin: a space-borne gravitational wave detector. **Classical and Quantum Gravity**, v. 33, n. 3, p. 035010, 2016. 3, 4
- MAGGIORE, M. **Gravitational waves: volume 1: theory and experiments**. [S.l.]: OUP Oxford, 2008. (Gravitational Waves). ISBN 9780198570745. 4, 31, 78, 79, 83, 84, 87, 94
- MALHEIRO, M.; RUEDA, J. A.; RUFFINI, R. Sgrs and axps as rotation-powered massive white dwarfs. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 64, n. 3, p. 56, 2012. 2, 28, 29
- MARSH, T. et al. A radio-pulsing white dwarf binary star. **Nature**, v. 537, p. 374–377, set. 2016. 2, 20, 27

- MEI, J. et al. The tianqin project: current progress on science and technology. **Progress of Theoretical and Experimental Physics**, v. 2021, n. 5, p. 05A107, 2021. 111
- MEINTJES, P. On the evolution of the nova-like variable ae aquarii. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 336, n. 1, p. 265–275, 2002. 26
- MENOU, K.; ESIN, A. A.; NARAYAN, R.; GARCIA, M. R.; LASOTA, J.-P.; MCCLINTOCK, J. E. Black hole and neutron star transients in quiescence. **The Astrophysical Journal**, v. 520, n. 1, p. 276–291, jul. 1999. 40
- MEREGHETTI, S.; PALOMBARA, N. L.; TIENGO, A.; PIZZOLATO, F.; ESPOSITO, P.; WOUTDT, P. A.; ISRAEL, G. L.; STELLA, L. X-ray and optical observations of the unique binary system HD 49798/RX J0648.0-4418. **The Astrophysical Journal**, v. 737, n. 2, p. 51, ago. 2011. 93, 105, 106
- MEREGHETTI, S.; PINTORE, F.; ESPOSITO, P.; PALOMBARA, N. L.; TIENGO, A.; ISRAEL, G. L.; STELLA, L. Discovery of spin-up in the X-ray pulsar companion of the hot subdwarf HD 49798. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 458, n. 4, p. 3523–3527, 2016. 2, 22
- MEREGHETTI, S.; PINTORE, F.; RAUCH, T.; PALOMBARA, N. L.; ESPOSITO, P.; GEIER, S.; PELISOLI, I.; RIGOSELLI, M.; SCHAFFENROTH, V.; TIENGO, A. New X-ray observations of the hot subdwarf binary HD 49798/RX J0648.0-4418. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 504, n. 1, p. 920–925, jun. 2021. 93, 105, 106
- MEREGHETTI, S.; TIENGO, A.; ESPOSITO, P.; PALOMBARA, N. L.; ISRAEL, G. L.; STELLA, L. An ultramassive, fast-spinning white dwarf in a peculiar binary system. **Science**, v. 325, n. 5945, p. 1222–1223, 2009. 2, 22, 23, 27, 93
- MUKHOPADHYAY, B.; RAO, A. Soft gamma-ray repeaters and anomalous x-ray pulsars as highly magnetized white dwarfs. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2016, n. 05, p. 007, 2016. 2, 28
- NORTON, A.; WYNN, G.; SOMERSCALES, R. The spin periods and magnetic moments of white dwarfs in magnetic cataclysmic variables. **The Astrophysical Journal**, v. 614, n. 1, p. 349, 2004. 19
- NUNES, S. P.; ARBAÑIL, J. D.; MALHEIRO, M. The structure and stability of massive hot white dwarfs. **The Astrophysical Journal**, v. 921, n. 2, p. 138, 2021. 104
- OLAUSEN, S.; KASPI, V. The mcgill magnetar catalog. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 212, n. 1, p. 6, 2014. 28, 29, 93
- OLIVEIRA FILHO, K. S.; SARAIVA, M. de F. O. **Astronomia e astrofísica**. [S.l.]: Livraria da Física, 2014. ISBN 9788578611873. 9

OTONIEL, E.; COELHO, J. G.; NUNES, S. P.; MALHEIRO, M.; WEBER, F. Mass limits of the extremely fast-spinning white dwarf CTCV J2056-3014.

