

UNIVERSIDADE DO ESTADO DE SANTA CATARINA – UDESC
CENTRO DE CIÊNCIAS TECNOLÓGICAS – CCT
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA – DFIS

IAGO FILIPE DE SOUZA SILVA

**DESVENDANDO A NATUREZA DE 3XMM J185246.6+003317: UM MAGNETAR DE
ALTA MASSA COM BAIXO CAMPO MAGNÉTICO**

JOINVILLE

2024

IAGO FILIPE DE SOUZA SILVA

**DESVENDANDO A NATUREZA DE 3XMM J185246.6+003317: UM MAGNETAR DE
ALTA MASSA COM BAIXO CAMPO MAGNÉTICO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Centro de Ciências Tecnológicas da Universidade do Estado de Santa Catarina, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física.

Orientador: RAFAEL CAMARGO RODRIGUES DE LIMA

JOINVILLE

2024

**Ficha catalográfica elaborada pelo programa de geração automática da
Biblioteca Universitária Udesc,
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)**

SILVA, IAGO F. S.

Desvendando a Natureza de 3XMM J185246.6+003317: Um
Magnetar de Alta Massa com Baixo Campo Magnético / IAGO F. S.
SILVA. -- 2024.
62 p.

Orientador: Rafael Camargo Rodrigues de Lima
Dissertação (mestrado) -- Universidade do Estado de Santa
Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas, Programa de
Pós-Graduação em Física, Joinville, 2024.

1. Pulsar. 2. Estrelas de Nêutrons. 3. Magnetar. 4. Relatividade
Geral. 5. Ray- Tracing. I. de Lima, Rafael Camargo Rodrigues. II.
Universidade do Estado de Santa Catarina, Centro de Ciências
Tecnológicas, Programa de Pós-Graduação em Física. III. Título.

IAGO FILIPE DE SOUZA SILVA

**DESVENDANDO A NATUREZA DE 3XMM J185246.6+003317: UM MAGNETAR DE
ALTA MASSA COM BAIXO CAMPO MAGNÉTICO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Centro de Ciências Tecnológicas da Universidade do Estado de Santa Catarina, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física.

Orientador: RAFAEL CAMARGO RODRIGUES DE LIMA

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Rafael Camargo Rodrigues de Lima
UDESC

Membros:

Prof. Dr. Bruno Duarte da Silva Moreira
UDESC

Prof. Dr. Alexandre Miers Zabet
UFSC

Joinville, 25 de outubro de 2024

Ao meu filho Miguel e todos que me apoiaram!

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente ao professor Rafael, que, apesar das dificuldades que enfrentei em conciliar o mestrado com as responsabilidades de pai de família e de trabalho, demonstrou compreensão e apoio. Sem sua orientação, esta dissertação não seria possível. Agradeço também aos meus pais, que sempre me incentivaram a estudar, destacando, desde a infância, que o estudo é uma das poucas coisas verdadeiramente importantes na vida. Aos meus tios, por sua ajuda em diversos momentos e por terem possibilitado minha mudança para Joinville-SC, assim como pelo suporte prestado em tempos de dificuldade. Por fim, agradeço à minha esposa pelo constante apoio, e ao meu filho, cuja curiosidade incessante por descobrir o novo me inspira a ser alguém que possa apoiá-lo em todas as suas escolhas, independentemente do caminho que decidir seguir.

“Nunca desista de um sonho só por causa do tempo que você vai levar para realizá-lo. O tempo vai passar de qualquer forma.”

RESUMO

A presente dissertação aborda o estudo de 3XMM J185246.6+003317, um repetidor de raios gama suaves (SGR) de rotação lenta, localizado nas proximidades do remanescente de supernova (SNR) Kes 79. Este trabalho se insere no contexto da astrofísica moderna, que combina os princípios da relatividade geral com técnicas avançadas de análise estatística, como a inferência Bayesiana, para investigar objetos extremamente densos e energéticos. A relatividade geral, proposta por Albert Einstein, fornece a base teórica necessária para compreender fenômenos em campos gravitacionais intensos, enquanto a estatística Bayesiana permite uma inferência rigorosa de parâmetros astrofísicos, particularmente útil em situações com dados limitados ou incertos, como ocorre na observação de estrelas de nêutrons.

Este estudo estende investigações anteriores realizadas por nosso grupo de pesquisa, com o objetivo de aprimorar o ajuste das curvas de luz do pulsar 3XMM J185246.6+003317. Utilizando modelagem de rastreamento de raios (*ray-tracing*) e aplicação de análise Bayesiana, conseguimos estimar com maior precisão parâmetros fundamentais dessa estrela de nêutrons, como seu campo magnético superficial, massa e raio. Os resultados sugerem que 3XMM J185246.6+003317 possui um campo magnético multipolar de força subcrítica e que sua atmosfera é predominantemente composta de hidrogênio. Além disso, nossas estimativas indicam que esta pode ser uma das estrelas de nêutrons mais massivas já observadas.

Este trabalho destaca a importância de se conhecer bem a distância da fonte, bem como suas possíveis associações com outros objetos astrofísicos, como remanescentes de supernovas. Informações desse tipo impactam diretamente nas decisões de modelagem, como a escolha da atmosfera. Também reforçamos o papel das limitações tecnológicas, como a resolução temporal do satélite utilizado, na precisão dos parâmetros astrofísicos estimados.

Ao final, concluímos que nosso estudo contribui para o entendimento da geometria e evolução dos campos magnéticos em estrelas de nêutrons, além de ser um passo importante no refinamento de técnicas de extração de parâmetros estelares.

Palavras-chave: Pulsar. Estrelas de Nêutrons. Magnetar. Relatividade Geral. Astrofísica. Ray-Tracing.

ABSTRACT

This dissertation addresses the study of 3XMM J185246.6+003317, a soft gamma repeater (SGR) with slow rotation, located near the supernova remnant (SNR) Kes 79. This work fits within the context of modern astrophysics, which combines the principles of general relativity with advanced statistical analysis techniques, such as Bayesian inference, to investigate extremely dense and energetic objects. General relativity, proposed by Albert Einstein, provides the theoretical basis needed to understand phenomena in intense gravitational fields, while Bayesian statistics allow for rigorous inference of astrophysical parameters, particularly useful in situations with limited or uncertain data, as occurs in the observation of neutron stars.

This study extends previous investigations carried out by our research group, with the aim of improving the fitting of light curves of the pulsar 3XMM J185246.6+003317. Using ray-tracing modeling and Bayesian analysis, we were able to estimate more precisely key parameters of this neutron star, such as its surface magnetic field, mass, and radius. The results suggest that 3XMM J185246.6+003317 possesses a subcritical multipolar magnetic field and that its atmosphere is predominantly composed of hydrogen. Moreover, our estimates indicate that it may be one of the most massive neutron stars ever observed.

This work highlights the importance of accurately determining the distance of the source, as well as its possible associations with other astrophysical objects, such as supernova remnants. Such information directly impacts modeling decisions, such as the choice of atmosphere. We also emphasize the role of technological limitations, such as the temporal resolution of the satellite used, in the precision of the estimated astrophysical parameters.

In conclusion, our study contributes to the understanding of the geometry and evolution of magnetic fields in neutron stars, as well as representing an important step in refining techniques for extracting stellar parameters.

Keywords: Pulsar, Neutron Stars, Magnetar, Equation of State, Ray-Tracing.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1	– Perfil de pulso observado da fonte 1A0535+262 na faixa [0.5, 10 keV].	18
Figura 2	– Diagrama $P\dot{P}$. Triângulos verdes, pontos azuis, quadrados laranja e estrelas vermelhas representam magnetars, pulsares movidos por rotação, ENs isoladas e fracas em raios-X, e objetos compactos centrais, respectivamente. Também estão plotadas linhas de campo magnético dipolar constante (linhas sólidas) e idade característica (linhas tracejadas) . Fonte: (BORGHESE, 2020)	19
Figura 3	– Sistema de coordenadas esfericas adotado com: r distância entre o ponto P e a origem; θ o ângulo polar e ϕ o ângulo azimutal.	25
Figura 4	– Potencial efetivo com a distância ao centro da estrela em raios de Schwarzschild. A linha contínua preta é onde se localiza a superfície de uma estrela de raio $R = 2,4 r_s$. Um fóton que saia do ponto em preto pode se aproximar da estrela (linha tracejada preta) e, ao encontrar com o potencial efetivo, se afasta indefinidamente (linha verde). A linha vermelha tracejada em $r = 1,5 r_s$ indica o ponto de máximo da curva. Fonte: (SILVA, 2022)	27
Figura 5	– Ilustração da geometria do modelo mostrando a trajetória do fóton e os ângulos θ , α e β . LOS é a linha de visão do observador. O ângulo adicional β , é devido à curvatura do espaço-tempo. O observador ver um ângulo de emissão efetivo: $\varphi = \alpha + \beta$. Fonte:(de Lima et al., 2020)	27
Figura 6	– Geometria para um spot; a parte visível do spot está em laranja e a terminação da parte visível é marcado pela linha azul tracejada. (Esquerda) O spot está totalmente à vista e $\theta_0 - \theta_c > 0$. (Direita) O spot está parcialmente à vista e $\theta_0 - \theta_c < 0$; a parte mais escura delimitada pela linha laranja tracejada é a região $0 \leq \theta \leq \theta_0 - \theta_c $. Fonte:(TUROLLA; NOBILI, 2013)	30
Figura 7	– Satélite XMM-Newton. Fonte: Agência Espacial Europeia.	32
Figura 8	– Imagem bruta de MOS 2 para a observação 0550670201. A LUT da imagem está em escala logarítmica; as unidades são contagens por pixel. As regiões de extração da fonte e do fundo para 3XMM J1852+0033 estão indicadas.	35
Figura 9	– Modelos de espectros de atmosfera de hidrogênio parcialmente ionizado para temperaturas efetivas $\log T_{\text{eff}} = 5.5 - 6.7$, gravidades superficiais $\log g = 13.6 - 15.4$ e campo magnético $B = 10^{12}$ G.	39
Figura 10	– Espaço paramétrico em níveis de confiança (CLs) de 1σ (azul escuro) e 2σ (azul claro) e distribuição marginalizada unidimensional de M , R e $\log(B)$ para três pontos quentes na superfície de 3XMM J1852+0033, considerando uma atmosfera de hidrogênio. M , R e B são medidos em unidades de M_\odot , km, e G, respectivamente. Os valores citados de massa, raio e campo magnético de superfície estão em CL de 1σ	42

- Figura 11 – Perfis de pulso (curvas de luz) em contagens por segundo ao longo da fase, para cada época analisada. Os pontos de dados observacionais são representados pelo histograma em preto, enquanto as curvas sólidas em vermelho mostram os melhores ajustes. A faixa de energia considerada é de 0.3 a 10 keV. 45
- Figura 12 – Representação 3D da geometria do melhor ajuste. Os pontos quentes são indicados como círculos vermelhos, enquanto o eixo de rotação e a linha de visada são representados pelas setas azul e preta, respectivamente. Um plano adicional é mostrado cortando a estrela, destacando a superfície visível ao observador (lado direito da esfera). Observe que a linha de visada é perpendicular a este plano. 46
- Figura 13 – Curvas de representação do ângulo de abertura dos pontos quentes e da temperatura associada, registradas em cada época observada. 52

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	– Valores médios dos parâmetros físicos das ENs.	19
Tabela 2	– Parâmetros do modelo Nsmaxg que são tabulados no XSPEC.	39
Tabela 3	– Intervalos dos parâmetros do modelo. A tabela mostra os parâmetros usados no modelo, que são divididos em parâmetros fixos, cujos valores permanecem constantes entre as épocas, e parâmetros seculares, que podem evoluir ao longo do tempo. O intervalo de campo magnético depende da atmosfera escolhida, como H ($10^{10} - 10^{13}$ G), O ($10^{12} - 10^{13}$ G), e C ($10^{12} - 10^{13}$ G). Embora extrapolações além deste intervalo possam ser permitidas para fins numéricos, qualquer cadeia de caminantes fora do intervalo aceitável é descartada para garantir cobertura total.	41
Tabela 4	– Comparação dos AICs e χ^2 s para modelos com três pontos quentes e diferentes composições de atmosfera (C, H, O, Ne); e dois pontos quentes para atmosfera (C,H), ambos para a faixa de energia 0.3–10 keV.	44
Tabela 5	– Parâmetros fixos e seculares estimados de 3XMM J1852+0033 obtidos a partir da modelagem das curvas de luz do <i>XMM-Newton</i>	47
Tabela 6	– Comparação entre os resultados dos estudos	49

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

TRG: Teoria da Relatividade Geral

EN: Estrela de Nêutrons

XMM-Newton: Satélite XMM-Newton

NICER: Neutron star Interior Composition Explorer

SGR: Repetidor de Raios-Gama Suaves

AXP: Pulsar de Raios-X Anômalos

MCMC: Cadeia de Markov Monte Carlo

AIC: Critério de Informação de Akaike

LISTA DE SÍMBOLOS

α	Ângulo entre a linha de visão e o eixo de rotação
θ_1	Colatitude do ponto quente um
θ_2	Colatitude do ponto quente dois
ϕ_2	Longitude do ponto quente dois
θ_3	Colatitude do ponto quente três
ϕ_3	Longitude do ponto quente três
M	Massa da estrela
R	Raio da estrela
T	Temperatura da superfície da estrela
B	Força do campo magnético
g	Gravidade de superfície da estrela
χ^2	Qui-quadrado, usado na avaliação da concordância entre modelos e dados
AIC	Critério de Informação de Akaike
$\Gamma_{\beta\mu}^{\gamma}$	Símbolo de Christoffel
$R_{\beta\mu\nu}^{\alpha}$	Tensor de Curvatura de Riemann
$R_{\mu\nu}$	Tensor de Ricci
R	Escalar de Ricci

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	15
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	18
2.1	PROPRIEDADES FÍSICAS E CLASSIFICAÇÕES DAS ENS	18
2.2	RELATIVIDADE GERAL	20
2.2.1	Tensores	20
2.2.2	Definição de Tensor	20
2.2.3	Operações com Tensores	21
2.2.4	Tensor Métrico	21
2.2.5	Símbolo de Christoffel	22
2.2.6	Tensor de Curvatura de Riemann	22
2.2.7	Tensor de Ricci e Escalar de Ricci	22
2.2.8	O Princípio da Equivalência e o Espaço Curvo	23
2.2.9	O Espaço Curvo na Relatividade Geral e as Equações de Einstein	23
2.2.10	A Primeira Solução Exata das Equações de Einstein	24
2.2.11	Geodésica do Movimento	24
2.3	CALCULANDO O FLUXO	28
3	A FONTE 3XMM J1852+0033	32
4	SELEÇÃO, REDUÇÃO E PREPARAÇÃO DOS DADOS	34
4.1	AS OBSERVAÇÕES	34
4.1.1	Extração de Dados	34
4.1.2	Obtenção das Curvas de Luz	35
4.2	DESCRIÇÃO DO MODELO E ESTIMATIVA DE PARÂMETROS	37
4.3	MODELOS DE ATMOSFERA PARA ESTRELAS DE NÊUTRONS	37
4.4	ANÁLISE ESTATÍSTICA	40
4.5	RESULTADOS E DISCUSSÃO	43
4.5.1	Parâmetros Estelares do Melhor Ajuste	44
4.5.2	Campo Magnético Característico de Pulsar Isolado	46
4.5.3	Alta Massa e a Possibilidade de Transições de Fase de Matéria Densa	48
4.6	COMPARAÇÃO COM OS RESULTADOS ANTERIORES DO GRUPO DE PESQUISA	48
4.6.1	Impacto da Modelagem nas Incertezas dos Parâmetros	49
4.7	TEMPERATURA DOS SPOTS E ÂNGULO DE ABERTURA	50
4.8	CONCLUSÕES	53
	REFERÊNCIAS	55
	GLOSSÁRIO	59

1 INTRODUÇÃO

Em 1967, a estudante de pós-graduação britânica Jocelyn Bell Burnell detectou um pulso de rádio misterioso enquanto analisava os dados coletados pelo telescópio construído por Anthony Hewish e sua equipe na Universidade de Cambridge, Inglaterra. O telescópio tinha como objetivo investigar variações rápidas nas ondas de rádio que chegavam à Terra de fontes distantes (SCHUTZ, 2003).

