



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21c/2019/02.14.19.49-TDI

MECANISMOS DE GERAÇÃO DE ONDAS GRAVITACIONAIS EM ANÃS BRANCAS DE ALTA ROTAÇÃO

Manoel Felipe Sousa

Dissertação de Mestrado do
Curso de Pós-Graduação em
Astrofísica, orientada pelos Drs.
José Carlos Neves de Araújo, e
Jaziel Goulart Coelho, aprovada
em 27 de fevereiro de 2019.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/3SNU748>>

INPE
São José dos Campos
2019

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GBDIR)

Serviço de Informação e Documentação (SESID)

CEP 12.227-010

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/7348

E-mail: pubtc@inpe.br

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

Dr. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CGCPT)

Membros:

Dra. Carina Barros Mello - Coordenação de Laboratórios Associados (COCTE)

Dr. Alisson Dal Lago - Coordenação-Geral de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CGCEA)

Dr. Evandro Albiach Branco - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (COCST)

Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia e Tecnologia Espacial (CGETE)

Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação-Geral de Observação da Terra (CGOBT)

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação - (CPG)

Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Ivone Martins - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

Murilo Luiz Silva Gino - Serviço de Informação e Documentação (SESID)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21c/2019/02.14.19.49-TDI

MECANISMOS DE GERAÇÃO DE ONDAS GRAVITACIONAIS EM ANÃS BRANCAS DE ALTA ROTAÇÃO

Manoel Felipe Sousa

Dissertação de Mestrado do
Curso de Pós-Graduação em
Astrofísica, orientada pelos Drs.
José Carlos Neves de Araújo, e
Jaziel Goulart Coelho, aprovada
em 27 de fevereiro de 2019.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/3SNU748>>

INPE
São José dos Campos
2019

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Sousa, Manoel Felipe.

So85m Mecanismos de geração de ondas gravitacionais em anãs brancas de alta rotação / Manoel Felipe Sousa. – São José dos Campos : INPE, 2019.

xx + 86 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21c/2019/02.14.19.49-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2019.

Orientadores : Drs. José Carlos Neves de Araújo, e Jaziel Goulart Coelho.

1. Anã branca. 2. Acreção de matéria. 3. Campo magnético. 4. Ondas gravitacionais. 5. SGRs e AXPs. 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/).

Aluno (a): **Manoel Felipe Sousa**

Título: "MECANISMOS DE GERAÇÃO DE ONDAS GRAVITACIONAIS EM ANÃS BRANCAS DE ALTA ROTAÇÃO"

Aprovado (a) pela Banca Examinadora em cumprimento ao requisito exigido para obtenção do Título de **Mestre** em **Astrofísica**

Dra. Cláudia Vilega Rodrigues

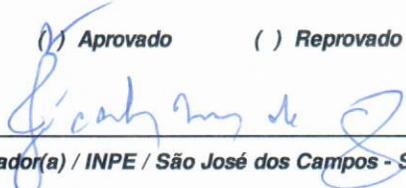


Presidente / INPE / SJC Campos - SP

() Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado () Reprovado

Dr. José Carlos Neves de Araújo



Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP

() Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado () Reprovado

Dr. Jaziel Goulart Coelho

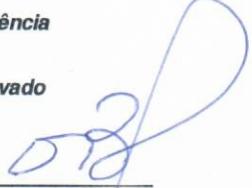
P/


Orientador(a) / UTFPR / São José dos Campos - SP

Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado () Reprovado

Dr. Odylio Denys de Aguiar



Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

() Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado () Reprovado

Dr. Márcio Eduardo da Silva Alves



Convidado(a) / UNESP / São José dos Campos - SP

() Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado () Reprovado

Este trabalho foi aprovado por:

() maioria simples

unanimidade

São José dos Campos, 27 de fevereiro de 2019

*“Imagination will often carry us to worlds that never were. But
without it we go nowhere.”*

CARL SAGAN
em “*Cosmos*”, 1980

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

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus por ter me dado a oportunidade de chegar até aqui.

Aos meus pais, Murilo Sousa e Elizabete Araújo, que com toda humildade e simplicidade ensinaram-me a respeitar e buscar meus sonhos de forma honesta. Agradeço também a minha família por estar ao meu lado todo esse tempo me dando força, apoio e confiança.

Aos meus orientadores Dr José Carlos Neves de Araujo e Dr Jaziel Goulart Coelho, pela ótima orientação deste trabalho. Grandes profissionais e excelentes pessoas que me apoiaram neste grande desafio, com muito respeito e incentivo. As dicas e os conselhos foram sempre muito valiosos.

A todos os companheiros do curso, em especial aos meus colegas de turma Eduardo, Fernando, Samantha e Fred pela amizade, companheirismo e motivação durante os "perrengues" do mestrado; e pelas risadas compartilhadas ao longo desses dois anos.

Aos professores da Divisão de Astrofísica por todo o conhecimento passado através das conversas paralelas e das disciplinas cursadas ao longo do mestrado.

Ao INPE pela oportunidade de cursar o mestrado e pelo apoio dado para realização deste trabalho.

À CAPES pelo suporte financeiro, sem o qual o mestrado não teria sido realizado.

Enfim, agradeço a todos que contribuíram diretamente ou indiretamente para a execução deste e pelas amizades e companheirismos construídos durante esses anos pelos corredores do CEA.

RESUMO

A detecção direta de Ondas Gravitacionais (OGs) tem proporcionado novos ramos de estudos científicos e levantado novos questionamentos sobre o comportamento dos sistemas astrofísicos. Devido a esses grandes avanços e a busca pelo entendimento de fontes astrofísicas que emitem OGs na faixa de frequências de 10^{-4} a 10^{-1} Hz, esforços têm sido feitos para o desenvolvimento de detectores espaciais, tais como, o LISA (*Laser Interferometer Space Antenna*), o BBO (*Big Bang Observer*) e o DECIGO (*DECi-hertz Interferometer Gravitational wave Observatory*), com o intuito de observar essas fontes que não podem ser medidas com detectores terrestres. Uma das classes candidatas a serem detectadas por esses instrumentos espaciais são as anãs brancas (ABs) de alta rotação. Essas ABs são remanescentes peculiares que emitem pulsos de energia apresentando períodos de rotação da ordem de segundos a poucos minutos e possuem intensos campos magnéticos (10^6 G a 10^9 G). Essa classe estelar tem dado suporte a um modelo alternativo para descrever uma classe de pulsares conhecida como *Soft Gamma Repeaters* (SGRs) e *Anomalous X – Ray Pulsars* (AXPs), onde esses são caracterizados como pulsares de ABs alimentados pela rotação. Nessa dissertação, analisamos dois mecanismos de geração de OGs em ABs de alta rotação: acreção de matéria quando essas se encontram em um sistema binário, e deformação na estrutura da estrela em razão do intenso campo magnético. Para isso, calculamos a amplitude e a energia gravitacional para 3 sistemas binários: AE Aquarii, AR Scorpii e RX J0648.0-4418 considerando os dois processos de emissão de OGs. Ainda, investigamos, pela primeira vez na literatura, a contrapartida gravitacional dos SGRs/AXPs considerando o formalismo de ABs. Para essa análise, aplicamos apenas o mecanismo de deformação magnética. Após o cálculo, concluímos que, para o primeiro mecanismo, os sistemas AE Aquarii e RX J0648.0-4418 são bons candidatos a serem observados pelo BBO e DECIGO se possuírem um amontoado de massa em um dos polos magnéticos $\delta m \geq 10^{-5} M_{\odot}$ para 1 ano de observação, enquanto que para o segundo mecanismo, os 3 sistemas analisados necessitam que a AB tenha um campo magnético em torno de 2 ordens de magnitude maiores do que são inferidos pela emissão eletromagnética (10^7 G a 10^8 G). Além disso, com o segundo mecanismo, foi encontrado que alguns SGRs/AXPs podem ser observados pelo BBO e DECIGO: 1E 1547.0-5408 e SGR 1806-20 são fontes que podem ser observadas para todo o intervalo de massa considerado ($0,6 M_{\odot} \leq M_{AB} \leq 1,4 M_{\odot}$) em 1 ano de observação, já as fontes SGR 1900+14, CXOU J171405.7-381031, Swift J1834.9-0846 e SGR1627-41 serão detectadas com um tempo de observação de 5 anos para o mesmo intervalo de massa. Com isso, uma possível detecção de OGs contínuas provindas desses objetos corroboraria com o modelo de pulsares de ABs, pois notamos que os SGRs e AXPs, no modelo de magnetar (estrelas de nêutrons altamente magnetizadas), estão muito abaixo das curvas de sensibilidade do BBO e DECIGO e não serão detectados por esses instrumentos com esse mecanismo.

Palavras-chave: Anã Branca. Acreção de matéria. Campo magnético. Ondas Gravitacionais. SGRs e AXPs.

GRAVITATIONAL WAVE EMISSION MECHANISMS IN FAST-ROTATING WHITE DWARFS

ABSTRACT

The direct detection of gravitational waves (GWs) provided new branches of scientific studies and raised new questions about the behavior of astrophysical systems. Due to these great advances and the search for understanding of astrophysical sources that emit GWs in the frequency range of 10^{-4} to 10^{-1} Hz, efforts have been made for the development of space detectors such as, LISA (Laser Interferometer Space Antenna), BBO (Big Bang Observer) and DECIGO (DECi-hertz Interferometer Gravitational wave Observatory), in order to observe these sources that cannot be measured with terrestrial detectors. One of the candidate classes to be detected by these spatial instruments are the fast-rotating white dwarf (fast-rotating WDs). These WDs are peculiar remnants that emit pulses of energy presenting rotation periods of the order of seconds to a few minutes and have intense magnetic fields (10^6 G to 10^9 G). This stellar class supports an alternative model to describe a class of pulsar known as Soft Gamma Repeaters (SGRs) and Anomalous X-Ray Pulsars (AXPs), where, in this model, these objects are characterized as WD pulsars powered by rotation. In this work, we analyzed two mechanisms of GWs emission in fast-rotating WDs: accretion of matter when these ones are in a binary system, and deformation of the structure of the star due to the strong magnetic field. For this, we calculated the gravitational amplitude and energy for 3 binary systems: AE Aquarii, AR Scorpii and RX J0648.0-4418, considering the two processes of GW emission. We also investigated, for the first time in the literature, the gravitational counterpart of the SGRs/AXPs considering the formalism of WDs. For this analysis, we applied only the magnetic deformation mechanism. After the calculation, we concluded that, for the first mechanism, the systems AE Aquarii and RX J 0648.0-4418 are good candidates to be observed by BBO and DECIGO if they have an amount of accumulated mass on one of the magnetic poles of $\delta m \geq 10^{-5} M_{\odot}$ for 1 year of observation, while, for the second mechanism, the 3 analyzed systems require that WD has a magnetic field around 2 orders of magnitude higher than that is inferred by electromagnetic emission (10^7 G a 10^8 G). In addition, using the second mechanism, it was found that some SGRs/AXPs can be observed by BBO and DECIGO: 1E 1547.0-5408 and SGR 1806-20 are sources that can be observed for the entire considered mass range ($0,6 M_{\odot} \leq M_{AB} \leq 1,4 M_{\odot}$) in 1 year of observation, for the sources SGR 1900+14, CXOU J171405.7-381031, Swift J1834.9-0846 and SGR 1627-41 will be detected with a 5-year observation time for the same mass range. Thereby, a possible detection of continuous GWs originated from these objects is a good indication that corroborates with the WD pulsar model because we noted that the SGRs and AXPs, in the Magnetar model (highly magnetized neutron stars), are far below the sensitivity curves of BBO and DECIGO and will not be detected by these instruments using this mechanism.

Keywords: White Dwarf. Accretion of matter. Magnetic field. Gravitational Waves. SGRs/AXPs.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1	Buracos negros detectados através de observações de ondas gravitacionais. 2
1.2	Sistema binário de estrelas de nêutrons observado em OGs. 3
1.3	Curva de sensibilidade para os detectores espaciais: BBO, DECIGO e LISA 4
2.1	Curvatura do espaço-tempo 8
2.2	Polarizações h_+ e h_\times de uma onda gravitacional 13
2.3	Fontes astrofísicas de OGs e o espectro gravitacional 16
2.4	Exemplo de uma onda gravitacional do tipo Burst 17
2.5	Diferentes estágios da evolução do Universo 18
2.6	Impressão artística de duas estrelas orbitando uma à outra e progredindo para se fundirem com as ondas gravitacionais resultantes 19
2.7	Representação de uma coalescência de dois BNs 20
2.8	Um exemplo de sinal de uma fonte de ondas gravitacionais contínuas . . . 22
3.1	Esquema de evolução estelar para diferentes massas. 25
3.2	Evolução do interior de uma estrela de massa $0,4M_\odot$ a $8M_\odot$ 27
3.3	Número de ABs DAs versus o campo magnético para uma faixa de intensidade entre 5×10^6 G a 10^8 G. 31
3.4	Distribuição de massa para Anãs brancas magnéticas e não magnéticas . 32
3.5	Representação artística do sistema AE Aquarii 34
3.6	Representação artística do sistema AR Scorpii 36
3.7	Diagrama $\dot{P} - P$ para SGRs/AXPs como estrelas de nêutrons 43
3.8	Diagrama $\dot{P} - P$ para SGRs/AXPs como Anãs brancas 44
4.1	Os ângulos de Euler 46
4.2	Esquema de um objeto com matéria amontoadada sobre um eixo 49
4.3	Esquema de uma AB deformada pelo um campo magnético dipolar . . . 50
4.4	Relação entre massa acretada e a amplitude gravitacional para a AE Aqr, AR Sco e RX J0648 56
4.5	AE Aquarii, AR Scorpii e RX J0648 nas curvas de sensibilidade dos detectores LISA, BBO e DECIGO para o mecanismo de acréscimo de matéria 57
4.6	Relação entre a eficiência e a amplitude gravitacional para AE Aqr, AR Sco e RX J0648 para o 2º mecanismo 60

4.7	AE Aquarii, AR Scorpii e RX J0648 nas curvas de sensibilidade dos detectores LISA, BBO e DECIGO para o mecanismo de deformação magnética	61
4.8	Relação entre o campo magnético e a amplitude gravitacional para SGRs/AXPs descritas como ABs magnéticas e rápidas.	66
4.9	SGRs/AXPs descritos como ABs magnéticas e rápidas nas curvas de sensibilidade dos detectores BBO e DECIGO	68
4.10	SGRs/AXPs como magnetares nas curvas de sensibilidade dos detectores BBO e DECIGO	69

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Grandezas observacionais para os SGRs/AXPs confirmados retiradas do catálogo online mantido pelo McGill Pulsar Group	40
4.1 3 sistemas binários contendo uma AB de rápida rotação e seus parâmetros	55
4.2 Luminosidade de <i>spindown</i> e a massa necessária para explicar o <i>spindown</i> da AB em razão da emissão de OGs pelo mecanismo de acreção de matéria	58
4.3 Eficiência do mecanismo de geração de OGs em razão de um amontoado de matéria nos polos magnéticos da AB	59
4.4 Eficiência do mecanismo de produção de OGs por acreção de matéria: total e mínima para detecção	62
4.5 Eficiência do mecanismo de acréscimo de matéria para o limite superior de campo magnético dos 3 sistemas binários	63
4.6 Parâmetros para os SGRs/AXPs considerando que esses objetos são ABs de $M_{AB} = 1,4M_{\odot}$	65
B.1 Parâmetros para os SGRs/AXPs considerando que esses objetos são ABs de $M_{AB} = 0,6M_{\odot}$	85
B.2 Parâmetros para os SGRs/AXPs considerando que esses objetos são ABs de $M_{AB} = 1,0M_{\odot}$	86

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 ONDAS GRAVITACIONAIS	7
2.1 Relatividade Geral e a Radiação Gravitacional	8
2.2 Fontes Astrofísicas	15
2.2.1 Fontes de bursts	16
2.2.2 Fontes estocásticas	18
2.2.3 Fontes espirais	19
2.2.4 Fontes contínuas	22
3 ANÃS BRANCAS	25
3.1 Rotação e Campo magnético	28
3.2 Anãs brancas magnetizadas de alta rotação	33
3.2.1 AE Aquarii	33
3.2.2 AR Scorpii	35
3.2.3 RX J0648.0-4418	37
3.2.4 SGRs/AXPs como anã brancas magnetizadas e de alta rotação	39
4 ONDAS GRAVITACIONAIS DE ANÃS BRANCAS	45
4.1 Modelos e Deduções	45
4.1.1 Acréscimo de matéria	45
4.1.2 Deformação magnética	50
4.2 Resultados obtidos	55
4.2.1 OGs devido ao acréscimo de matéria	55
4.2.2 OGs em razão da deformação magnética	60
4.2.3 OGs devido à deformação magnética em SGRs/AXPs como ABs altamente magnéticas	64
5 CONCLUSÃO	71

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	75
APÊNDICE A - CURVAS DE SENSIBILIDADE.	83
APÊNDICE B - CARACTERÍSTICAS DOS SGRs/AXPs COMO ANÃS BRANCAS	85
B.1 SGRs/AXPs descritos como Anã branca de $M_{AB} = 0,6M_{\odot}$	85
B.2 SGRs/AXPs descritos como Anã branca de $M_{AB} = 1,0M_{\odot}$	86

1 INTRODUÇÃO

Desde os tempos mais remotos, nossa civilização, mesmo com todas as suas diferentes culturas, tem revelado um fascínio pelo espaço e tempo. A busca pelo entendimento do universo (espaço) e de onde viemos e quando surgimos (tempo) têm criado conceitos do espaço e tempo em nossa consciência que foram se enraizando e transformando nas imagens mentais que habitamos a usar. Pensamos no espaço como uma entidade tridimensional onde tudo que nos rodeia acontece, e no tempo como uma espécie de fluxo contínuo que tem apenas uma direção e sentido. No entanto, Einstein, em 1915, quando postulou a Teoria da Relatividade Geral (TRG) mostrou que os conceitos de espaço e tempo não são independentes, e sim, eles são, no contexto da TRG, uma entidade geométrica unificada chamada de espaço-tempo e a presença de massa e energia deforma a estrutura desse espaço-tempo criando o que conhecemos como gravidade (STEPHANI, 2004).

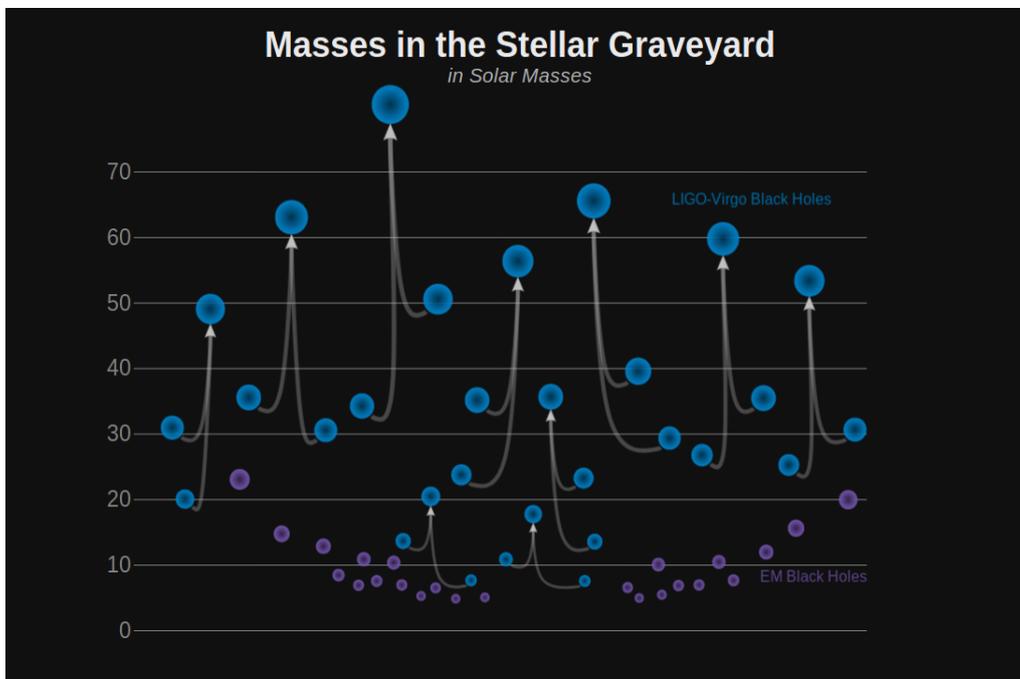
Uma das consequências dessa teoria é a existência de ondas gravitacionais (OGs). Essas ondas podem ser entendidas como perturbações na geometria do espaço-tempo devido à matéria acelerada. Elas não precisam de um meio para se propagar e viajam à velocidade da luz. Além disso, essas ondulações carregam energia em forma de radiação gravitacional, porém a intensidade dessas ondas é bem pequena devido à força gravitacional ser fraca. A intensidade torna-se consideravelmente grande próximo às grandes concentrações de massa e energia, como em regiões próximas às anãs brancas (ABs), estrelas de nêutrons (ENs) e buracos negros (BNs).

A discussão da existência de OGs era apenas teórica até a década de 1960 (ABBOTT et al., 2016), quando os físicos começaram um grande esforço para detectar essas ondas. Weber foi um dos pioneiros a tentar detectar a radiação gravitacional a partir de uma barra ressonante (WEBER, 1960). Ainda, nessa época, os detectores interferométricos foram propostos como uma alternativa e suas construções iniciadas a partir da década de 70. No entanto, apenas entre os anos de 2015 a 2017, um conjunto desses detectores, tais como o LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) nos Estados Unidos, e o Virgo na Itália, alcançaram sensibilidade para detecção.

Uma detecção indireta de OGs aconteceu, na década de 70, com a descoberta do sistema binário de Pulsar PSR 1913+16 por Hulse e Taylor (HULSE; TAYLOR, 1975) junto à observação de que esse sistema estava diminuindo seu período orbital pela perda de energia por OGs (TAYLOR; WEISBERG, 1982).

As primeiras OGs detectadas diretamente aconteceram em 14 de setembro de 2015 pelos interferômetros LIGO (evento nomeado como GW150914). Acredita-se que essas ondas foram provenientes da fusão de dois BNs de massas $36^{+5}_{-4} M_{\odot}$ e $29^{+4}_{-4} M_{\odot}$ que resultou em um BN de massa $62^{+4}_{-4} M_{\odot}$ e irradiando $3^{+0.5}_{-0.5} M_{\odot} c^2$ em OGs (ABBOTT et al., 2016). A partir daí, o LIGO em colaboração com o Virgo fizeram mais 9 detecções de OGs que se presumem ser provenientes da coalescência de BNs com massas relativamente grandes quando confrontados com os BNs detectados via ondas eletromagnéticas. Essa comparação é apresentada na Figura 1.1. Essas 10 detecções foram observadas entre anos de 2015 e 2017 em duas corridas de observação: na primeira corrida, que ocorreu de 12 setembro de 2015 a 19 de janeiro de 2016, foram detectadas 3 eventos, enquanto que na segunda corrida, que durou de 30 de novembro de 2016 a 25 de agosto de 2017, resultou na observação de mais 7 eventos procedentes da fusão de BNs.

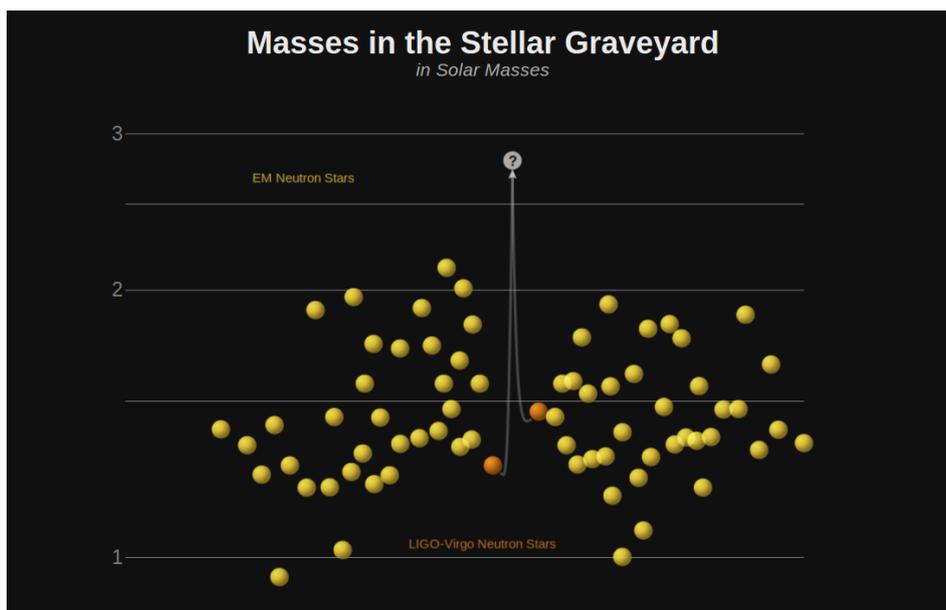
Figura 1.1 - Buracos negros detectados através de observações de ondas gravitacionais (em azul). O gráfico apresenta a massa dos buracos negros antes e após a coalescência. Em roxo são apresentados os buracos negros detectados via ondas eletromagnéticas. Os valores das massas estão representadas em massas solares.



Fonte: Elavsky et al. (2018)

Outro fato importante para o estudo em OGs ocorreu em 17 de agosto de 2017, ainda na segunda corrida de observação, quando o LIGO e o Virgo fizeram a primeira detecção de OGs supostamente provindas da coalescência de duas ENs (evento GW170817) que produziu um objeto astrofísico que ainda não se tem certeza se é um BN ou uma EN. A massa estimada para os objetos no sistema binário está no intervalo de $1.1 M_{\odot}$ a $1.6 M_{\odot}$, valores de massa dentro do intervalo de massa de ENs (Ver Figura 1.2). Esse evento ainda foi observado em ondas eletromagnéticas inaugurando, assim, uma nova astronomia multi-mensageira, agora envolvendo OGs (ABBOTT et al., 2017).

Figura 1.2 - Sistema binário de estrelas de nêutrons observado em OGs (em laranja). O gráfico apresenta a massa das estrelas de nêutrons antes e após a fusão. Em amarelo são as estrelas de nêutrons detectadas via ondas eletromagnéticas. Os valores das massas estão representadas em massas solares.



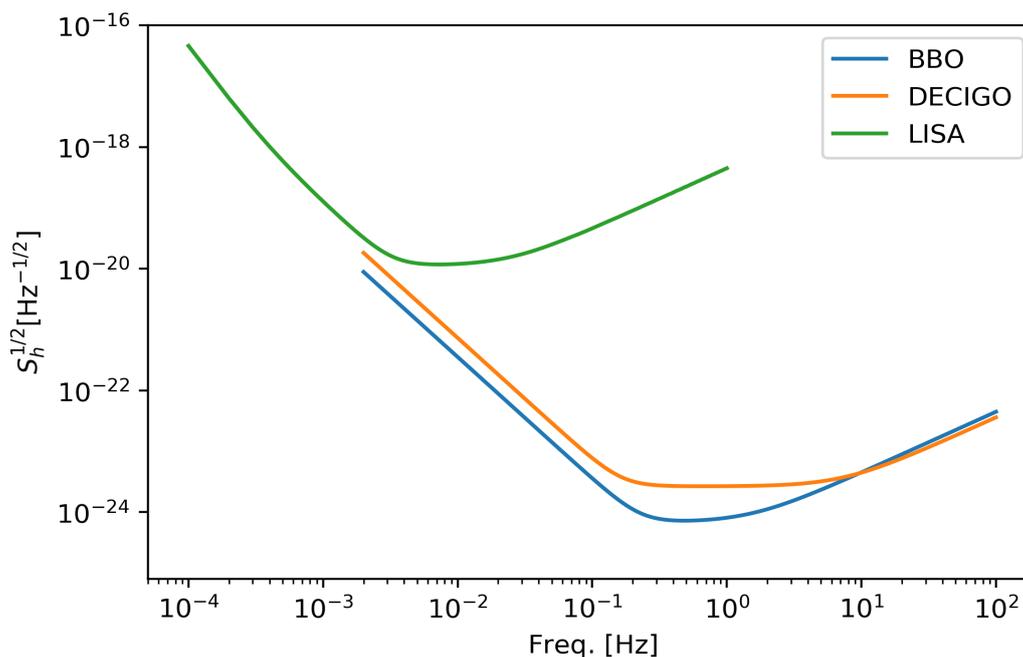
Fonte: Elavsky et al. (2018)

Até o momento foram detectadas OGs em apenas algumas frequências. Entretanto, o espectro da OG cobre um amplo intervalo de frequências que pode ir de 10^{-17} Hz até 10^4 Hz (THORPE et al., 2018). Os detectores interferométricos terrestres, como LIGO e o Virgo por exemplo, cobrem uma faixa de alta frequência (de 1 a 10^4 Hz). No entanto, há uma banda de frequência mais baixa, em torno de 10^{-4} Hz a 1 Hz, que é possível ser acessada apenas do espaço. Isto acontece devido em parte ao tamanho

dos braços mais longos que os detectores interferométricos espaciais podem ter e, em parte, porque esses detectores não são afetados pelo ruído sísmico e Newtoniano que limitam o desempenho de baixa frequência dos detectores terrestres (MOORE et al., 2014).