Astronomy & Astrophysics, v. 656, p. A77, dez. 2021. [93](#), [101](#), [104](#), [105](#)

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. [100](#), [101](#), [104](#)

PACINI, F.; SALVATI, M. On the evolution of supernova remnants. evolution of the magnetic field, particles, content, and luminosity. **The Astrophysical Journal**, v. 186, p. 249–266, 1973. [65](#)

PALA, A.; GÄNSICKE, B.; BREEDT, E.; KNIGGE, C.; HERMES, J.; FUSILLO, N. G.; HOLLANDS, M.; NAYLOR, T.; PELISOLI, I.; SCHREIBER, M. et al. A volume-limited sample of cataclysmic variables from gaia dr2: space density and population properties. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 494, n. 3, p. 3799–3827, 2020. [17](#)

PARSONS, S.; GÄNSICKE, B.; SCHREIBER, M.; MARSH, T.; ASHLEY, R.; BREEDT, E.; LITTLEFAIR, S.; MEUSINGER, H. Magnetic white dwarfs in post-common-envelope binaries. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 502, n. 3, p. 4305–4327, 2021. [26](#), [27](#)

PATTERSON, J. Rapid oscillations in cataclysmic variables. iii-an oblique rotator in an ae aquarii. **Astrophysical Journal, Part 1, vol. 234, Dec. 15, 1979, p. 978-992.**, v. 234, p. 978–992, 1979. [21](#), [23](#)

_____. The dq herculis stars. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 106, n. 697, p. 209, 1994. [18](#)

PELISOLI, I.; MARSH, T. R.; DHILLON, V. S.; BREEDT, E.; BROWN, A. J.; DYER, M. J.; GREEN, M. J.; KERRY, P.; LITTLEFAIR, S. P.; PARSONS, S. G.; SAHMAN, D. I.; WILD, J. F. Found: a rapidly spinning white dwarf in LAMOST J024048.51+195226.9. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 509, p. L31–L36, jan. 2022. [1](#), [2](#), [21](#), [23](#), [93](#)

PÉTRI, J. Multipolar electromagnetic fields around neutron stars: exact vacuum solutions and related properties. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 450, p. 714–742, jun. 2015. [41](#)

POPOV, S.; MEREGHETTI, S.; BLINNIKOV, S.; KURANOV, A.; YUNGELSON, L. A young contracting white dwarf in the peculiar binary hd 49798/rx j0648. 0- 4418? **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 474, n. 2, p. 2750–2756, 2017. [22](#)

POTEKHIN, A. Y.; CHABRIER, G. Equation of state of fully ionized electron-ion plasmas. ii. extension to relativistic densities and to the solid phase. **Physical Review E**, v. 62, n. 6, p. 8554, 2000. [99](#), [100](#)