A surpresa de Jocelyn se deu pelas flutuações regulares dos pulsos, com um período incrivelmente exato de 1.3373 segundos. Essas flutuações diferiam dos sinais esperados, que deveriam ser constantes e variar apenas devido às irregularidades no plasma interestelar e no vento solar, pelos quais as ondas de rádio passavam antes de atingir à Terra. Após descartar a possibilidade de erros no equipamento, Jocelyn convenceu seus colegas de que os sinais tinham origem astronômica. A regularidade dos pulsos levou alguns cientistas a cogitar que pudessem ser sinais artificiais. Entre as fontes astronômicas conhecidas, apenas estrelas poderiam emitir sinais tão regulares, mas nenhuma classe de estrela conhecida apresentava um período de rotação tão curto. Inicialmente, os astrônomos apelidaram a fonte como "LGM", sigla de "Little Green Men" (em português, "Pequenos Homens Verdes"), em uma brincadeira sobre a possível origem extraterrestre dos sinais (SCHUTZ, 2003).

Rapidamente, a observação de outros pulsos e as altas energias envolvidas levaram à conclusão de que o fenômeno era natural. Esses objetos celestes passaram a ser conhecidos como "pulsares". Esse evento histórico deu início à identificação de uma nova classe de estrelas na astronomia: as Estrelas de Nêutrons (ENs). A existência destas, até então, era apenas uma hipótese teórica, semelhante aos buracos negros (SCHUTZ, 2003; VIDANÑA, 2018).

Embora buracos negros sejam tecnicamente mais compactos, as ENs se destacam como os objetos materiais mais densos do universo, com densidades médias que excedem a densidade nuclear (10^{14} g/cm^3). Diferentemente dos buracos negros, que pertencem a uma classe distinta de objetos por não possuírem uma superfície material¹, e por sua densidade ser, em princípio, infinita, as ENs possuem uma estrutura material definida.

Tipicamente, ENs possuem massas de aproximadamente $1.4 M_{\odot}$ (quase uma vez e meia a massa do Sol), confinadas em raios de cerca de 10 km. Seus campos magnéticos variam de 10^8 a 10^{15} G, muito mais intensos do que qualquer campo produzido em laboratórios terrestres, que chegam a apenas 10^6 G (BORGHESE, 2020; Chang; Bildsten, 2004). Apesar de serem incrivelmente compactas, algumas ENs giram em períodos de milissegundos. Em suas camadas mais internas, condições de temperatura e densidade extremas podem ser observadas, as quais são inalcançáveis em experimentos terrestres (HEBELER et al., 2013).

Isaac Newton (1642-1721) não poderia imaginar a existência de tais estrelas ou prever que se comportariam como pulsares. Sua teoria da gravitação, embora revolucionária para sua

¹ A "superfície" de um buraco negro, chamada de horizonte de eventos, é uma fronteira além da qual nada, nem mesmo a luz, pode escapar. Não é uma superfície material, mas uma região limite no espaço-tempo.

época, está longe de descrever com precisão esses corpos. A Teoria da Relatividade Geral de Einstein é necessária para estudar essas estrelas, dado o intenso campo gravitacional que causam e sua influência na curvatura do espaço-tempo (SCHUTZ, 2003).

Diferentemente da gravitação newtoniana, a Relatividade Geral descreve a gravidade como a curvatura do espaço-tempo causada pela presença de massa e energia. Essa abordagem é crucial nas proximidades de ENs, onde os efeitos gravitacionais são intensos demais para serem descritos pela física clássica. Essas estrelas, assim, se tornam laboratórios naturais para testar os limites da relatividade geral e explorar estados extremos da matéria, que não podem ser reproduzidos na Terra. Expandir nossa compreensão sobre essas estrelas abre novas portas para a astrofísica e a física fundamental (Fonseca et al., 2021).

Neste contexto, esta dissertação tem como foco o estudo das propriedades das ENs, em especial o pulsar de raios-X 3XMM J185246.6+003317 (doravante 3XMM J1852+0033), descoberto nas proximidades do remanescente de supernova Kes 79, que abriga um objeto compacto central (CCO) (de Lima et al., 2024).

A análise preliminar das emissões, do período, e do decaimento na frequência de rotação da fonte, indicam que 3XMM J1852+0033 pertence à classe dos Repetidores de Raios Gama Suaves (SGRs) e dos Pulsares de Raios-X Anômalos (AXPs) (Zhou et al., 2014).

Inferir a massa e o raio de um pulsar é uma tarefa desafiadora, com valores canônicos frequentemente adotados, como uma massa de $1.4M_{\odot}$ e um raio de 10 km. No entanto, os estudos de (Riley et al., 2019) e (de Lima et al., 2020) aprimoraram o método de inferência desses parâmetros por meio da técnica de traçado de raios (*ray-tracing*), permitindo uma análise mais precisa de 3XMM J1852+0033.

O presente trabalho busca aprofundar as análises prévias de nosso grupo de pesquisa, publicadas em (de Lima et al., 2024), destacando a importância dos efeitos relativísticos na modelagem de ENs de rotação lenta. Aqui, a fonte é analisada sob a perspectiva de um estado dissociado da supernova Kes 79, considerando emissões isotrópicas de raios-X a partir de pontos quentes formados na superfície estelar. Ao final desta dissertação, os novos resultados são contrastados com os obtidos em (de Lima et al., 2024).

A estrutura do trabalho é apresentada a seguir:

- **Capítulo 1 - Introdução:** Apresenta uma visão geral sobre ENs, destacando sua importância na astrofísica moderna, bem como os objetivos da pesquisa e a relevância da análise de 3XMM J185246.6+003317.
- **Capítulo 2 - Revisão Bibliográfica:** Discute os conceitos fundamentais da relatividade geral e suas implicações no estudo de objetos densos, além de uma visão geral da inferência Bayesiana e sua aplicabilidade na astrofísica.
- **Capítulo 3 - A Fonte 3XMM J1852+0033:** Apresenta a EN em estudo, incluindo suas propriedades e sua relação com o remanescente de supernova Kes 79.

- **Capítulo 4 - Seleção, Redução e Preparação dos Dados:** Descreve o processo de seleção e preparação dos dados observacionais para análise.
- **Capítulo 5 - Modelagem Atmosférica e Estimativas de Parâmetros:** Explora o uso do traçado de raios e as técnicas de modelagem atmosférica para estimar os parâmetros astrofísicos de 3XMM J185246.6+003317.
- **Capítulo 6 - Resultados e Discussão:** Apresenta os resultados obtidos e suas implicações, comparando-os com estudos anteriores.
- **Capítulo 7 - Conclusões e Perspectivas Futuras:** Discute as contribuições da pesquisa e possíveis direções futuras para estudos de ENs.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 PROPRIEDADES FÍSICAS E CLASSIFICAÇÕES DAS ENS

Nosso estudo das ENs, parte da análise do perfil de pulso desses objetos, que é a contagem de fótons observados para cada fase de rotação. Na Figura 1 temos um modelo de perfil de pulso, de uma fonte astronômica denominada 1A0535+26.

A análise deste perfil de pulso e da sua interação com estrelas vizinhas, associada a diferentes modelos teóricos de fluxo luminoso, nos permite compreender algumas de suas características intrínsecas, como massa, raio, temperatura, densidade e campo magnético. Na Tabela 1 apresentamos valores médios de massa, raio, temperatura e campo magnético dessa classe de estrela.

De acordo com suas características observacionais e propriedades físicas, podemos classificar as ENs como: Pulsar, Magnetar, Pulsar de Raios-X, Pulsar de Milissegundo e Pulsar de Raios Gama. Essas classificações ajudam a compreender diferentes aspectos e condições físicas e espaciais que podemos encontrar essas estrelas (BORGHESE, 2020; VIDANÑA, 2018). A Figura 2 mostra o diagrama de taxa de variação do Período (\dot{P}) pelo Período (P) e a classificação dos pulsares conhecidos.

Os pulsares são ENs que emitem feixes concentrados de radiação eletromagnética de seus polos magnéticos. Devido à rotação rápida da estrela, esses feixes varrem o espaço ao redor, resultando em pulsos regulares de radiação observados nas faixas de rádio, luz visível, raios-X e raios gama. Esses pulsos são extremamente precisos e periódicos, sendo muitas vezes denominados de relógios cósmicos ¹.

¹ <https://nanograv.org/science/topics/pulsars-cosmic-clocks>

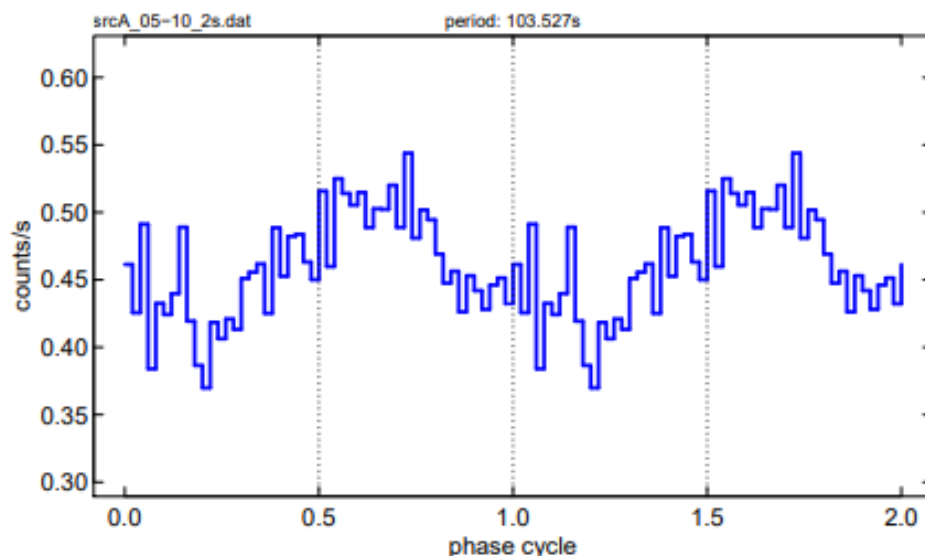


Figura 1 – Perfil de pulso observado da fonte 1A0535+262 na faixa [0.5, 10 keV].

Fonte:(SILVA, 2022)

Parâmetro	Valor Médio
Raio (km)	10-13
Massa (M_{\odot})	1.4 - 3.0
Densidade (g/cm^3)	2×10^{14}
Temperatura (K)	$10^5 - 10^9$
Campo Magnético (G)	$10^8 - 10^{15}$

Tabela 1 – Valores médios dos parâmetros físicos das ENs.

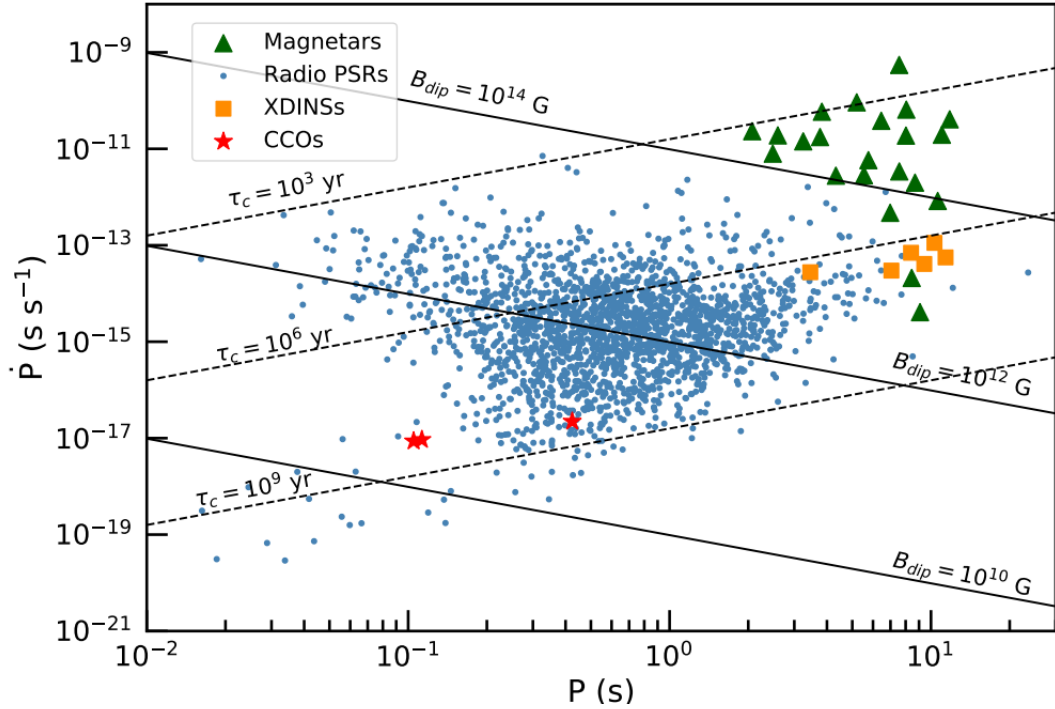


Figura 2 – Diagrama $P\dot{P}$. Triângulos verdes, pontos azuis, quadrados laranja e estrelas vermelhas representam magnetars, pulsares movidos por rotação, ENs isoladas e fracas em raios-X, e objetos compactos centrais, respectivamente. Também estão plotadas linhas de campo magnético dipolar constante (linhas sólidas) e idade característica (linhas tracejadas). Fonte: (BORGHESE, 2020)

Os pulsares de raios-X e de milissegundo são, geralmente, ENs encontradas em sistemas binários. Nos pulsares de raios-X, a emissão intensa de radiação é causada pela acreção de matéria da estrela companheira, que ao cair sobre a EN, aquece a superfície e gera emissão em raios-X. Já os pulsares de milissegundo possuem um período de rotação extremamente curto, entre 1 e 10 milissegundos, resultado da conservação do momento angular no colapso gravitacional da estrela progenitora gigante que gerou o objeto compacto.