Diante desse cenário, detectores com bases espaciais estão sendo desenvolvidos, tais como o LISA - *Laser Interferometer Space Antenna* (AMARO-SEOANE et al., 2017), o BBO - *Big Bang Observer* (HARRY et al., 2006) e o DECIGO - *DECi – hertz Interferometer Gravitational wave Observatory* (KAWAMURA et al., 2006). Esses detectores são do tipo interferométricos projetados para operar dentro da banda de frequências acessível do espaço, tal que o LISA possui sensibilidade maior para OGs em mHz, enquanto que BBO e DECIGO são projetados para sondar a região dHz do espectro da OG. A Fig. 1.3 apresenta as curvas de sensibilidade para esses 3 detectores.

Figura 1.3 - Curva de sensibilidade para os detectores espaciais: BBO, DECIGO e LISA



Fonte: Produção do autor.

Um tipo de fonte astrofísica interessante que é uma potencial candidata para esses detectores espaciais são as ABs rápidas, com período de rotação de poucos segundos a minutos, algumas quase no seu limite de *break up*, e que tem um forte campo

magnético - 10^6 G a 10^9 G na superfície da estrela (COELHO, 2013). ABs com essas características são incomuns e comumente encontram-se em sistemas binários acretao matéria (variáveis cataclísmicas) ou em um estágio evolucionário avançado destas. Entretanto, algumas ABs isoladas e com alta rotação tem sido já observadas e apontadas pelo catálogo Sloan Digital Sky Survey - SDSS (KLEINMAN et al., 2012). ABs rápidas e magnéticas geralmente apresentam pulsos de energia com uma luminosidade eletromagnética menor que a luminosidade de *spindown*, o que implica que essas fontes devam apresentar outros mecanismos de perda de energia, e a radiação por OGs pode ser um destes.

Essas ABs, objeto de estudo desse trabalho, podem gerar OGs a partir da variação do momento de quadrupolo devido a um amontoado de massa na superfície da estrela que foi acumulado nos polos magnéticos que, por sua vez, estão desalinhados com o eixo de rotação da estrela; ou devido à deformação que estas estrelas podem apresentar em sua forma esférica em razão do intenso campo magnético quando este também não se apresenta alinhado com o eixo de rotação da AB.

Essas ABs incomuns ainda são utilizados por um modelo alternativo para explicar os *Soft Gamma Repeaters* -SGRs e *Anomalous X-ray Pulsars* - AXPs (COELHO; MALHEIRO, 2014) que são objetos astronômicos que apresentam pulsações e suas características são distintas dos pulsares de rádios e dos pulsares de raios-X. Nesse modelo, SGRs e AXPs são descritos como pulsares de ABs que têm um alto campo magnético $B \sim 10^8$ G - 10^{10} G e são alimentados pela rotação (veja seção 3.2.4). Nessa dissertação, analisamos, pela primeira vez na literatura, a contrapartida da radiação gravitacional devido à deformação magnética na estrutura da estrela quando os SGRs e AXPs são descritos como ABs rápidas e magnéticas.

Desse modo, os desafios que circundam essas ABs peculiares junto com o desenvolvimento de novos detectores espaciais têm sido a motivação do trabalho desenvolvido e apresentado por esta dissertação, que apresenta dois mecanismos de geração de radiação gravitacional para ABs que têm uma alta rotação e um intenso campo magnético: acréscimo de matéria e deformação magnética. Para essa análise, calculamos a amplitude da OG para esses objetos em cada mecanismo, alterando parâmetros tais como massa e raio para obter limites para amplitude. Localizamos essas estrelas na curva de sensibilidade dos detectores espaciais de OGs, e analisamos a energia gravitacional liberada em cada mecanismo.

Esta dissertação, então, está organizada em seções como segue descrito. No capítulo 2, fizemos uma breve explicação sobre OGs, realizamos a linearização das Equações

de Einstein para chegar na equação de onda e ainda apresentamos as fontes astrofísicas para essa radiação. No capítulo 3, abordamos as ABs, suas características e como são formadas. Em seguida, discutimos como elas se comportam em sistemas binários e como elas podem obter uma alta rotação e serem altamente magnetizadas. Apresentamos, ainda neste capítulo, as fontes de interesse desse trabalho: AE Aquarii, AR Scorpii, RX J0648.0-4418 e os SGRs/AXPs. No capítulo 4, abordamos os dois mecanismos de emissão de OGs deduzindo as equações da amplitude e luminosidade gravitacional e discutindo os resultados obtidos para cada mecanismo. Por fim, no Capítulo 5, apresentamos nossas considerações finais.

2 ONDAS GRAVITACIONAIS

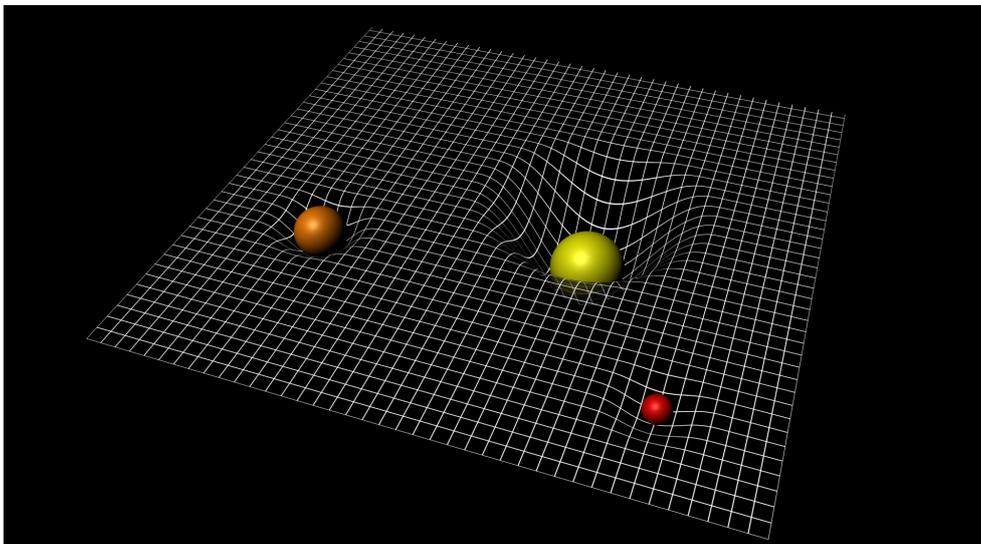
A Teoria da Relatividade Geral entende a gravidade como a curvatura no espaço tempo. Quando a curvatura é fraca, ela produz uma gravidade Newtoniana a qual já estamos familiarizados. No entanto, quando a curvatura é forte, ela se comporta de uma maneira altamente não linear. Para mais, quando abordamos o espaço-tempo, estamos geralmente nos referindo a um sistema em quatro dimensões (três espaciais e uma temporal), porém é bastante difícil visualizar essas quatro dimensões juntas. Assim, para um melhor entendimento de como o espaço-tempo se comporta e o que são as OGs, podemos fazer uma analogia do espaço tempo como uma cama elástica em um sistema tridimensional.

Imaginando uma cama elástica sem nenhuma massa sobre ela, temos que essa ficará plana e sem deformação. Entretanto, se colocarmos um objeto de massa M sobre a cama, o objeto deformará e criará uma curvatura nessa cama. Quanto mais massa tiver esse objeto, maior será a deformação na cama. Agora, se já existissem outros objetos sobre a cama elástica quando posicionada a massa M , esses também sofreriam uma ação devido à nova geometria da cama elástica, e conseqüentemente, aconteceria o mesmo para objetos subsequentes posicionados. É dessa maneira que representamos o que acontece no Universo e como o espaço-tempo se comporta com a presença de massa e energia, ou seja, ele se curva e deforma dependendo da quantidade de matéria no local. A figura 2.1 mostra como o espaço-tempo é deformado de forma desigual por diferentes massas.

Portanto, se um objeto se move, a curvatura no espaço-tempo o acompanha. Com isso, quando a curvatura de um objeto varia muito rapidamente e de uma forma assimétrica, seja por causa de pulsações, movimentos orbitais, rotações não esféricas ou colisões, são produzidas ondulações de curvatura no espaço-tempo que se propagam à velocidade da luz. Às essas oscilações e deformações no espaço-tempo causado pela mudança no campo gravitacional do objeto que chamamos de OGs (SCHUTZ, 2000).

O aspecto mais marcante da radiação gravitacional é sua fraqueza em comparação com as ondas eletromagnéticas. Não é possível gerar níveis de radiação gravitacional em laboratório que sejam detectáveis. Entretanto, quanto mais massivo for o objeto e quanto mais acelerado ele se move, mais energia terá a onda emitida. Por esse fato, alguns eventos astrofísicos bastante energéticos podem emitir OGs que podemos detectar.

Figura 2.1 - Curvatura do espaço-tempo



Fonte: Carreau e ESA (2015)

Além disso, as OGs são ondas transversais que interagem muito fracamente com a matéria. Isso faz com que elas carreguem informações quase inalteradas de onde elas foram geradas, pois mesmo que elas tenham sido geradas em uma parte distante no Universo ou em regiões bastante escondidas, elas não sofrem significante absorção ou espalhamento. Elas, ainda, carregam um tipo de informação completamente diferente daquela produzida pelas ondas eletromagnéticas, visto que as OGs são geradas pelo movimento das fontes (SCHUTZ, 2000).

Enfim, para entendermos um pouco mais sobre as OGs, precisamos relembrar alguns aspectos da Teoria da Relatividade Geral e como essas oscilações são deduzidas e descritas nessa Teoria.

2.1 Relatividade Geral e a Radiação Gravitacional

A distância entre dois eventos em um espaço-tempo genérico está com relacionada com o elemento de linha dado por,

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (2.1)$$

onde $g_{\mu\nu}$ é a métrica quadridimensional que descreve a geometria do espaço-tempo,

dx^i com $i = 1, 2$ e 3 representam coordenadas espaciais e $dx^0 \equiv cdt$, a coordenada temporal. Os índices repetidos (índices mudos) no lado direito da Equação 2.1 seguem a convenção de Einstein para a somatória.

Segundo a Teoria da Relatividade Geral, os efeitos gravitacionais podem ser descritos quando se conhece a métrica $g_{\mu\nu}$. Então, uma vez que a distribuição de massa e energia é conhecida, podemos encontrar a métrica a partir da *Equação de Einstein* (a dedução dessa equação pode ser encontrada em D'Inverno, 1992):

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (2.2)$$

onde G é a constante gravitacional, c é velocidade da luz no vácuo e $T_{\mu\nu}$ é o tensor momento-energia que carrega as informações da distribuição de massa, energia e momento do sistema. O tensor $T_{\mu\nu}$ também é conhecido como termo fonte e, portanto, fora da fonte que produz o campo gravitacional, ele pode ser considerado nulo.

Do lado esquerdo da Equação 2.2, encontramos o tensor de Einstein $G_{\mu\nu}$ que traz informações sobre a geometria do espaço-tempo e é definido por (D'INVERNO, 1992),

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R, \quad (2.3)$$

isto é, esse tensor é definido em termos de dois outros objetos que são: o tensor de Ricci,

$$R_{\mu\nu} = R_{\mu\rho\nu}^{\rho} = \partial_{\rho}\Gamma_{\mu\nu}^{\rho} - \partial_{\nu}\Gamma_{\rho\mu}^{\rho} + \Gamma_{\rho\lambda}^{\rho}\Gamma_{\nu\mu}^{\lambda} - \Gamma_{\nu\lambda}^{\rho}\Gamma_{\rho\mu}^{\lambda}, \quad (2.4)$$

e o Escalar de Ricci,

$$R = R_{\mu}^{\mu} = g^{\mu\nu}(\partial_{\rho}\Gamma_{\mu\nu}^{\rho} - \partial_{\nu}\Gamma_{\rho\mu}^{\rho} + \Gamma_{\rho\lambda}^{\rho}\Gamma_{\nu\mu}^{\lambda} - \Gamma_{\nu\lambda}^{\rho}\Gamma_{\rho\mu}^{\lambda}), \quad (2.5)$$

que, por sua vez, são definidos em termos da conexão métrica,

$$\Gamma_{\nu\mu}^{\rho} = \frac{1}{2}g^{\rho\lambda}(\partial_{\nu}g_{\mu\lambda} + \partial_{\mu}g_{\nu\lambda} - \partial_{\lambda}g_{\nu\mu}). \quad (2.6)$$

A Equação 2.2 constitui um grupo de 10 equações diferenciais parciais não lineares em $g_{\mu\nu}$. Conforme já mencionado, estas equações nos permitem encontrar a métrica se soubermos a distribuição de massa e energia. Assim, conseguimos compreender como a estrutura do espaço-tempo é modificada pela matéria.

A ausência de gravidade deixa o espaço-tempo plano, então, podemos descrever essa estrutura utilizando uma métrica plana, que em coordenadas cartesianas é dada pela *métrica de Minkowski*, $\eta_{\mu\nu}$. Essa métrica pode ser representada na forma matricial por,

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$

Se considerarmos uma região do espaço-tempo distante de qualquer fonte gravitacional, podemos assumir que o campo gravitacional é fraco e que o espaço-tempo é aproximadamente plano. Assim, a métrica que caracteriza esse campo desvia apenas levemente da de Minkowski e ela pode ser escrita como,

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (2.8)$$

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

Dessa forma, utilizando a aproximação de campo fraco (Equação 2.8) podemos encontrar a equação para OG longe da fonte, visto que os emissores de OGs estão relativamente distantes em relação a Terra.

Portanto, utilizando a Equação 2.8, podemos reescrever a Equação 2.6 em primeira ordem de h como,

$$\Gamma_{\nu\mu}^{\rho} = \frac{1}{2}\eta^{\rho\lambda}(\partial_{\nu}h_{\mu\lambda} + \partial_{\mu}h_{\nu\lambda} - \partial_{\lambda}h_{\nu\mu}). \quad (2.9)$$

Logo, o Tensor de Ricci (Equação 2.4) e o escalar de Ricci (Equação 2.5) para o regime linear (campo fraco) serão, respectivamente,

$$R_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \left[\partial_\sigma \partial_\mu h_\nu^\sigma + \partial_\sigma \partial_\nu h_\mu^\sigma - \partial_\mu \partial_\nu h - \square h_{\mu\nu} \right], \quad (2.10)$$

$$R = \partial_\mu \partial_\nu h^{\mu\nu} - \square h, \quad (2.11)$$

tal que $h = \eta^{\rho\lambda} h_{\rho\lambda} = h_\sigma^\sigma$ e \square é o D'Alembertiano dado por,

$$\square = \partial_\sigma \partial^\sigma = \nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}. \quad (2.12)$$

Utilizando, portanto, as equações de campo fraco encontradas (Equações 2.8, 2.10 e 2.11), e um calibre adequado (gauge de Lorentz), as Equações de Campo de Einstein (Eq. 2.2) se reduzem às equações de onda (SCHUTZ, 2009),

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (2.13)$$

no qual \bar{h} é a perturbação de traço reverso definida por,

$$\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} h. \quad (2.14)$$

Conforme citado acima, longe da fonte de campo, o tensor momento energia pode ser considerado nulo, ou seja, $T_{\mu\nu} = 0$. Logo a 2.13 pode ser escrita como,

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = 0. \quad (2.15)$$

Esta equação diferencial de segunda ordem tem soluções na forma:

$$\bar{h}_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} \exp [ik(z - ct)], \quad (2.16)$$

que representam uma onda plana se propagando ao longo da direção $+z$ com velocidade c e frequência angular kc .

Podemos agora utilizar a liberdade de gauge para restringir \bar{h} aplicando mais um

calibre: o gauge transverso e sem traço ou gauge TT que consiste nas seguintes condições (MAGGIORE, 2008):

$$h^{0\mu} = 0, \quad h_i^i = 0 \quad e \quad \partial_i h^{ij} = 0, \quad (2.17)$$

com os índices $i, j = 1, 2, 3$ e denotamos o tensor $h_{\mu\nu}$ como $h_{\mu\nu}^{TT}$ para indicar que esse satisfaz as condições acima. Nota-se desse gauge que as componentes temporais do tensor de perturbação são nulas, as componentes espaciais são transversas à direção de propagação e a condição sem traço implica que a Equação 2.14 pode ser escrita como $\bar{h}_{\mu\nu}^{TT} = h_{\mu\nu}^{TT}$.

Além disso, a afirmação que $h_{\mu\nu}^{TT}$ é transverso e sem traço significa que ele pode ser escrito na seguinte forma matricial (SAULSON, 1994),

$$h_{\mu\nu}^{TT} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & b & 0 \\ 0 & b & -a & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.18)$$

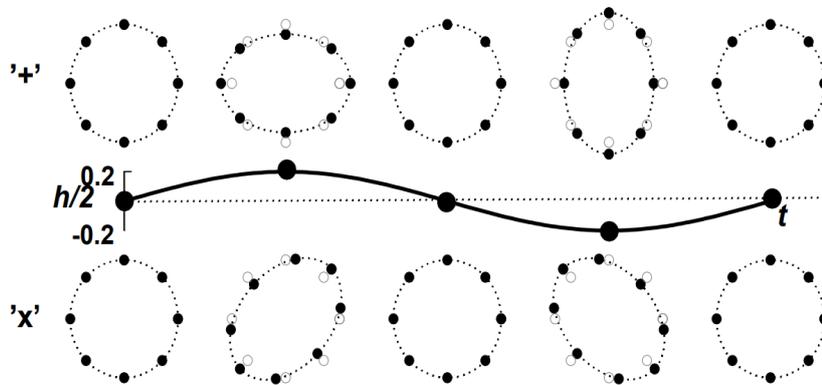
ou seja, esta onda pode ser representada em função da soma das componentes h_+ e h_\times ($h_{\mu\nu}^{TT} = ah_+ + bh_\times$), tal que

$$h_+ = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad h_\times = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.19)$$

Essas duas componentes representam as duas polarizações independentes possíveis de uma OG, como é previsto pela Teoria da Relatividade Geral. Na Figura 2.2 apresentamos o efeito dessas polarizações em um anel de partículas livres que estão dispostas em um plano perpendicular à direção da onda, isto é, a OG estaria se propagando perpendicularmente a esta folha, entrando ou saindo dela. Observamos que na posição inicial, as partículas encontram-se igualmente distante do centro da circunferência, porém quando a OG se propaga, algumas partículas se afastam do centro enquanto outras se aproximam, e isso ocorre alternadamente de acordo com a fase da onda. Se consideramos uma onda com polarização mais (h_+ ou +),

as partículas serão movidas em forma de + como mostrado nos anéis na parte superior da Figura 2.2. Agora, se a onda tem uma polarização cruzada (h_{\times} ou \times), as partículas se deslocarão em forma de X como mostrado na parte inferior da Figura 2.2. Qualquer outra polarização pode ser escrita como combinação das duas polarizações. É interessante notar aqui que os dois estados são rotacionados de 45° um em relação ao outro, diferentemente dos dois estados de polarizações da onda eletromagnética que são rotacionadas de 90° um em relação ao outro.

Figura 2.2 - Polarizações h_+ e h_{\times} de uma onda gravitacional se propagando perpendicularmente à folha e e seus efeitos sobre um anel de partículas livres.



Fonte: Schutz e Ricci (2010)

No eletromagnetismo, a radiação é caracterizada por ser uma radiação predominantemente dipolar. Segundo a Relatividade Geral, para o limite linear, a radiação gravitacional tem um efeito análogo, porém essa radiação é predominantemente quadrupolar. Isto acontece porque o momento monopolar, que é a massa total do sistema, é conservado e por isso não emite radiação. Para o momento dipolar, temos que sua variação com relação ao tempo é representado pelo momento total do sistema, e esse também é constante. Assim, não há energia irradiada devido aos efeitos de dipolo na Relatividade Geral, o que não é verdade para o eletromagnetismo em razão da existência da carga elétrica (SCHUTZ, 2000).

Portanto, para encontrar a radiação gravitacional genuína, devemos dar um passo a mais em referência a aproximação dipolar e assim trabalhar com termos do segundo momento da distribuição de massa. Isto é, o menor multipolo diferente de zero para a radiação gravitacional é o quadrupolo. E esse tensor espacial é descrito como,

$$I_{ij} = \int \rho x_i x_j d^3x, \quad (2.20)$$

onde ρ é a densidade de massa e energia.

Com isso, podemos escrever a amplitude da onda gravitacional emitida, na menor ordem, como função da segunda derivada temporal do momento de quadrupolo a uma distância r da fonte (SCHUTZ, 2000),

$$\bar{h}_{ij} = \frac{2G}{rc^4} \frac{d^2 I_{ij}}{dt^2}. \quad (2.21)$$

Podemos ainda expressar a amplitude da onda gravitacional adotando o gauge TT para obter (ver MAGGIORE, 2008),

$$h_{ij}^{TT} = \frac{2G}{rc^4} \frac{d^2 Q_{ij}^{TT}}{dt^2}, \quad (2.22)$$

onde Q_{ij} é o tensor de momento quadrupolar reduzido que é definido por,

$$Q_{ij} = I_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} I_k^k. \quad (2.23)$$

Outra característica importante da OG é o seu transporte de energia e momento. Quando um sistema astrofísico emite OGs, ele converte energia cinética em radiação gravitacional fazendo com que o sistema perca energia. Os efeitos dessa perda podem ser observados no sistema sem mesmo ter que detectar a OG. Um exemplo disso, foi a detecção indireta de OG a partir do Pulsar PSR 1913+16, como mencionado no Capítulo 1.

A variação da energia no sistema físico devido à emissão de OGs pode ser calculada pela seguinte equação (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983),

$$L_{GW} = \frac{1}{5} \frac{G}{c^5} \langle \ddot{Q}_{ij} \ddot{Q}_{ij} \rangle, \quad (2.24)$$

onde os pontos indicam a derivada temporal e os colchetes angulares indicam a média temporal sobre um período. Assim, a Equação 2.24 representa a média temporal da taxa de energia que é trocada, e quanto que as fontes irradiantes estão perdendo

energia.

Nosso objetivo é estudar um tipo de fonte astrofísica específica de OGs, entender o mecanismo que essa fonte emite OGs e a perda de energia desse sistema a partir dessa radiação. Dessa forma, na próxima seção, discutiremos sobre os tipos de fontes astrofísicas que emitem OGs.

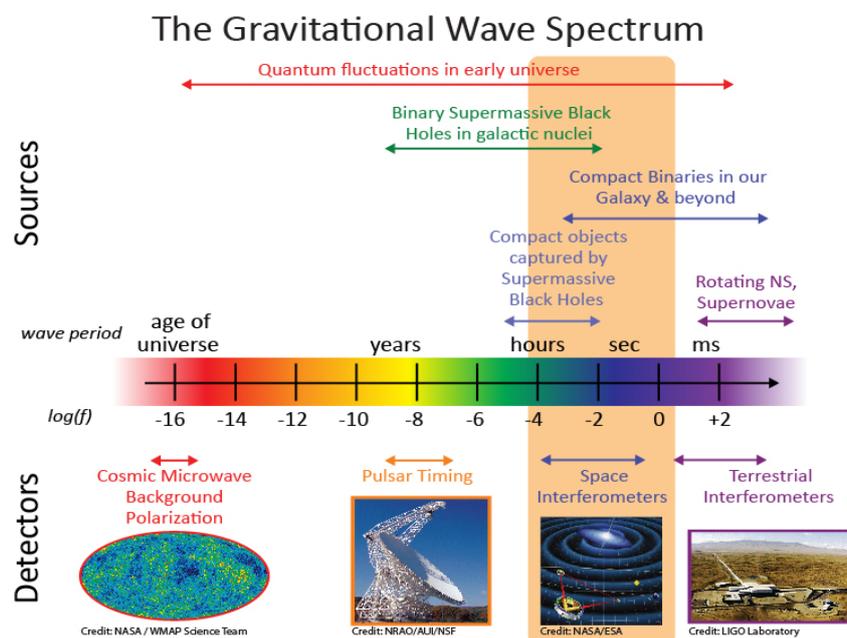
2.2 Fontes Astrofísicas

Grande tem sido o esforço dos astrônomos e físicos para conhecer quais tipos de fontes de OGs podem ser medidas pelos detectores que temos atualmente. Sabemos, por exemplo, que até o balançar dos braços de uma pessoa poderia gerar uma deformação no espaço-tempo que emitiria OGs, porém, essa deformação seria tão pequena que esse evento seria completamente insignificante, ou seja, o termo $h_{\mu\nu}$ na Equação 2.8 seria tão ínfimo que a métrica seria considerada plana e descrita apenas pela métrica de Minkowsky $\eta_{\mu\nu}$. Para mais, mesmo que um gerador de onda fosse feito na superfície da terra com uma massa relativamente grande, essa fonte seria indetectável. Como mostram [Sathyaprakash e Schutz \(2009\)](#), uma centrífuga, que consistisse de duas massas de 10^3 kg cada que estivessem posicionadas nos extremos de uma barra de 10 m de comprimento com o eixo de rotação fixada no seu centro e que rotacionasse 10 vezes por segundo, produziria OGs com um comprimento de onda de $1,5 \times 10^7$ m (aproximadamente o diâmetro da Terra). Afim de medir essas OGs, o detector deve estar posicionado um comprimento de onda ou mais de distância da fonte. Portanto, usando esse valor de distância, temos que a centrífuga produziria OGs com uma amplitude $h \sim 5 \times 10^{-43}$. Esta amplitude é realmente pequena para que seja detectável.

Portanto, para que OGs sejam detectáveis, as fontes devem conter uma grande quantidade de massa e energia de uma forma compacta e com velocidades relativísticas. Devido a isso, quando trabalhamos com a detecção de OGs, estamos nos referindo a eventos astrofísicos bastante energéticos. A [Figura 2.3](#) apresenta algumas fontes astrofísicas e onde essas se localizam no espectro gravitacional. Esta figura ainda exhibe a região de frequências e quais eventos cada classe de detectores podem explorar.

Outra condição necessária que devemos ter em mente sobre 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,

Figura 2.3 - Fontes astrofísicas de OGs e o espectro gravitacional



Fonte: Thorpe et al. (2018)

porém, de uma forma assimétrica (SCHUTZ, 2000).