- POTTER, A. T.; TOUT, C. A. Magnetic field evolution of white dwarfs in strongly interacting binary star systems. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 402, n. 2, p. 1072–1080, 2010. 26
- PRETORIUS, M. L.; KNIGGE, C.; SCHWOPE, A. D. The space density of magnetic cataclysmic variables. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 432, n. 1, p. 570–583, 2013. 17
- PRINGLE, J. E.; REES, M. J. Accretion disc models for compact X-ray sources. **Astronomy & Astrophysics**, v. 21, p. 1, out. 1972. 39
- PSHIRKOV, M.; DODIN, A.; BELINSKI, A.; ZHELTOUKHOV, S.; FEDOTEVA, A.; VOZIAKOVA, O.; POTANIN, S.; BLINNIKOV, S.; POSTNOV, K. Discovery of a hot ultramassive rapidly rotating dba white dwarf. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters**, v. 499, n. 1, p. L21–L25, 2020. 12, 22, 23
- RASKIN, C.; SCANNAPIECO, E.; FRYER, C.; ROCKEFELLER, G.; TIMMES, F. X. Remnants of binary white dwarf mergers. **The Astrophysical Journal**, v. 746, p. 62, fev. 2012. 35, 37
- REA, N. et al. The outburst decay of the low magnetic field magnetar SGR 0418+5729. **The Astrophysical Journal**, v. 770, n. 1, p. 65, 2013. 29
- REDING, J. S.; HERMES, J.; VANDERBOSCH, Z.; DENNIHY, E.; KAISER, B.; MACE, C.; DUNLAP, B.; CLEMENS, J. An isolated white dwarf with 317 s rotation and magnetic emission. **The Astrophysical Journal**, v. 894, n. 1, p. 19, 2020. 12, 22, 23
- REGIMBAU, T.; PACHECO, J. A. de F. Gravitational wave background from magnetars. **Astronomy & Astrophysics**, v. 447, p. 1–7, fev. 2006. 20, 84, 87
- RITTER, H.; KOLB, U. Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass x-ray binaries and related objects. **Astronomy & Astrophysics**, v. 404, n. 1, p. 301–303, 2003. 17
- ROBSON, T.; CORNISH, N. J.; LIU, C. The construction and use of LISA sensitivity curves. **Classical and Quantum Gravity**, v. 36, n. 10, p. 105011, 2019. 3, 4, 111
- RUEDA, J.; RUFFINI, R.; LI, L.; MORADI, R.; SAHAKYAN, N.; WANG, Y. The white dwarf binary merger model of GRB 170817A. **International Journal of Modern Physics D**, v. 31, n. 07, p. 2230013, 2022. 6, 36, 60, 61, 63, 69, 116
- RUEDA, J. A. On the origin of the long gamma-ray burst afterglow as synchrotron radiation from binary-driven hypernovae. **arXiv preprint arXiv:2202.00316**, 2022. 36, 61, 64, 65
- RUEDA, J. A.; BOSHKAYEV, K.; IZZO, L.; RUFFINI, R.; LORÉN-AGUILAR, P.; KÜLEBI, B.; AZNAR-SIGUÁN, G.; GARCÍA-BERRO, E. A white dwarf merger as progenitor of the anomalous X-ray pulsar 4U 0142+ 61? **The Astrophysical Journal Letters**, v. 772, n. 2, p. L24, 2013. 3, 32, 33, 108, 111

RUEDA, J. A.; RUFFINI, R.; WANG, Y.; BIANCO, C. L.; BLANCO-IGLESIAS, J.; KARLICA, M.; LORÉN-AGUILAR, P.; MORADI, R.; SAHAKYAN, N. Electromagnetic emission of white dwarf binary mergers. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2019, n. 03, p. 044, 2019. [60](#), [64](#), [69](#)

SAIO, H.; NOMOTO, K. Evolution of a merging pair of C + O white dwarfs to form a single neutron star. **Astronomy & Astrophysics**, v. 150, n. 1, p. L21–L23, set. 1985. [35](#)

SAULSON, P. R. **Fundamentals of interferometric gravitational wave detectors**. [S.l.]: World Scientific Publishing Company, 1994. ISBN 9789814501903. [78](#)

SCHMIDT, G. D.; SZKODY, P.; SMITH, P. S.; SILBER, A.; TOVMASSIAN, G.; HOARD, D.; GÄNSICKE, B.; MARTINO, D. D. AR Ursae Majoris: the first high-field magnetic cataclysmic variable. **The Astrophysical Journal**, v. 473, n. 1, p. 483, 1996. [18](#)

SCHMIDT, G. D.; WEST, S. C.; LIEBERT, J.; GREEN, R. F.; STOCKMAN, H. S. The new magnetic white dwarf PG 1031 + 234 - polarization and field structure at more than 500 milion Gauss. **The Astrophysical Journal**, v. 309, p. 218–229, out. 1986. [1](#)