Os pulsares de raios gama são uma classe de ENs que emitem radiação predominantemente nessa faixa de energia, resultante de processos de alta energia próximos à superfície ou na magnetosfera da estrela. Magnetars, por sua vez, são ENs com campos magnéticos incrivelmente intensos, variando entre $\sim 10^{13}$ e 10^{15} G, tornando-os as fontes de campos magnéticos mais poderosos no universo. Essas estrelas podem sofrer erupções de raios-X e raios gama de

alta energia, devido ao rearranjo catastrófico de seus campos magnéticos, o que pode liberar quantidades colossais de energia em curtos períodos de tempo (BORGHESE, 2020).

A fonte 3XMM J1852+0033, analisada neste trabalho, encontra-se na classe dos magnetars. Exploraremos suas principais propriedades e características, obtidas em estudos anteriores a este, nas próximas seções. Contudo, faz-se necessária uma breve revisão dos principais pontos da Teoria da Relatividade Geral (TRG) e dos conceitos necessários ao leitor para prosseguir com a leitura deste trabalho, tais como a geometria da trajetória dos fótons e a descrição físico-matemática do fluxo observado.

2.2 RELATIVIDADE GERAL

A Teoria da Relatividade Geral (TRG) é fundamental para a compreensão dos processos astrofísicos observados na fonte 3XMM J1852+0033, classificada como uma EN muito massiva. A TRG, proposta por Albert Einstein (1879-1955) em 1915, redefiniu a gravidade como a curvatura do espaço-tempo, causada pela distribuição de massa e energia no universo. Esta visão inovadora substituiu a noção de gravidade como uma força, estabelecendo uma relação profunda entre a matéria e a geometria do espaço-tempo.

A Teoria da Gravitação, antes de Einstein, descrevia a gravidade através da teoria de Newton, que considerava o espaço como plano. A matemática dos espaços curvos, desenvolvida por Bernhard Riemann, era vista como uma curiosidade sem aplicação prática nos fenômenos da natureza. No entanto, Einstein utilizou essas ideias para criar uma teoria fundamental, que nos permite compreender a natureza intrincada da gravidade e a estrutura do universo.

Ao longo desta seção, construiremos os fundamentos físico-matemáticos que permitiram a construção da TRG, indispensáveis para a compreensão de objetos compactos e com campos gravitacionais intensos, como os pulsares de raios-X, e sua aplicação no contexto astronômico.

2.2.1 Tensores

Um tensor é um objeto matemático que generaliza os conceitos de escalares, vetores e matrizes. Em essência, tensores são entidades que descrevem relações lineares entre conjuntos de vetores, escalando e transformando conforme necessário. Permitindo descrever propriedades físicas em diferentes sistemas de coordenadas de maneira consistente.

2.2.2 Definição de Tensor

Um tensor de ordem n é uma função multilinear que mapeia n vetores para um escalar. Por exemplo, um tensor de ordem zero é um escalar, um tensor de ordem um, é um vetor, e um tensor de ordem dois é uma função multilinear. Matematicamente, um tensor pode ser representado como uma coleção de componentes que se transformam de maneira específica sob mudanças de coordenadas. Para um tensor de segunda ordem T , suas componentes $T^{\mu\nu}$ em um

sistema de coordenadas podem ser transformadas para outro sistema de coordenadas através da regra de transformação tensorial.

$$T'^{\alpha\beta} = \frac{\partial x'^{\alpha}}{\partial x^{\mu}} \frac{\partial x'^{\beta}}{\partial x^{\nu}} T^{\mu\nu} \quad (1)$$

Essa propriedade de transformação garante que as leis físicas descritas por tensores sejam independentes do sistema de coordenadas utilizado.

2.2.3 Operações com Tensores

As operações com tensores incluem adição, multiplicação por um escalar, produto tensorial, contração e derivada. Estas operações são essenciais para manipular e utilizar tensores em equações físicas.

- **Adição:** Dois tensores podem ser somados se tiverem a mesma ordem e dimensões, somando-se componente a componente.
- **Multiplicação por um Escalar:** Cada componente do tensor é multiplicado pelo escalar.
- **Produto Tensorial:** Combina dois tensores para criar um novo tensor de ordem superior.
- **Contração:** Reduz a ordem de um tensor somando componentes sobre índices repetidos.
- **Derivada Covariante:** Generaliza a derivada para espaços curvos, preservando a estrutura tensorial.

2.2.4 Tensor Métrico

O tensor métrico é uma ferramenta fundamental na Teoria da Relatividade Geral, pois ele define a geometria do espaço-tempo. O tensor métrico, geralmente denotado por $g_{\mu\nu}$, é um tensor que descreve a distância infinitesimal entre dois pontos no espaço-tempo. A métrica é usada para calcular intervalos entre eventos e medir ângulos e volumes no espaço-tempo curvo.

Em coordenadas cartesianas no espaço-tempo plano, o tensor métrico é dado por:

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

onde o sinal negativo na componente temporal reflete a assinatura do espaço-tempo.

No espaço-tempo curvo, o tensor métrico pode variar de ponto a ponto. A métrica define a separação infinitesimal ds entre dois eventos:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (3)$$

Esta relação é fundamental para entender como a gravidade afeta a trajetória dos objetos e a passagem do tempo.

2.2.5 Símbolo de Christoffel

O símbolo de Christoffel é um conjunto de coeficientes que expressa a derivada covariante de um campo tensorial em termos de um tensor métrico. A derivada covariante é necessária para diferenciar vetores e tensores em um espaço curvo, preservando as propriedades geométricas. O símbolo de Christoffel é dado por:

$$\Gamma_{\beta\mu}^\gamma = \frac{1}{2} g^{\alpha\gamma} (\partial_\mu g_{\alpha\beta} + \partial_\beta g_{\alpha\mu} - \partial_\alpha g_{\beta\mu}), \quad (4)$$

onde $g^{\alpha\gamma}$ é o inverso do tensor métrico $g_{\alpha\gamma}$. O símbolo de Christoffel não é um tensor, mas é essencial para definir a derivada covariante de vetores e tensores. Ele permite medir como os vetores mudam de uma posição para outra no espaço-tempo curvo, levando em conta a curvatura.

2.2.6 Tensor de Curvatura de Riemann

O tensor de curvatura de Riemann mede a curvatura intrínseca de uma variedade riemanniana ou pseudo-Riemanniana. Ele descreve como as geodésicas, ou as trajetórias dos corpos em queda livre, se desviam umas das outras devido à curvatura do espaço-tempo. A expressão para o tensor de Riemann é:

$$R_{\beta\mu\nu}^\alpha := \partial_\mu \Gamma_{\beta\nu}^\alpha - \partial_\nu \Gamma_{\beta\mu}^\alpha + \Gamma_{\sigma\mu}^\alpha \Gamma_{\beta\nu}^\sigma - \Gamma_{\sigma\nu}^\alpha \Gamma_{\beta\mu}^\sigma. \quad (5)$$

Este tensor tem várias simetrias e contrações que são usadas para derivar outras quantidades importantes, como o tensor de Ricci e o escalar de Ricci. No espaço plano de Minkowski, o tensor de Riemann é nulo:

$$R_{\beta\mu\nu}^\alpha = 0. \quad (6)$$

O tensor de Riemann é crucial para entender a geometria do espaço-tempo e os efeitos da gravidade sobre os corpos e a luz.

2.2.7 Tensor de Ricci e Escalar de Ricci

O tensor de Ricci é uma contração do tensor de Riemann sobre dois de seus índices, reduzindo suas dimensões e simplificando a descrição da curvatura do espaço-tempo. Ele é definido como

$$R_{\alpha\beta} := R^{\mu}_{\alpha\mu\beta} = R_{\beta\alpha} . \quad (7)$$

O escalar de Ricci é obtido contraindo os índices do tensor de Ricci com a métrica do espaço-tempo

$$R := g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} . \quad (8)$$

O escalar de Ricci fornece uma medida única da curvatura média do espaço-tempo em uma região específica. Estas quantidades são fundamentais para a formulação das equações de campo de Einstein, que relacionam a geometria do espaço-tempo com a distribuição de massa e energia.

2.2.8 O Princípio da Equivalência e o Espaço Curvo

Albert Einstein propôs o Princípio da Equivalência ao refletir sobre as limitações da Teoria da Gravitação Newtoniana em relação à Relatividade Restrita. Ao estudar a interação entre a gravidade e a aceleração, ele observou que, em campos gravitacionais uniformes, os referenciais acelerados uniformemente são indistinguíveis dos referenciais inerciais (SCHUTZ, 2009). Em outras palavras, um observador dentro de um elevador em queda livre não conseguiria distinguir entre a ausência de gravidade e a aceleração do elevador.

Este princípio é fundamental para a Teoria da Relatividade Geral, pois conjectura que as leis da física em um campo gravitacional são localmente indistinguíveis das leis em um referencial inercial em queda livre. Isso significa que, em uma região suficientemente pequena do espaço-tempo, os efeitos gravitacionais podem ser "anulados" ao se escolher um referencial adequado, como um referencial em queda livre. Essa ideia revolucionária levou à conclusão de que a gravidade não é uma força no sentido tradicional, mas sim uma manifestação da curvatura do espaço-tempo causada pela presença de massa e energia.

Einstein formulou na TRG, que a gravitação é uma consequência da geometria do espaço-tempo. Em vez de forças agindo à distância, como na teoria newtoniana, a gravidade é descrita como a curvatura do espaço-tempo que influencia o movimento dos objetos. Objetos em queda livre seguem as geodésicas, que são as trajetórias mais curtas entre dois pontos em um espaço-tempo curvado, refletindo assim a equivalência entre a aceleração e a gravidade proposta por Einstein.

2.2.9 O Espaço Curvo na Relatividade Geral e as Equações de Einstein

Na TRG, a gravidade é descrita pela geometria do espaço-tempo. Diferentemente da Teoria da Relatividade Especial, que utiliza a geometria plana de Minkowski, a TRG lida com a geometria curva dos espaços Riemannianos. Einstein identificou as geodésicas destes espaços com as trajetórias das partículas em queda livre.

O tensor de Einstein, fundamental na TRG, é dado por:

$$G^{\alpha\beta} = R^{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g^{\alpha\beta}R. \quad (9)$$

A equação de campo de Einstein relaciona este tensor com o tensor momento-energia $T^{\alpha\beta}$

$$G^{\alpha\beta} = kT^{\alpha\beta}, \quad (10)$$

ou, de forma completa

$$R^{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g^{\alpha\beta}R = kT^{\alpha\beta} \quad (11)$$

A equação (11) estabelece a relação intrínseca entre a geometria do espaço-tempo e a matéria/energia.

2.2.10 A Primeira Solução Exata das Equações de Einstein

Karl Schwarzschild propôs a primeira solução exata das equações de campo de Einstein em 1916, enquanto estava na linha de frente da Primeira Guerra Mundial. Sua solução descreve o campo gravitacional de uma massa pontual no vácuo (SCHUTZ, 2009):

$$T^{\alpha\beta} = 0. \quad (12)$$

Considerando a métrica esférica no espaço-tempo, Schwarzschild obteve a seguinte solução:

$$dS^2 = - \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (13)$$

onde $R_s = \frac{2GM}{c^2}$ é o raio de Schwarzschild, limite do qual a luz não pode escapar.

2.2.11 Geodésica do Movimento

Geodésicas são curvas no espaço-tempo que representam as trajetórias mais curtas ou caminhos retos entre dois pontos. Nossas geodésicas serão construídas através da adoção do sistema de coordenadas na figura 3.

As geodésicas de Schwarzschild revelam a simetria e conservação do momento. Para uma partícula ou fóton, confinamos o movimento no plano $\phi = \pi/2$ e parametrizada por um parâmetro λ , as componentes do momento são (SCHUTZ, 2009).