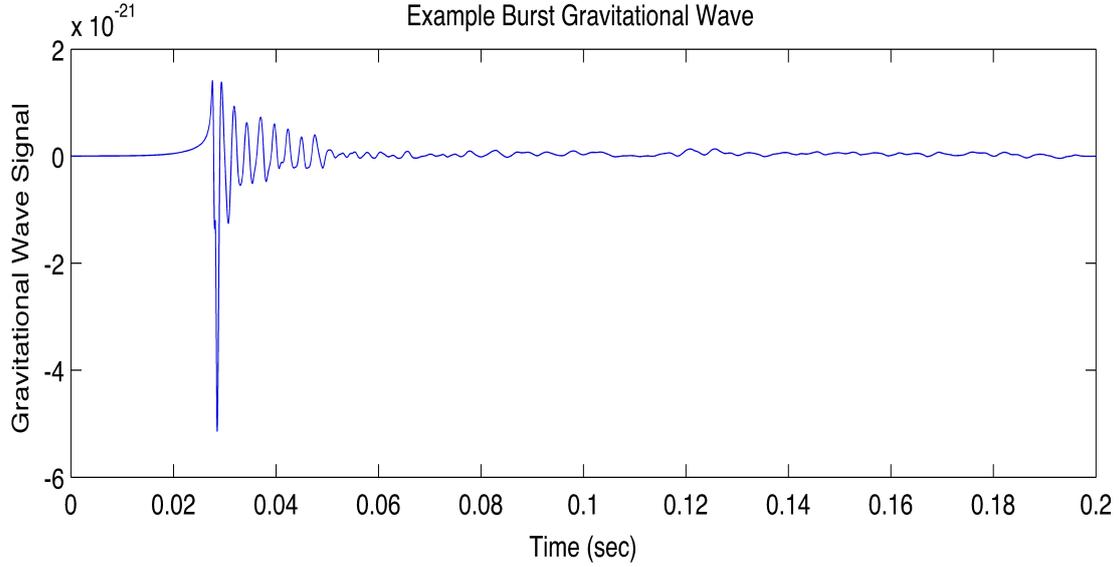
Podemos dividir os emissores principais de OGs em quatro tipos de fontes: bursts, estocásticas, espirais e contínuas.

2.2.1 Fontes de bursts

As OGs do tipo burst são ondas de curta duração. Não se tem ainda um amplo entendimento de quais são as fontes em que essas ondas são produzidas, porém existem hipóteses de que a origem dessas ondas venham de eventos como supernova ou explosões de raios gama. Com isso, a forma de onda também é incerta devido ao pouco conhecimento que temos desses eventos (CARNAHAN et al., 2017). A Figura 2.4 apresenta um exemplo de como pode ser a forma da OG dessa classe.

Vamos supor nessa seção o caso em que as OGs desse tipo venham de explosões de supernovas. Esses eventos são desencadeados pelo colapso violento do núcleo de uma estrela nos estágios finais da sua evolução (Supernova Tipo II) ou do núcleo de uma anã branca acretando matéria (Supernova Tipo Ia). Se essa explosão acontece de uma forma não simétrica, ela pode gerar OGs. No entanto, é difícil prever a

Figura 2.4 - Exemplo de uma onda gravitacional do tipo Burst



Fonte: LIGO Scientific Colaboration -LSC (2017)

amplitude e a forma de onda desses eventos, pois não se conhece quão assimétrico o colapso pode ser em um evento típico de supernova. Além disso, esses parâmetros são muito sensíveis aos estados iniciais de rotação do núcleo, a instabilidades durante o colapso e a física da matéria densa (SCHUTZ, 2009).

Simulações sugerem que, em uma supernova do Tipo Ia, as OGs podem extrair entre cerca de 10^{-7} e 10^{-5} da massa e energia total disponível e que a frequência poderia estar no intervalo de 200 - 1000 Hz. De acordo com Sathyaprakash e Schutz (2009), podemos fazer uma estimativa aproximada da amplitude da OG gerada pelo colapso gravitacional se conhecermos a energia liberada E e a escala de tempo T desse evento pela seguinte equação,

$$h \sim 6 \times 10^{-21} \left(\frac{E}{10^{-7} M_{\odot}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1\text{ms}}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1\text{kHz}}{f} \right) \left(\frac{10\text{kpc}}{r} \right), \quad (2.25)$$

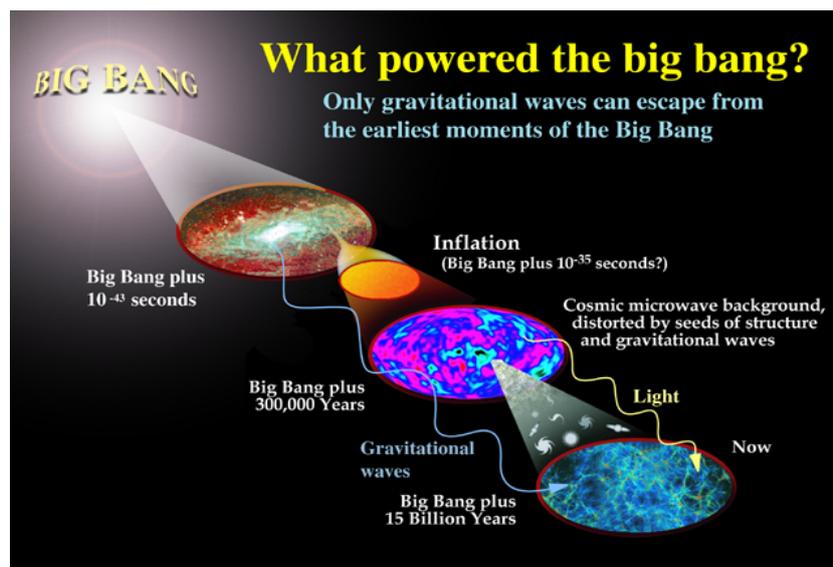
onde f é a frequência e r é a distância até a fonte. Se considerarmos uma supernova do Tipo Ia dentro da nossa galáxia (10 kpc), esse evento produziria OGs com amplitude entre 10^{-21} e 10^{-22} (SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009). Essas amplitudes são grandes o suficiente para que os detectores terrestres atuais possam observar com uma confiança razoavelmente alta.

2.2.2 Fontes estocásticas

O universo deve ter um campo de onda gravitacional resultante da superposição da radiação gravitacional de inúmeros sistemas discretos e por OGs que foram geradas frações de segundo após o Big Bang. Essas ondas que passam pela Terra que vem de todas as direções do Universo e a todo instante são consideradas sinais estocásticos (CARNAHAN et al., 2017). Observando esse fundo de OGs, podemos obter informações úteis, porém o maior interesse nesses sinais é a observação da radiação gravitacional oriunda do Big Bang.

Acredita-se que, assim como o Big Bang nos deixou a radiação cósmica de fundo em microondas (CMB), também é provável que tenha deixado um fundo de ondas gravitacionais cósmicas. Essas ondas teriam sido geradas entre aproximadamente 10^{-36} e 10^{-32} segundos após o Big Bang e teriam sido alongadas à medida que o universo foi se expandindo (CARNAHAN et al., 2017). Além disso, em razão de OGs interagirem tão fracamente com a matéria, essa radiação é considerada genuinamente primordial. Portanto, esses sinais podem fornecer um conhecimento sobre um período muito próximo do Big Bang, visto que se supõem que a OG foi a única radiação que conseguiu escapar nesses primeiros momentos, como é mostrado na Figura 2.5 que apresenta um diagrama com diferentes estágios da evolução do universo e quando as OGs e a CMB surgiram.

Figura 2.5 - Diferentes estágios da evolução do Universo

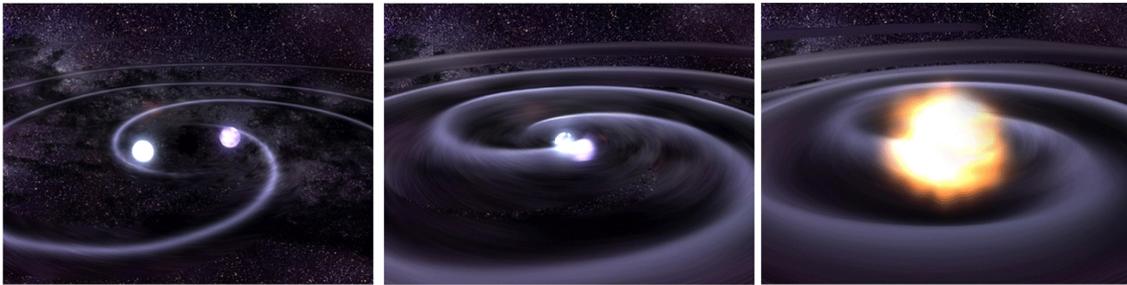


Fonte: LIGO Scientific Colaboration -LSC (2017)

2.2.3 Fontes espirais

OGs de fontes espirais são geradas por sistemas binários próximos ao estágio de coalescência prosseguindo até os dois objetos se fundirem (Fig. 2.6). Esses sistemas binários podem ser constituídos de dois BNs, ou duas ENs, um BN e uma EN, ou mesmo um sistema de duas ABs. Nesse estágio, a distância relativa entre as duas massas diminui enquanto elas rotacionam em torno uma da outra. Com isso, a frequência da órbita e a velocidade vão aumentando até a fusão (CARNAHAN et al., 2017).

Figura 2.6 - Impressão artística de duas estrelas orbitando uma à outra e progredindo para se fundirem com as ondas gravitacionais resultantes



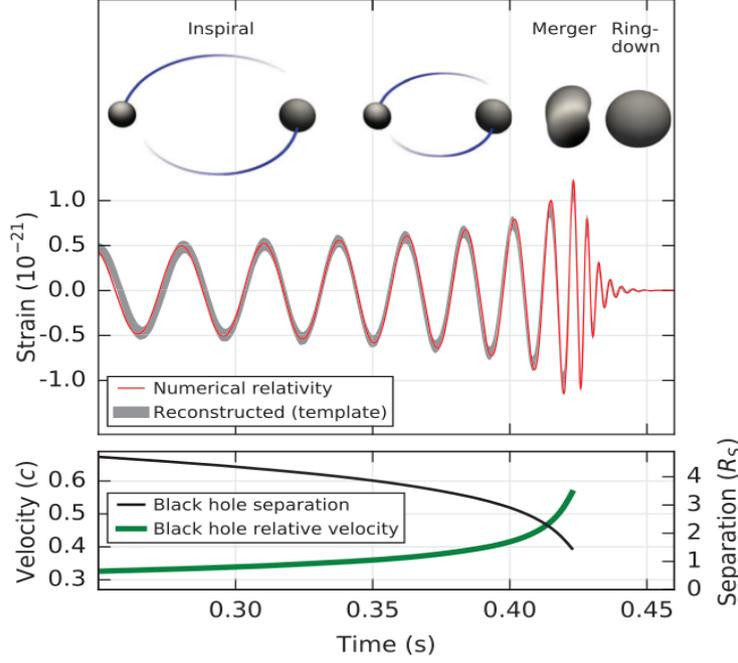
Fonte: Goddard Space Flight Center (2005)

As detecções diretas de OGs feitas até o momento foram em razão desse tipo de fontes. Como vimos no capítulo 1, temos dez detecções devido à coalescência de BNs e uma proveniente da coalescência de ENs. A Figura 2.7 esquematiza o primeiro evento detectado (GW150914) apresentando a variação da frequência na coalescência e a separação e a velocidade relativa dos BNs envolvidos no evento.

Vemos pela Figura 2.7 que podemos dividir a coalescência em três fases: espiral (Inspiral), quando as duas massas estão orbitando uma a outra; fusão (Merger), onde os objetos começam a se tocar; e vibrações finais (Ringdown), onde o remanescente da fusão vibra seus modos quase normais até serem completamente amortecidos. Além do mais, observamos também nesta figura que a velocidade relativa entre os objetos aumenta com a diminuição da separação do BNs, e que a amplitude e a frequência da OG se intensificam quanto mais próximos estão os objetos.

O aumento da frequência e, conseqüentemente, a diminuição do período orbital

Figura 2.7 - Representação de uma coalescência de dois BNs, forma de onda emitida por evento desse tipo, separação e velocidade relativa dos BNs.



Fonte: Abbott et al. (2016)

de sistemas binários dos objetos compactos se dão devido à perda de energia pela radiação gravitacional. Se considerarmos, então, um sistema binário com massas M_1 e M_2 , separados por uma distância a em uma órbita elíptica, podemos, partindo da equação 2.24, obter a luminosidade da OG para tal evento (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983),

$$L_{bin} = \frac{32 G^4 M^3 \mu^2}{5 c^5 a^5} f(e), \quad (2.26)$$

tal que

$$f(e) \equiv \left(1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4\right) (1 - e^2)^{-\frac{7}{2}}. \quad (2.27)$$

Podemos, portanto, relacionar a luminosidade de um evento espiral com a massa total do sistema $M = M_1 + M_2$, a massa reduzida do sistema $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$, e a excentricidade da órbita e . Podemos expressar também a Equação 2.26 em função

da frequência angular orbital w se fizermos $w^2 = GM/a^3$ (terceira lei de Kepler), e portanto, a luminosidade dependeria da frequência a uma potência de 6. Note ainda que para $e = 0$, temos que $f(e) = 1$, resultando na taxa de variação da energia para uma órbita circular (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983).

Considerando agora uma órbita circular do mesmo sistema descrito acima, podemos fazer uma aproximação para a amplitude da OG. Assim, ignorando o termo que depende do ângulo em que o sistema binário é visualizado, a amplitude medida em uma distância r da fonte é dada por (SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009)

$$h_{bin} \sim \frac{G}{c^4 r} \mu M^{\frac{2}{3}} w^{\frac{2}{3}}. \quad (2.28)$$

Outro parâmetro que é interessante medir para esse tipo de evento é o encolhimento da órbita devido à radiação gravitacional. Como já vimos, a radiação de energia pelo movimento orbital faz com que a órbita vá encolhendo e o período orbital P_b diminua com o tempo em um processo conhecido como *chirp*. De acordo com Schutz (2009), essa variação do período pode ser calculado por:

$$\dot{P}_b = -\frac{192\pi}{5} \left(\frac{2\pi}{P_b}\right)^{\frac{5}{3}} \mu M^{\frac{2}{3}}, \quad (2.29)$$

e a escala de tempo com que acontece um *chirp* é determinado como segue:

$$t_{chirp} = \frac{5M}{96} \frac{1}{\nu} \left(\frac{M}{a}\right)^{-4}, \quad (2.30)$$

onde $\nu = \mu/M = M_1 M_2 / M^2$ é a razão simétrica de massa.

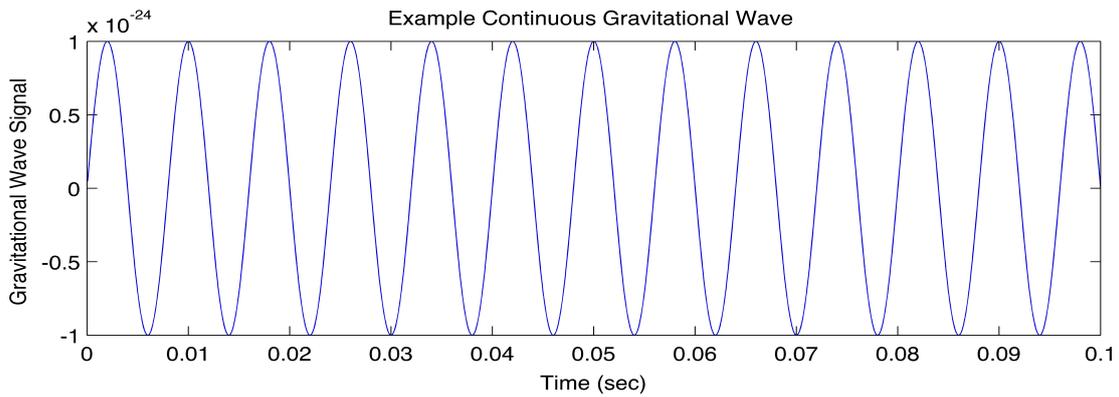
Pela Equação 2.30 é claramente observado que um sistema binário com uma razão de massa grande pode ficar mais tempo na fase espiral, enquanto que binárias de massas iguais são esperadas se fundir logo depois de algumas órbitas no regime altamente relativístico.

Enfim, as fontes espirais têm sido bastante importantes para estabelecer a confirmação da existência de OGs. Além disso, sinais desses eventos podem nos dar informações sobre a distância até as fontes, e podem permitir a medição de parâmetros cosmológicos (ABBOTT et al., 2017).

2.2.4 Fontes contínuas

As OGs contínuas são geradas em fontes que têm frequências razoavelmente constantes e bem definidas, como podemos visualizar na forma de onda representada na Figura 2.8. Dois exemplos desse tipo de eventos são os sistemas binários de objetos compactos longe de sua coalescência tal que a escala de tempo de um chirp ainda é pequena; e estrelas compactas (ENs ou ABs) girando rapidamente em torno de seu eixo e que apresentam alguma irregularidade em sua forma esférica desalinhada com o eixo de rotação. As OGs provenientes dessas fontes são fracas em razão de elas terem períodos mais longos e serem oriundas de eventos menos catastróficos do que fontes de burst e espirais (CARNAHAN et al., 2017).

Figura 2.8 - Um exemplo de sinal de uma fonte de ondas gravitacionais contínuas



Fonte: LIGO Scientific Colaboration -LSC (2017)

Para o caso de um sistema binário longe de sua coalescência, os parâmetros como a taxa de energia irradiada, a amplitude, e a taxa de variação do período orbital do sistema podem ser calculados pelas Equações 2.26, 2.28 e 2.29, respectivamente, visto que esse evento é a fase anterior às fontes espirais.

Agora, para o caso de uma estrela compacta em alta rotação, ela emitirá OGs se ela tiver alguma deformação em sua forma ou um amontoado de matéria em sua superfície que pode ser resultado de um campo magnético forte e da alta rotação ou de um acréscimo de matéria de uma companheira para o caso de um binário de raio X ou de uma variável cataclísmica, respectivamente. Em outras palavras, uma estrela compacta e com uma grande velocidade de giro não necessariamente emitirá OGs, pois se essa estrela for axi-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 tiver imperfeições ou deformações em sua forma causando uma assimetria em relação ao eixo de rotação, isto produzirá uma variação no momento quadrupolar do sistema (Eq. 2.20) e uma deformação no espaço-tempo que varia no tempo. Essas variações se propagarão pelo universo como OGs contínuas.

Suponhamos, então, uma estrela compacta em alta rotação a uma distância r da Terra, sem simetria axial e com uma elipticidade equatorial dada pela seguinte equação:

$$\epsilon = \frac{I_{xx} - I_{yy}}{I_{zz}}, \quad (2.31)$$

onde I_{ii} são os momentos de inércia em relação ao eixo i .

De acordo com Maggiore (2008), se a estrela rotaciona em torno do eixo z , ela, então, emitirá OGs monocromáticas com frequência $f_{GW} = 2f_{rot}$ e amplitude computada pela Equação 2.32,

$$h_0 = \frac{4\pi^2 G I_{zz} f_{GW}^2}{c^4 r} \epsilon. \quad (2.32)$$

E portanto, devido à emissão de OGs, a energia rotacional da estrela diminui a uma taxa dada pela Equação 2.33 (MAGGIORE, 2008),

$$L_{GW} = -\frac{32G}{5c^5} I_{zz}^2 \epsilon^2 \omega^6. \quad (2.33)$$

Além disso, se a emissão de OGs for o mecanismo dominante para a perda de energia rotacional do sistema, o *spindown*, isto é, a variação da frequência rotacional, deve diminuir segundo a Equação 2.34 (MAGGIORE, 2008),

$$\dot{\omega}_{rot} = -\frac{32G}{5c^5} \epsilon^2 I_{zz} \omega_{rot}^5. \quad (2.34)$$

Nem sempre a radiação gravitacional é o mecanismo dominante na estrela, mas na maioria dos casos, as perdas por OGs podem representar uma quantidade substancial do *spindown* e as elipticidades requeridas são muito menores do que

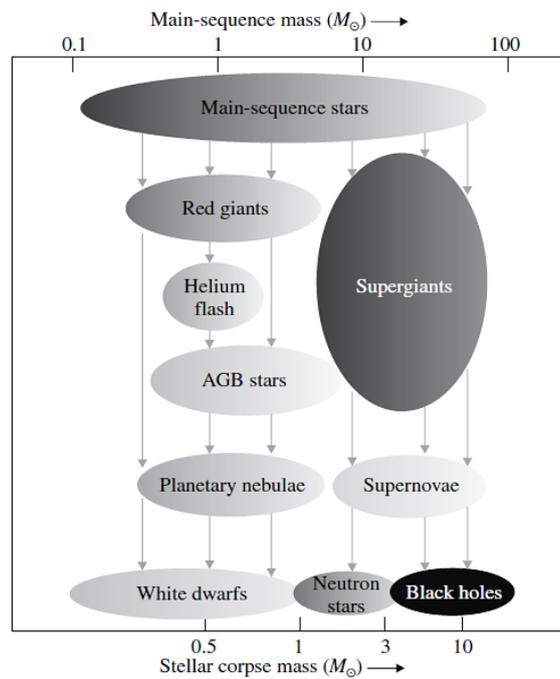
10^{-4} e muitas vezes menores do que 10^{-7} (SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009). O pulsar do Caranguejo, por exemplo, que é uma EN jovem, possui um *spindown* muito curto. Com esse tempo curto, a assimetria requerida é $\epsilon \sim 7 \times 10^{-4}$, no qual produziria uma amplitude de onda de $h \sim 1,5 \times 10^{-24}$ em uma distância de 2 kpc (SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009). Com essa amplitude, ele seria detectável pelos interferômetros terrestres a partir de um longo tempo de integração.

Nessa dissertação, estamos interessados em assimetrias causadas em ABs de alta rotação devido ao acréscimo de matéria ou em razão do campo magnético intenso. Portanto, nesse trabalho, nossa atenção é com OGs desse tipo de fonte, ou seja, com OGs contínuas produzidas por ABs peculiares que têm alguma deformação na sua forma esférica em relação ao eixo de rotação. Em razão disso, necessitamos compreender como uma anã branca surge e como o acúmulo de matéria e as deformações podem se dar nesses objetos, como discutiremos no Capítulo 3.

3 ANÃS BRANCAS

De acordo com a evolução estelar, estrelas passam por várias fases distintas, e o tempo de vida e o caminho evolutivo dessas dependem diretamente da massa que elas possuem quando chegam na sequência principal (FILHO; SARAIVA, 2014). Portanto, dependendo de sua massa, uma estrela pode ter como seu destino evoluir para uma anã branca (white dwarf), uma estrela de nêutrons (neutron star) ou um buraco negro (black hole) como representado no diagrama da Figura 3.1.

Figura 3.1 - Esquema de evolução estelar para diferentes massas.



Fonte: Camenzind (2007)

Estrelas são formadas a partir de concentrações de gás e poeira interestelar conhecidas como nuvens moleculares. Elas começam a se formar quando estas nuvens densas de gás começam a se contrair devido a algum agente externo. Uma vez que a nuvem molecular se contrai, a gravidade inicia o colapso de pequenas regiões de gás e poeira dentro dessa nuvem, formando núcleos densos. Esses núcleos, que vão aumentando sua massa no processo, são conhecidos como protoestrelas. Se a massa dessa protoestrela é maior que $0,08M_{\odot}$, ela entra na Sequência Principal (SP), ou seja, a estrela consegue chegar a um equilíbrio hidrostático e alcança temperatura

suficiente para fundir hidrogênio em hélio (CARROLL; OSTLIE, 2007).

As estrelas da sequência principal com massas entre $0,08M_{\odot}$ e $0,4M_{\odot}$ são denominadas anãs vermelhas. Elas fundem quase todo seu hidrogênio em hélio durante seu caminho evolutivo; no entanto, elas não têm pressão e temperatura suficiente para fundir o hélio em outros elementos químicos. Já estrelas com massas maiores que $0,4M_{\odot}$ têm condições para que a fusão do hélio e de outros elementos aconteça, produzindo elementos cada vez mais pesados (COMINS, 2012).

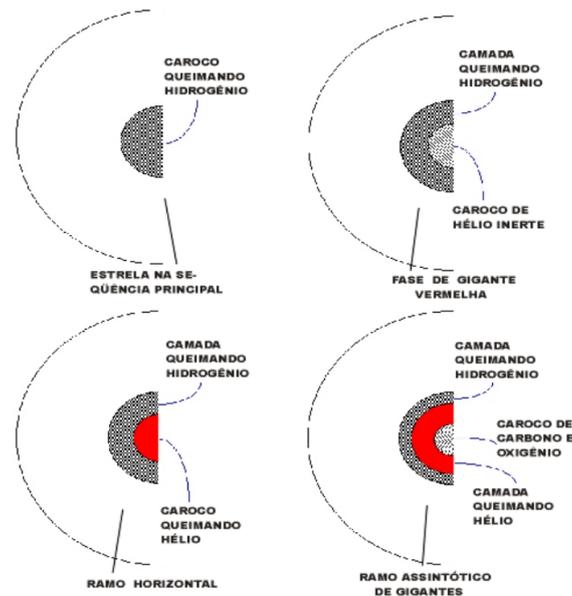
Para o caso de estrelas com massa entre $0,4M_{\odot}$ e $8M_{\odot}$, após consumirem quase todo o hidrogênio em seu centro, elas passarão para fase de gigante vermelha que é provocada pela expansão das camadas mais externas da estrela devido à fusão do hidrogênio em uma casca fina que foi formada ao redor do núcleo de hélio (FILHO; SARAIVA, 2014). O núcleo dessas estrelas, por sua vez, continua comprimindo até que a pressão em razão da gravidade seja contrabalanceada pela pressão térmica ou pela pressão de degenerescência eletrônica no interior da estrela.

Para estrelas com massa entre $0,4M_{\odot}$ e $2M_{\odot}$, a contração do núcleo é o suficiente para que ele se torne degenerado eletronicamente e a pressão por degenerescência seja a responsável por deter um colapso ainda maior do material do núcleo. Em consequência dessa matéria degenerada e da influência gravitacional da massa da estrela, a temperatura no núcleo continua crescendo e quando esta atinge um valor de 10^8 K, a fusão do hélio no núcleo começa. Esse processo gera energia que aumenta ainda mais a temperatura do núcleo, porém a pressão não se altera em razão da degenerescência. Dessa forma, a temperatura e a taxa de fusão aumentam drasticamente em um processo conhecido como *flash de hélio* no núcleo, produzindo, assim, carbono e oxigênio (COMINS, 2012). De outro modo, para estrelas com massa entre $2M_{\odot}$ e $8M_{\odot}$, a pressão gerada pela força gravitacional é equilibrada pela pressão térmica e ela é suficiente para esquentar o núcleo dessas estrelas de uma forma suave até atingir a temperatura para o início da fusão do hélio sem que o núcleo passe pelo processo de degenerescência (CARROLL; OSTLIE, 2007).

Estrelas com esses valores de massa ($0,4M_{\odot}$ a $8M_{\odot}$) não conseguem chegar a uma temperatura suficiente para a fusão do carbono e do oxigênio. Assim, quando a fusão do hélio se exaure, a produção de fótons no núcleo diminui e as regiões internas se contraem, comprimindo e aquecendo a casca rica em hélio que agora se formou em volta do núcleo de carbono e oxigênio. Com o aumento da temperatura nessa região, o hélio começa a fundir fora do núcleo iniciando a fusão do hélio na casca (COMINS, 2012). Esta casca, por sua vez, é envolvida por outra casca que é

formada de hidrogênio onde acontece a fusão do hidrogênio (Ver Figura 3.2). Logo, potencializada pela fusão das duas cascas, a estrela torna-se uma estrela do ramo assintótico das gigantes ou estrela AGB (do inglês *Asymptotic Giant Branch*).