SCHREIBER, M. R.; BELLONI, D.; GÄNSICKE, B. T.; PARSONS, S. G.; ZOROTOVIC, M. The origin and evolution of magnetic white dwarfs in close binary stars. **Nature Astronomy**, v. 5, n. 7, p. 648–654, 2021. [26](#), [27](#)

SCHUTZ, B. Gravitational radiation. In: _____. **Encyclopedia of astronomy and astrophysics**. [S.l.: s.n.], 2000. p. 2110. [75](#), [79](#), [80](#)

SCHWAB, J. **The long-term outcomes of double white dwarf mergers**. Tese (Doutorado) — University of California, Berkeley, nov. 2016. [35](#)

SCHWAB, J. Cooling models for the most massive white dwarfs. **The Astrophysical Journal**, v. 916, n. 2, p. 119, ago. 2021. [47](#)

_____. Evolutionary models for the remnant of the merger of two carbon-oxygen core white dwarfs. **The Astrophysical Journal**, v. 906, n. 1, p. 53, 2021. [25](#), [35](#), [48](#), [60](#)

SHAPIRO, S. L.; TEUKOLSKY, S. A. **Black holes, white dwarfs and neutron stars: the physics of compact objects**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1983. [13](#), [79](#), [83](#), [84](#), [94](#)

SOUSA, M. F. **Mecanismos de geração de ondas gravitacionais em anãs brancas de alta rotação**. 86 p. Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2019. [95](#), [97](#)

- SOUSA, M. F.; COELHO, J. G.; DE ARAUJO, J. C. Gravitational waves from fast-spinning white dwarfs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 492, n. 4, p. 5949–5955, 2020. [4](#), [5](#), [6](#), [12](#), [24](#), [92](#), [95](#), [96](#), [113](#)
- SOUSA, M. F.; COELHO, J. G.; DE ARAUJO, J. C. N. Gravitational waves from SGRs and AXPs as fast-spinning white dwarfs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 498, n. 3, p. 4426–4432, set. 2020. [83](#), [85](#), [87](#), [89](#), [90](#), [91](#), [108](#)
- SOUSA, M. F.; COELHO, J. G.; DE ARAUJO, J. C. N.; KEPLER, S. O.; RUEDA, J. A. The double white dwarf merger progenitors of SDSS J2211+1136 and ZTF J1901+1458. **The Astrophysical Journal**, v. 941, n. 1, p. 28, dez. 2022. [36](#), [43](#), [44](#), [45](#), [46](#), [49](#), [50](#), [52](#), [53](#), [54](#), [56](#), [57](#), [58](#)
- TAURIS, T. M.; LANGER, N.; KRAMER, M. Formation of millisecond pulsars with co white dwarf companions—ii. accretion, spin-up, true ages and comparison to msps with the white dwarf companions. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 425, n. 3, p. 1601–1627, 2012. [12](#)
- TAYAR, J.; PINSONNEAULT, M. H. Implications of rapid core rotation in red giants for internal angular momentum transport in stars. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 775, n. 1, p. L1, 2013. [11](#)
- TERADA, Y.; HAYASHI, T.; ISHIDA, M.; MUKAI, K.; DOTANI, T.; OKADA, S.; NAKAMURA, R.; NAIK, S.; BAMBA, A.; MAKISHIMA, K. Suzaku discovery of hard X-ray pulsations from a rotating magnetized white dwarf, AE Aquarii. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 60, p. 387–397, abr. 2008. [27](#), [93](#)
- THE LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et al. GWTC-3: compact binary coalescences observed by LIGO and Virgo during the second part of the third observing run. **arXiv e-prints**, p. arXiv:2111.03606, nov. 2021. [3](#)
- THE NOBEL PRIZE. **The Nobel Prize in physics 2017**. 2017. Disponível em: <<<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2017/summary/>>>. Acesso em: 05 jan. 2023. [3](#)
- THOMPSON, C.; DUNCAN, R. C. The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars. ii. quiescent neutrino, x-ray, and alfvén wave emission. **The Astrophysical Journal**, v. 473, n. 1, p. 322, 1996. [29](#)
- THORSTENSEN, J. R. Follow-up studies of five cataclysmic variable candidates Discovered by LAMOST. **The Astronomical Journal**, v. 160, n. 4, p. 151, out. 2020. [21](#)
- TOONEN, S.; HOLLANDS, M.; GÄNSICKE, B.; BOEKHOLT, T. The binarity of the local white dwarf population. **Astronomy & Astrophysics**, v. 602, p. A16, 2017. [25](#), [26](#)