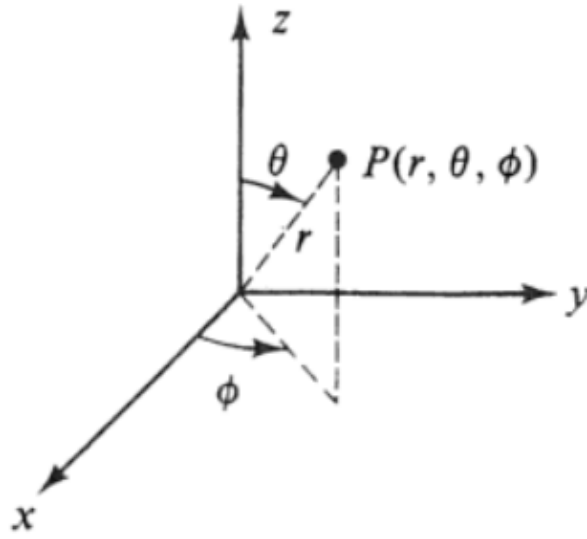


Figura 3 – Sistema de coordenadas esféricas adotado com: r distância entre o ponto P e a origem; θ o ângulo polar e ϕ o ângulo azimutal.

$$p^0 = \frac{dt}{d\lambda}, \quad p^r = \frac{dr}{d\lambda}, \quad p^\phi = \frac{d\phi}{d\lambda}, \quad p^\theta = \frac{d\theta}{d\lambda}. \quad (14)$$

Para um fóton, cuja massa de repouso é nula:

$$p^0 = \left(1 - \frac{R_s}{r}\right)^{-1} E, \quad p^r = \frac{dr}{d\lambda}, \quad p^\phi = 0, \quad p^\theta = \frac{L}{r^2}. \quad (15)$$

A norma do momento $p^\mu p_\mu$ é nula, resultando na igualdade:

$$-E^2 \left(1 - \frac{R_s}{r}\right)^{-1} + \left(1 - \frac{R_s}{r}\right)^{-1} \left(\frac{dr}{d\lambda}\right)^2 + \left(\frac{L^2}{r^2}\right) = 0, \quad (16)$$

$$\left(1 - \frac{R_s}{r}\right)^{-1} \left(\frac{dr}{d\lambda}\right)^2 = E^2 \left(1 - \frac{R_s}{r}\right)^{-1} - \left(\frac{L^2}{r^2}\right), \quad (17)$$

resultando em:

$$\left(\frac{dr}{d\lambda}\right)^2 = E^2 - \left(1 - \frac{R_s}{r}\right) \left(\frac{L^2}{r^2}\right), \quad (18)$$

Finalmente obtemos a nossa componente do momento faltante:

$$\frac{dr}{d\lambda} = \pm \sqrt{E^2 - \left(1 - \frac{R_s}{r}\right) \left(\frac{L^2}{r^2}\right)}. \quad (19)$$

Definimos a equação da órbita através da razão entre $d\theta/d\lambda$ e $dr/d\lambda$:

$$\frac{d\theta}{dr} = \frac{\frac{d\theta}{d\lambda}}{\frac{dr}{d\lambda}}, \quad (20)$$

$$\frac{d\theta}{dr} = \pm \frac{1}{r^2} \left[\frac{E^2}{L^2} - \left(1 - \frac{R_s}{r} \right) \left(\frac{1}{r^2} \right) \right]^{-1/2}. \quad (21)$$

Introduzindo o parâmetro de impacto, $b = \frac{L}{E}$:

$$\frac{d\theta}{dr} = \pm \left[\frac{1}{b^2} - \left(1 - \frac{R_s}{r} \right) \left(\frac{1}{r^2} \right) \right]^{-1/2}. \quad (22)$$

No limite de $r \gg R_s$:

$$\frac{d\theta}{dr} = \pm \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{b^2} - \frac{1}{r^2} \right]^{-1/2}. \quad (23)$$

Integrando de R ao ∞ :

$$\theta = \int_R^\infty \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{b^2} - \frac{1}{r^2} \right]^{-1/2} dr, \quad (24)$$

obtendo o resultado:

$$\theta = \arcsin \left(\frac{b}{R} \right), \quad (25)$$

ou

$$R \sin(\theta) = b. \quad (26)$$

Essa relação mostra a trajetória retilínea esperada em um espaço-tempo plano.

A integral do ângulo exato de curvatura, θ , exige o emprego de uma integral elíptica, que por sua vez necessita de uma análise numérica complexa. Contudo, podemos obter algumas informações das órbitas possíveis pro meio da análise analítica do potencial e obter informações sobre seu tipo de trajetória (figura 4).

A trajetória do fóton pode ser resolvida numericamente, por meio de duas quantidades: a integral elíptica de θ e o parâmetro de impacto b . Analisando a figura 4, conclui-se que as trajetórias de interesse, são as dos fótons que emanam da superfície da estrela e suas proximidades.

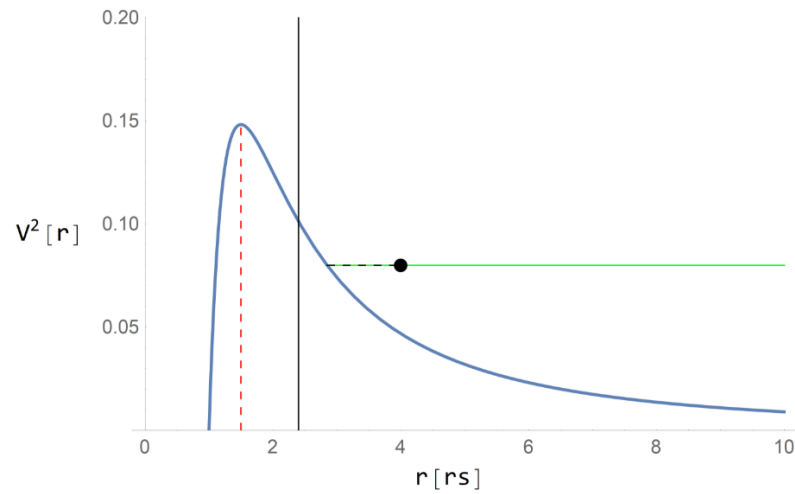


Figura 4 – Potencial efetivo com a distância ao centro da estrela em raios de Schwarzschild. A linha contínua preta é onde se localiza a superfície de uma estrela de raio $R = 2,4 r_s$. Um fóton que saia do ponto em preto pode se aproximar da estrela (linha tracejada preta) e, ao encontrar com o potencial efetivo, se afasta indefinidamente (linha verde). A linha vermelha tracejada em $r = 1,5 r_s$ indica o ponto de máximo da curva. Fonte: (SILVA, 2022)

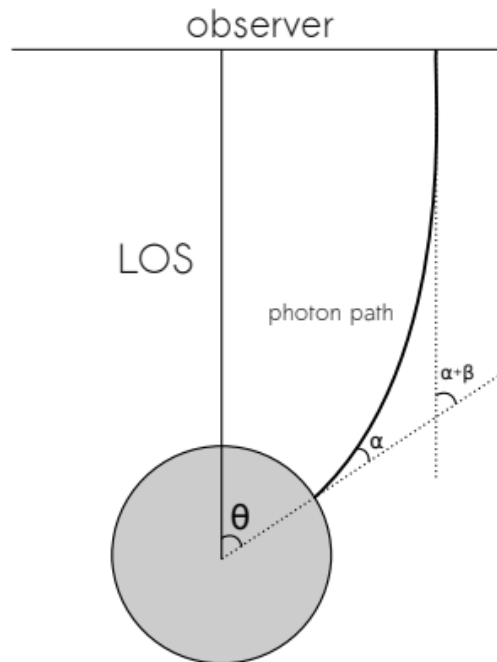


Figura 5 – Ilustração da geometria do modelo mostrando a trajetória do fóton e os ângulos θ , α e β . LOS é a linha de visão do observador. O ângulo adicional β , é devido à curvatura do espaço-tempo. O observador ver um ângulo de emissão efetivo: $\varphi = \alpha + \beta$. Fonte:(de Lima et al., 2020)

Para tal trajetória, o parâmetro de impacto pode ser definido através do ângulo de emissão do fóton e da direção radial da estrela α . (Figura 5)

Utilizando a geometria do sistema e as componentes do quadri-momento:

$$\tan(\alpha) = \frac{(p^\theta)(p_\theta)}{(p^r)(p_r)} \quad (27)$$

Ou ainda

$$\sin(\alpha) = \frac{b}{R} \sqrt{1 - \frac{r_s}{R}} \quad (28)$$

A combinação do ângulo de emissão (α) com o ângulo de curvatura (θ), nos permite calcular numericamente, esses parâmetros para um dado R . Utilizar uma abordagem numérica, como citado, para resolver (24), é inevitável sempre que tivermos que levar em conta uma distribuição contínua de temperatura superficial, emissão anisotrópica e/ou uma forma arbitrária das regiões emissoras (TUROLLA; NOBILI, 2013). Alternativamente Beloborodov (2002), introduz uma aproximação simples, entretanto, eficaz para $R > 2r_g$. Recorrendo à transformação padrão do ângulo sólido, com o fator de correção relativista:

$$(1 - \cos \alpha) = (1 - \cos \theta) \left(1 - \frac{r_s}{R}\right) \quad (29)$$

A equação (29) nos dá uma relação aproximada entre α e θ , facilitando computacionalmente a determinação das trajetórias dos fótons, resultando em um erro $< 1\%$ para raios R maiores que $3r_s$. Essa aproximação nos permite calcular o fluxo observado como veremos na próxima seção.

2.3 CALCULANDO O FLUXO

O fluxo de radiação observado (eq. 30) de um dado elemento de superfície dS é proporcional a intensidade observada I e ao ângulo sólido $d\Omega$, medidos por um observador a uma distância D da fonte de emissão (BELOBORODOV, 2002).

$$dF = I d\Omega. \quad (30)$$

Considerando os efeitos relativísticos de red-shift e uma geometria esférica na estrela. Obtemos a seguinte forma diferencial do fluxo, emitido por um elemento de superfície dS com intensidade I_ν , ao implementar a aproximação (29) (TUROLLA; NOBILI, 2013) :

$$\cos \alpha = \left(\frac{r_s}{R}\right) + \left(1 - \frac{r_s}{R}\right) \cos \theta \quad (31)$$

Então

$$dF = \left(1 - \frac{r_s}{R}\right)^2 I_V \left[\left(\frac{r_s}{R}\right) + \left(1 - \frac{r_s}{R}\right) \cos \theta \right] \frac{dS}{D^2} \quad (32)$$

Ao integrar o fluxo sobre toda a superfície visível S_V , é possível considerar diferentes tipos de emissões, como a radiação de corpo negro, e também tratar a emissão como isotrópica ou anisotrópica. Uma emissão anisotrópica dependerá da direção de emissão, que é determinada pelo ângulo θ , além da dependência com a temperatura T . Assim, podemos expressar a intensidade da emissão como $I = I_V(T, \theta)$, conforme discutido em (DEDEO; PSALTIS; NARAYAN, 2001). Embora optemos por escrever a emissão de forma generalizada para permitir a comparação com estudos anteriores, no presente trabalho consideraremos apenas emissões isotrópicas, sem a dependência angular.

Da análise geométrica, o elemento de superfície é definido por $dS = R^2 \sin \theta d\theta d\phi$, conduzindo (32) a sua forma:

$$\mathbf{F} = \left(1 - \frac{r_s}{R}\right)^2 \int_{S_V} I_V(T, \theta) \left[\left(\frac{r_s}{R}\right) + \left(1 - \frac{r_s}{R}\right) \cos \theta \right] \frac{R^2 \sin \theta d\theta d\phi}{D^2} \quad (33)$$

Considerando a representação de um ponto quente ² circular centrado em θ_0 e uma semi-abertura θ_c , delimitado por uma função $\phi_b(\theta)$, com $0 \leq \phi_b \leq \pi$, e limitada por uma constante θ_F , observando que devemos nos limitar apenas a parte visível da estrela (ver Figura 6). Os efeitos relativístico superam a limitação newtoniana de $\theta_F = \frac{\pi}{2}$, podendo ser vista mais da metade da estrela com $\theta_F > \frac{\pi}{2}$ (TUROLLA; NOBILI, 2013). Esses dois parâmetros são definidos pela relação que se segue:

$$\phi_b = \arccos \left(\frac{\cos \theta_c - \cos \theta_0 \cos \theta}{\sin \theta_0 \sin \theta} \right)$$

e

$$\theta_F = \arccos \left(1 - \frac{R}{r_s} \right)^{-1}$$

Realizando a integração do fluxo sobre a superfície visível, nos restringindo ao caso de $0 \leq \theta_o \leq \pi$, desde que, devido à simetria, o caso em que $\pi \leq \theta_o \leq 2\pi$, conduziria ao mesmo resultado.

$$\mathbf{F} = \frac{R^2}{D^2} \left(1 - \frac{r_s}{R}\right)^2 \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \left[2 \int_0^{\phi_b(\theta)} I_V(T, \theta) A(\theta) \sin \theta d\phi \right] d\theta \quad (34)$$

$$\mathbf{F} = 2 \left(\frac{R^2}{D^2} \right) \left(1 - \frac{r_s}{R}\right)^2 \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} I_V(T, \theta) A(\theta) \sin \theta \phi_b(\theta) d\theta \quad (35)$$

² Refere-se a uma região pequena e altamente localizada na superfície da estrela que emite radiação intensa, frequentemente na forma de raio-X ou outras formas de radiação eletromagnética de alta energia. São tipicamente mais quentes e mais brilhantes do que o restante da superfície da estrela. Esta região é comumente chamada em inglês pelo termo "hot spots". Adotamos o termo "ponto quente", na tradução para o português.

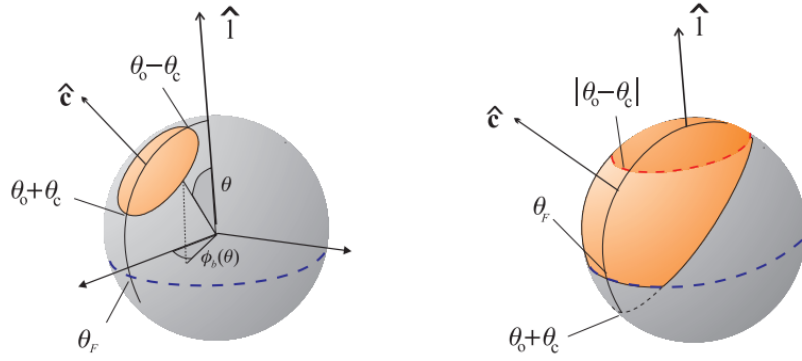


Figura 6 – Geometria para um spot; a parte visível do spot está em laranja e a terminação da parte visível é marcado pela linha azul tracejada. (Esquerda) O spot está totalmente à vista e $\theta_0 - \theta_c > 0$. (Direita) O spot está parcialmente à vista e $\theta_0 - \theta_c < 0$; a parte mais escura delimitada pela linha laranja tracejada é a região $0 \leq \theta \leq |\theta_0 - \theta_c|$.

Fonte: (TUROLLA; NOBILI, 2013)

com θ_{min} e θ_{max} definidos por:

$$\theta_{min} = \min [\max (0, \theta_0 - \theta_c), \theta_F] \quad (36)$$

$$\theta_{max} = \min [\theta_0 + \theta_c, \theta_F]. \quad (37)$$

Nesta expressão (35) o termo $A(\theta) = \left[\left(\frac{r_s}{R} \right) + \left(1 - \frac{r_s}{R} \right) \cos \theta \right]$, aparece como uma contribuição de área total dos elementos de ângulo sólido do ponto de vista de um observador. O fluxo observado de N_σ spots, com uma semi-abertura $\theta_{c\sigma}$ a uma temperatura T_σ , sob um intervalo de banda de energia $[v_1, v_2]$ é dado por:

$$F^{TOT} = \sum_{\sigma} F_{\sigma}(v_1, v_2) \quad (38)$$

com

$$F_{\sigma}(v_1, v_2) = \int_{v_1}^{v_2} F_v(T_{\sigma}) dv \quad (39)$$

Estas expressões do fluxo são o ponto focal da análise da fonte 3XMM J1852+0033, pois nos fornecem perfis teóricos mais próximos do observado e parâmetros mais realistas, com a inserção do efeito atmosférico na emissão da fonte.