Figura 3.2 - Evolução do interior de uma estrela de massa $0,4M_{\odot}$ a $8M_{\odot}$



Fonte: Instituto de Física - UFRGS (2018)

A fase final para essas estrelas ocorre com o descontrole térmico na casca de hélio, ou seja, a temperatura aumenta rapidamente e a taxa de fusão do hélio dispara no processo conhecido como flash do hélio na casca, que por sua vez, expande a estrela. Com essa expansão, a casca vai engrossando e decrescendo sua temperatura fazendo com que a fusão do hélio diminua. Nesse estágio, a estrela pode realizar vários flashes de hélio na casca. Desse modo, os fótons provenientes dos flashes de hélio geram bastante pressão para ejetar cada vez mais as camadas mais externas da estrela para o espaço. O material ejetado, por sua vez, se expande e esfria formando, assim, uma nebulosa planetária (CARROLL; OSTLIE, 2007).

Nesse processo de formação da nebulosa planetária, um núcleo de carbono e oxigênio remanesce. Esse núcleo, agora exposto, é o que chamamos de anã branca. Esses remanescentes são objetos estáveis mantidos pela pressão de degenerescência eletrônica e são corpos de aproximadamente do tamanho da terra mas com densidade tipicamente de 10^9 kg/m^3 (CAMENZIND, 2007).

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 também 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 criar poderosas explosões se essas estiverem acretando matéria de sua companheira (COMINS, 2012).

Esses remanescentes ainda podem apresentar rotação e possuir campo magnético. Observações têm mostrado que ABs podem rotacionar no intervalo onde o período vai de segundos a anos (KAWALER, 2004), e terem campos magnéticos que se encontram no intervalo de 10^3 G a 10^9 G (FERRARIO et al., 2015). Nesse trabalho, estamos interessados em analisar ABs peculiares que têm período de rotação de poucos segundos a minutos, algumas quase no seu limite de *break up*, e que têm um forte campo magnético - 10^6 G a 10^9 G - na superfície da estrela.

3.1 Rotação e Campo magnético

ABs isoladas ou em sistemas binários podem apresentar rotação. De acordo com Kawaler (2004), o momento angular em ABs deve se originar cedo na vida da estrela, mas também deve ser modificado durante os vários estágios de evolução que vão desde o nascimento como uma estrela da sequência principal até o estágio final como uma AB. Além disso, se esses remanescentes se encontram em sistemas binários, a acreção de matéria a partir da estrela companheira deve ser também um processo responsável por alterar a velocidade de rotação desses objetos.

Uma AB pode variar sua energia rotacional devido a vários mecanismos que envolvem o sistema. Como exemplos, podemos citar o acréscimo de matéria como um processo de ganho de energia rotacional (FRANK et al., 2002; TAURIS et al., 2012), enquanto que a emissão de energia eletromagnética e/ou gravitacional seria um processo de perda dessa energia (IKHSANOV; BIERMANN, 2006; CHOI; YI, 2000). Portanto, se o balanço de energia rotacional for negativo, isto é, se a quantidade de energia perdida for maior do que a energia acumulada nos processos, o período rotacional da AB aumenta com o tempo e ela gira cada vez mais lentamente. A essa taxa de variação do período (ou da velocidade angular) damos o nome de *spindown* e é representado por \dot{P} , a derivada temporal do período, ou por $\dot{\omega}$, a derivada da velocidade angular. Essa propriedade é observável e podemos medi-la para 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 angular \dot{P} do sistema utilizando a seguinte equação (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983):

$$L_{sd} = 4\pi^2 I \dot{P} P^{-3}, \quad (3.1)$$

onde I é o momento de inércia da AB e P é o período rotacional.

Essa equação ainda pode ser representada em função da velocidade angular ω e da variação dessa velocidade, $\dot{\omega}$ (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983),

$$L_{sd} = \frac{dE}{dt} = I\omega\dot{\omega}. \quad (3.2)$$

A rotação em uma AB pode ter influência nos processos dinâmicos evolutivos da estrela e em suas características. Uma dessas influências é a variação do limite de Chandrasekhar ($1,4M_{\odot}$), massa máxima para uma AB suportar a pressão de degenerescência dos elétrons sem colapsar. Esse limite pode ser elevado devido à rotação da estrela formando ABs super massivas conhecidas como Super Chandrasekhar (GHOSH; WHEELER, 2017). Nesse trabalho, não consideraremos esse tipo de ABs super massivas e não incluiremos essa influência da rotação para o desenvolvimento dos nossos resultados.

Outra propriedade interessante da rotação é a interação que essa tem com o campo magnético. Ferrario et al. (2015) relata que observações de ABs magnéticas e não magnéticas sugerem que campos magnéticos intensos elevam a frenagem do núcleo estelar. Além disso, a junção de rotação e campo magnético em uma AB podem gerar mecanismos de emissão eletromagnética e emissão gravitacional (IKHSANOV; BIERMANN, 2006; FRANZON; SCHRAMM, 2017).

O campo magnético desse tipo de remanescente tem valores distribuídos no intervalo de 10^3 G a 10^9 G para a superfície da estrela (FERRARIO et al., 2015). Para o campo magnético no interior da AB, esse valor pode chegar até 10^{13} G (FRANZON; SCHRAMM, 2017). A origem desses campos ainda não é bem estabelecida e tem sido bastante discutida. Três cenários têm sido propostos para explicar esses campos. O primeiro sugere que o campo magnético é um fóssil da estrela progenitora que tinha um campo fraco, mas que foi amplificado com a evolução para uma AB. O segundo cenário propõe que o campo magnético intenso possa ter sido originado de uma fusão de um par de binária, onde esse campo é amplificado como o resultado de

um dínamo que foi criado durante a fusão. 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 são conhecidas, incluindo cerca de 13.000 ABs DAs¹ e 1.000 ABs DBs² (KLEINMAN et al., 2012). Dentre as ABs DAs, 521 apresentam campo magnético com alta intensidade, na faixa de 10^6 G a 10^9 G. Isso corresponde a apenas cerca de 4 % de todas ABs DAs. Além disso, apenas 6, dentre estas 521 ABs DAs, são ABs com campo magnético $B \geq 10^8$ G (KEPLER et al., 2013). Isto é, conhece-se poucas ABs com essas características indicando que elas não são comuns entre esse tipo de estrela. Isto é evidenciado no histograma da Figura 3.3, onde observamos que o número de ABs cai significativamente com o aumento da intensidade do campo magnético. Entretanto, as estimativas de densidade espacial para ABs magnéticas são ainda incertas e debatidas. Kawka et al. (2007), por exemplo, estimou que ~ 10 - 20% de todas ABs são magnéticas enquanto que Kepler et al. (2015) sugere que apenas ~ 2 - 5% são magnéticas.

Outra propriedade que caracteriza as ABs com alto campo magnético é sua massa média. ABs altamente magnéticas aparentam ser mais massivas, em torno de $0,78M_{\odot}$, do que ABs não magnéticas que têm massa média em torno de $0,66M_{\odot}$ (FERRARIO et al., 2015). A Figura 3.4 mostra esta distribuição de massa para 39 ABs intensamente magnéticas ($B \geq 10^6$ G) e cerca de 4350 ABs não magnéticas com base no catálogo SDSS [Ver Kepler et al. (2007); Ferrario e Wickramasinghe (2010)].

ABs magnéticas são também encontradas em sistemas binários onde acretam matéria da estrela companheira de baixa massa. Essas binárias são conhecidas como Variáveis Cataclísmicas magnéticas (VCMs). Elas compreendem cerca de 20 a 25% de todas as Variáveis Cataclísmicas³ (VCs) conhecidas e estão em um intervalo de magnitude de campo magnético que pode variar de 7 à 230 MG (FERRARIO et al., 2015).

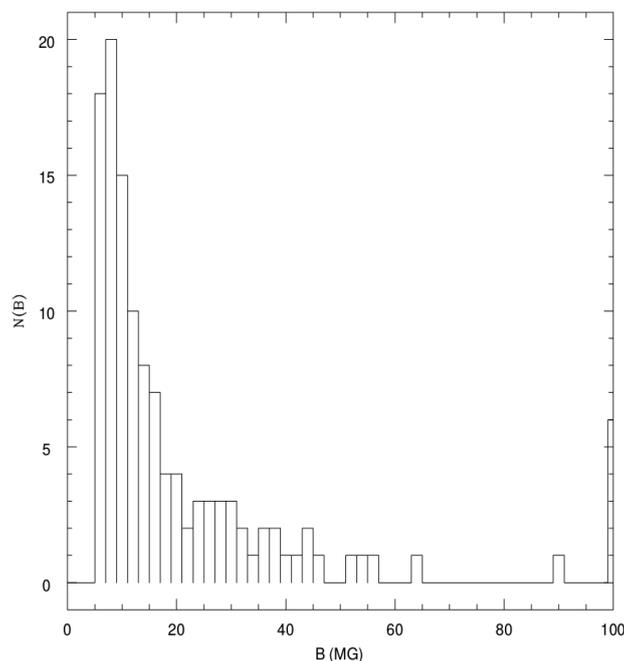
Podemos classificar as VCMs de acordo com a intensidade do campo magnético que a AB possui. Quando a anã branca possui um campo magnético muito forte, um disco de acreção não se forma possuindo apenas uma coluna de acreção magnética, ou seja,

¹ABs com atmosfera rica em hidrogênio

²ABs com atmosfera rica em hélio

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

Figura 3.3 - Número de ABs DAs versus o campo magnético para uma faixa de intensidade entre 5×10^6 G a 10^8 G.



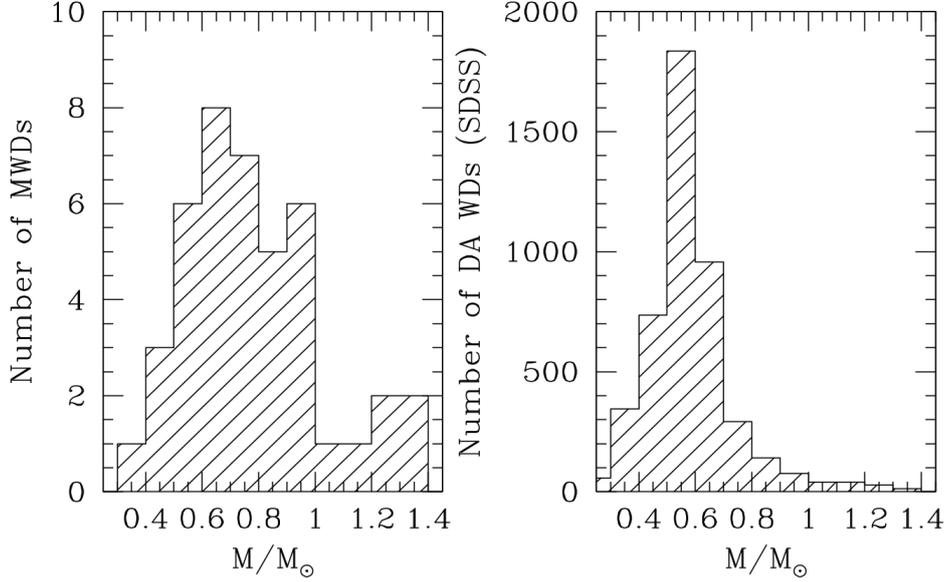
Fonte: Kepler et al. (2013)

o fluxo de acréscimo segue as linhas de campo para próximo dos polos magnéticos da AB. A esse tipo de VC dá-se o nome de polar ou tipo AM Herculis (WARNER, 2003). O campo magnético desses sistemas podem chegar a mais de 200 MG (LIMA, 2016). Esses sistemas ainda se caracterizam pela primária ter uma rotação sincronizada, isto é, a anã branca possui um período de rotação igual ao período orbital do sistema.

Um outro tipo de VCMs são as polares intermediárias (PIs) ou DQ Herculis. Esses sistemas se caracterizam pelo o assincronismo entre o período rotacional da primária e o período orbital, e ainda por ter uma AB com um campo magnético que pode possibilitar a formação de um disco de acréscimo, porém esse é truncado pelo campo magnético. A intensidade do campo para esse tipo de VC fica em torno de 1 MG a 10 MG, porém pode se encontrar intensidades maiores de modo que algumas PIs podem não possuir disco (LIMA, 2016).

Outra propriedade de uma AB magnética que pode ser afetada pelo campo magnético é sua forma. Chandrasekhar e Fermi (1953) mostraram que para um campo magnético uniforme interno, que corresponde a um campo magnético externo

Figura 3.4 - Painel esquerdo: Distribuição de massa para ABs magnéticas com $B \geq 10^6$ G. Painel direito: Distribuição de massa de ABs não magnéticas a partir do SDSS.



Fonte: Ferrario et al. (2015)

dipolar, a configuração de equilíbrio de uma estrela, considerada com um fluido incompressível, não é uma esfera, e sim, ela se torna achatada ao longo da direção do campo magnético. Isto acontece devido a esse objeto assimetricamente deformado ser energeticamente favorável em relação à estrela esférica. Dessa forma, se uma AB tem um campo magnético dipolar intenso, esse remanescente sofre deformidades em sua estrutura ficando achatada ao longo do eixo de simetria. 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 (COELHO et al., 2014):

$$\epsilon = \frac{35 B^2 R^4}{24 GM^2}, \quad (3.3)$$

onde B é o campo magnético, R e M são o raio e a massa da AB, respectivamente.

Ademais, como já mencionado, se uma AB apresenta uma deformação juntamente com uma rápida rotação desalinhada com o eixo magnético, esse objeto pode ser uma importante fonte de OGs, e esse é um dos mecanismos de emissão que abordamos

nesse estudo (ver seção 4.1.2). Portanto, na próxima seção, discutimos sobre as ABs peculiares que possuem a junção dessas duas propriedades: campo magnético muito intenso e alta rotação.

3.2 Anãs brancas magnetizadas de alta rotação

As ABs com rotações rápidas e com campo magnético intenso possivelmente não nasceram com essas propriedades como já mencionado na seção 3.1. Para o caso de uma AB em um sistema binário, por exemplo, ela pode ter adquirido momento angular acumulando matéria da sua companheira, e ter adquirido momento magnético com a concentração das linhas de campo magnético no processo de sua formação. Em alguns sistemas binários, a AB pode possuir um forte campo magnético de até 10^9 G (FRANZON; SCHRAMM, 2017), e em um sistema do tipo DQ Her, por exemplo, a primária pode girar 10 ou mais vezes mais rápida que a órbita da binária (HEYL, 2000).

A AB com a rotação mais rápida observada tem um período de 13,2s e se encontra no sistema binário RX J0648.0-4418 (MEREGHETTI et al., 2009). Esse valor é similar aos períodos observados para *Soft Gamma Repeaters* (SGRs) e *Anomalous X-ray pulsars* (AXPs) que são atualmente descritos pelo modelo de magnetares (DUNCAN; THOMPSON, 1992). Entretanto, devido a esse período similar e outras características fenomenológicas, alguns modelos que descrevem os SGRs/AXPs como ABs rotantes e magnetizadas já foram abordadas por alguns autores (ver Malheiro et al. (2012), Coelho e Malheiro (2014) e Mukhopadhyay e Rao (2016)).

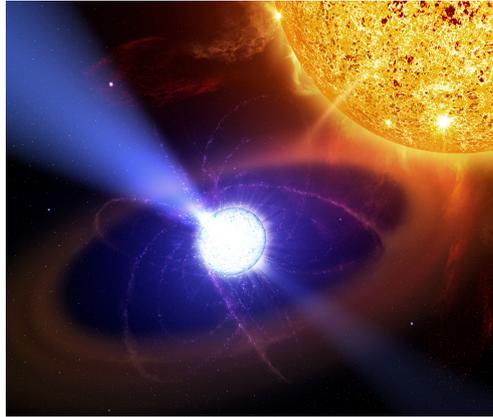
Nessa seção, vamos apresentar três exemplos de sistemas binários que têm uma AB magnetizada com uma alta rotação: AE Aquarii, AR Scorpii e RX J0648.0-4418. Vamos explorar ainda como SGRs/AXPs podem ser descritos como ABs rápidas e altamente magnetizadas. Discutiremos sobre esses objetos, pois eles são as fontes de interesse para este trabalho no qual faremos o cálculo da contrapartida gravitacional.

3.2.1 AE Aquarii

AE Aquarii, ou abreviadamente AE Aqr, é uma variável cataclísmica que exhibe uma série de comportamentos únicos e exóticos, tornando-se uma das VCs mais intensamente estudadas nos últimos anos. Esse sistema é considerado peculiar, pois tem uma AB com um período muito curto de rotação, uma taxa de *spindown* elevada, uma luminosidade quiescente relativamente baixa e além disso possui

evidentes sinais de pulsos, semelhantes a pulsares de ENs, que poderiam ser alimentadas pela sua rotação e pela aceleração de partículas. Veja representação na Figura 3.5.

Figura 3.5 - Representação artística do sistema AE Aquarii



Fonte: Goddard Space Flight Center (2008)

Este sistema é uma VC do tipo DQ Herculis que tem um limite superior de campo magnético em torno de 5×10^7 G (ISAKOVA et al., 2016). Ele ainda possui um período orbital de 9,88 h e tem uma AB com um período de rotação de $P_{AE} = 30,08$ s (PATTERSON, 1979). A secundária do sistema é uma estrela ordinária do tipo espectral K3-K5 e é um sistema considerado não eclipsante com estimativas para a inclinação na faixa de 48° - 64° (WELSH et al., 1998).

Pulsações são claramente vistas enquanto a remanescente rotaciona, e essa radiação eletromagnética pulsada vai desde a faixa do óptico até o raio-X. Os pulsos de raio-X têm um perfil sinusoidal com um único pico, enquanto que os pulsos no ultravioleta e visível apresentam um perfil sinusoidal com dois picos separados por uma fase de 0,5 e têm amplitudes diferentes. De acordo com Choi e Yi (2000), isso pode sugerir que o raios-X tenham uma origem distinta das outras duas emissões. Já para a faixa de rádio, o sistema apresenta uma emissão, mas não é pulsada. Além disso, AE Aqr apresenta flares que são aperiódicos e que podem durar de minutos até horas. Esses flares têm sido observados em várias frequências (PATTERSON, 1979; ERACLEOUS; HORNE, 1996).

Uma outra característica interessante desse objeto é que a taxa de rotação da anã branca está diminuindo rapidamente. Jager et al. (1994) encontrou que essa taxa

com a qual o período está variando (*spindown*) é de $\dot{P}_{AE} = 5,64 \times 10^{-14} \text{ s s}^{-1}$. Esse valor é considerado elevado, pois a taxa de energia necessária para explicar a variação do período da AB excede em muito a luminosidade quiescente observada na banda do ultravioleta e do raio-X ou até mesmo muito maior do que a luminosidade bolométrica (CHOI; YI, 2000). Em outras palavras, observa-se que o período de giro da anã branca na AE Aqr está aumentando a uma taxa na qual a perda de energia rotacional excede bastante a energia irradiada eletromagneticamente pelo sistema, o que implica que esse sistema deva ter contribuições de outros diferentes processos de emissão de energia.

Vários estudos têm proposto mecanismos de emissão de energia para explicar o alto *spindown* desse sistema. Eracleous e Horne (1996) propuseram um modelo de hélice (*propeller*) magnética. Nesse modelo, o fluxo de acreção de matéria pela AB é fragmentado em amontoados discretos e seguem a trajetória das linhas de campo magnético. Entretanto, a AB magnética de rápida rotação se move como uma hélice veloz expulsando uma grande parte da matéria do sistema. Assim, a energia de *spindown* é consumida para expelir a matéria acretada.

Outro mecanismo proposto foi o modelo canônico de pulsar, alimentado por rotação, onde a luminosidade de *spindown* é usada para geração da radiação de dipolo eletromagnético e para aceleração de partículas (JAGER et al., 1994; IKHSANOV; BIERMANN, 2006). Ainda, Choi e Yi (2000) propuseram como um alternativo mecanismo de *spindown*, a emissão de radiação gravitacional, onde consideram uma configuração não convencional para a AE Aqr. Nesse cenário, a AB, modelada como um dipolo magnético cujo o eixo é desalinhado com o eixo de rotação, está acretando matéria de modo que o fluxo de acréscimo segue as linhas de campo para os polos magnéticos, e o rápido *spindown* é causado pelas montanhas de matéria acretada que produz uma deformação assimétrica na estrutura da estrela gerando radiação gravitacional. Esse será o cenário considerado na seção 4.1.1 para se fazer o cálculo da amplitude da OG devido ao acréscimo de matéria. No entanto, diferente de Choi e Yi (2000), não consideramos que toda a luminosidade de *spindown* é convertida em radiação gravitacional.

3.2.2 AR Scorpii

AR Scorpii, ou abreviadamente AR Sco, é um sistema binário muito peculiar que localiza-se na constelação do Escorpião a cerca de 116 pc de distância da Terra. Formado por uma estrela anã vermelha (secundária) do tipo espectral M e uma anã

branca (primária) em alta rotação, que apresenta fortes variações de brilho na maior parte do espectro eletromagnético.

Esse sistema era considerado como uma estrela variável da classe Delta Scuti com um período de pulsação de 3,56 h, porém em 2016, Marsh et al. relatou que este período é referente ao período orbital de um binário compacto e que o sistema mostra pulsações no óptico, no ultravioleta e no rádio que são muito fortes com um período de apenas 1,97 minutos (117,1 segundos), e que ainda são originadas da anã vermelha. Isto é, essas pulsações são explicadas em termos de um feixe relativístico de radiação síncrotron proveniente da AB, do qual, parte desse feixe varre a anã vermelha, que por sua vez, reprocessa o feixe para a energia eletromagnética observada (MARSH et al., 2016). Ver Figura 3.6.

Figura 3.6 - Representação artística do sistema AR Scorpii



Fonte: Garlick et al. (2016)

Estudos mais recentes mostram ainda que a luz da AR Sco é altamente polarizada, demonstrando que o campo magnético, que tem um limite superior em torno de 5×10^8 G, controla a emissão de todo o sistema e que a AB se comporta similarmente como um pulsar tradicional de EN (pulsar de rádio). Isto é, a luminosidade pulsada da AR Sco é alimentada pelo *spindown* da AB de rotação rápida que é altamente magnetizada (BUCKLEY et al., 2017). Esse sistema é considerado, portanto, o primeiro exemplo de um pulsar do tipo rádio observado vindo de uma AB.

A AB desse sistema possui massa que se encontra no intervalo de $0,81M_{\odot} < M_{AR} < 1,29M_{\odot}$, e tem uma variação em seu período de giro dado por $\dot{P}_{AR} = 3,92 \times 10^{-13}$

s s^{-1} (MARSH et al., 2016). Similarmente a AE Aqr, essa variação do período para AR Sco tem mostrado um *spindown* elevado em comparação com a luminosidade observada para o sistema, ou seja, a estrela está perdendo energia de rotação a uma taxa mais alta do que a energia observada eletromagneticamente.

Ainda, uma possibilidade interessante para esse sistema é que a AR Sco pode representar um estágio evolucionário avançado das polares intermediárias. Isto é, a AB magnética pode ter acregado matéria da sua companheira por uma coluna de acreção anteriormente, fazendo com que essa girasse cada vez mais rápido até alcançar um período muito curto de rotação. Atualmente, a emissão fraca de raios-X sugere que a luminosidade devido ao acréscimo de matéria é bem pequena na AR Sco, o que implica que ela está atualmente em uma fase de ejeção em massa pelo mecanismo de hélice ou que não há nenhuma transferência de massa (BUCKLEY et al., 2017).

Embora AR Sco apresente pouca evidência de acreção de matéria pela AB (BUCKLEY et al., 2017), neste trabalho, vamos considerar, para o primeiro mecanismo, que AB tem um amontoado de matéria no polos magnéticos devido à essa possível acreção para poder calcular a emissão de radiação gravitacional por esse mecanismo (ver seção 4.1.1). Além disso, para o segundo mecanismo, utilizaremos o alto valor do campo magnético para inferir o quanto de radiação gravitacional pode ser emitida por esse sistema (ver seção 4.1.2).

3.2.3 RX J0648.0-4418

A fonte RX J0648.0-4418 (RX J0648, doravante) é identificada opticamente com a estrela sub-anã quente HD 49798 desde os anos 1960, mas apenas nos anos 1970 que medidas da velocidade radial desse objeto mostrou que ele é um sistema binário com órbita circular com um período de 1,55 dias (THACKERAY, 1970). Atualmente, sabe-se que HD 49798/RX J0648 é um sistema binário peculiar constituído de uma estrela sub-anã de tipo espectral O com massa de $1,50 \pm 0,05 M_{\odot}$ e uma estrela compacta de massa $M_{RX} = 1,28 \pm 0,05 M_{\odot}$. Esse objeto compacto é identificado como um pulsar de raio-X com um período de giro de $P_{RX} = 13,2$ s, porém ainda não se conhece claramente se esse objeto é uma AB ou uma EN (MEREGHETTI et al., 2009).

HD 49798/RX J0648 é ainda caracterizado como uma binária de raio-X pós envelope comum, onde a emissão em raio-X do pulsar é alimentado pela acreção de matéria

em razão do fraco vento estelar proveniente da sub-anã. O objeto compacto está acretando matéria a uma taxa de $\dot{M} \sim 3 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ (HAMANN, 2010), que é um valor esperado de massa para uma AB acretando no vento estelar de HD 49798. Além disso, de acordo com Mereghetti et al. (2011), o valor relativamente baixo da luminosidade em raio-X ($L_X \sim 2 \times 10^{32}$ erg/s considerando uma distância bem estabelecida de 650 pc) juntamente com a caracterização do espectro de raio-X favorecem a interpretação de que a estrela compacta seja uma AB. A acreção em uma EN produziria uma luminosidade muito maior do que a observada e a alta fração pulsada dessa baixa luminosidade exclui a possibilidade de uma EN com o processo de *propeller* (MEREGHETTI et al., 2009).

RX J0648 apresenta um curto *spindown* em relação a AE Aqr e AR Sco. Esse objeto compacto apresenta uma variação do período de rotação com um limite superior em torno de $\dot{P}_{RX} \approx 6,0 \times 10^{-15} \text{ s s}^{-1}$ (MEREGHETTI et al., 2013). No entanto, recentemente, Mereghetti et al. (2016), usando dados do XMM-Newton, Swift e ROSAT, sugeriram que esse pulsar está diminuindo seu período de rotação, ou seja, ele não apresenta um *spindown*, mas sim um *spin-up* em uma taxa de $\dot{P}_{RX} = -2,15 \times 10^{-15} \text{ s s}^{-1}$. Este novo cenário 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, o que é inconsistente com o valor medido pelos estudos no óptico e ultravioleta. Contudo, em um trabalho recente, Popov et al. (2017) foi capaz de explicar esse valor de *spin-up* considerando que RX J0648 é uma jovem AB ainda contraindo e decrescendo seu momento inércia.

Portanto, observamos que não se compreende muito bem ainda se RX J0648 é uma EN ou AB, mesmo que as observações favoreçam mais a interpretação de uma AB. Dessa forma, nessa dissertação, vamos considerar a interpretação de que RX J0648 é uma AB peculiar com alta rotação e que tem um limite superior para a variação do período de rotação de $\dot{P}_{RX} \approx 6,0 \times 10^{-15} \text{ s s}^{-1}$, e que está acretando matéria ao ponto de formar pequenos amontoados de massa nos polos magnéticos da estrela. Como não se conhece o valor do campo magnético, vamos inferir seu limite superior a partir do *spindown* dessa AB. Com isso, analisaremos a emissão de OGs nesse sistema utilizando os dois mecanismos propostos: acreção de matéria e deformação magnética.