TOUT, C. A.; WICKRAMASINGHE, D.; LIEBERT, J.; FERRARIO, L.; PRINGLE, J. Binary star origin of high field magnetic white dwarfs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 387, n. 2, p. 897–901, 2008. 26

UNIVERSIDADE DE BUENOS AIRES - UBA. **Superfícies parametrizadas: elipsoide**. 2018. Disponível em: <<<http://materias.fi.uba.ar/6103/contribuciones/jc/ELIPSOIDE.html>>>. Acesso em: 20 dez. 2022. 84

USOV, V. V. Gamma-radiation generation by rotating magnetic white dwarfs. **Pisma v Astronomicheskii Zhurnal**, v. 14, p. 606–609, jul. 1988. 3, 29

VENNES, S.; SCHMIDT, G.; FERRARIO, L.; CHRISTIAN, D.; WICKRAMASINGHE, D.; KAWKA, A. A multiwavelength study of the high-field magnetic white dwarf EUVE J0317–85.5 (= RE J0317–853). **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 593, n. 2, p. 1040, 2003. 22, 23, 25

WANG, Y. M. On the torque exerted by a magnetically threaded accretion disk. **The Astrophysical Journal**, v. 449, p. L153, ago. 1995. 41

WARNER, B. **Cataclysmic variable stars**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2003. 592 p. (Cambridge Astrophysics). ISBN 9780521542098. 17, 92

WEBER, F. **Pulsars as astrophysical laboratories for nuclear and particle physics**. [S.l.]: Routledge, 2017. 101, 102

WEBER, F.; GLENDENNING, N. Applicability of the improved hartle method for the construction of general relativistic rotating neutron star models. **Astrophysical Journal**, v. 390, n. 2, 1992. 102, 103

WELSH, W. F.; HORNE, K.; GOMER, R. A study of the absorption lines from the donor star in the exotic cataclysmic variable AE Aquarii. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 275, n. 3, p. 649–670, 1995. 23

_____. Doppler signatures of H α flares in AE Aquarii. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 298, n. 1, p. 285–302, 1998. 92

WICKRAMASINGHE, D. T.; FERRARIO, L. Magnetism in isolated and binary white dwarfs. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 112, n. 773, p. 873–924, jul. 2000. 35

WILLIAMS, K. A.; HERMES, J.; VANDERBOSCH, Z. P. The rapid rotation of the strongly magnetic ultramassive white dwarf EGGR 156. **The Astronomical Journal**, v. 164, n. 4, p. 131, 2022. 22, 51

YAGI, K.; SETO, N. Erratum: Detector configuration of DECIGO/BBO and identification of cosmological neutron-star binaries [Phys. Rev. D 83, 044011 (2011)]. **Physical Review D**, v. 95, n. 10, p. 109901, 2017. 3, 4, 87, 111

YAKOVLEV, D.; GASQUES, L.; AFANASJEV, A.; BEARD, M.; WIESCHER, M. Fusion reactions in multicomponent dense matter. **Physical Review C**, v. 74, n. 3, p. 035803, 2006. [104](#)

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Contam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.