Definimos a Linha de Visada (LOS) como o vetor unitário $\hat{\mathbf{l}}$ apontando do centro da EN para o observador no infinito. Também definimos por $\hat{\mathbf{r}}$ o vetor unitário paralelo ao eixo de rotação da estrela, cuja velocidade angular é $\Omega = 2\pi/P$.

Tomamos i como o ângulo entre a LOS e o eixo de rotação ($\cos i = \hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{l}}$). À medida que a estrela gira, a coordenada polar do centro do ponto, θ_0 , muda. Seja $\gamma(t) = \Omega t$ a fase rotacional da estrela. Assim, por raciocínio geométrico, temos que:

$$\cos \theta_0(t) = \cos i \cos \theta - \sin i \sin \theta \cos \gamma(t) , \quad (40)$$

onde consideramos que i e θ não mudam com o tempo.

3 A FONTE 3XMM J1852+0033

O pulsar de raios-X 3XMM J1852+0033 foi descoberto no campo de observação do satélite *XMM-Newton*, próximo ao remanescente da supernova Kes 79, que, por sua vez, hospeda outro objeto compacto (SEWARD et al., 2003).

O satélite *XMM-Newton* (Figura 7), lançado pela Agência Espacial Europeia (ESA) em 10 de dezembro de 1999, é um observatório de raios-X que tem fornecido dados essenciais para o estudo de vários fenômenos astrofísicos, incluindo remanescentes de supernovas, galáxias ativas e fontes de raios-X. Equipado com três telescópios de raios-X, cada um contendo 58 espelhos concentradores, o *XMM-Newton* tem uma alta sensibilidade e capacidade de observar em múltiplos comprimentos de onda (SCHARTEL et al., 2022).

Kes 79, figura 8, é um remanescente de supernova (SNR) conhecido por sua estrutura em forma de concha complexa e sua interação com o meio interestelar circundante. Este SNR está localizado na direção da constelação Aquila, e estima-se que esteja a uma distância de aproximadamente 7,1 kpc da Terra. Kes 79 abriga um objeto compacto central (CCO), que é uma categoria de ENs isoladas caracterizadas por sua baixa emissão em raios-X. A CCO é claramente associada à SNR e, provavelmente, o objeto colapsado que gerou a própria SNR.

Porém, nosso objeto de estudo é a fonte 3XMM J1852+0033.

Em análises independentes, das observações de Kes 79, feitas por Zhou et al. (2014) e Rea et al. (2007), relataram uma fonte brilhante pontual, localizada a $7.4'$ do CCO, logo fora do limite sul de Kes 79, apresentando uma modulação periódica muito proeminente de $P \approx 11.6$ s.

A fonte está aumentando seu período a uma taxa $\dot{P} < 1.4 \times 10^{-13}$ s/s, e sua luminosidade em raios-X é maior que sua luminosidade de spin-down, descartando uma natureza alimentada por rotação (Coelho et al., 2017).



Figura 7 – Satélite XMM-Newton. Fonte: Agência Espacial Europeia.

Assumindo os parâmetros de uma estrela canônica, com massa, raio e momento de inércia dados por $M = 1.4M_{\odot}$, $R = 10$ km e $I = 10^{45}$ g.cm², obtemos um campo magnético dipolar de superfície de $B[\text{G}] = 3.2 \times 10^{19} \sqrt{P\dot{P}/s} \approx 1.3 \times 10^{13}$ G. Esse valor está abaixo do campo magnético crítico de $B[\text{G}] < 4.1 \times 10^{13}$ G, indicando que as emissões da magnetosfera são pouco relevantes, devendo-se, portanto, modelar apenas as emissões da superfície da estrela. A idade característica é $\tau_{\text{age}} = P/2\dot{P} > 1.3$ Myr. Sun (2004) e Zhou (2014, 2016) sugerem uma distância aproximada de ~ 7.1 kpc para a fonte.

A fonte 3XMM J1852+0033 foi classificada dentro da classe dos Soft Gamma Repeaters (SGRs) e dos Anomalous X-ray Pulsars (AXPs), geralmente chamados de magnetars, que são ENs (NSs) caracterizadas por uma luminosidade de raios-X suaves em estado quiescente¹ (2 – 10 keV) da ordem de $10^{30} - 10^{35}$ erg/s, com período de rotação na faixa de 2 – 12 s, e uma taxa de spin-down de 10^{-15} a 10^{-10} s/s (Olausen; Kaspi, 2014; Kaspi; Beloborodov, 2017; Turolla; Zane; Watts, 2015). Em particular, o baixo campo magnético dipolar inferido do spin-down sugere que esta fonte é um magnetar transitório com baixo- B^2 (Rea et al., 2014).

Os magnetares, que são comumente identificados como ENs isoladas, apresentam um desafio significativo no que diz respeito à inferência de suas propriedades macroscópicas. Dado o alto grau de complexidade envolvido, a prática mais usual é adotar parâmetros canônicos como ponto de partida, conforme mencionado por Sun (2004) e Zhou (2014). No entanto, essa simplificação pode não ser adequada para todas as ENs, especialmente quando se considera a presença de magnetares de alta massa em sistemas binários. Exemplos notáveis incluem o PSR J1614–2230, com uma massa de $M = 1,97 \pm 0,04 M_{\odot}$ (Demorest et al., 2010); o PSR J0348+0432, com $M = 2,01 \pm 0,04 M_{\odot}$ (Antoniadis et al., 2013); e o PSR J0740+6620, cuja massa foi estimada em $M = 2,08 \pm 0,07 M_{\odot}$ (Fonseca et al., 2021).

A observação estatística das massas conhecidas de ENs revela uma distribuição que pode ser bem representada por um modelo de mistura gaussiana de dois componentes, com médias localizadas em $1,34 M_{\odot}$ e $1,8 M_{\odot}$, além de desvios padrão em torno de $\sim 0,1 M_{\odot}$ (Alsing et al., 2018).

Por meio da análise de dados de raios-X obtidos pelo telescópio *XMM-Newton* para a fonte 3XMM J1852+0033, utilizando modelagem de *ray-tracing* foi possível explorar modelos que envolvem ENs não canônicas e emissões mais detalhadas, levando em consideração os efeitos atmosféricos na superfície da estrela. Esses detalhes serão abordados com maior profundidade nas seções subsequentes.

¹ Período em que a fonte exibe uma emissão significativamente reduzida ou estável de radiação, em comparação com períodos de maior atividade. Esse comportamento contrasta com estados de erupção ou aumento de atividade, nos quais a emissão de radiação é significativamente maior e pode apresentar variações rápidas e intensas.

² Estrela de nêutrons com um campo magnético mais fraco que o típico dos magnetares, exibindo variações temporárias em sua emissão de raios-X.

4 SELEÇÃO, REDUÇÃO E PREPARAÇÃO DOS DADOS

4.1 AS OBSERVAÇÕES

O campo ao redor de 3XMM J1852+0033 foi monitorado pelo *XMM-Newton* (Figura 7) em várias ocasiões, de 2004 a 2009. Durante esse período, foram selecionadas cinco observações durante o estado brilhante: ObsIDs 0550670201 (19 de setembro de 2008), 0550670301 (21 de setembro de 2008), 0550670401 (23 de setembro de 2008), 0550670501 (29 de setembro de 2008) e 0550670601 (10 de outubro de 2008), identificadas como épocas A, B, C, D e E, respectivamente. A escolha dessas observações se deve principalmente à qualidade dos dados e à relevância dos tempos característicos observados para movimentos das manchas quentes. Notamos que, em épocas distantes da erupção, a taxa de contagem líquida da fonte é aproximadamente uma ordem de magnitude menor, comparada ao período de erupção.

Além disso, não foram reportados *glitches* em 3XMM J1852+0033, o que é um argumento favorável à nossa modelagem, que não considera esse fenômeno. Os *glitches* são eventos observados em pulsares, nos quais ocorre uma súbita e pequena variação na taxa de rotação da estrela, seguidos por um período de relaxamento. A ausência desses eventos apoia a hipótese de que a rotação da estrela se manteve estável durante o período das observações analisadas.

Em relação aos movimentos das manchas quentes (*spots*), utilizamos o conhecimento proveniente de observações de outros magnetares. Por exemplo, o monitoramento do magnetar SGR 1830-0645 pelo *NICER* indicou tempos característicos de movimento das manchas na ordem de um mês (Younes et al., 2022). Isso nos permite argumentar que, no intervalo de tempo analisado, as manchas quentes permaneceram essencialmente estáticas. Dessa forma, assumimos que as manchas quentes não se moveram significativamente durante às cinco épocas analisadas, o que simplifica nossa modelagem.¹ Portanto, combinar observações que abrangem no máximo algumas semanas, permite aumentar a quantidade de dados a serem ajustados, melhorando a qualidade das estatísticas.

4.1.1 Extração de Dados

Fótons da fonte foram extraídos, em todas as observações, de regiões circulares de 40'' (segundos de arco) centradas na posição do objeto. As regiões de fundo foram escolhidas com a ajuda da tarefa SAS *ebkgreg*. Como essa tarefa indica a região de fundo ideal baseada apenas na geometria do detector, as regiões sugeridas foram ligeiramente reduzidas para evitar a inclusão de fótons provenientes da fonte (ver Figura 8).

A extração dos dados foi realizada por nosso colaborador Paulo E. Stecchini, utilizando os procedimentos padrão do SAS. A resolução temporal foi limitada pelo modo de operação da

¹ A análise de (Younes et al., 2022) sugere que os tempos característicos para o movimento das manchas quentes podem estar relacionados às propriedades da crosta sólida das estrelas de nêutrons. Considerando esse tempo característico, as análises que assumem manchas quentes estáticas em escalas de tempo de algumas semanas são justificáveis.

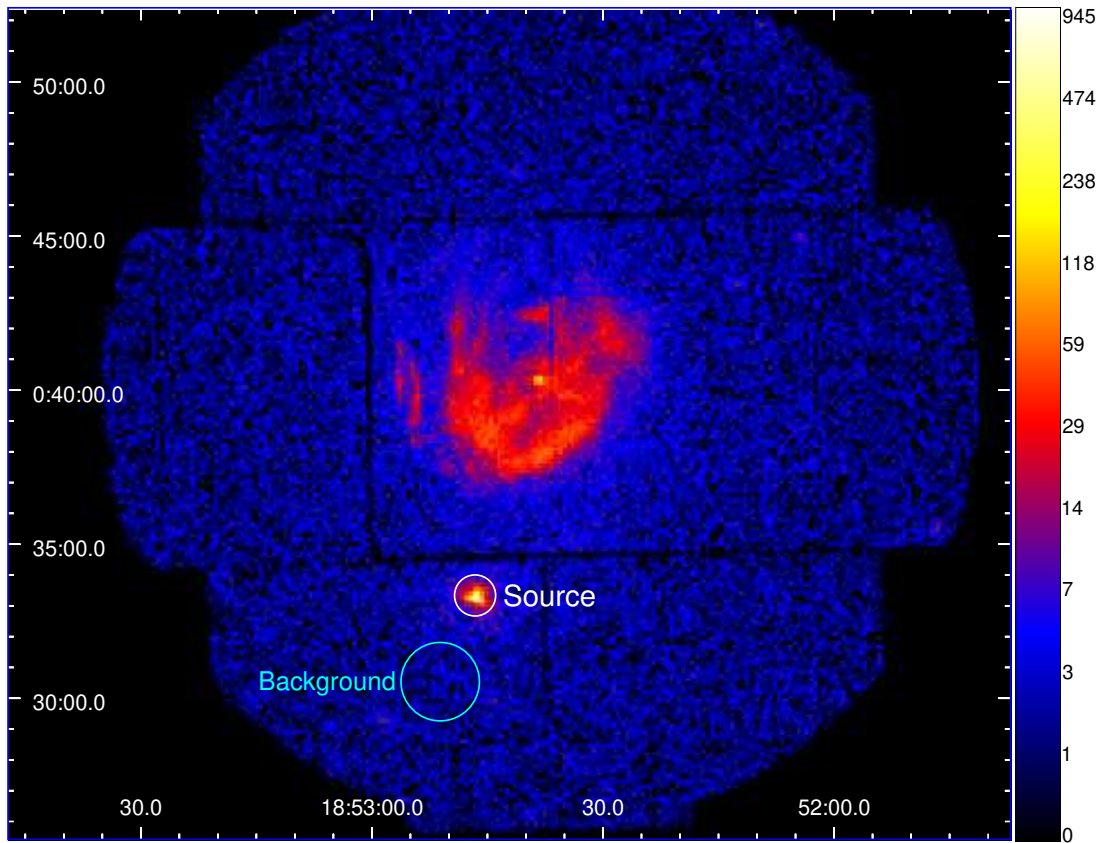


Figura 8 – Imagem bruta de MOS 2 para a observação 0550670201. A LUT da imagem está em escala logarítmica; as unidades são contagens por pixel. As regiões de extração da fonte e do fundo para 3XMM J1852+0033 estão indicadas.

câmera, que é de 2,6 segundos. As curvas de luz foram extraídas em duas bandas de energia: 0.3–10 e 3–8 keV.

Embora a análise espectral não esteja no escopo deste estudo, para obter informações sobre o fluxo da fonte durante cada observação, também extraíram-se espectros da fonte e do fundo para as mesmas regiões de banda de energias mencionadas. As tarefas padrão `rmfgen` e `arfgen` foram usadas para criar o arquivo de matriz de redistribuição (RMF) e o arquivo de resposta auxiliar (ARF).

4.1.2 Obtenção das Curvas de Luz

As curvas de luz (perfis de pulso, diagrama de fase) foram obtidas nos períodos fornecidos, pelos periodogramas de Lomb-Scargle ². Os valores de período ($P \sim 11.56$ s) encontrados para cada conjunto diferem apenas além da quarta casa decimal, conforme já mostrado por Zhou et al.(2014) e (Rea et al., 2014).

As curvas de luz foram divididas em 50 bins por ciclo, que serão a principal entrada para o nosso modelo.

² É uma ferramenta estatística usada na análise de séries temporais para detectar e caracterizar sinais periódicos (frequências) em dados irregulares ou desigualmente espaçados. Foi desenvolvido por Lomb (1976) e posteriormente aprimorado por Scargle (1982).