Como vimos, os três sistemas descritos (AE Aqr, AR Sco e HD 49798/RX J0648) possuem uma AB incomum que apresenta uma rápida rotação em relação a maioria

das ABs. A RX J0648, por exemplo, rotaciona a cada 13,2 s que é um valor bem próximo ao período de rotação de uma classe de pulsares conhecidos como magnetares (SGRs/AXPs). Devido a esse período similar, ABs rápidas e altamente magnetizadas são também usadas como um modelo alternativo para explicar esse tipo de pulsar, como discutiremos a seguir.

3.2.4 SGRs/AXPs como anã brancas magnetizadas e de alta rotação

Soft Gamma Repeaters (SGRs) e *Anomalous X-ray pulsars* (AXPs) são objetos astronômicos que apresentam pulsações e suas características são distintas 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 violentos surtos de raios gamas no espectro "mole"(baixa energia) e raios-X "duro"(alta energia) que ocorrem em intervalos irregulares que podem durar semanas. Eles ainda possuem emissão quiescente em raio-X, porém não apresentam sinal de uma estrela companheira. Os AXPs são pulsares de raio-X diferentes dos ordinários pulsares de raios-X, pois os AXPs apresentam um período de rotação mais lento e falta evidência de uma estrela companheira. Alguns desses objetos são observados emitindo em raios gama e outros emitindo em rádio (COELHO, 2013).

Acredita-se que os SGRs e AXPs fazem parte de uma mesma classe de objeto em razão de apresentarem similaridades em suas propriedades. Assim, esses objetos são atualmente descritos pelo modelo de magnetar, onde são considerados pulsares de ENs que têm um campo magnético muito alto ($10^{12} - 10^{15}$ G) e uma rotação lenta (2 – 12 s) em relação aos pulsares ordinários. Além disso, possuem uma taxa de *spindown* ($\dot{P} \sim (10^{-13} - 10^{-10})$ s/s) grande em comparação com o *spindown* de pulsares ordinários ($\dot{P} \sim (10^{-15} - 10^{-14})$ s/s). São conhecidos atualmente 29 magnetares, tais que 6 são apenas candidatos (OLAUSEN; KASPI, 2014). A Tabela 3.1 apresenta as 23 magnetares confirmadas: 11 SGRs e 12 AXPs juntamente com algumas propriedades observáveis⁴.

No modelo magnetar, as explosões de raio-X e raios gama desses objetos são explicadas pelo decaimento do campo magnético (THOMPSON; DUNCAN, 1996). Para o caso dos SGRs, por exemplo, quando o intenso campo magnético varia, ele estremece a crosta da EN criando erupções, que por sua vez, produz uma súbita explosão de raios gama e raios-X duro. Como já mencionado, AXPs e SGRs são

⁴demais dados estão contidos no catálogo online da Universidade de McGill disponíveis em: <http://www.physics.mcgill.ca/pulsar/magnetar/main.html>

Tabela 3.1 - 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 no trabalho de [Esposito et al. \(2011\)](#). ^b valor consultado no trabalho de [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 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

muito similares em suas propriedades (GAVRIL et al., 2002), porém acredita-se que os AXPs são menos ativos do que os SGRs e ainda que esse último evolui para AXP quando a rotação vai diminuindo e a intensidade do campo magnético vai decaindo.

Contudo, apesar do modelo de magnetar ter obtido bastante sucesso ao explicar a fenomenologia dos SGRs/AXPs, ele apresenta ainda algumas deficiências em relação aos parâmetros observacionais. Podemos aqui citar duas dificuldades: primeiro, esses objetos, vistos como ENs alimentadas pelo campo magnético, têm a taxa de variação de energia rotacional muito menor do que a luminosidade quiescente em raio-X observável, ou seja, $L_{Xquiescente} > L_{rot}$ (COELHO; MALHEIRO, 2014). Segundo, nenhuma medida conclusiva do campo magnético superficial foi obtida e falta evidência observacional de ENs altamente magnetizadas como requerida pelo modelo. O campo magnético mais intenso medido tem sido somente de 10^{12} G (MUKHOPADHYAY; RAO, 2016).

Dessa forma, um modelo alternativo tem sido proposto utilizando ABs de rápida rotação e alto campo magnético (MALHEIRO et al., 2012; COELHO; MALHEIRO, 2014). Por essa perspectiva, como discutido em Usov (1988), um modelo canônico de pulsar movido pela rotação pode explicar o processo de emissão de energia liberada pela radiação de dipolo em uma AB, visto que eles compartilham aspectos bastantes semelhantes.

No modelo de pulsar canônico, uma estrela, que rotaciona com frequência angular ω e tem momento de dipolo magnético μ com uma orientação α em relação ao eixo de giro, converte energia rotacional em energia eletromagnética, de modo que o sistema emite radiação devido à variação do dipolo magnético e o giro do pulsar fica cada vez mais lento. Na superfície da estrela, o campo magnético no equador B_s e nos polos B_p são expressos por,

$$B_s = \frac{\mu}{R^3}, \quad B_p = \frac{2\mu}{R^3}, \quad (3.4)$$

e a taxa da perda de energia de rotação devido ao momento de dipolo variando no tempo pode ser escrita como (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983),

$$\frac{dE_{rot}}{dt} = \frac{2\mu^2\omega^4 \sin^2 \alpha}{3c^3}. \quad (3.5)$$

Vamos combinar a Equação 3.5 com a Equação 3.2 para a luminosidade de *spindown*

dada em função da variação da velocidade angular, juntamente com a Equação 3.4 e fazer $\alpha = 90^\circ$ para que tenhamos o valor máximo para o seno e possamos maximizar a luminosidade. Dessa forma, obtemos o campo magnético na superfície da estrela em função do período de giro $P = 2\pi/\omega$ e de sua derivada \dot{P} (COELHO; MALHEIRO, 2014),

$$B_s = \frac{B_p}{2} = \left(\frac{3c^3 I}{8\pi^2 R^6} P \dot{P} \right)^{1/2}. \quad (3.6)$$

Portanto, a partir da Equação 3.6, podemos observar que devido aos valores do momento de inércia para uma EN e uma AB serem diferentes, os campos magnéticos muito intensos necessários para explicar o modelo de magnetar não são necessários para descrever SGRs/AXPs quando descritos como ABs magnetizadas. Se considerarmos a Equação 3.6 para uma EN com massa $M = 1,4M_\odot$ e raio $R = 10^6$ cm, teríamos um campo magnético na superfície dado por,

$$B_s^{EN} = 3,2 \times 10^{19} (P \dot{P})^{1/2} G. \quad (3.7)$$

A Figura 3.7 apresenta um diagrama $\dot{P} - P$ para os SGRs/AXPs da Tabela 3.1, mostrando as curvas para o campo magnético constante quando esses pulsares são descritos como ENs obtidas a partir da Equação 3.7. Observa-se que, nesse modelo, os campos magnéticos estão numa faixa em torno de $10^{13} - 10^{15}$ G.

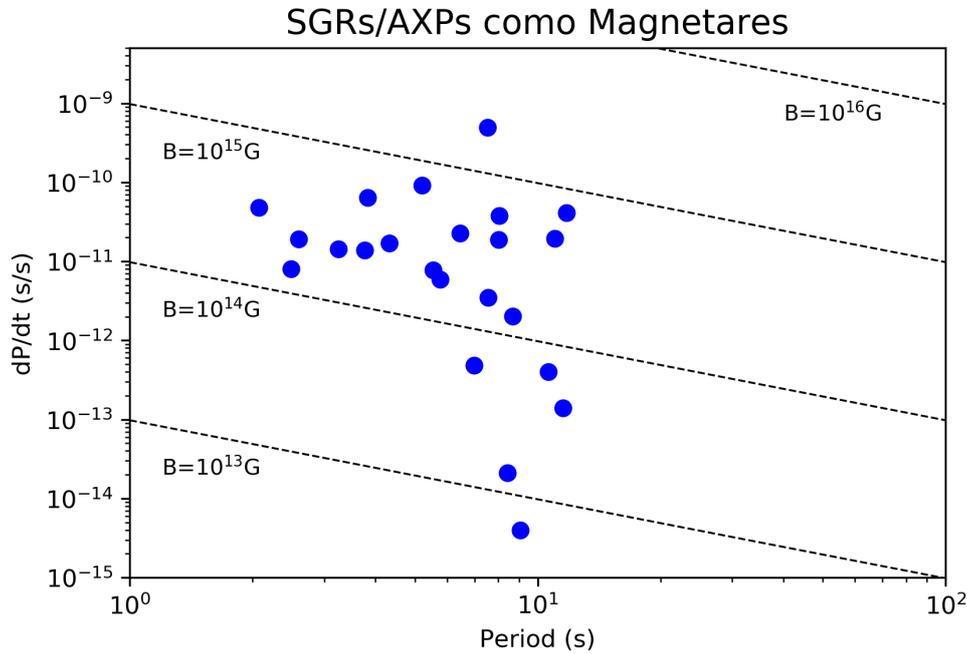
Agora, se considerarmos uma AB com massa $M = 1,4M_\odot$ e raio $R = 3 \times 10^8$ cm, como recentes estudos para ABs massivas e rápidas sugerem (BOSHKAYEV *et al.*, 2012), o campo magnético na superfície da estrela é representado por,

$$B_s^{AB} = 3,8 \times 10^{14} (P \dot{P})^{1/2} G. \quad (3.8)$$

A Figura 3.8, assim, apresenta um diagrama $\dot{P} - P$ para os SGRs/AXPs da Tabela 3.1, porém mostrando as curvas para o campo magnético constante quando esses pulsares são descritos como ABs obtidas a partir da Equação 3.8. Nota-se agora que os campos magnéticos tem valores menores e estão numa faixa em torno de $10^8 - 10^{10}$ G, comparáveis com os inferidos de conhecidas ABs rápidas e magnéticas.

Portanto, verifica-se que os campos magnéticos necessários em cada modelo diferem

Figura 3.7 - Diagrama $\dot{P} - P$ para SGRs/AXPs, mostrando as curvas para o campo magnético para uma EN com massa $M = 1,4M_{\odot}$ e raio $R = 10^6$ cm



Fonte: Produção do autor.

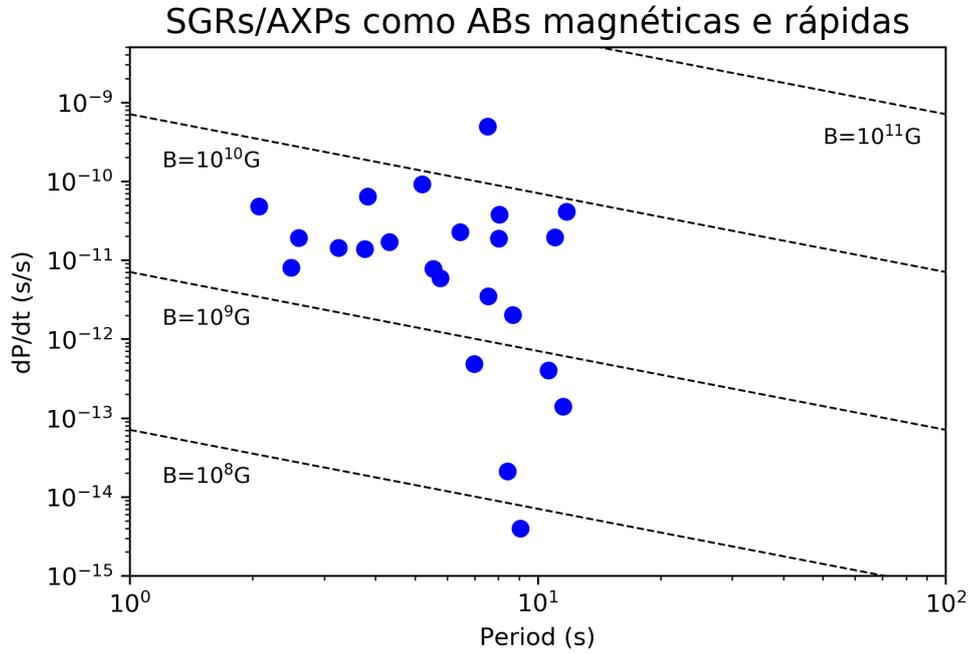
cerca de 5 ordens de grandeza, ou seja, temos uma nova escala para o campo magnético, e o modelo descrito por ABs não necessita que esses campos sejam tão fortes como para o modelo de magnetares. Além disso, esta descrição tem sido favorecida pelo crescimento observacional de ABs rápidas, massivas e altamente magnetizadas (KEPLER et al., 2013).

Nesse modelo de AB de alta rotação, a energia liberada pelos SGRs/AXPs pode ser explicada pela ocorrência de *glitches*⁵ e subsequentes perdas de energia rotacional. Esse processo ainda pode gerar *starquakes* e liberar explosões de energia eletromagnética conhecidas como explosões de *glitches* (MALHEIRO et al., 2012).

Desse modo, SGRs/AXPs descritos pelo modelo de ABs rápidas e magnetizadas também podem ser candidatas para a emissão de OGs, visto que o alto

⁵Súbitas mudanças no período de rotação da estrela causado, segundo o modelo de ABs rápidas, pela desaceleração da rotação da estrela, isto é, quando a estrela desacelera, a força centrífuga diminui e a gravidade age deixando a estrela com uma forma menos oblata. Isso faz com que o momento de inércia da AB decresça subitamente, e por conservação do momento angular ocorra um encurtamento do período rotacional e um encolhimento no raio da estrela produzindo os *glitches*.

Figura 3.8 - Diagrama $\dot{P} - P$ para SGRs/AXPs, mostrando as curvas para o campo magnético para uma AB com massa $M = 1,4M_{\odot}$ e raio $R = 3 \times 10^8$ cm



Fonte: Produção do autor.

campo magnético pode deformar a estrela de uma forma não simétrica gerando, assim, uma variação no momento quadrupolar da estrela. Pela primeira vez na literatura, abordaremos a contrapartida gravitacional dos SGRs/AXPs considerando a descrição acima com base nas ABs magnéticas. Visto que os SGRs/AXPs possuem muitas similaridades com AE Aqr, AR Sco e RX J0648, iremos também calcular a amplitude gravitacional desses objetos que estão na mesma banda das demais fontes estudadas.

4 ONDAS GRAVITACIONAIS DE ANÃS BRANCAS

Como vimos na seção 2.1, as fontes astrofísicas podem emitir ondas gravitacionais quando elas apresentam uma variação no momento quadrupolar de massa/energia. No caso de uma AB em rotação, ela pode irradiar OGs a partir de uma deformação em sua forma esférica que seja assimétrica com o eixo de rotação. Essa deformação pode ocorrer devido ao acréscimo de matéria, como mencionado na seção 3.2, ou em razão do intenso campo magnético que pode deixar a estrela com uma forma oblata como visto na seção 3.1.

Portanto, nesta dissertação, analisamos a emissão da radiação gravitacional de ABs rápidas e magnetizadas pelos dois mecanismos citados acima. Dessa forma, vamos demonstrar nas seções seguintes como determinar a luminosidade e a amplitude da OG para cada situação, e apresentar os resultados obtidos para os objetos de estudo dessa dissertação.

4.1 Modelos e Deduções

4.1.1 Acréscimo de matéria

Nessa seção, determinaremos a luminosidade e a amplitude da radiação gravitacional para o caso de uma AB acretando matéria pelos polos magnéticos tal que esses polos não coincidem com o eixo de rotação da estrela. Esse cenário é o mesmo já discutido para a AE Aqr, na subseção 3.2.1, onde a estrela secundária do sistema transfere matéria para AB a partir de uma coluna de acreção, não formando disco, e gerando um amontoado de matéria nos polos magnéticos. Essa configuração para AE Aqr foi também considerada por Choi e Yi (2000) para encontrar a contrapartida gravitacional desse sistema, onde eles tomam que a energia de *spindown* não é diretamente conectada a qualquer emissão eletromagnética observável, mas sim, o alto *spindown* seria causado pela matéria acretada que lentamente se espalha sobre a superfície da estrela e gera radiação gravitacional. Nesse trabalho, não consideramos que todo o *spindown* se deve às OGs e estabelecemos diferentes valores de massa para os amontoados para inferir a amplitude da OG observável.

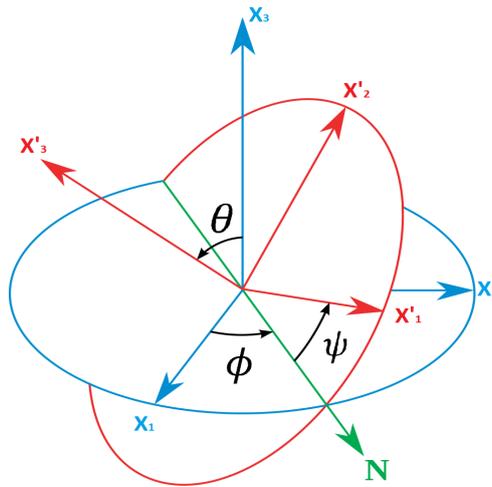
Portanto, vamos considerar um objeto rígido rotante sobre um eixo não principal, mas que tem uma deformidade sobre um dos eixos principais. Assim, vamos supor dois sistemas de coordenadas (SCs): um SC fixo considerado como referencial inercial que tem eixos (x_1, x_2, x_3) ; e outro SC que rotaciona com o objeto e tem eixos $(x'_1,$

x'_2, x'_3) que coincidem com os eixos principais do corpo, onde estão posicionados os momentos de inércia principais I_1, I_2 e I_3 , respectivamente.

Esses SCs estão rotacionados de tal maneira que para ir do SC inercial para o SC do objeto, temos que fazer uma rotação ϕ em torno do eixo x_3 , em seguida uma rotação θ em torno da linha de nodos (seta N na Figura 4.1), que é a interseção entre os planos (x_1, x_2) e (x'_1, x'_2) , e após uma rotação ψ em torno de x'_3 . Essas rotações são apresentadas na Figura 4.1. A relação de transformação entre os dois sistemas é dado pelo ângulos de Euler e pela matriz de transformação que é expressa por

$$R_{acr} = \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi & 0 \\ -\sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi & 0 \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.1)$$

Figura 4.1 - Os ângulos de Euler



Fonte: Adaptada de Brits (2008)

O momento angular J é escolhido para ser fixo na direção de x_3 , e neste referencial, ele é conservado. Já para o SC do corpo, o momento angular pode ser escrito como $J' = (J'_1, J'_2, J'_3)$.

Com essa configuração e fazendo $I_1 = I_2$, temos que o eixo x'_3 e o vetor da velocidade angular rotaciona em torno de x_3 com velocidade angular constante $\omega = \dot{\phi} = J/I_1$. Além disso, o eixo x'_3 mantém um ângulo constante θ com eixo x_3 , e o vetor da

velocidade angular faz uma precessão em torno de x'_3 com uma velocidade angular constante dada por $\dot{\psi} = (I_1 - I_3)\dot{\phi} \cos \theta / I_3$ quando visto do SC do objeto (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983).

Assim, podemos encontrar as componentes do momento de inércia I no SC inercial para um objeto rotante sobre um eixo não principal utilizando a equação de transformação,

$$I = R_{acr}^T I' R_{acr}, \quad (4.2)$$

onde I' é a matriz diagonal com os elementos I_1 , I_2 e I_3 , e R_{acr}^T é a matriz transposta de R_{acr} . Logo, as componentes podem ser representadas por:

$$\begin{aligned} I_{xx} &= \frac{1}{2}(I_1 - I_3) \sin^2 \theta \cos 2\phi + \text{constante}, \\ I_{xy} &= I_{yx} = \frac{1}{2}(I_1 - I_3) \sin^2 \theta \sin 2\phi, \\ I_{xz} &= I_{zx} = -(I_1 - I_3) \sin \theta \cos \theta \sin \phi, \\ I_{yy} &= -\frac{1}{2}(I_1 - I_3) \sin^2 \theta \cos 2\phi + \text{constante}, \\ I_{yz} &= I_{zy} = (I_1 - I_3) \sin \theta \cos \theta \cos \phi, \\ I_{zz} &= I_1 \sin^2 \theta + I_3 \cos^2 \theta = \text{constante}, \end{aligned} \quad (4.3)$$

onde $\phi = \omega t$, pois $\dot{\phi} = \omega = \text{constante}$.

Agora, sabendo que $\text{Tr } I = \text{Tr } I' = I_1 + I_2 + I_3 = \text{constante}$, temos que,

$$Q_{ij} = -I_{ij} + \frac{1}{3}\delta_{ij}\text{Tr } I_{ij} = -I_{ij} + \text{constante}, \quad (4.4)$$

ou seja, podemos fazer $-Q_{ij} = I_{ij}$, visto que vamos utilizar as derivadas do momento quadrupolar para determinar a luminosidade e a amplitude da OG.

Portanto, utilizando as Equações 2.24 e 2.22, podemos expressar a luminosidade e amplitude da radiação gravitacional pela Equação 4.5 e pela Equação 4.6, respectivamente, onde r é a distância até a fonte (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983; MAGGIORE, 2008),

$$L_{GW_{ac}} = -\frac{1}{5} \frac{G}{c^5} \langle \ddot{I}_{xx}^2 + \ddot{I}_{yy}^2 + 2\ddot{I}_{xy}^2 + 2\ddot{I}_{xz}^2 + 2\ddot{I}_{yz}^2 \rangle, \quad (4.5)$$

$$h_{+ac} = \frac{G}{rc^4} (\ddot{I}_{xx} - \ddot{I}_{yy}) \quad \text{e} \quad h_{\times ac} = \frac{2G}{rc^4} (\ddot{I}_{xy}). \quad (4.6)$$

Desse modo, calculando as derivadas de segunda e terceira ordem das componentes do momento de inércia representadas pelas Equações 4.3 e substituindo nas Equações 4.5 e 4.6, obtemos que:

$$L_{GW_{ac}} = -\frac{2}{5} \frac{G}{c^5} (I_1 - I_3)^2 \omega^6 \sin^2 \theta (16 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta), \quad (4.7)$$

e

$$\begin{aligned} h_{+ac} &= 4h_{0ac} \sin^2 \theta \cos(2\omega t), \\ h_{\times ac} &= 4h_{0ac} \sin^2 \theta \sin(2\omega t), \end{aligned} \quad (4.8)$$

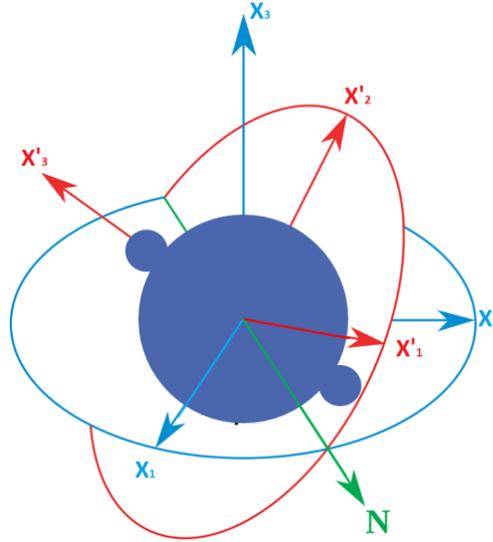
tal que h_{0ac} é o *strain* da amplitude de deformação e é expresso por:

$$h_{0ac} = \frac{G}{c^4} \frac{(I_1 - I_3)\omega^2}{r}. \quad (4.9)$$

É importante mencionar que para o cálculo da amplitude foi considerado que o ângulo de inclinação do eixo de rotação (x_3) com a linha de visada é zero (ver Maggiore (2008) para mais detalhes sobre essa dependência). Com isso, obtemos o valor máximo de amplitude quando esta fica em função apenas desse parâmetro. Além disso, observamos pelas Equações 4.8 que a amplitude oscila como $\cos(2\omega t)$ ou $\sin(2\omega t)$. Com isso, nós vemos que a frequência angular da emissão de OGs é duas vezes a frequência de rotação da estrela, ou seja, $\omega_{gw} = 2\omega$.

Agora, para determinar os momentos de inércia I_1 e I_3 , vamos considerar que o objeto tem deformidades ou montanhas de matéria sobre o eixo x'_3 . Assim, vamos reduzir esse sistema a uma esfera com duas esferas menores de matéria no eixo x'_3 : uma acima e outra abaixo da esfera maior (ver Figura 4.2). Isso seria equivalente a uma AB acretando matéria pelos dois polos magnéticos, onde os polos magnéticos não coincidem com os polos de giro da estrela.

Figura 4.2 - Esquema de um objeto com matéria amontoadada sobre o eixo x'_3 . Nesse esquema, a esfera maior equivale a estrela e as duas esferas menores representam amontoados de massa acretados pelos polos magnéticos



Fonte: Produção do autor.

Assim,

$$I_1 = \frac{2}{5}MR^2 + 2\delta mR^2, \quad (4.10)$$

$$I_3 = \frac{2}{5}MR^2 + 2\frac{2}{5}\delta ma^2, \quad (4.11)$$

onde M é a massa da estrela, R é o raio da estrela, e δm e a é a massa e o raio do amontoado de matéria acretada, respectivamente.

Logo, para $I_1 - I_3$, obtemos,

$$I_1 - I_3 = 2\delta mR^2 - \frac{4}{5}\delta ma^2. \quad (4.12)$$

Entretanto, o raio da estrela é muito maior que o raio da matéria amontoadada no polo. Assim, para o caso em que $R \gg a$, a Equação 4.12 resulta em,

$$I_1 - I_3 = 2\delta mR^2. \quad (4.13)$$

Portanto, substituindo a Equação 4.13 nas Equações 4.7 e 4.9, decorre que,

$$L_{GW_{ac}} = -\frac{8}{5} \frac{G}{c^5} \delta m^2 R^4 \omega^6 \sin^2 \theta (16 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta), \quad (4.14)$$

e

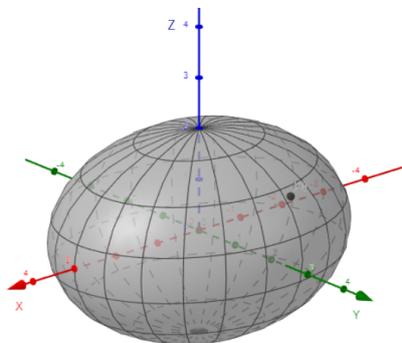
$$h_{0_{ac}} = \frac{2G}{c^4} \frac{\delta m R^2 \omega^2}{r}. \quad (4.15)$$

Desse modo, encontramos expressões para a luminosidade e amplitude gravitacional, para o caso de uma AB acumulando matéria, que dependem da massa acretada, da distância até a fonte, do raio da estrela e quão rápida ela está girando. Com isso, estabeleceremos valores para a quantidade de matéria acretada para inferir valores para amplitude.

4.1.2 Deformação magnética

Esta seção lida com a deformação da AB induzida pelo intenso campo magnético. Aqui, vamos considerar que a AB é triaxial, ou seja, a estrela tem assimetrias em relação ao seu eixo de rotação apresentando um momento triaxial de inércia para um elipsóide (Figura 4.3). Para essa configuração, a estrela pode girar de duas formas: ela pode rotacionar sobre um dos seus eixos principais de inércia, sendo que os 3 eixos têm valores diferentes ($I_1 \neq I_2 \neq I_3$), ou a estrela pode rotacionar sobre um eixo não principal de inércia e a distorção é simétrica em torno de algum eixo principal que é inclinado em relação ao eixo de rotação.

Figura 4.3 - Esquema de uma AB deformada pelo um campo magnético dipolar. A estrela tem a forma de um elipsóide.