Para derivar o fluxo emitido por 3XMM J1852+0033 durante cada observação, ajustamos os espectros de 0.3–10 keV com um modelo simples de corpo negro absorvido (phabs*bbbody). Usamos o pacote de ajuste espectral de raios-X XSPEC (Arnaud, 1996), versão 12.11.1.

4.2 DESCRIÇÃO DO MODELO E ESTIMATIVA DE PARÂMETROS

Lima (de Lima et al., 2020), seguindo o método proposto originalmente por Turolla et al. (Turolla; Nobili, 2013), utiliza em seus cálculos o fluxo normalizado $(F_{max} + F_{min})/2$. No entanto, em um trabalho mais recente, Lima (de Lima et al., 2024) introduz uma modificação importante: a normalização passa a ser $(F_{max} + F_{min})/(2\bar{F})$, onde \bar{F} representa o valor médio do fluxo não absorvido ao longo do período de observação, obtido a partir do ajuste espectral.

Essa alteração é fundamental, pois ajusta o pulso teórico ao nível correto de fluxo, melhorando a amostragem estatística e prevenindo a aceitação de parâmetros que não correspondem ao fluxo real observado. A importância disso também está no fato de que, anteriormente, nessa técnica, as simulações se baseavam na forma do pulso e não em sua magnitude real observada.

4.3 MODELOS DE ATMOSFERA PARA ESTRELAS DE NÊUTRONS

A radiação emitida por uma estrela de nêutrons origina-se em sua fina camada atmosférica, com espessura variando entre 0.1 – 10 cm e densidade na faixa de $0.1 - 10^3 \text{ g/cm}^3$, que cobre a superfície estelar. As propriedades dessa atmosfera, incluindo a composição química, a equação de estado (EOS) e, sobretudo, a opacidade radiativa, são determinantes para as características do espectro observado. Portanto, a modelagem precisa dessa atmosfera é crucial para a correta interpretação dos dados observacionais.

Para essa modelagem, foram utilizadas tabelas espectrais de modelos de atmosferas magnéticas de estrelas de nêutrons, calculadas por (HO et al., 2007; HO; POTEKHIN; CHABRIER, 2008) e (MORI; HO, 2007). Esses modelos estão disponíveis publicamente e foram integrados ao pacote *XSPEC* (Arnaud, 1996; Ho; Heinke, 2009; HO, 2013). Os modelos atmosféricos de estrelas de nêutrons foram desenvolvidos utilizando a equação de estado (EOS) mais atualizada, juntamente com dados experimentais de opacidade para plasmas parcialmente ionizados e fortemente magnetizados, compostos de hidrogênio ou elementos de médio Z, como carbono, oxigênio e neônio.

Os espectros gerados são derivados da solução das equações de transferência radiativa acopladas, que descrevem os dois modos de polarização de fótons em um meio magnetizado (41). Além disso, assume-se que a atmosfera está em equilíbrio radiativo e hidrostático.

$$k \cdot \nabla I_j^v(k) = \rho \kappa_{\text{abs}}^j(k) \frac{B_v}{2} - \rho \kappa_{\text{tot}}^j(k) I_j^v(k) + \rho \sum_{i=1}^2 \int dk' \frac{d\kappa_{\text{sc}}(k'_i \rightarrow k_j)}{d\Omega} I_i^v(k'), \quad (41)$$

onde k representa o vetor de onda do fóton, determinando sua direção de propagação e sua frequência, enquanto $I_j^v(k)$ é a intensidade espectral do modo de polarização j , dependente do vetor de onda k e da frequência v . A densidade do meio é expressa por ρ , influenciando os coeficientes de absorção e extinção. O termo $\kappa_{\text{abs}}^j(k)$ refere-se ao coeficiente de absorção para o modo de polarização j em função de k , enquanto B_v representa a função de Planck, descrevendo

a emissão de corpo negro na frequência ν . O coeficiente de extinção total, $\kappa_{\text{tot}}^j(k)$, é a soma da absorção e do espalhamento para o modo j . Além disso, $\kappa_{\text{sc}}(k'_i \rightarrow k_j)$ descreve o coeficiente diferencial de espalhamento, que indica a probabilidade de um fóton mudar do modo i com vetor de onda k' para o modo j com vetor de onda k , com Ω representando o ângulo sólido envolvido na integral de espalhamento. Esses componentes trabalham em conjunto para modelar a interação da radiação com a atmosfera magnetizada da estrela de nêutrons.

Os modelos atmosféricos de estrelas de nêutrons são fortemente influenciados pela temperatura e pela intensidade do campo magnético na superfície da estrela, bem como pela inclinação desse campo em relação à direção radial. Além disso, há uma dependência da gravidade de superfície da estrela de nêutrons, expressa como $g = (1 + z_g)GM/R^2$, onde o redshift gravitacional é dado por $1 + z_g = 1/\sqrt{1 - 2GM/Rc^2}$.

As tabelas utilizadas para calcular os espectros das atmosferas de estrelas de nêutrons foram obtidas considerando campos magnéticos discretos: $[10^{10}, 10^{11}, 10^{12}, 3.0 \times 10^{13}]$ G (nsmaxg, para uma atmosfera de hidrogênio), e $[10^{12}, 10^{13}]$ G (nsmaxg, para uma atmosfera de carbono). Na Figura 9, são apresentados modelos espectrais para uma atmosfera de hidrogênio sob um campo magnético de $B = 10^{12}$ G a diferentes temperaturas.

Para campos magnéticos mais fracos ($B \leq 10^{10}$ G), pode-se utilizar o modelo nsx para atmosferas não magnetizadas de H, He e Ca., pois, nessa faixa de intensidade de campo magnético, os efeitos da polarização e da modificação da opacidade radiativa devido ao campo magnético tornam-se desprezíveis. Isso permite uma aproximação mais simples, onde a estrutura atmosférica pode ser modelada sem a complexidade de campos magnéticos fortes, que normalmente afetam significativamente o transporte radiativo.

Apesar de 3XMM J1852+0033 ser classificado como um magnetar, a análise de seus parâmetros de período P e taxa de variação \dot{P} indica que se trata de um magnetar de baixo campo (*low-B*) (Rea et al., 2014). Isso justifica o uso de tabelas de atmosfera de estrelas de nêutrons com campos subcríticos.

Para permitir o uso de valores contínuos dos parâmetros do modelo na análise Bayesiana, a emissão modelada foi interpolada a partir dos valores de emissão tabulados (Tabela 2). O modelo abrange uma faixa de energia de 0,05 a 10 keV (com 117 pontos tabulados) e considera hidrogênio, carbono ou oxigênio como os principais constituintes atmosféricos. A intensidade do campo magnético, a gravidade local e a temperatura são os principais parâmetros utilizados no cálculo do fluxo. É importante ressaltar que as tabelas atmosféricas assumem que o fluxo emerge em um ângulo normal à superfície da estrela. O número de pontos tabulados para $\log T_{\text{eff}}$ varia entre 12 e 14, para um determinado valor de B , campo gravitacional de superfície e energia (HO; POTEKHIN; CHABRIER, 2008; Ho, 2014).

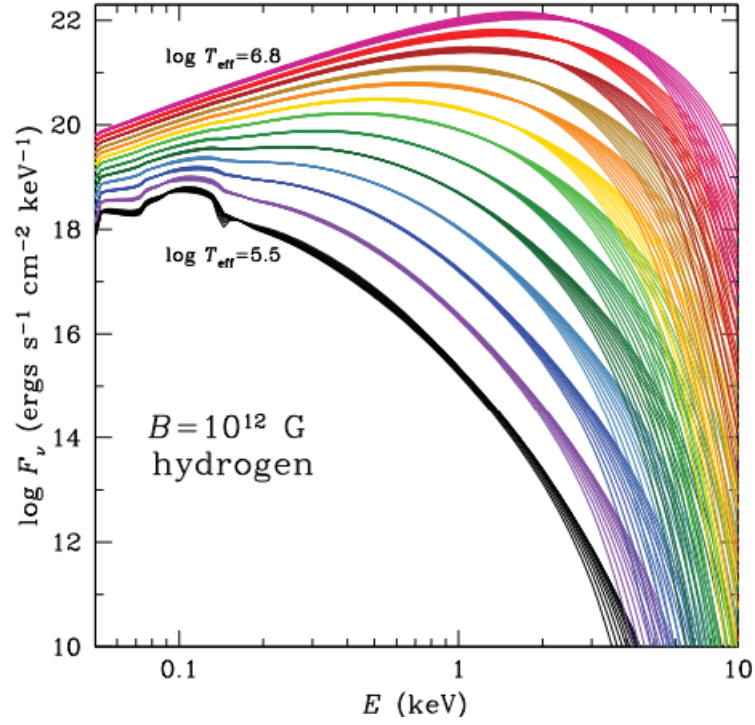


Figura 9 – Modelos de espectros de atmosfera de hidrogênio parcialmente ionizado para temperaturas efetivas $\log T_{\text{eff}} = 5.5 - 6.7$, gravidades superficiais $\log g = 13.6 - 15.4$ e campo magnético $B = 10^{12} \text{ G}$.

Tabela 2 – Parâmetros do modelo Nsmaxg que são tabulados no XSPEC.

Elemento	$B (10^{12} \text{ G})$	$\log g (\text{cm/s}^2)$	$\log T_{\text{eff}}$
H	0.01	2.4	5.5 - 6.7
H	0.04	2.4	5.5 - 6.7
H	0.07	2.4	5.5 - 6.7
H	0.1	2.4	5.5 - 6.7
H	1.0	0.4 - 2.5	5.5 - 6.8
H	2.0	2.4	5.5 - 6.8
H	4.0	2.4	5.5 - 6.8
H	7.0	2.4	5.5 - 6.8
H	10.0	2.4	5.6 - 6.8
H	30.0	2.4	5.7 - 6.8
H	1.26	1.6	5.5 - 6.8
H	7.0	1.6	5.5 - 6.8
O	1.0	2.4	5.8 - 6.9
O	10.0	2.4	5.8 - 6.9
C	1.0	2.4	5.8 - 6.9
C	10.0	2.4	5.8 - 6.9

4.4 ANÁLISE ESTATÍSTICA

Utilizou-se o método de Cadeia de Markov Monte Carlo (MCMC) para determinar o conjunto de parâmetros $\bar{\theta}_i$ que melhor descreve as curvas de luz de 3XMM J1852+0033. No caso de três pontos quentes, que é o número máximo de pontos considerados na modelagem, eles são

$$\bar{\theta}_i = \left\{ M, R, \log(B/G), i, \theta_1, \theta_2, \phi_2, \theta_3, \phi_3, \theta_{c1}, T_1, \theta_{c2}, T_2, \theta_{c3}, T_3 \right\}, \quad (42)$$

com os parâmetros separados em duas categorias: os parâmetros fixos e os parâmetros seculares. Os parâmetros fixos são apresentados na primeira linha e não mudam para as épocas investigadas (massa da NS M e raio R , seu campo magnético B , posição dos pontos quentes θ_i e ϕ_i ($i = 1, 2, 3$) e, para referência, $\phi_1 \equiv 0$). Os parâmetros seculares podem ter valores diferentes para cada época (tamanhos e temperaturas dos pontos quentes, θ_{ci} e T_i). A Tabela 3 resume suas definições e distribuições de intervalos prévios. A função de distribuição de probabilidade posterior é

$$p(D | \bar{\theta}) \propto \exp\left(-\frac{1}{2}\chi^2\right), \quad (43)$$

com

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (F^{obs} - F^{th}(\bar{\theta}_i))^T \Sigma^{-1} (F^{obs} - F^{th}(\bar{\theta}_i)), \quad (44)$$

onde F^{obs} representa o fluxo observado e F^{th} denota o fluxo teórico total gerado pelos pontos quentes, e Σ^{-1} é definida como a inversa da matriz de covariância N-por-N quadrada, que está associada à variabilidade do fluxo observado. O objetivo de qualquer abordagem MCMC é extrair N amostras $\bar{\theta}_i$ da densidade de probabilidade posterior geral

$$p(\bar{\theta}_i, \alpha | D) = \frac{1}{Z} p(\bar{\theta}, \alpha) p(D | \bar{\theta}, \alpha), \quad (45)$$

onde $p(\bar{\theta}, \alpha)$ e $p(D | \bar{\theta}, \alpha)$ são a distribuição prévia e a função de verossimilhança, respectivamente. Aqui, D e α são o conjunto de observações e possíveis parâmetros perturbativos (por exemplo no que tange as distribuições de probabilidades iniciais dos Priors para cada parâmetro), e Z é o fator de normalização.

Realizamos a análise estatística com base no algoritmo emcee (Foreman-Mackey et al., 2013), assumindo o modelo teórico descrito na subseção 2.3 e os priors uniformes resumidos na Tabela 3. Durante nossa análise, descartamos os primeiros 20% dos passos da cadeia como burn-in. Utilizamos o critério de convergência de Gelman-Rubin (GELMAN; RUBIN, 1992), verificando que todos os parâmetros em nossas cadeias têm $R - 1 < 0.01$, com R quantificando a estatística de Gelman-Rubin, também conhecida como fator de redução de escala potencial.

Tabela 3 – Intervalos dos parâmetros do modelo. A tabela mostra os parâmetros usados no modelo, que são divididos em parâmetros fixos, cujos valores permanecem constantes entre as épocas, e parâmetros seculares, que podem evoluir ao longo do tempo. O intervalo de campo magnético depende da atmosfera escolhida, como H ($10^{10} - 10^{13}$ G), O ($10^{12} - 10^{13}$ G), e C ($10^{12} - 10^{13}$ G). Embora extrapolações além deste intervalo possam ser permitidas para fins numéricos, qualquer cadeia de caminantes fora do intervalo aceitável é descartada para garantir cobertura total.