Fonte: Universidade de Buenos Aires - UBA (2018)

Portanto, supondo um objeto rígido rotante assimétrico em torno de um eixo principal de inércia (I_3), vamos considerar dois SCs: um rotacionando com o objeto (X', Y', Z') onde estão posicionados os momentos de inércia principais (I_1, I_2 e I_3), respectivamente; e um SC fixo considerado como inercial (X, Y, Z). Esses dois SCs estão relacionados, com uma origem comum no centro de massa, pela equação de transformação representada por (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983)

$$x' = R_{def} x, \quad (4.16)$$

onde R_{def} é matriz transformação e agora para essa configuração é expressa como,

$$R_{def} = \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi & 0 \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4.17)$$

tal que $\phi = \omega_{rot} t$. Desse modo, o tensor do momento de inércia I no SC inercial tem componentes dados por:

$$I = R_{def}^T I' R_{def}, \quad (4.18)$$

onde I' é a matriz diagonal com os elementos I_1, I_2 e I_3 , e R_{def}^T é a matriz transposta de R_{def} . Isto é, as componentes desse tensor podem ser escritas como,

$$\begin{aligned} I_{xx} &= \frac{1}{2}(I_1 - I_2) \cos 2\phi + \text{constante}, \\ I_{xy} &= I_{yx} = \frac{1}{2}(I_1 - I_2) \sin 2\phi, \\ I_{yy} &= \frac{1}{2}(I_2 - I_1) \cos 2\phi + \text{constante}, \\ I_{zz} &= \text{constante}, \\ I_{xz} &= I_{zx} = I_{yz} = I_{zy} = 0. \end{aligned} \quad (4.19)$$

Agora, sabendo que $-Q_{ij} = I_{ij}$, em razão de $\text{Tr } I = \text{Tr } I' = I_1 + I_2 + I_3 = \text{constante}$, e utilizando as Equações 2.24 e 2.22 e as componentes de I (Equação 4.19), podemos expressar a luminosidade e amplitude da OG pelas Equações abaixo,

respectivamente,

$$L_{GW_{def}} = -\frac{32 G}{5 c^5} (I_1 - I_2) \omega_{rot}^6, \quad (4.20)$$

$$\begin{aligned} h_{+def} &= \frac{4G}{rc^4} (I_1 - I_2) \omega_{rot}^2 \cos 2\phi, \\ h_{\times def} &= \frac{4G}{rc^4} (I_1 - I_2) \omega_{rot}^2 \sin 2\phi. \end{aligned} \quad (4.21)$$

Devemos notar aqui que para dedução das Equações 4.21, o ângulo de inclinação do eixo de rotação com a linha de visada foi tomado como sendo zero, ou seja, considerando esse valor de ângulo, obtemos o valor máximo de amplitude quando esta fica em função apenas desse parâmetro (ver Maggiore (2008) para mais detalhes sobre essa dependência). Ainda, podemos notar que, assim como no mecanismo de acreção, a amplitude da OG varia com $\cos 2\phi = \cos(2\omega_{rot} t)$ ou $\sin 2\phi = \sin(2\omega_{rot} t)$, o que nos informa que a radiação gravitacional é emitida, nesse sistema, com uma frequência que é duas vezes a frequência de rotação, $\omega_{GW_{def}} = 2\omega_{rot}$.

Precisamos agora encontrar os valores para os momentos principais de inércia. Assim, se o objeto rotante for aproximado para um elipsóide homogêneo com semieixos a , b e c , podemos expressar seus momentos principais de inércias, tal que M é a massa do objeto, da seguinte forma:

$$I_1 = \frac{1}{5} M (b^2 + c^2), \quad I_2 = \frac{1}{5} M (a^2 + c^2), \quad I_3 = \frac{1}{5} M (a^2 + b^2). \quad (4.22)$$

Assim, para pequenas assimetrias ($a \approx b$), podemos escrever para as Equações 4.20 e 4.21 que,

$$L_{GW_{def}} = -\frac{32 G}{5 c^5} I_3^2 \epsilon^2 \omega_{rot}^6, \quad (4.23)$$

e

$$\begin{aligned} h_{+def} &= h_{0def} \cos(4\pi f_{rot} t), \\ h_{\times def} &= h_{0def} \sin(4\pi f_{rot} t), \end{aligned} \quad (4.24)$$

onde

$$h_{0_{def}} = \frac{16\pi^2 G}{c^4} \frac{I_3 f_{rot}^2}{r} \epsilon, \quad (4.25)$$

$f_{rot} = \omega_{rot}/2\pi$ e a elipticidade ϵ é definida por,

$$\epsilon = \frac{I_1 - I_2}{I_3}. \quad (4.26)$$

Observando as Equações 4.23 e 4.25, vemos que para analisar a luminosidade e a amplitude gravitacional, necessitamos conhecer a elipticidade ϵ da estrela, isto é, a deformação na estrutura da AB em razão do campo magnético. Dessa forma, como já apresentamos na seção 3.1, para o caso de uma AB com um campo magnético dipolar intenso, ela se contrai ao longo da direção do campo magnético transformando-se em uma forma elipsoidal até que sua elipticidade alcance um valor dado por (COELHO et al., 2014; CHANDRASEKHAR; FERMI, 1953):

$$\epsilon = \frac{35 B_s^2 R^4}{24 GM^2}, \quad (4.27)$$

onde B_s é o campo magnético, R o raio e M a massa da AB. Portanto, substituindo a Equação 4.27 nas Equações 4.23 e 4.25 e lembrando que $a \approx b$, encontramos as Equações 4.28 e 4.29 para a luminosidade e amplitude da OG, respectivamente, que dependem da massa, raio e frequência de rotação da AB, e a intensidade do campo magnético,

$$L_{GW_{def}} = -\frac{98 B_s^4 R^{12} \omega_{rot}^6}{45 c^5 GM^2}, \quad (4.28)$$

$$h_{0_{def}} = \frac{28\pi^2 B_s^2 R^6 f_{rot}^2}{3c^4 r M}. \quad (4.29)$$

Além disso, podemos expressar a amplitude da OG em função da variação da frequência de rotação da estrela, ou seja, em função do *spindown* da estrela. Para isso, podemos resolver a Equação 4.25 para ϵI_3 e substituir na Equação 4.23. Com isso, obtemos a Equação 4.30 para a luminosidade gravitacional em função da amplitude,

$$L_{GW_{def}} = \frac{8\pi^2 c^3}{5 G} f_{rot}^2 h_{0_{def}}^2 r^2. \quad (4.30)$$

Agora, se considerarmos que toda energia rotacional perdida é convertida em OGs, podemos inferir o limite superior para amplitude da radiação gravitacional h_0^{sd} . Assim, podemos resolver a Equação 4.30 para $h_{0_{def}}$ e utilizar a Eq. 3.2 que representa a luminosidade de *spindown*, L_{sd} , e equipará-la a $L_{GW_{def}}$. Com isso, a amplitude da OG pode ser escrita como (AASI et al., 2014),

$$h_0^{sd} = \left(\frac{5 G I_3 \dot{f}_{rot}}{2 c^3 r^2 f_{rot}} \right)^{1/2}, \quad (4.31)$$

onde \dot{f}_{rot} é a variação da frequência de rotação da estrela.

A Equação 4.31 nos permite determinar a amplitude da OG em razão da deformidade sem necessitar conhecer parâmetros da equação de estado da estrela. É claro que para essa equação, usamos a afirmação que toda a luminosidade de *spindown* é convertida em radiação gravitacional, que de um modo geral não é totalmente verdadeira. No entanto, podemos obter valores limites para a amplitude com essa afirmação. Além do mais, se inferirmos uma eficiência η_{df} para a luminosidade gravitacional, ou seja, $L_{GW_{def}} = \eta_{df} L_{sd}$, onde $0 < \eta_{df} \leq 1$, podemos obter valores adequados para amplitude. A Equação 4.31 pode ser então reescrita como,

$$h_0^{sd} = \left(\eta_{df} \frac{5 G I_3 \dot{f}_{rot}}{2 c^3 r^2 f_{rot}} \right)^{1/2}. \quad (4.32)$$

Desse modo, encontramos duas equações para a amplitude da OG (Equações 4.29 e 4.32) nas quais podemos analisar os valores para esse parâmetro a partir de duas concepções: perda de energia rotacional do sistema e intensidade do campo magnético. Para esse mecanismo de geração de OGs, estudaremos a amplitude da onda pelas duas equações para conhecer o limite superior para essa propriedade e verificar a eficiência do mecanismo. Portanto, aplicaremos esse mecanismo aos três sistemas binários estudados nessa dissertação juntamente com os SGRs/AXPs como ABs magnéticas e rápidas.

Na próxima seção, então, apresentaremos os resultados obtidos desse trabalho para os dois mecanismos de geração de OGs em ABs de alta rotação.

Tabela 4.1 - 3 sistemas binários que contém uma AB de rápida rotação juntamente com os seus parâmetros: Período (P), *spindown* (\dot{P}), frequência de rotação (f_{rot}), raio da AB (R) e distância da fonte até a Terra (r).

SISTEMAS	P (s)	\dot{P} (10^{-15} s/s)	f_{rot} (10^{-2} Hz)	R (10^8 cm)	r (pc)
AE Aqr	33,08	56,4	3,02	7,0	100
AR Sco	118,2	392	0,85	7,1	116
RX J0648	13,18	6,0	7,59	3,0	650

Fonte: Produção do autor.

4.2 Resultados obtidos

4.2.1 OGs devido ao acréscimo de matéria

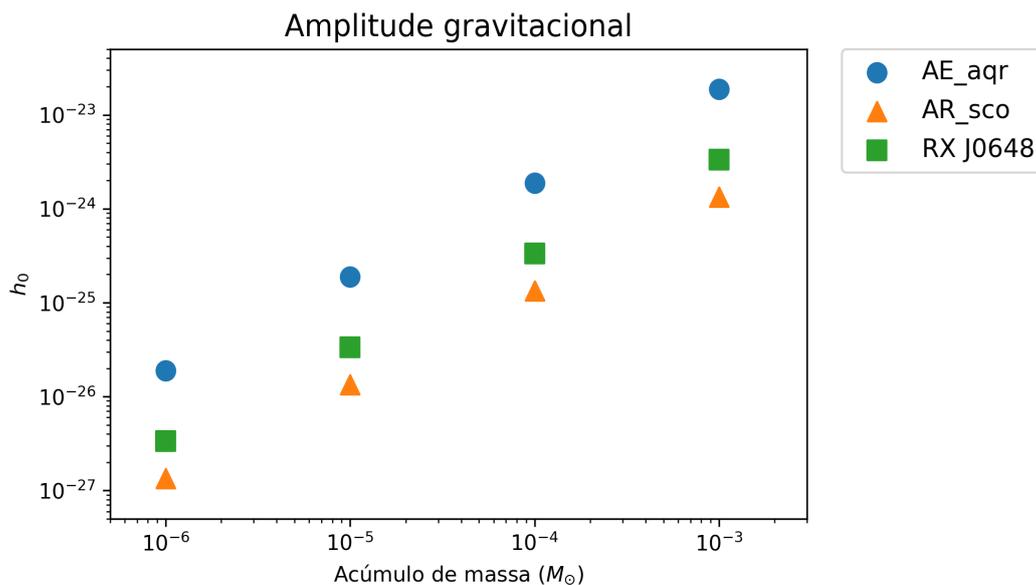
Aplicamos e analisamos as Equações 4.8 e 4.15 para os sistemas AE Aqr, AR Sco e RX J0648 com o intuito de inferir a amplitude da OG para esses objetos considerando o cenário de um amontoado de matéria nos polos magnéticos. Para essa análise, consideramos que o ângulo de inclinação do campo magnético com o eixo de rotação $\theta = 30^\circ$. Com esse valor para θ , o módulo da amplitude da OG pode ser calculada diretamente pela Equação 4.15, visto que podemos escrever $\sin^2(30^\circ) = 1/4$ nas Equações 4.8, e:

$$|h_{jk}^{TT}| = \sqrt{h_{+ac}^2 + h_{\times ac}^2} = h_{0ac}. \quad (4.33)$$

Observa-se pela Equação 4.15 que a amplitude depende da massa acretada; no entanto, não é fácil prever quanto de matéria pode ter sido transferido para AB e o quanto se dispersou na superfície. Por isso, atribuímos aqui 4 valores para a montanha de matéria acretada para os três sistemas analisados ($\delta m = 10^{-3}M_\odot$, $\delta m = 10^{-4}M_\odot$, $\delta m = 10^{-5}M_\odot$ e $\delta m = 10^{-6}M_\odot$). Além disso, consideramos que AE Aqr está a uma distância $r = 100$ pc (CHOI; YI, 2000), AR Sco a uma distância $r = 116$ pc (FRANZON; SCHRAMM, 2017) e RX J0648 a uma distância $r = 650$ pc (MEREGHETTI et al., 2011). Note aqui que tomamos os valores mais aceitos atualmente para a distância até os sistemas, e apesar de estarmos fixando esses valores, repare pela Equação 4.15 que quanto mais próxima a estrela, maior a amplitude da onda. Ainda, para o sistema AR Sco que não tem uma massa bem definida para a AB, supomos que essa tem uma massa de $0,8M_\odot$. A Tabela 4.1 apresenta alguns parâmetros para AB desses 3 sistemas binários.

Utilizando, portanto, os valores da Tabela 4.1 juntamente com a Equação 4.15, calculamos a amplitude para os três sistemas. O resultado dessa análise é apresentado no gráfico da Fig. 4.4, onde plotamos no eixo horizontal os valores de δm em massas solares (M_{\odot}), e no eixo vertical a amplitude da onda gravitacional (h_0).

Figura 4.4 - Relação entre massa acretada e a amplitude gravitacional para a AE Aqr, AR Sco e RX J0648

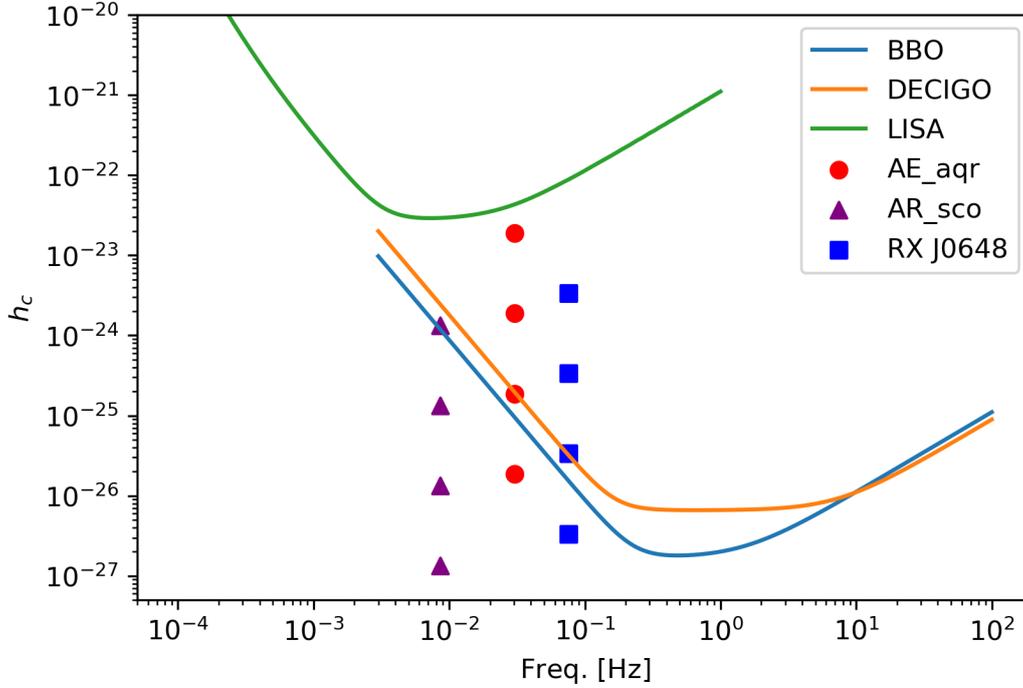


Fonte: Produção do autor.

Conhecendo, assim, os valores das amplitudes para cada valor de δm , localizamos esses três sistemas na curva de sensibilidade dos detectores espaciais. Fizemos isso usando as expressões das curvas de sensibilidade (ver Apêndice A) dos detectores LISA, BBO e DECIGO (YAGI; SETO, 2017; CORNISH; ROBSON, 2018). Posicionamos esses sistemas no gráfico da amplitude característica versus frequência para cada δm considerado (10^{-3} , 10^{-4} , 10^{-5} , $10^{-6} M_{\odot}$) que é exibido no gráfico em ordem decrescente. O resultado é apresentado na Figura 4.5, onde supomos que as fontes são detectáveis com uma razão sinal-ruído $SNR = 8$ e que podem ser observadas por um tempo de integração de $T = 1/3$ ano ($1,05 \times 10^7$ s).

Observando a Fig. 4.5, podemos notar que o sistema AE Aqr emite radiação gravitacional com amplitudes que podem ser detectadas pelo BBO contanto que $\delta m \geq 10^{-5} M_{\odot}$ ou a amplitude $h_0 \geq 1,8 \times 10^{-25}$. Observamos ainda que esta fonte

Figura 4.5 - AE Aquarii, AR Scorpii e RX J0648 localizadas na curvas de sensibilidade dos detectores espaciais LISA, BBO e DECIGO para valores diferentes de massa acretada: 10^{-3} , 10^{-4} , 10^{-5} , 10^{-6} apresentadas de cima para baixo. Adotamos razão sinal-ruído $SNR = 8$ e tempo de integração de $T = 1/3$ ano para os todos os detectores.



Fonte: Produção do autor.

não é detectável pelo DECIGO para esse valor de massa, porém, se pudermos integrar as observações em 1 ano, ele, então, será detectável. Choi e Yi (2000) estimaram que amplitude da OG irradiada pela AE Aqr, considerando esse mecanismo, era pequena para ser detectável pelo LISA. De fato, notamos aqui que esse sistema deve possuir $\delta m > 10^{-3} M_{\odot}$ para ser medido, que é um valor grande de massa para um amontado de matéria acretada em uma AB.

Para o sistema RX J0648, observamos que ele precisa ter um $\delta m \geq 10^{-5} M_{\odot}$ para ser detectável pelo BBO, mas não será pelo DECIGO, ao menos que as observações sejam feitas por 1 ano. Esse valor de massa acretada para RX J0648 equivale a OG com uma amplitude $h_0 \geq 3,3 \times 10^{-26}$.

Já para o sistema AR Sco, a radiação gravitacional emitida por esse mecanismo não é detectável pelos três instrumentos espaciais. Esse sistema precisa conter uma montanha de matéria com massa em torno de $10^{-3} M_{\odot}$ e um tempo de integração

Tabela 4.2 - Luminosidade de *spindown* (L_{sd}) calculada a partir da Equação 3.1 e massa necessária para explicar *spindown* da AB, δm_{sd} , em razão da emissão de OGs pelo mecanismo de acreção de matéria, obtida a partir da Equação 4.34.

SISTEMAS	L_{sd} (10^{33} erg/s)	δm_{sd} ($10^{-2} M_{\odot}$)
AE Aqr	19,28	0,98
AR Sco	3,11	17,1
RX J0648	9,53	0,24

Fonte: Produção do autor.

$T = 1$ ano para que fique acima da curva de sensibilidade do detector BBO, e visto que esse valor de massa já é grande o suficiente para uma montanha acretada de matéria em uma AB, possivelmente, esse sistema não seja fonte para esse detector. Desse modo, OGs devido ao mecanismo de acreção proveniente desse sistema raramente será detectável em razão da necessidade de uma grande quantidade de massa acumulada nos polos magnéticos.

Portanto, notamos que devido a esse mecanismo de geração de OGs, o sistema AE Aqr e RX J0648 são bons candidatos a serem detectados pelo BBO e pelo DECIGO. No entanto, o sistema AR Sco dificilmente será detectável por esses detectores, visto que a quantidade de matéria acretada, que essa fonte deve possuir, é grande. Além disso, percebemos que essas fontes, emitindo pelo mecanismo de acreção, não são candidatas para o detector LISA.

Agora, podemos analisar a eficiência desse mecanismo em relação à taxa de energia rotacional perdida pelos sistemas, ou seja, em relação à luminosidade de *spindown*. Primeiramente, considerando que toda luminosidade de *spindown* é convertida em OGs, podemos igualar a Equação 3.1 com a Equação 4.14 para conhecer o quanto de matéria amontoada é necessária para explicar a perda de energia rotacional, δm_{sd} , em cada sistema. A Equação 4.34 representa essa quantidade para $\theta = 30^\circ$ e a Tabela 4.2 mostra o valor dessa massa necessária para cada fonte,

$$\delta m_{sd} \approx \left(\frac{5c^5 L_{sd}}{8GR^4 w^6} \right)^{1/2}. \quad (4.34)$$

Pela Tabela 4.2, notamos que para explicar a luminosidade de *spindown* da estrela em razão apenas da emissão de OGs pelo mecanismo de acreção de matéria, as ABs em questão deveriam ter uma grande quantidade de matéria acretada em seus polos

Tabela 4.3 - Eficiência do mecanismo de geração de OGs em razão de um amontoado de matéria nos polos magnéticos da AB. Aqui, é comparado a luminosidade gravitacional com a luminosidade de *spindown* para 4 valores de massa acretada.

AE AQUARI		AR SCORPI		RX J0648	
δm (M_{\odot})	η_{acr} ($L_{GW_{acr}}/L_{sd}$)	δm (M_{\odot})	η_{acr} ($L_{GW_{acr}}/L_{sd}$)	δm (M_{\odot})	η_{acr} ($L_{GW_{acr}}/L_{sd}$)
10^{-3}	$1,02 \times 10^{-2}$	10^{-3}	$3,41 \times 10^{-5}$	10^{-3}	0.175
10^{-4}	$1,02 \times 10^{-4}$	10^{-4}	$3,41 \times 10^{-7}$	10^{-4}	$1,75 \times 10^{-3}$
10^{-5}	$1,02 \times 10^{-6}$	10^{-5}	$3,41 \times 10^{-9}$	10^{-5}	$1,75 \times 10^{-5}$
10^{-6}	$1,02 \times 10^{-8}$	10^{-6}	$3,41 \times 10^{-11}$	10^{-6}	$1,75 \times 10^{-7}$

Fonte: Produção do autor.

magnéticos. A AE aqr e RX J0648 deveriam possuir um $\delta m \sim 10^{-2} M_{\odot}$ e $\delta m \sim 10^{-3} M_{\odot}$, respectivamente, enquanto AR Sco deveria ter um δm ainda maior, em torno de $10^{-1} M_{\odot}$. Esses valores são considerados grandes para um amontoado de matéria em uma AB, assim, esse mecanismo de geração de OGs não é, possivelmente, um processo eficaz para explicar a perda total de energia rotacional.

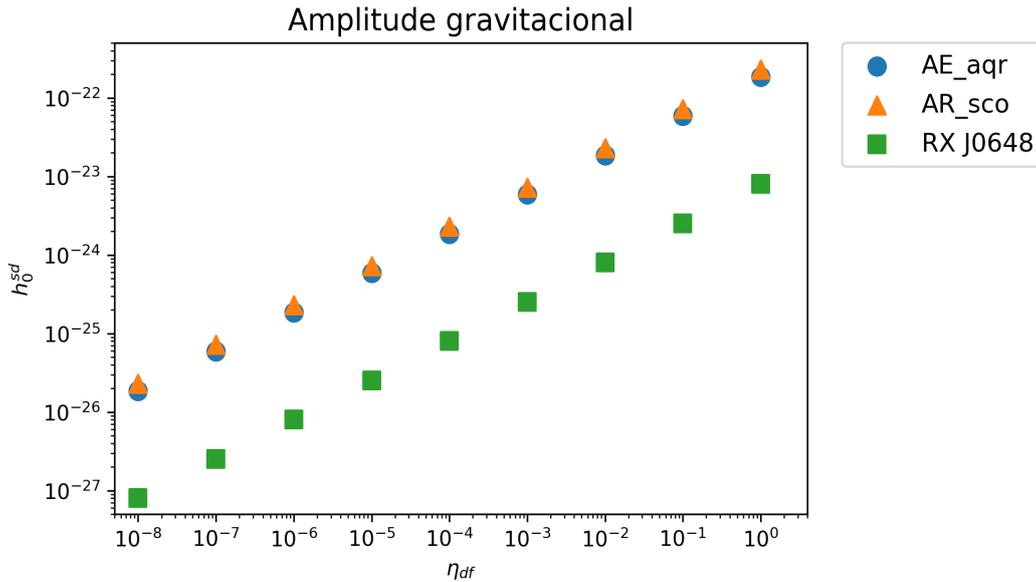
Entretanto, podemos agora analisar a eficiência do processo ($\eta_{acr} = L_{GW_{acr}}/L_{sd}$) para os quatro δm 's considerados acima no cálculo da amplitude. Isto é, podemos investigar o quanto da luminosidade de *spindown* é convertida em luminosidade gravitacional para cada δm . A Tabela 4.3 exibe a eficiência desse processo para cada valor de δm em cada sistema.

Portanto, por esses resultados, verificamos que para um $\delta m \leq 10^{-3} M_{\odot}$, as eficiências do mecanismo de acreção para os sistemas analisados são muito pequenas. Isto é, a contribuição da luminosidade gravitacional para a luminosidade de *spindown* é irrelevante, dado que, para os quatro valores de δm adotados, a eficiência $\eta_{acr} \ll 1$, exceto para a fonte RX J0648 com um $\delta m = 10^{-3} M_{\odot}$ que mostra uma eficiência de 17,5%, apesar de que esse valor de δm ser considerado grande para uma AB. Contudo, concluímos que se os sistemas têm massas acretadas menores que $10^{-3} M_{\odot}$ é necessário outros mecanismos de emissão de energia para explicar a perda de rotação da estrela, pois a contrapartida gravitacional a partir desse mecanismo não explica a perda total de energia rotacional.

4.2.2 OGs em razão da deformação magnética

Nessa seção, analisamos a geração de OGs em razão da deformação da estrutura da AB devido ao intenso campo magnético nos mesmos sistemas binários considerados na seção anterior: AE Aqr, AR Sco e RX J0648. Para isso, utilizamos, primeiramente, a Equação 4.32 para calcular a amplitude gravitacional em função da eficiência η_{df} , que é a razão entre luminosidade gravitacional desse mecanismo e a luminosidade de *spindown* da AB, ou seja, $\eta_{df} = L_{GW_{def}}/L_{sd}$. Dessa forma, atribuímos 9 valores para η_{df} ($1, 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6}, 10^{-7}$ e 10^{-8}) para que pudéssemos verificar com qual eficiência a OG poderia ser detectável. As medidas para essas amplitudes são apresentadas na Figura 4.6 em função de η_{df} , onde usamos os parâmetros da Tabela 4.1 para os 3 sistemas.

Figura 4.6 - Relação entre a eficiência ($\eta_{df} = L_{GW_{def}}/L_{sd}$) e a amplitude gravitacional (h_0) para a AE Aqr, AR Sco e RX J0648

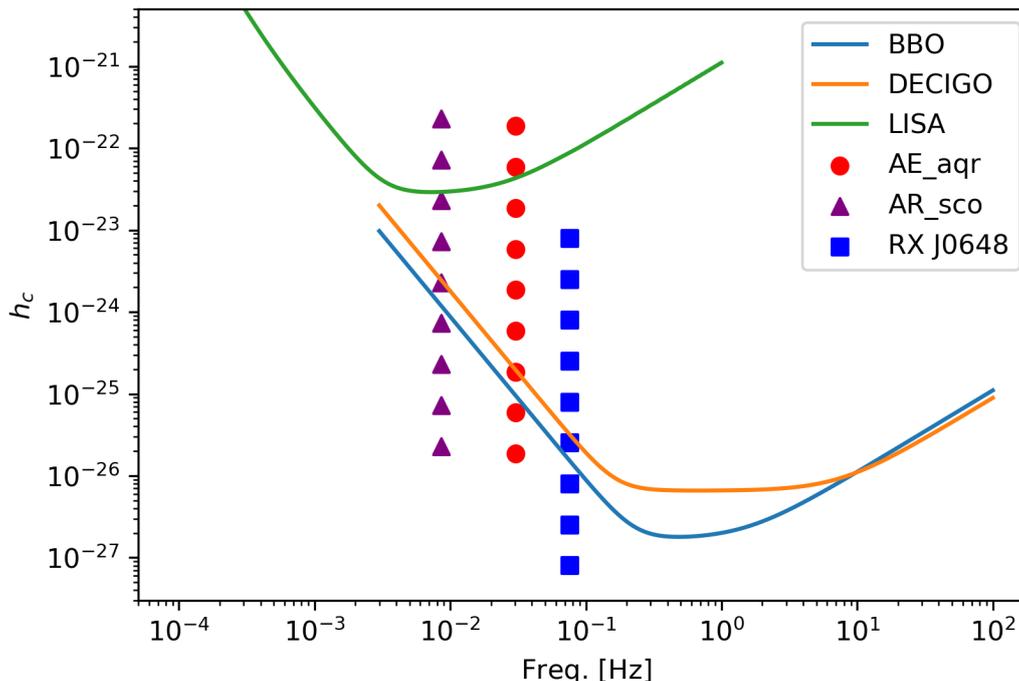


Fonte: Produção do autor.

Para observarmos com qual amplitude ou eficiência a OG é detectável, plotamos os valores encontrados para a amplitude nas curvas de sensibilidade dos detectores LISA, BBO e DECIGO, usando as mesmas configurações descritas na subseção 4.2.1 ($SNR = 8$ e $T = 1/3$ ano). O resultado é apresentado na Figura 4.7, tal que as eficiências são exibidas no gráfico da amplitude característica versus frequência

em ordem decrescente para os 3 sistemas binários.

Figura 4.7 - AE Aquarii, AR Scorpii e RX J0648 localizadas na curvas de sensibilidade dos detectores espaciais LISA, BBO e DECIGO para valores diferentes de eficiência: $1, 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6}, 10^{-7}$ e 10^{-8} apresentadas de cima para baixo. Adotamos razão sinal-ruído $SNR = 8$ e tempo de integração de $T = 1/3$ ano para os todos os detectores.



Fonte: Produção do autor.

Portanto, pela Figura 4.7, observamos que para o detector LISA, apenas os sistemas AE Aqr e AR Sco com uma eficiência $\eta_{df} \geq 10^{-1}$ são detectáveis. Para o detector DECIGO, os três sistemas são detectáveis contanto que AE Aqr tenha uma eficiência $\eta_{df} \geq 10^{-5}$, AR Sco uma eficiência $\eta_{df} \geq 10^{-3}$ e RX J0648 uma eficiência $\eta_{df} \geq 10^{-4}$. Já para o BBO, temos que a AE Aqr deve possuir $\eta_{df} \geq 10^{-6}$, AR Sco $\eta_{df} \geq 10^{-4}$ e RX J0648 $\eta_{df} \geq 10^{-5}$ para que sejam medidas por esse detector. Assim, vemos que mesmo que a contrapartida gravitacional tenha pouca contribuição para a perda de energia rotacional nos sistemas, essas fontes podem emitir OGs pelo mecanismo de deformação magnética com amplitudes que podem ser detectáveis pelos instrumentos espaciais.

Entretanto, se utilizarmos agora a Equação 4.29, juntamente com a Equação 4.32,

Tabela 4.4 - (a) intensidade do campo magnético necessária para gerar energia gravitacional suficiente para explicar toda a luminosidade de *spindown*. (b) eficiência mínima para que as fontes sejam medidas pelo detector BBO juntamente com a amplitude da OG e o campo magnético necessário.

Eficiência $\eta_{df} = 1$		
SISTEMAS	h_0	B (G)
AE Aqr	$1,85 \times 10^{-22}$	$8,7 \times 10^{10}$
AR Sco	$2,29 \times 10^{-22}$	$3,6 \times 10^{11}$
RX J0648	$8,02 \times 10^{-24}$	$2,9 \times 10^{11}$

(a)

Eficiência mínima detectada pelo BBO			
SISTEMAS	η_{df}	h_0	B (G)
AE Aqr	10^{-6}	$1,9 \times 10^{-25}$	$2,8 \times 10^9$
AR Sco	10^{-4}	$2,3 \times 10^{-24}$	$3,6 \times 10^{10}$
RX J0648	10^{-5}	$2,5 \times 10^{-26}$	$1,6 \times 10^{10}$

(b)

Fonte: Produção do autor.

para analisar qual o valor do campo magnético que as ABs devem possuir para explicar a parcela do *spindown*, notamos que essas estrelas necessitam de um campo magnético muito intenso, que excedem o limite superior estabelecido pelo modelo canônico de pulsar. Por exemplo, se considerarmos que toda luminosidade de *spindown* é transformada em radiação gravitacional, as ABs desses sistemas devem ter campos magnéticos em torno de $B \sim (10^{10} - 10^{11})$ G (ver Tabela 4.4.a). Ainda, podemos verificar qual a intensidade do campo magnético para que essas fontes sejam detectadas pelo BBO, que é o instrumento mais sensível para os três sistemas analisados. Para isso, utilizamos a eficiência mínima para qual cada sistema é detectável por esse instrumento como é exibido na Figura 4.7. A Tabela 4.4.b mostra os valores para esses campos junto com a elipticidade para cada sistema.

Nota-se que os sistemas devem possuir uma AB com um alto campo magnético em torno de $B \sim (10^9 - 10^{10})$ G para que eles sejam detectáveis ao menos pelo BBO. No entanto, esses valores de campo magnético ultrapassam em cerca de duas ordens de magnitude os campos inferidos pelo modelo canônico de pulsar, que é considerado o limite superior do campo magnético para essas estrelas quando emitem radiação eletromagnética a partir do mecanismo de dipolo magnético (ver seção 3.2).

Contudo, podemos ainda analisar o valor da amplitude da OG considerando os valores de limite superior do campo magnético, B_{sup} . Assim, sabendo que AE Aqr

Tabela 4.5 - Elipticidade (ϵ), amplitude da OG (h_0), luminosidade gravitacional ($L_{GW_{def}}$) e eficiência do mecanismo (η_{df}) para o limite superior de campo magnético (B_{sup}) de cada sistema.

SISTEMAS	B_{sup} (G)	ϵ	h_0	$L_{GW_{def}}$ (erg/s)	η_{df}
AE Aqr	$5,0 \times 10^7$	$5,1 \times 10^{-9}$	$6,2 \times 10^{-29}$	$2,13 \times 10^{21}$	$1,1 \times 10^{-13}$
AR Sco	$5,0 \times 10^8$	$5,3 \times 10^{-7}$	$4,6 \times 10^{-28}$	$1,25 \times 10^{22}$	$4,02 \times 10^{-12}$
RX J0648	$1,0 \times 10^8$	$2,8 \times 10^{-10}$	$9,5 \times 10^{-31}$	$1,33 \times 10^{20}$	$1,4 \times 10^{-14}$

Fonte: Produção do autor.

tem $B_{sup} = 5,0 \times 10^7$ G (ISAKOVA et al., 2016), AR Sco tem $B_{sup} = 5,0 \times 10^8$ G (BUCKLEY et al., 2017) e RX J0648 tem $B_{sup} = 1,01 \times 10^8$ G (inferido a partir da Equação 3.6), usamos a Equação 4.27 para calcular a elipticidade da estrela e a Equação 4.29 para calcular a amplitude da OG. Além disso, computamos a luminosidade gravitacional a partir da Equação 4.28 e a eficiência desse processo em relação a luminosidade de *spindown*. A Tabela 4.5 apresenta os dados obtidos para essa consideração.

Analisando, assim, a Tabela 4.5, verificamos que a amplitude da OG emitida por esse mecanismo, quando considerado o limite superior do campo magnético inferido pelo modelo canônico de pulsar, é muito pequena para ser observado pelos 3 detectores espaciais, pois as amplitudes para os 3 sistemas estudados estão muito abaixo do limite de ruído desses detectores. Até mesmo para 5 anos de operações, esses instrumentos espaciais não serão capazes de detectar estas fontes quando considerado esses valores de campo magnético.

Logo, para os três sistemas binários analisados aqui, concluímos que a partir do mecanismo de deformação magnética, as ABs necessitam de um campo magnético acima de $\sim 10^9$ G para produzir OGs com amplitudes que sejam detectáveis pelo BBO. Esses campos são bastante intensos, mas não irrealísticos, visto que os SGRs/AXPs descritos como ABs magnéticas tem campos magnéticos nessa ordem de grandeza (ver seção 3.2). Entretanto, essas ABs são inferidas para terem campos magnéticos com intensidade 2 ordens de magnitudes menores. Dessa forma, essas fontes não serão observadas através da contrapartida gravitacional em razão desse mecanismo. Outro ponto que podemos salientar é a eficiência do mecanismo na perda de energia rotacional dos sistemas. Vemos que a radiação gravitacional tem uma contribuição muito pequena no *spindown* dessas estrelas, sendo irrelevante quando

considerado o valor do campo magnético de limite superior. Assim, é necessário outros mecanismos de emissão de energia para explicar a perda de rotação da estrela.

4.2.3 OGs devido à deformação magnética em SGRs/AXPs como ABs altamente magnéticas

Nessa seção, consideramos os SGRs/AXPs como ABs de rápida rotação e intenso campo magnético na qual emitem OGs devido à variação do momento de quadrupolo causado pela deformação na forma esférica da estrela, que por sua vez, é devido ao campo magnético intenso. Para análise dessa radiação gravitacional, utilizamos os valores do campo magnético inferidos pela Equação 3.6. Esses campos magnéticos são obtidos considerando que toda luminosidade de *spindown* da estrela é convertida em luminosidade eletromagnética pela variação do momento de dipolo magnético. Assim, para que possamos usar esses valores de campo, necessitamos conhecer a contribuição da luminosidade gravitacional na perda de energia rotacional considerando esses valores de campo magnético, ou seja, precisamos calcular eficiência do mecanismo, η_{df} , para saber se $\eta_{df} \ll 1$, e assim, utilizarmos esses valores de campo.

Portanto, usamos a Equação 4.28 para calcular a luminosidade da OG para cada SGR/AXP tomando esses objetos como uma AB massiva de $M_{AB} = 1,4M_{\odot}$ e raio $R_{AB} = 3 \times 10^8$ cm, como recentes estudos de ABs rápidas e massivas tem sugeridos (BOSHKAYEV et al., 2012). O resultado dessa apuração é apresentado na Tabela 4.6, onde é exibido também a elipticidade ϵ , a luminosidade de *spindown* L_{sd} e a eficiência η_{df} .

Notamos, então, que essas eficiências ficam em torno de 10^{-10} a 10^{-12} , ou seja, a eficiência do mecanismo $\eta_{df} \ll 1$. Isto implica que a luminosidade gravitacional é muito menor que a luminosidade *spindown* quando considerados os campos magnéticos inferidos pela Equação 3.6. Dessa forma, vemos que podemos aplicar esses valores de campos magnéticos para o cálculo da amplitude da OG, visto que a emissão de energia gravitacional é ínfima em comparação com a taxa de energia rotacional perdida, não alterando de forma significativa os campos magnéticos inferidos.

Sendo assim, utilizamos a Equação 4.29 para calcular a amplitude da onda, onde usamos os parâmetros da Tabela 3.1 e os valores do campo magnético inferidos pela Equação 3.6. Além disso, ainda que recentes estudos proponham que ABs rápidas

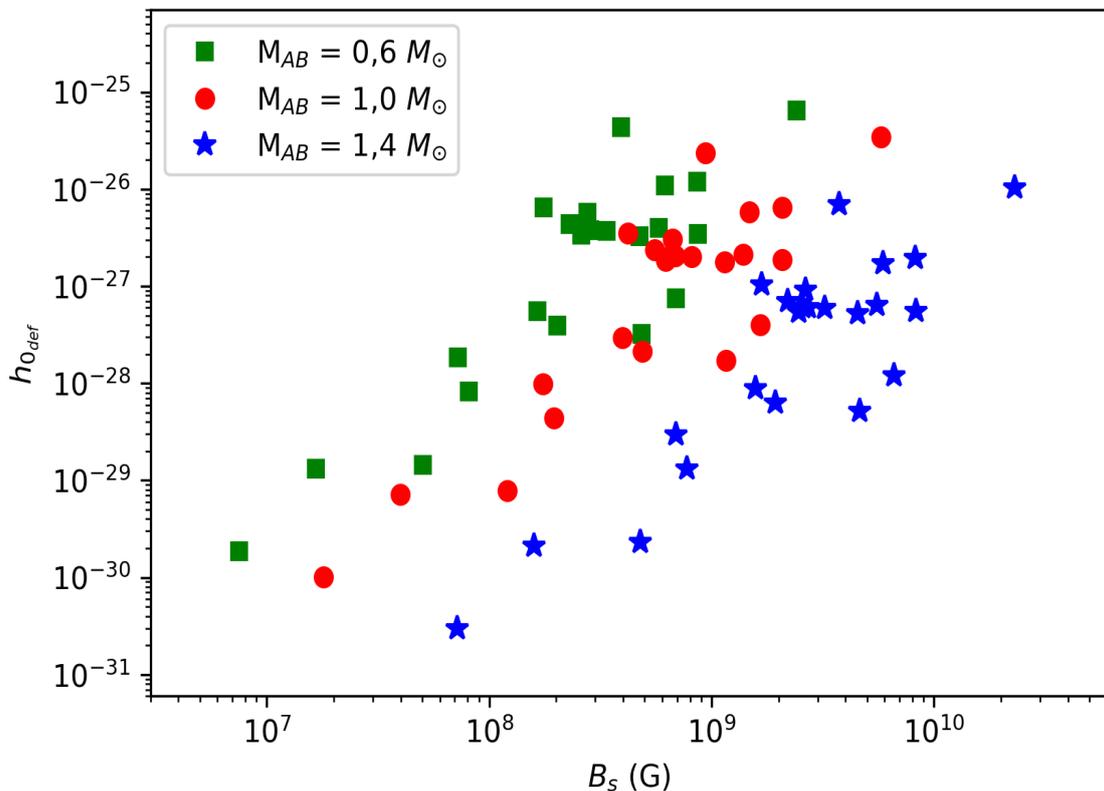
Tabela 4.6 - Elipticidade (ϵ), luminosidade de *spindown* (L_{sd}), luminosidade gravitacional ($L_{GW_{def}}$) e eficiência do mecanismo (η_{df}) para os campos magnéticos (B_s) inferidos pela Equação 3.6 para os SGRs/AXPs considerando que esses objetos são ABs de $M_{AB} = 1,4M_{\odot}$ e raio $R_{AB} = 3 \times 10^8$ cm.

SGRs/AXPs como AB massiva de $M_{AB} = 1,4M_{\odot}$					
SGRs/AXPs	B_s (10^9 G)	ϵ (10^{-7})	L_{sd} (10^{38} erg/s)	$L_{GW_{def}}$ (erg/s)	η_{df} (10^{-11})
CXOU J010043.1-721134	4,62	4,82	1,45	$9,62 \times 10^{27}$	6,63
4U 0142+61	1,58	0,562	0,122	$8,06 \times 10^{25}$	0,658
SGR 0418+5729	0,072	0,00116	0,000212	$2,66 \times 10^{20}$	0,00124
SGR 0501+4516	2,20	1,09	1,23	$3,61 \times 10^{27}$	2,92
SGR 0526-66	6,59	9,80	2,89	$3,87 \times 10^{28}$	13,36
1E 1048.1-5937	4,54	4,65	3,32	$3,28 \times 10^{28}$	9,87
1E 1547.0-5408	3,74	3,17	213,34	$1,39 \times 10^{31}$	65,19
PSR J1622-4950	3,23	2,36	8,36	$9,29 \times 10^{28}$	11,12
SGR 1627-41	2,64	1,58	43,29	$8,98 \times 10^{29}$	20,74
CXOU J164710.2-455216	0,776	0,136	0,0133	$1,42 \times 10^{24}$	0,106
1RXS J170849.0-400910	5,52	6,87	0,582	$2,92 \times 10^{27}$	5,02
CXOU J171405.7-381031	5,89	7,84	45,49	$2,16 \times 10^{30}$	47,38
SGR J1745-2900	2,72	1,68	10,37	$1,09 \times 10^{29}$	10,46
SGR 1806-20	23,02	119,6	45,81	$8,51 \times 10^{30}$	185,72
XTE J1810-197	2,47	1,38	1,82	$7,22 \times 10^{27}$	3,97
Swift J1822.3-1606	0,158	0,00567	0,00139	$9,80 \times 10^{21}$	0,00705
SGR 1833-0832	1,94	0,847	0,322	$4,21 \times 10^{26}$	1,31
Swift J1834.9-0846	1,67	0,632	20,71	$1,88 \times 10^{29}$	9,08
1E 1841-045	8,27	15,44	0,993	$9,76 \times 10^{27}$	9,82
3XMM J185246.6+003317	0,479	0,0518	0,00361	$1,24 \times 10^{23}$	0,0343
SGR 1900+14	8,23	15,31	26,04	$1,30 \times 10^{30}$	50,10
SGR 1935+2154	2,56	1,48	16,65	$2,08 \times 10^{29}$	12,48
1E 2259+586	0,692	0,108	0,057	$1,11 \times 10^{25}$	0,196

Fonte: Produção do autor.

são muito massivas, adotamos aqui 3 valores de massa para ABs, M_{AB} , com o objetivo de investigar esses objetos com diferentes massas que vão de intermediárias a massivas: $0,6 M_{\odot}$, $1,0 M_{\odot}$ e $1,4 M_{\odot}$. Para esses dois primeiros valores de massa, a eficiência do mecanismo também é muito pequena ($\eta_{df} \ll 1$), por isto, podemos usar os valores inferidos pela Equação 3.6 para o cálculo da amplitude (ver Apêndice B para consultar os valores de η_{df} para $M_{AB} = 0,6 M_{\odot}$ e $M_{AB} = 1,0 M_{\odot}$). A Figura 4.8 apresenta o gráfico da amplitude versus campo magnético da OG para essas três quantias de massa.

Figura 4.8 - Relação entre o campo magnético (B_s) e a amplitude gravitacional ($h_{0_{def}}$) para SGRs/AXPs descritas como ABs magnéticas e rápidas. Foram escolhidos 3 valores de massas para as ABs: $0,6 M_{\odot}$, $1,0 M_{\odot}$ e $1,4 M_{\odot}$



Fonte: Produção do autor.

Notamos que quanto mais massiva é AB, mais intenso é o campo magnético dessa estrela, porém mais fraca é amplitude da OG. Isso acontece em razão da amplitude gravitacional depender proporcionalmente do raio da AB a uma potência de seis, ou seja, como para relação massa raio de uma AB, $M \sim R^{-3}$ (FILHO; SARAIVA, 2014),

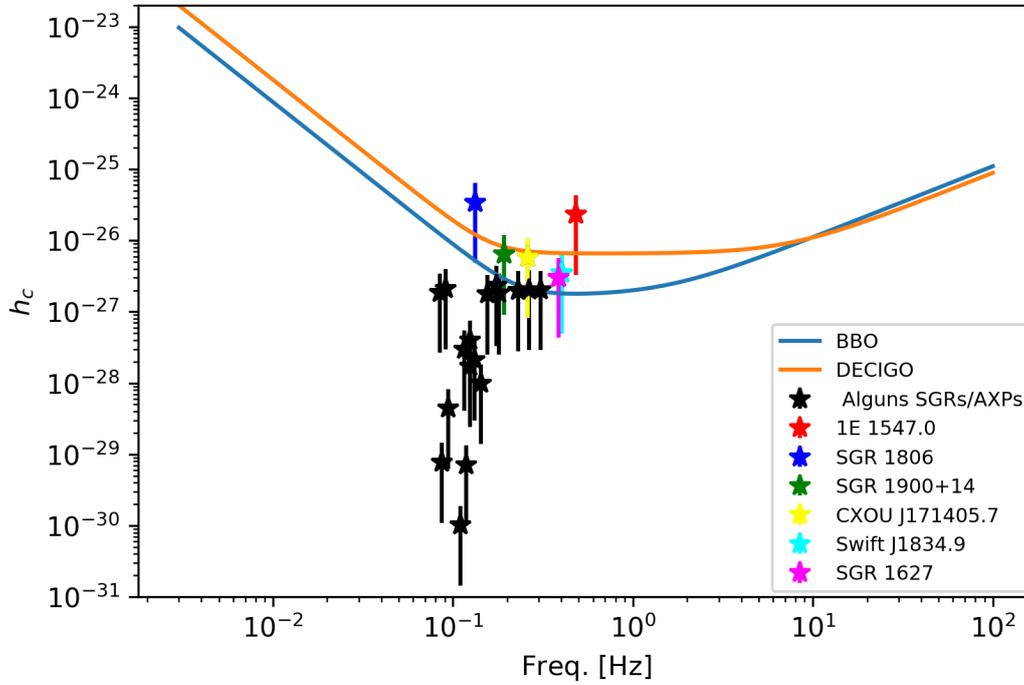
a amplitude $h_{0_{def}}$ decresce com o aumento da massa.

Agora, plotamos os valores encontrados para a amplitude nas curvas de sensibilidade dos detectores BBO e DECIGO, usando as mesmas configurações descritas na subseção 4.2.1 ($SNR = 8$ e $T = 1/3$ ano). Não exibimos a curva de sensibilidade para LISA pois essas fontes se localizam muito abaixo do limite de ruído desse detector. O resultado é apresentado na Figura 4.9, onde é exibido o gráfico da amplitude característica versus frequência, tal que os pontos em forma de estrelas são as fontes com $M_{AB} = 1,0M_{\odot}$ e a barra vertical que cruza o ponto (estrela) é o intervalo de massa entre $0,6M_{\odot} \leq M_{AB} \leq 1,4M_{\odot}$, de forma que a ponta inferior da barra equivale a $M_{AB} = 1,4M_{\odot}$.

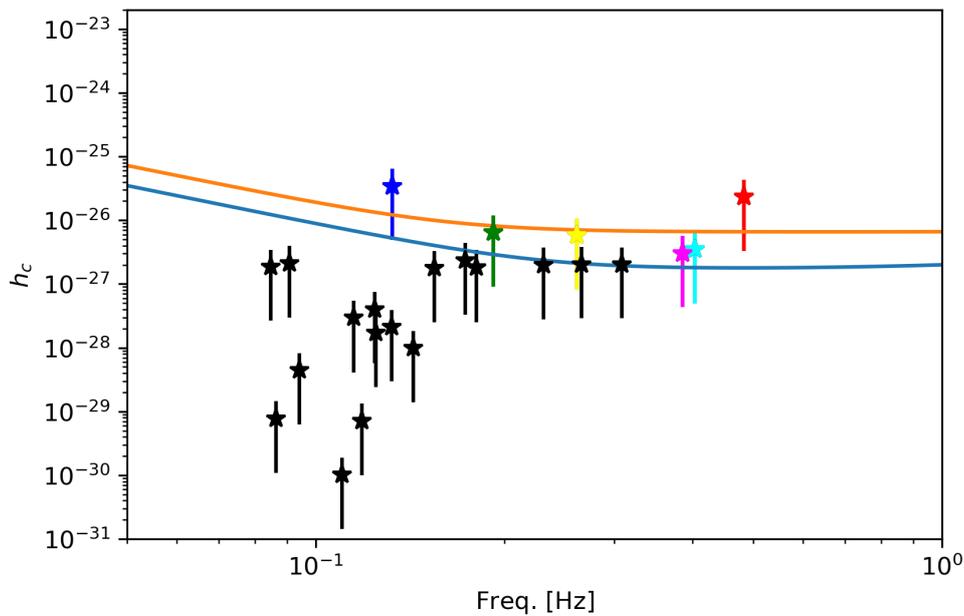
Portanto, observamos pela Figura 4.9 que alguns SGRs/AXPs (destacados na figura) descritos pelo modelo das ABs produzem OGs com amplitudes que podem ser detectados pelo BBO e DECIGO. 1E 1547.0-5408 e SGR 1806-20 são as fontes que podem ser observadas para todo o intervalo de massa considerado, já as fontes SGR 1900+14, CXOU J171405.7-381031, Swift J1834.9-0846 e SGR 1627-41 serão detectadas se não possuírem valores de massas tão grandes ou com um tempo de observação $T = 5$ anos.

Os SGRs/AXPs descritos como ABs, por terem um momento de inércia 5 ordens maior que de uma EN, são deslocadas para cima no gráfico da amplitude *versus* frequência em relação aos magnetares (ver Figura 4.10), pois a amplitude depende da energia gravitacional liberada, que por sua vez, depende do momento de inércia do objeto. Dessa forma, analisando as Figuras 4.9 e 4.10, notamos que os magnetares estão muito abaixo do limite de ruído dos detectores e não serão observados por eles através desse mecanismo; no entanto, no modelo de ABs, alguns SGRs/AXPs são detectáveis por esse mecanismo. Assim, percebemos que se esses instrumentos espaciais observarem OGs contínuas vindas desses SGRs/AXPs, teremos um indício que corrobora com o modelo de ABs rápidas e magnéticas para explicar esses objetos, desvendando então a real natureza dessas fontes.

Figura 4.9 - (a) SGRs/AXPs descritos como ABs magnéticas e rápidas localizados nas curvas de sensibilidade dos detectores espaciais BBO e DECIGO para um intervalo de massa entre $0,6M_{\odot} \leq M_{AB} \leq 1,4M_{\odot}$. (b) Ampliação da área do gráfico (a). Adotamos razão sinal-ruído $SNR = 8$ e tempo de integração de $T = 1/3$ ano para os todos os detectores.



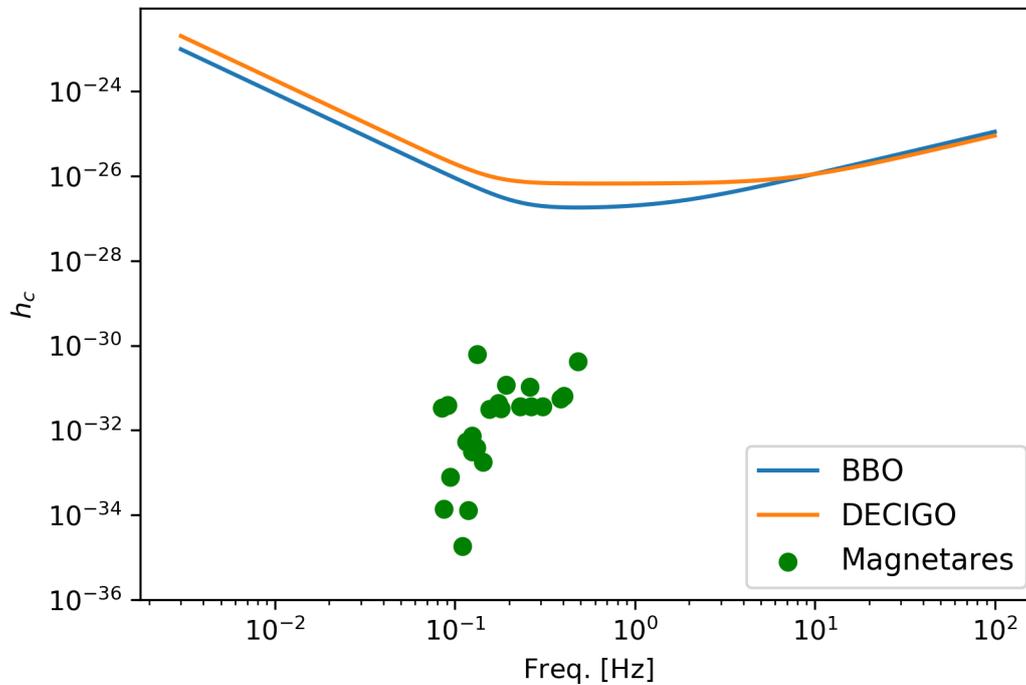
(a)



(b)

Fonte: Produção do autor.