Parâmetros Fixos		
$M(M_{\odot})$	massa da estrela	0.1 – 2.3
$R(\text{km})$	raio da estrela	7.5 – 20.0
T (keV)	temperatura da superfície da estrela	0.0 – 0.2
$\log_{10}(B/G)$	força do campo magnético	10.0 – 13.0
i	ângulo entre a linha de visão e o eixo de rotação	0 – 90°
θ_1	colatitude do ponto quente um	0 – 90°
θ_2	colatitude do ponto quente dois	0 – 90°
ϕ_2	longitude do ponto quente dois	0 – 360°
θ_3	colatitude do ponto quente três	0 – 180°
ϕ_3	longitude do ponto quente três	0 – 360°
Parâmetros Seculares		
θ_{c1}	semi-abertura do ponto quente um	0 – 90°
T_1 (keV)	temperatura do ponto quente um	0.0 – 1.0
θ_{c2}	semi-abertura do ponto quente dois	0 – 90°
T_2 (keV)	temperatura do ponto quente dois	0.0 – 1.0
θ_{c3}	semi-abertura do ponto quente três	0 – 90°
T_3 (keV)	temperatura do ponto quente três	0.0 – 1.0

Para quantificar melhor a concordância (e/ou discordância) entre os modelos, adotamos o critério de informação de Akaike (AIC) (AKAIKE, 1974), definido como

$$AIC \equiv -2 \ln \mathcal{L}_{\max} + 2p, \quad (46)$$

onde \mathcal{L}_{\max} é o valor máximo da verossimilhança e p é o número total de parâmetros livres no modelo. O AIC é derivado de uma minimização aproximada da divergência de Kullback-Leibler (KULLBACK; LEIBLER, 1951) entre a distribuição de ajuste dos dados e a distribuição verdadeira. Para comparação estatística, a diferença de AIC entre o modelo em estudo e o modelo de referência é calculada.

Foi argumentado em (TAN; BISWAS, 2011) que um modelo é preferido em relação a outro se a diferença de AIC for maior que um valor limite Δ_{thr} . Como regra geral, $\Delta_{thr} = 5$ pode ser considerado o valor mínimo para afirmar um forte suporte em favor do modelo com menor valor de AIC, independentemente das propriedades dos modelos em comparação (LIDDLE, 2007).

Para minimizar os efeitos da resolução temporal da curva de luz, bem como da escolha do binning ao construir as curvas de luz dobradas (perfis de pulso), foram tomadas duas precauções antes do ajuste. Primeiro, o modelo de perfil de pulso foi calculado levando em consideração a resolução temporal dos dados, ou seja, o modelo foi convoluído com uma função top-hat de largura

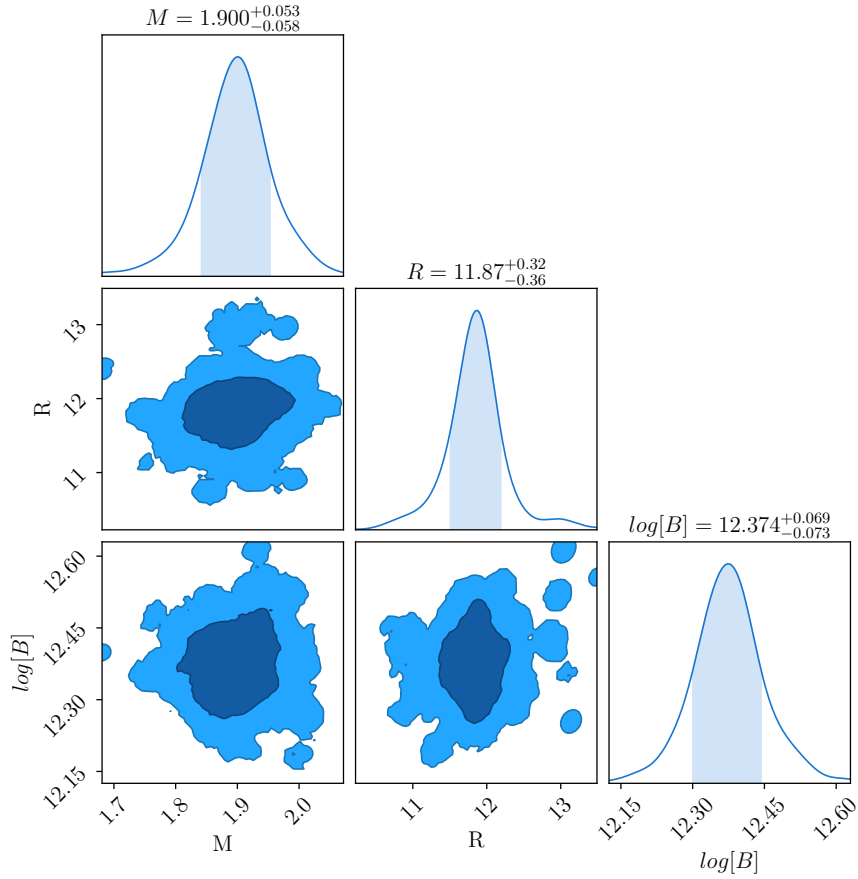


Figura 10 – Espaço paramétrico em níveis de confiança (CLs) de 1σ (azul escuro) e 2σ (azul claro) e distribuição marginalizada unidimensional de M , R e $\log(B)$ para três pontos quentes na superfície de 3XMM J1852+0033, considerando uma atmosfera de hidrogênio. M , R e B são medidos em unidades de M_{\odot} , km, e G, respectivamente. Os valores citados de massa, raio e campo magnético de superfície estão em CL de 1σ .

de 2,6 s. Em segundo lugar, perfis de pulso sintéticos com diferentes binnings foram produzidos para testar se, após a convergência – de acordo com nossa análise Bayesiana – os dados injetados poderiam ser recuperados. Acontece que os perfis de pulso sintéticos produzidos com a mesma resolução temporal de nossos dados de curva de luz dobrada permitem a recuperação da massa injetada e do campo magnético de superfície da estrela dentro de 1σ (CL de 68%). No entanto, o raio injetado da estrela só pôde ser recuperado em 2σ (CL de 95%). O número de pontos quentes foi corretamente recuperado em todos os casos, enquanto as posições e temperaturas dos pontos foram recuperadas apenas dentro de 95% CL. Portanto, para ser conservador, dado a qualidade de nossos dados, só interpretamos observáveis relacionados ao raio, propriedades geométricas e temperaturas dos pontos quentes em 2σ CL.

4.5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Nesta investigação, testamos diversos modelos com diferentes números de pontos quentes e composições atmosféricas (Tabela 4) para determinar qual melhor se ajusta aos dados observacionais. O modelo que apresentou o melhor ajuste foi o de três pontos quentes com uma atmosfera de hidrogênio.

Para avaliar a qualidade dos diferentes modelos, utilizamos o Critério de Informação de Akaike (AIC), ver seção 4.4 para mais detalhes, e também a razão $\chi^2/d.o.f.$ (graus de liberdade). O AIC é uma métrica amplamente utilizada na comparação de modelos, pois considera tanto a qualidade do ajuste quanto a complexidade do modelo, penalizando aqueles com um maior número de parâmetros. Já os graus de liberdade ($d.o.f.$) correspondem ao número total de pontos de dados menos o número de parâmetros livres no modelo. Modelos simultaneamente menores em AIC e $\chi^2/d.o.f.$ são preferidos, pois indicam um melhor equilíbrio entre ajuste e simplicidade.

A utilização deste tipo de critério na comparativa de modelos, remete ao princípio da Navalha de Ockham, que sugere que, em geral, modelos mais simples devem ser preferidos a modelos mais complexos, a menos que a complexidade adicional traga uma melhoria significativa no ajuste. Isso ocorre porque a simplicidade reduz a probabilidade de sobreajuste e facilita a interpretação dos resultados. No entanto, se um modelo mais complexo fornecer um ajuste excepcionalmente melhor aos dados, ele pode ser preferido. O AIC é justamente a ferramenta estatística que equilibra a qualidade do ajuste com a penalização pela complexidade, permitindo formalizar a comparação entre modelos.

O modelo de três pontos quentes apresentou um valor de AIC de 287.03, com $\chi^2/d.o.f. = 197.03/230 = 0.85$, o que indica um excelente ajuste aos dados. Em comparação, o modelo com dois pontos quentes, embora mais simples, apresentou um AIC estimado significativamente maior, em torno de 11157.09, com $\chi^2/d.o.f. = 11091.09/242 = 45.08$. Podemos inferir, da pesquisa precedente (de Lima et al., 2024), que a melhora do nosso modelo com dois pontos quentes, não apresente um valor de AIC muito menores que 647.41, com $\chi^2/d.o.f. = 581.41/242 = 2.40$. Esses resultados mostram que o modelo de dois pontos quentes é claramente inferior.

Além disso, nossos resultados estão de acordo com (de Lima et al., 2024), que também descartou o modelo de um ponto quente devido à incapacidade de convergência nas cadeias de Markov. Isso sugere que o modelo com apenas um ponto não oferece flexibilidade suficiente para ajustar os dados. Por outro lado, o modelo com quatro pontos quentes, ainda mais complexo que o de três, foi penalizado pelo AIC.

Dividimos os parâmetros do modelo em duas categorias: parâmetros fixos e parâmetros seculares. Os **parâmetros fixos** são aqueles que permanecem inalterados ao longo do tempo analisado. Exemplos típicos são a massa e o raio da estrela, que são considerados constantes durante o período das observações. Ao tratar esses parâmetros como fixos, podemos combinar as cinco épocas observacionais em um único conjunto de dados, o que melhora a relação entre

Tabela 4 – Comparação dos AICs e χ^2 s para modelos com três pontos quentes e diferentes composições de atmosfera (C, H, O, Ne); e dois pontos quentes para atmosfera (C,H), ambos para a faixa de energia 0.3–10 keV.

Atmosfera	número de pontos	AIC	χ^2	d.o.f.
Hidrogênio	2	11157.09	11091.09	242
	3	287.03	197.03	230
Carbono	2	1302.10	1236.108	242
	3	451.71	361.71	230
Oxigênio	3	1029.94	939.94	230
Neônio	3	1050.92	960.92	230

o número de parâmetros livres e a quantidade de dados disponíveis. Isso, por sua vez, reduz o valor do AIC, uma vez que a complexidade do modelo é reduzida, resultando em ajustes mais confiáveis.

Por outro lado, há parâmetros que mudam com o tempo, como a temperatura dos pontos quentes, que pode sofrer variações devido a processos como condução térmica, que provoca resfriamento, ou pela queda de material estelar, que pode causar aquecimento. Esses parâmetros, que apresentam uma evolução temporal, são denominados **parâmetros seculares**.

Um exemplo claro do balanço entre o número de parâmetros e a quantidade de dados disponíveis pode ser visto no modelo de três pontos quentes. O espaço inicial de parâmetros possui 16 dimensões (ver Tabela 3), mas o número total de parâmetros livres varia conforme o número de épocas observacionais e a distinção entre parâmetros fixos e seculares. Neste caso, ao considerarmos 5 épocas, com 6 parâmetros seculares e 10 parâmetros fixos, o total de parâmetros livres foi $10 + 6 \times 5 = 40$ (ver Tabela 3). Com 270 pontos de dados disponíveis para essas 5 épocas, o número de graus de liberdade resultou em $d.o.f. = 230$. Dessa forma, para que a relação entre ajuste, χ^2 , e $d.o.f.$ seja satisfatória, ou seja, menor que 1.0, o χ^2 deve ser pelo menos menor que 230. Isso exemplifica como seria mais difícil obter um modelo bem ajustado caso todos os parâmetros fossem seculares, pois então seriam $16 \times 5 = 80$ parâmetros livres a serem ajustados, ao invés de 40.

O melhor ajuste aos dados, considerando todas as épocas simultaneamente, e a geometria associada dos pontos quentes na superfície da estrela são apresentados nas Figuras 11 e 12, respectivamente.

4.5.1 Parâmetros Estelares do Melhor Ajuste

A Tabela 5 resume os principais resultados de nossa análise estatística a 1σ (68% CL). Ao longo do texto, também fornecemos resultados para 95% CL. Devido à qualidade dos dados e aos resultados de nossas injeções de dados, os resultados físicos envolvendo o raio de 3XMM J1852+0033 são interpretados fisicamente apenas a 95% CL. A Figura 10 resume o espaço de parâmetros para alguns parâmetros chave da EN: M , R e B . O ajuste de todas as épocas para os dados de 3XMM J1852+0033 sugere que $M = 1.90^{+0.053}_{-0.058} M_{\odot}$, $R =$

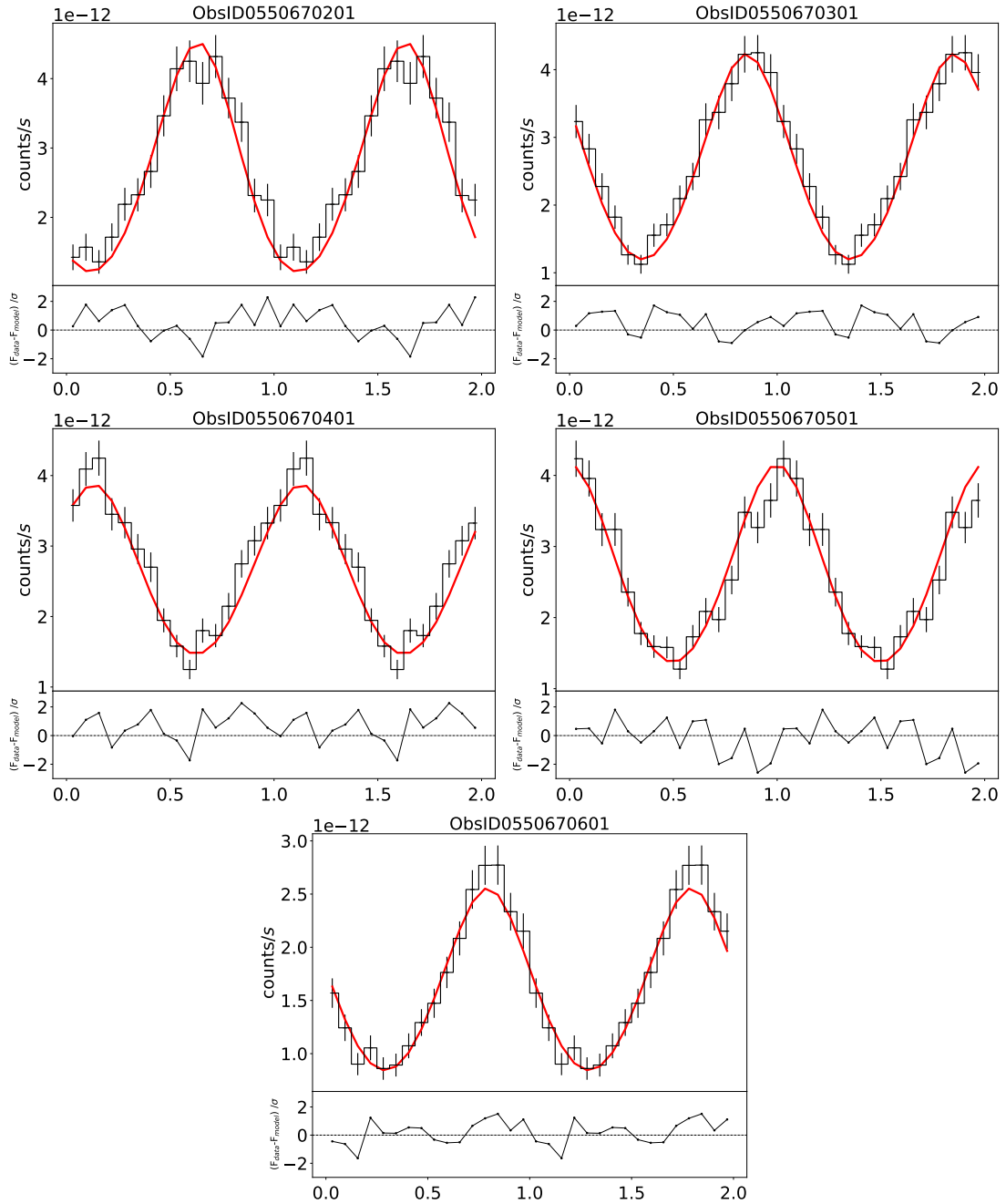


Figura 11 – Perfis de pulso (curvas de luz) em contagens por segundo ao longo da fase, para cada época analisada. Os pontos de dados observacionais são representados pelo histograma em preto, enquanto as curvas sólidas em vermelho mostram os melhores ajustes. A faixa de energia considerada é de 0.3 a 10 keV.