Figura 4.10 - SGRs/AXPs, como magnetares, localizados nas curvas de sensibilidade dos detectores espaciais BBO e DECIGO. Para computar a amplitude, consideramos uma EN com $M = 1,4M_{\odot}$ e raio $R = 10^6$ cm e elipticidade $\epsilon = 10B^2R^4/GM^2$ consultada do trabalho de Araujo et al. (2017). Adotamos razão sinal-ruído $SNR = 8$ e tempo de integração de $T = 1/3$ ano para os detectores.



Fonte: Produção do autor.

5 CONCLUSÃO

Nesta dissertação, analisamos a radiação gravitacional em ABs incomuns, que possuem uma alta rotação e um intenso campo magnético, a partir de dois mecanismos: acreção de matéria e deformação magnética. Essas ABs são geralmente encontradas em sistemas binários apresentando-se como uma variável cataclísmica, recebendo matéria, ou com matéria já acretada de sua companheira, e, possuem uma alta taxa de *spindown* que não é totalmente explicada pela contrapartida eletromagnética. Ainda, essas estrelas são usadas em um modelo alternativo para descrever os SGRs e AXPs, onde esses são caracterizados como pulsares de ABs alimentados pela rotação.

Para investigar a contrapartida gravitacional, consideramos dois mecanismos de produção de OGs. O primeiro foi a acreção de matéria, no qual supomos que a AB, em um sistema binário, tem um amontoado de matéria nos polos magnéticos devido ao acréscimo de massa provindo da estrela companheira. Além disso, supomos que esses polos não coincidem com o eixo de rotação da estrela. O segundo mecanismo foi a deformação da AB induzida pelo intenso campo magnético no qual consideramos que a estrela é triaxial e a deformação na forma esférica da estrela é assimétrico com o eixo de rotação. A assimetria na forma da AB com o eixo de rotação, tanto para o primeiro mecanismo como para o segundo, é o que produz a variação do momento de quadrupolo e conseqüentemente, a emissão de OGs por essas fontes.

Para a execução do trabalho, analisamos, usando o primeiro e o segundo mecanismo, 3 sistemas binários que têm uma AB rápida e magnética: AE Aqr, AR Sco e RX J0648. Além disso, com a descrição dos SGRs/AXPs como pulsares de ABs, usamos o segundo mecanismo para investigar a emissão de OGs por esse processo considerando três valores de massas para ABs. Esses cálculos da contrapartida gravitacional em SGRs/AXPs, descritos como ABs rápidas e magnéticas, foram feitos pela primeira vez na literatura.

A seguir, apresentamos os principais resultados e conclusões derivados deste trabalho:

- Para o mecanismo de acreção de matéria, os sistemas AE Aqr e RX J0648 são bons candidatos a serem observados pelo detectores espaciais BBO e DECIGO se possuírem um amontoado de massa $\delta m \geq 10^{-5}M_{\odot}$ para 1 ano de observação. AR Sco, por sua vez, dificilmente será detectado, pois necessita de uma quantidade acumulada de matéria muito grande para

uma AB;

- Para o mecanismo de deformação magnética, os 3 sistemas binários analisados necessitam que a AB tenha um campo magnético acima de $\sim 10^9$ G para emitir radiação gravitacional com amplitudes que sejam detectáveis pelo BBO. No entanto, essas ABs são inferidas a terem campos magnéticos com intensidade em torno de 2 ordens de magnitude menores;
- A eficiência dos dois mecanismos na perda de energia rotacional é muito pequena quando considerados os 3 sistemas binários estudados. Isto é, a radiação gravitacional tem uma contribuição irrelevante na luminosidade de *spindown* dos sistemas.
- Considerando o segundo mecanismo, alguns SGRs e AXPs (descritos pelo modelo de ABs rápidas e magnéticas) emitem OGs com amplitudes que podem ser medidas pelo BBO e DECIGO: 1E 1547.0-5408 e SGR 1806-20 são fontes que podem ser observadas para todo o intervalo de massa considerado ($0,6M_{\odot} \leq M_{AB} \leq 1,4M_{\odot}$) em 1 ano de observação; as fontes SGR 1900+14, CXOU J171405.7-381031, Swift J1834.9-0846 e SGR 1627-41 serão detectadas se não possuírem valores de massas tão grandes ou com um tempo de observação de 5 anos.
- Uma possível detecção de OGs contínuas provinda desses objetos é um bom indício que corrobora com o modelo de ABs rápidas e magnéticas para a descrição dos SGRs/AXPs, ou pelo menos alguns objetos dessas classes, pois devido à dependência da amplitude da OG com o momento de inércia da estrela quando tomamos o mecanismo de deformação magnética, os SGRs e AXPs no modelo de magnetar não são observados pelos detectores BBO e DECIGO e estão muito abaixo das curvas de sensibilidade desses instrumentos.

Da análise dos 3 sistemas binários estudados nesse trabalho, é evidente que um estudo da dispersão da matéria acretada nos polos magnéticos é necessário para que se tenha uma melhor compreensão de quanto massa acumulada pode ser considerada para variação do momento de quadrupolo, e conseqüentemente, para a emissão de radiação gravitacional. Além disso, esse trabalho pode ser estendido para outras ABs classificadas como rápidas e magnéticas aplicando o segundo mecanismo para as ABs altamente magnéticas e o primeiro mecanismo para as ABs que se encontram em sistemas binários cerrados.

Os SGRs/AXPs, por sua vez, apresentaram um resultado interessante quando descritos por pulsares de ABs. Contudo, uma melhor análise envolvendo o parâmetro de distorção da estrutura da estrela, em razão do intenso campo magnético, é necessário para que a elipticidade da estrela seja melhor estabelecida. Portanto, esse projeto será estendido no doutorado, no qual tem como objetivo principal estudar a radiação gravitacional em SGRs e AXPs, analisando esses objetos dentro do modelo de magnetar e dentro do modelo de ABs rápidas e magnéticas.

Dessa forma, investigaremos a emissão de OGs por dois mecanismos. Primeiro, ampliaremos o estudo do mecanismo de deformação magnética já iniciado nessa dissertação, onde investigaremos, de forma mais detalhada, a deformação da estrutura dos SGRs/AXPs, analisando as equações de estado das ABs e ENs para encontrar parâmetros de distorção mais adequado para esses objetos. No segundo mecanismo, estudaremos a emissão de OGs devido ao chacoalhamento (*starquakes*) que essa classe de pulsar apresenta quando ocorrem os *glitches* e os *bursts* de raio-X e raios gama. Investigaremos, ainda, a energia liberada em OGs estudando os modos normais de vibração da estrela para inferir a amplitude da OG em cada modelo.

Portanto, com a execução desse trabalho, colaboramos para um melhor entendimento das ABs peculiares a partir da emissão de radiação gravitacional, visto que, poucos trabalhos têm sido feitos até o momento sobre a emissão de OGs em pulsares de ABs, tão pouco tem sido investigada a radiação gravitacional em razão de SGRs/AXPs como ABs. Além do mais, com o avanço desse projeto, continuaremos a contribuir com essa fase estimulante em que a ciência está vivenciando, onde a astronomia de OGs vem progredindo e proporcionando novos conhecimentos sobre o Universo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AASI, J. et al. Gravitational waves from known pulsars: results from the initial detector era. **The Astrophysical Journal**, v. 785, n. 2, p. 119, apr. 2014. 54
- ABBOTT, B. P. et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. **Physical Review Letters**, v. 116, n. 6, p. 061102, feb. 2016. 1, 2, 20
- _____. Gw170817: observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. **Physical Review Letters**, v. 119, n. 16, p. 161101, Oct 2017. 3, 21
- AMARO-SEOANE, P. et al. Laser interferometer space antenna. **ArXiv e-prints**, feb. 2017. 4
- ARAÚJO, J. C. de; COELHO, J. G.; COSTA, C. A. Gravitational waves from pulsars in the context of magnetic ellipticity. **The European Physical Journal C**, v. 77, n. 5, p. 350, 2017. 69
- 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, 2012. 42, 64
- BRITS, L. **Wikimedia Commons: eulerangles**. 2008. Disponível em: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Eulerangles.svg>. Acesso em: 14 mai. 2018. 46
- 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. 36, 37, 63
- CAMENZIND, M. **Compact objects in astrophysics**. [S.l.]: Springer, 2007. 25, 27
- CARNAHAN, T.; THORNE, K.; HENZE; STUVER, A.; HOAK, D.; LIGO LABORATORY. **LIGO Scientific Colaboration: Introduction to LIGO Gravitational Waves**. 2017. Disponível em: <https://www.ligo.org/science.php>. Acesso em: 31 mar. 2018. 16, 18, 19, 22
- CARREAU, C.; ESA. **European Space Agency: space in images**. 2015. Disponível em: https://www.esa.int/spaceinimages/Images/2015/09/Spacetime_curvature. Acesso em: 25 abr. 2018. 8

CARROLL, B.; OSTLIE, D. **An introduction to modern astrophysics**. [S.l.]: Pearson Addison-Wesley, 2007. ISBN 9780805304022. 26, 27

CHANDRASEKHAR, S.; FERMI, E. Problems of gravitational stability in the presence of a magnetic field. **The Astrophysical Journal**, v. 118, p. 116 – 141, 1953. 31, 53

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. 28, 34, 35, 45, 55, 57

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. 32, 53

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. 5, 39

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. 5, 33, 41, 42

COMINS, N. **Discovering the essential universe**. [S.l.]: W. H. Freeman, 2012. ISBN 9781429255196. 26, 28

CORNISH, N.; ROBSON, T. The construction and use of lisa sensitivity curves. **arXiv preprint arXiv:1803.01944**, 2018. 56, 83

D'INVERNO, R. **Introducing Einstein's relativity**. [S.l.]: Clarendon Press, 1992. ISBN 9780198596868. 9

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. 33

ELAVSKY, F.; LIGO; NORTHWESTERN, U. **Northwestern: LIGO - masses in the stellar graveyard**. 2018. Disponível em: <https://media.ligo.northwestern.edu/gallery/mass-plot>. Acesso em; 02 fev. 2018. 2, 3

ERACLEOUS, M.; HORNE, K. The speedy magnetic propeller in the cataclysmic variable ae aquarii. **The Astrophysical Journal**, v. 471, n. 1, p. 427, 1996. 34, 35

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. 40

FERRARIO, L.; MARTINO, D. de; GÄNSICKE, B. T. Magnetic white dwarfs. **Space Science Reviews**, v. 191, n. 1-4, p. 111–169, 2015. 28, 29, 30, 32

FERRARIO, L.; WICKRAMASINGHE, D. White dwarf pairing functions. **AIP Conference Proceedings**, v. 1273, n. 1, p. 378–383, 2010. 30

FILHO, K. de S. O.; SARAIVA, M. de F. O. **Astronomia e astrofísica**. [S.l.]: Livraria da Física, 2014. ISBN 9788578611873. 25, 26, 66

FRANK, J.; KING, A.; RAINE, D. **Accretion power in astrophysics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2002. 28

FRANZON, B.; SCHRAMM, S. 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. 29, 33, 55

GARLICK, M.; UNIVERSITY OF WARWICK; EUROPEAN SOUTHERN OBSERVATORY. **ESO: concepção artística do exótico sistema binário de estrelas AR Scorpii**. 2016. Disponível em: <<https://www.eso.org/public/brazil/images/eso1627a/>>. Acesso em: 11 abr. 2018. 36

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. 41

GHOSH, P.; WHEELER, J. C. Differentially rotating white dwarfs. i. regimes of internal rotation. **The Astrophysical Journal**, v. 834, n. 1, p. 93, 2017. 29

GODDARD SPACE FLIGHT CENTER. **Chandra x-ray center: more images of RX J0806.3+1527**. 2005. Disponível em: <<http://chandra.harvard.edu/photo/2005/j0806/more.html#wd>>. Acesso em: 15 mai. 2018. 19

- _____. **Goddard Space Flight Center: images**. 2008. Disponível em: https://www.nasa.gov/centers/goddard/images/content/207358main_whitedwarf_20080102_HI1.jpg. Acesso em: 07 abr. 2018. 34
- HAMANN, W.-R. Stellar winds from hot low-mass stars. **Astrophysics and Space Science**, v. 329, n. 1-2, p. 151–158, 2010. 38
- 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. 4
- HEYL, J. S. Gravitational radiation from strongly magnetized white dwarfs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 317, n. 2, p. 310–314, 2000. 33
- HULSE, R. A.; TAYLOR, J. H. Discovery of a pulsar in a binary system. **The Astrophysical Journal**, v. 195, p. L51–L53, 1975. 1
- IKHSANOV, N. R.; BIERMANN, P. High-energy emission of fast rotating white dwarfs. **Astronomy & Astrophysics**, v. 445, n. 1, p. 305–312, 2006. 28, 29, 35
- INSTITUTO DE FÍSICA - UFRGS. **Instituto de física**. 2018. Disponível em: <https://www.if.ufrgs.br/if/>. Acesso em: 18 jul. 2018. 27
- 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, may 2016. 34, 63
- 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. 30
- 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. 34, 35
- KAWALER, S. D. White dwarf rotation: observations and theory. In: SYMPOSIUM-INTERNATIONAL ASTRONOMICAL UNION. **Proceedings...** IAU, 2004. v. 215, p. 561–570. 28
- KAWAMURA, S. et al. The japanese space gravitational wave antenna—decigo. **Classical and Quantum Gravity**, v. 23, n. 8, p. S125, 2006. 4

- 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. 30
- KEPLER, S. O.; KLEINMAN, S. J.; NITTA, A.; KOESTER, D.; CASTANHEIRA, B. G.; GIOVANNINI, O.; COSTA, A. F. M. d.; ALTHAUS, L. White dwarf mass distribution in the sdss. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 375, n. 4, p. 1315–1324, 2007. 30
- 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. 30, 31, 43
- _____. 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. 28, 30
- KLEINMAN, S. J. et al. Sdss dr7 white dwarf catalog. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 204, n. 1, p. 5, 2012. 5, 28, 30
- 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. 40
- LIGO SCIENTIFIC COLABORATION -LSC. **LIGO: introduction to LIGO gravitational waves**. 2017. Disponível em: <https://www.ligo.org/science.php>. Acesso em: 30 mar. 2018. 17, 18, 22
- LIMA, I. d. J. **Busca por acreção magnética em objetos tipo SW Sextantis**. 161 p. Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2016. 31
- MAGGIORE, M. **Gravitational waves: volume 1: theory and experiments**. [S.l.]: OUP Oxford, 2008. (Gravitational Waves). ISBN 9780198570745. 12, 14, 23, 47, 48, 52
- 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. 33, 41, 43
- MARSH, T. et al. A radio-pulsing white dwarf binary star. **Nature**, v. 537, p. 374–377, sep. 2016. 36, 37

- MEREGHETTI, S.; PALOMBARA, N. L.; TIENGO, A.; PIZZOLATO, F.; ESPOSITO, P.; WOUDT, P.; ISRAEL, G.; 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, 2011. [38](#), [55](#)
- MEREGHETTI, S.; PALOMBARA, N. L.; TIENGO, A.; SARTORE, N.; ESPOSITO, P.; ISRAEL, G.; STELLA, L. X-ray emission from the luminous o-type subdwarf hd 49798 and its compact companion. **Astronomy & Astrophysics**, v. 553, p. A46, 2013. [38](#)
- 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. [38](#)
- 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. ISSN 0036-8075. [33](#), [37](#), [38](#)
- MOORE, C. J.; COLE, R. H.; BERRY, C. P. Gravitational-wave sensitivity curves. **Classical and Quantum Gravity**, v. 32, n. 1, p. 015014, 2014. [4](#)
- 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. [33](#), [41](#)
- OLAUSEN, S.; KASPI, V. The mcgill magnetar catalog. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 212, n. 1, p. 6, 2014. [39](#)
- PATTERSON, J. Rapid oscillations in cataclysmic variables. iii—an oblique rotator in an ae aquarii. **The Astrophysical Journal**, v. 234, p. 978–992, 1979. [34](#)
- 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. [38](#)
- SATHYAPRAKASH, B. S.; SCHUTZ, B. F. Physics, Astrophysics and cosmology with gravitational waves. **Living Reviews in Relativity**, v. 12, p. 2, mar. 2009. [15](#), [17](#), [21](#), [24](#)

- SAULSON, P. R. **Fundamentals of interferometric gravitational wave detectors**. [S.l.]: World Scientific Publishing Company, 1994. ISBN 9789814501903. 12
- SCHUTZ, B. Gravitational radiation. In: _____. **Encyclopedia of astronomy and astrophysics**. [S.l.: s.n.], 2000. p. 2110. 7, 8, 13, 14, 16
- _____. **A first course in general relativity**. 2. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2009. 11, 17, 21
- SCHUTZ, B. F.; RICCI, F. Gravitational waves, sources, and detectors. **ArXiv e-prints**, may 2010. 13
- SHAPIRO, S. L.; TEUKOLSKY, S. A. **Black holes, white dwarfs and neutron stars: the physics of compact objects**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1983. 14, 20, 21, 29, 41, 47, 51
- STEPHANI, H. **Relativity: an introduction to special and general relativity**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2004. 1
- 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 he white dwarf companions. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 425, n. 3, p. 1601–1627, 2012. 28
- TAYLOR, J. H.; WEISBERG, J. M. A new test of general relativity-gravitational radiation and the binary pulsar psr 1913+ 16. **The Astrophysical Journal**, v. 253, p. 908–920, 1982. 1
- THACKERAY, A. The spectroscopic orbit of the o-type subdwarf hd 49798. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 150, n. 2, p. 215–225, 1970. 37
- 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. 39
- THORPE, J. I.; SABIA, S.; TYLER, P. **LISA - Laser Interferometer Space Antenna**. 2018. Disponível em: <<https://lisa.nasa.gov/>>. Acesso em 01 ago. 2018. 3, 16
- UNIVERSIDADE DE BUENOS AIRES - UBA. **Superfícies parametrizadas: elipsoide**. 2018. Disponível em:

<http://materias.fi.uba.ar/6103/contribuciones/jc/ELIPSOIDE.html>.

Acesso em: 20 mai. 2018. 50

USOV, V. V. Gamma-radiation generation by rotating magnetic white dwarfs.

Pisma v Astronomicheskii Zhurnal, v. 14, p. 606–609, jul. 1988. 41

WARNER, B. **Cataclysmic variable stars**. [S.l.: s.n.], 2003. 592 p. (Cambridge Astrophysics). ISBN 9780521542098. 31

WEBER, J. Detection and generation of gravitational waves. **Physical Review**, v. 117, p. 306–313, Jan 1960. 1

WELSH, W. F.; HORNE, K.; GOMER, R. Doppler signatures of $h\alpha$ flares in ae aquarii. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 298, n. 1, p. 285–302, 1998. 34

YAGI, K.; SETO, N. Detector configuration of decigo/bbo and identification of cosmological neutron-star binaries. **Physical Review D**, v. 83, n. 4, p. 044011, 2011. 83

_____. 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. 56, 83

APÊNDICE A - CURVAS DE SENSIBILIDADE

Expressões Analíticas para Curvas de Sensibilidade

Como mencionado na Seção 4.2.1, para estimarmos a detectabilidade dos instrumentos gravitacionais, necessitamos de expressões analíticas que descrevem as curvas onde cada detector é mais sensível e que depende da frequência da OG. Essas expressões consideram os ruídos causados por vários fatores no detector e os quais limitam a região detectável de cada instrumento. A seguir, apresentamos as expressões utilizadas para os 3 detectores espaciais considerados nesta dissertação: LISA, BBO e DECIGO (CORNISH; ROBSON, 2018; YAGI; SETO, 2011; YAGI; SETO, 2017).

LISA:

$$S_h(f) = \frac{10}{3L^2} \left(P_{OMS}(f) + \frac{4P_{acc}(f)}{(2\pi f)^4} \right) \left(1 + \frac{6}{10} \left(\frac{f}{f_*} \right)^2 \right). \quad (\text{A.1})$$

tal que $L = 2,5 \times 10^9$ m, $f_* = 19,09 \times 10^{-3}$ Hz,

$$P_{OMS} = (1,5 \times 10^{-11} \text{m})^2 \left[1 + \left(\frac{2 \times 10^{-3} \text{Hz}}{f} \right)^4 \right] \text{Hz}^{-1},$$

e

$$P_{acc} = (3 \times 10^{-15} \text{ms}^{-2})^2 \left[1 + \left(\frac{0,4 \times 10^{-3} \text{Hz}}{f} \right)^2 \right] \left[1 + \left(\frac{f}{8 \times 10^{-3} \text{Hz}} \right)^4 \right] \text{Hz}^{-1}.$$

BBO:

$$S_h(f) = 2,00 \times 10^{-49} \left(\frac{f}{1 \text{Hz}} \right)^2 + 4,58 \times 10^{-49} + 1,26 \times 10^{-51} \left(\frac{f}{1 \text{Hz}} \right)^{-4} \text{Hz}^{-1}. \quad (\text{A.2})$$

DECIGO:

$$S_h(f) = 7,05 \times 10^{-48} \left[1 + \left(\frac{f}{7,36 \text{Hz}} \right)^2 \right] + 4,80 \times 10^{-51} \left(\frac{f}{1 \text{Hz}} \right)^{-4} \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{f_p} \right)^2} + 5,33 \times 10^{-52} \left(\frac{f}{1 \text{Hz}} \right)^{-4} \text{Hz}^{-1}. \quad (\text{A.3})$$

APÊNDICE B - CARACTERÍSTICAS DOS SGRs/AXPs COMO ANÃS BRANCAS

B.1 SGRs/AXPs descritos como Anã branca de $M_{AB} = 0,6M_{\odot}$

Tabela B.1 - Elipticidade (ϵ), luminosidade de *spindown* (L_{sd}), luminosidade gravitacional ($L_{GW_{def}}$) e eficiência do mecanismo (η_{df}) para os campos magnéticos (B_s) inferidos pela Equação 3.6 para os SGRs/AXPs considerando que esses objetos são ABs de $M_{AB} = 0,6M_{\odot}$ e raio $R_{AB} = 7,5 \times 10^8$ cm.

SGRs/AXPs como AB de $M_{AB} = 0,6M_{\odot}$					
SGRs/AXPs	B_s (10^8 G)	ϵ (10^{-7})	L_{sd} (10^{38} erg/s)	$L_{GW_{def}}$ (erg/s)	η_{df} (10^{-9})
CXOU J010043.1-721134	4,84	11,27	3,89	$3,76 \times 10^{29}$	0,968
4U 0142+61	1,65	1,311	0,328	$3,15 \times 10^{27}$	0,096
SGR 0418+5729	0,075	0,00271	0,00057	$1,03 \times 10^{22}$	0,00018
SGR 0501+4516	3,31	2,56	3,31	$1,41 \times 10^{29}$	0,426
SGR 0526-66	6,90	22,86	7,75	$1,51 \times 10^{30}$	1,95
1E 1048.1-5937	4,76	10,85	8,90	$1,28 \times 10^{30}$	1,44
1E 1547.0-5408	3,92	7,39	571,4	$5,43 \times 10^{32}$	9,51
PSR J1622-4950	3,38	5,49	22,38	$3,63 \times 10^{30}$	1,62
SGR 1627-41	2,77	3,68	115,95	$3,51 \times 10^{31}$	3,02
CXOU J164710.2-455216	0,812	0,317	0,035	$5,56 \times 10^{25}$	0,016
1RXS J170849.0-400910	5,78	16,03	1,56	$1,14 \times 10^{29}$	0,732
CXOU J171405.7-381031	6,17	18,29	121,9	$8,42 \times 10^{31}$	6,91
SGR J1745-2900	2,85	3,91	27,79	$4,24 \times 10^{30}$	1,53
SGR 1806-20	24,11	279,2	122,70	$3,32 \times 10^{32}$	27,08
XTE J1810-197	2,59	3,22	4,87	$2,82 \times 10^{29}$	0,579
Swift J1822.3-1606	0,166	0,0132	0,00373	$3,83 \times 10^{23}$	0,0010
SGR 1833-0832	2,03	1,98	0,862	$1,65 \times 10^{28}$	0,191
Swift J1834.9-0846	1,75	1,48	55,47	$7,35 \times 10^{30}$	1,32
1E 1841-045	8,66	36,03	2,66	$3,81 \times 10^{29}$	1,43
3XMM J185246.6+003317	0,502	0,121	0,0097	$4,83 \times 10^{24}$	0,0050
SGR 1900+14	8,63	35,75	69,74	$5,09 \times 10^{31}$	7,31
SGR 1935+2154	2,69	3,47	44,61	$8,12 \times 10^{30}$	1,82
1E 2259+586	0,725	0,252	0,152	$4,35 \times 10^{26}$	0,029

Fonte: Produção do autor.

B.2 SGRs/AXPs descritos como Anã branca de $M_{AB} = 1,0M_{\odot}$

Tabela B.2 - Elipticidade (ϵ), luminosidade de *spindown* (L_{sd}), luminosidade gravitacional ($L_{GW_{def}}$) e eficiência do mecanismo (η_{df}) para os campos magnéticos (B_s) inferidos pela Equação 3.6 para os SGRs/AXPs considerando que esses objetos são ABs de $M_{AB} = 1,0M_{\odot}$ e raio $R_{AB} = 5,5 \times 10^8$ cm.

SGRs/AXPs como AB de $M_{AB} = 1,0M_{\odot}$					
SGRs/AXPs	B_s (10^8 G)	ϵ (10^{-7})	L_{sd} (10^{38} erg/s)	$L_{GW_{def}}$ (erg/s)	η_{df} (10^{-10})
CXOU J010043.1-721134	11,63	6,760	3,481	$1,09 \times 10^{29}$	3,12
4U 0142+61	3,968	0,787	0,294	$9,11 \times 10^{26}$	0,309
SGR 0418+5729	0,180	0,0016	0,00051	$2,99 \times 10^{21}$	0,00059
SGR 0501+4516	5,54	1,534	2,966	$4,07 \times 10^{28}$	1,37
SGR 0526-66	16,57	13,72	6,948	$4,37 \times 10^{29}$	6,29
1E 1048.1-5937	11,42	6,514	7,981	$3,71 \times 10^{29}$	4,64
1E 1547.0-5408	9,415	4,431	512,20	$1,57 \times 10^{32}$	30,67
PSR J1622-4950	8,121	3,297	20,06	$1,05 \times 10^{30}$	5,23
SGR 1627-41	6,649	2,210	103,92	$1,01 \times 10^{31}$	9,76
CXOU J164710.2-455216	1,951	0,190	0,032	$1,60 \times 10^{25}$	0,050
1RXS J170849.0-400910	13,87	9,621	1,397	$3,30 \times 10^{28}$	2,36
CXOU J171405.7-381031	14,82	10,98	109,22	$2,43 \times 10^{31}$	22,29
SGR J1745-2900	6,849	2,345	24,91	$1,23 \times 10^{30}$	4,92
SGR 1806-20	57,88	167,50	109,98	$9,61 \times 10^{31}$	87,39
XTE J1810-197	6,213	1,929	4,365	$8,16 \times 10^{28}$	1,86
Swift J1822.3-1606	0,398	0,0079	0,0033	$1,11 \times 10^{23}$	0,0033
SGR 1833-0832	4,873	1,187	0,772	$4,76 \times 10^{27}$	0,616
Swift J1834.9-0846	4,209	0,886	49,719	$2,12 \times 10^{30}$	4,27
1E 1841-045	20,79	21,61	2,384	$1,10 \times 10^{29}$	4,62
3XMM J185246.6+003317	1,205	0,072	0,0086	$1,39 \times 10^{24}$	0,016
SGR 1900+14	20,71	21,45	62,51	$1,47 \times 10^{31}$	23,57
SGR 1935+2154	6,451	2,080	39,97	$2,35 \times 10^{30}$	5,87
1E 2259+586	1,741	0,151	0,136	$1,26 \times 10^{26}$	0,093

Fonte: Produção do autor.

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

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.