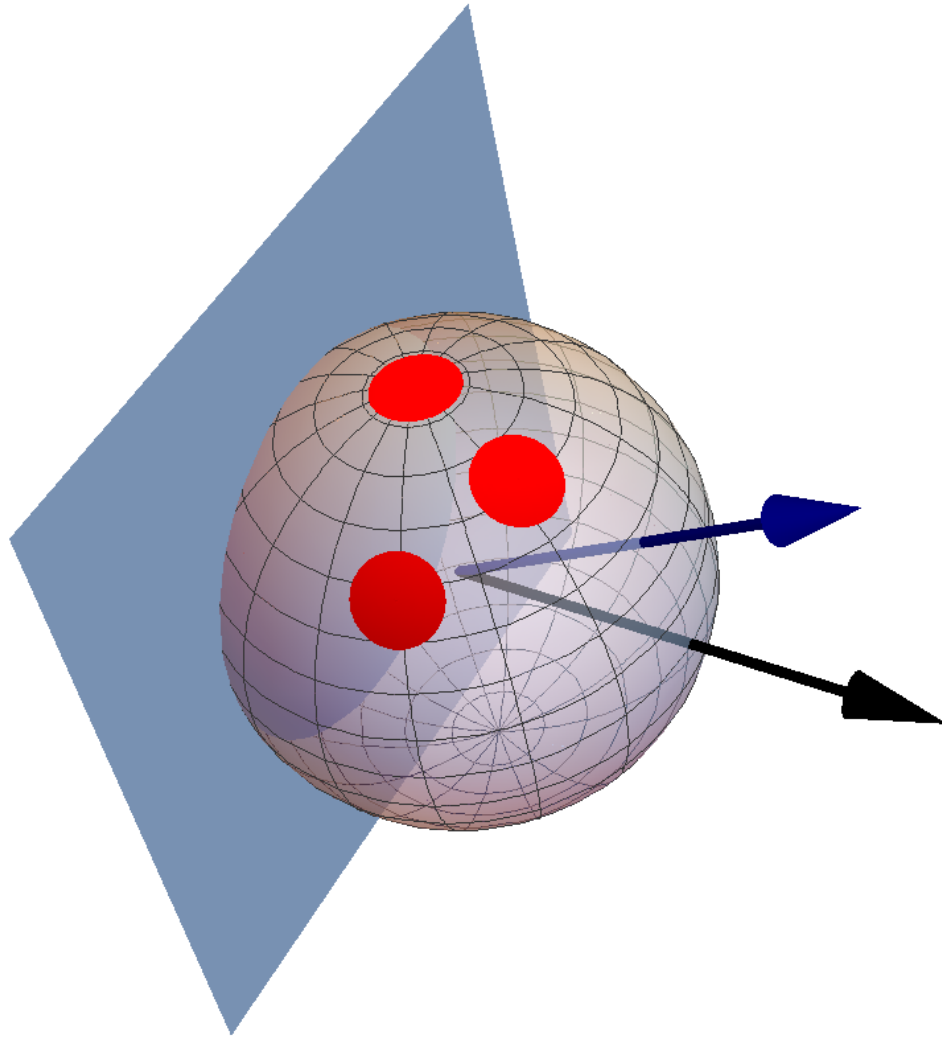


Figura 12 – Representação 3D da geometria do melhor ajuste. Os pontos quentes são indicados como círculos vermelhos, enquanto o eixo de rotação e a linha de visada são representados pelas setas azul e preta, respectivamente. Um plano adicional é mostrado cortando a estrela, destacando a superfície visível ao observador (lado direito da esfera). Observe que a linha de visada é perpendicular a este plano.

$11.87^{+0.32}_{-0.36}$ km e $\log_{10}(B/G) = 12.374^{+0.069}_{-0.073}$ a 1σ ; para 95% CL, temos que $M = 1.90^{+0.1}_{-0.2} M_{\odot}$, $R = 11.87^{+0.13}_{-0.087}$ km e $\log_{10}(B/G) = 12.374^{+0.226}_{-0.224}$. Nossos resultados estão em total concordância com as estimativas recentes do NICER para o raio equatorial do PSR J0740+6620 (Miller et al., 2021; Riley et al., 2021).

4.5.2 Campo Magnético Característico de Pulsar Isolado

O melhor valor ajustado para o campo magnético foi de $B = 5.49 \times 10^{12}$ G. Este valor é consistente com o campo magnético inferido a partir do *spin-down* da estrela ($B < 4.1 \times 10^{13}$ G) (Rea et al., 2014). No entanto, neste último caso, apenas o campo dipolar é considerado. A presença de três pontos quentes sugere que o campo magnético deve ser, na verdade, multipolar (de Lima et al., 2020; de Lima et al., 2024).

Tabela 5 – Parâmetros fixos e seculares estimados de 3XMM J1852+0033 obtidos a partir da modelagem das curvas de luz do *XMM-Newton*.

Parâmetros Fixos									
$M(M_{\odot})$	$R(\text{km})$	$\log(B/G)$	$T(\text{keV})$	i	θ_1	θ_2	ϕ_2	θ_3	ϕ_3
$1.90^{+0.053}_{-0.058}$	$11.87^{+0.32}_{-0.36}$	$12.374^{+0.069}_{-0.073}$	$0.056^{+0.037}_{-0.039}$	$30.2^{+2.0}_{-2.0}$	$59.5^{+1.8}_{-1.6}$	$32.0^{+3.2}_{-3.3}$	$341.61+6.1_{-5.5}$	$48.0^{+3.5}_{-4.2}$	$292.7^{+7.5}_{-6.9}$
Parâmetros Seculares									
Época	ObsID	θ_{c1}	$T_1(\text{keV})$	θ_{c2}	$T_2(\text{keV})$	θ_{c3}	$T_3(\text{keV})$		
A	0550670201	$19.03^{+0.62}_{-0.57}$	$0.3402^{+0.0083}_{-0.009}$	$26.13^{+0.66}_{-0.52}$	$0.3382^{+0.0079}_{-0.0079}$	$26.91^{+0.63}_{-0.64}$	$0.4623^{+0.0069}_{-0.0086}$		
B	0550670301	$24.67^{+0.63}_{-0.67}$	$0.1704^{+0.0089}_{-0.0085}$	$16.78^{+0.69}_{-0.56}$	$0.6549^{+0.0077}_{-0.0083}$	$18.78^{+0.56}_{-0.58}$	$0.3399^{+0.0075}_{-0.0082}$		
C	0550670401	$11.38^{+0.64}_{-0.58}$	$0.505^{+0.0072}_{-0.008}$	$16.30^{+0.66}_{-0.62}$	$0.4952^{+0.0087}_{-0.0082}$	$29.16^{+0.41}_{-0.41}$	$0.1247^{+0.0091}_{-0.0068}$		
D	0550670501	$21.85^{+0.62}_{-0.61}$	$0.3267^{+0.0073}_{-0.0078}$	$29.02^{+0.44}_{-0.45}$	$0.4342^{+0.007}_{-0.0076}$	$4.34^{+0.62}_{-0.61}$	$0.4887^{+0.0085}_{-0.0081}$		
E	0550670601	$19.19^{+0.55}_{-0.64}$	$0.3146^{+0.0087}_{-0.0097}$	$29.15^{+0.39}_{-0.45}$	$0.3988^{+0.0069}_{-0.008}$	$6.31^{+0.67}_{-0.56}$	$0.2472^{+0.0092}_{-0.0082}$		

Todos os ângulos estão em graus.

O valor subcrítico inferido do campo é compatível com um magnetar em seu estágio avançado de evolução, estimado em ~ 1 Myr, ou com estrelas de nêutrons isoladas emissoras de raios-X. A temperatura inferida para a superfície estelar, $T = 0.056^{+0.037}_{-0.039}$ keV (Tabela 5), é coerente com esses grupos de estrelas, que possuem temperaturas características de ~ 0.1 keV. O evento do *outburst*³ e o decaimento nas emissões, compatível com o cenário de resfriamento da crosta, são indícios de que a fonte em análise pode se tratar de um magnetar em um estágio avançado de evolução (Rea et al., 2014). Neste caso, uma atmosfera de hidrogênio é esperada na estrela como consequência direta da sedimentação de elementos pesados da crosta em direção a camadas mais internas. O baixo campo magnético, uma atmosfera de hidrogênio e emissões isotrópicas são consistentes com o resfriamento natural da estrela neste cenário.

Por outro lado, a possível associação da fonte com a SNR Kes79 pode indicar um cenário diferente, como apontado em (de Lima et al., 2024). O valor subcrítico inferido para B pode sugerir que a fonte 3XMM J1852+0033 experimentou enterramento de seus campos magnéticos devido à acreção de material proveniente da SNR Kes 79. De fato, uma pequena quantidade de massa acrecida (quando comparada à massa estelar) de cerca de $5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ já seria suficiente para enterrar campos magnéticos da ordem de 10^{14} G e levar a campos de superfície ao redor de $10^{11} - 10^{12}$ G por cerca de $10^3 - 10^4$ anos (Viganò; Pons, 2012). O remanescente de supernova Kes 79 tem idade estimada entre 4.4 e 6.7 kyr (He et al., 2022). Especulando-se, neste cenário, que a fonte 3XMM J1852+0033 tem sua origem em um sistema binário anterior ao evento da supernova que originou a Kes 79, nossos resultados anteriores podem sugerir que estamos observando neste momento a reemergência do campo magnético.

Uma abordagem para distinguir entre esses cenários é aprimorar a estimativa da distância da fonte, que até o momento foi assumida como a mesma do remanescente de supernova Kes 79. Além disso, a idade da fonte representa outra variável crucial a ser considerada.

³ *surto de emissão* ou simplesmente *explosão*. Trata-se do evento que deu início às emissões de Raios-X analisadas neste trabalho em cinco épocas.

4.5.3 Alta Massa e a Possibilidade de Transições de Fase de Matéria Densa

Uma consequência relevante dos nossos melhores resultados é a possibilidade de uma alta massa para 3XMM J1852+0033. Os valores obtidos estão na mesma faixa dos pulsares mais massivos (Demorest et al., 2010; Antoniadis et al., 2013; Fonseca et al., 2016; Cromartie et al., 2020) e abaixo da massa máxima estimada (para estrelas não rotativas) inferida a partir da análise de GW e kilonova ($\sim 2.16^{+0.17}_{-0.15} M_{\odot}$) (Rezzolla; Most; Weih, 2018). Portanto, se confirmado, 3XMM J1852+0033 constituiria uma das estrelas de nêutrons mais massivas até hoje. É interessante notar, que o melhor valor ajustado para M usando três pontos é muito próximo da massa inferida para dois pontos quentes, o que significa que uma grande massa persiste para diferentes modelos, fortalecendo o caso de 3XMM J1852+0033 ser um magnetar massivo (de Lima et al., 2024).

A possibilidade de uma alta massa para 3XMM J1852+0033 também torna natural especular se ele pode ter um núcleo exótico (por exemplo, de quarks). Estudos estatísticos sugerem que a massa de transição de fase deve ser alta, em torno de $2M_{\odot}$ (Annala et al., 2020), e isso tornaria 3XMM J1852+0033 outro forte candidato para sondar núcleos exóticos.

4.6 COMPARAÇÃO COM OS RESULTADOS ANTERIORES DO GRUPO DE PESQUISA

Nosso grupo investigou anteriormente o pulsar 3XMM J185246.6+003317 e apresentou evidências de que ele poderia ser classificado como um magnetar de baixa intensidade de campo magnético e alta massa (de Lima et al., 2024). A modelagem indicou que a atmosfera da estrela poderia ser composta de carbono, com um campo magnético subcrítico e uma massa próxima de $2 M_{\odot}$.

O presente estudo expande essa investigação ao considerar emissões isotrópicas. Nossos resultados sugerem a presença de uma atmosfera de hidrogênio. Esses novos achados são consistentes com um cenário em que a fonte não está associada à supernova e que portanto não houve soterramento dos campos magnéticos pelos detritos da SNR e pelo mesmo motivo sua atmosfera não sofreu aumento de densidade. Isso é compatível com magnetares antigos ou estrelas de nêutrons isoladas emissoras de raios-X (XINS), com idade estimada em aproximadamente 1 Myr (Rea et al., 2014). O modelo teórico que propõe que XINS e alguns pulsares de baixo campo sejam magnetares antigos com baixa atividade foi explorado em estudos como (PONS; PERNA, 2011).

Em atmosferas densas, como as de carbono, ocorre uma intensa interação entre a radiação e a matéria, o que reduz o livre caminho médio dos fótons de raios X ao tentarem escapar da fonte. Nesse cenário, espera-se uma radiação fortemente anisotrópica e difusa, resultando em feixes com pequena abertura angular. Caso a fonte esteja realmente associada à SNR Kes,79 e haja uma significativa acreção de material, a anisotropia na emissão dos feixes deve ser levada em consideração, conforme discutido em (de Lima et al., 2024). Além disso, uma atmosfera de carbono torna-se uma possibilidade relevante. Neste trabalho, no entanto, optamos por

desconsiderar o aspecto anisotrópico da emissão, concentrando-nos em emissões isotrópicas provenientes de pontos quentes na superfície estelar. Essa abordagem favorece a interpretação de que a fonte não está associada à Kes,79, sugerindo a presença de uma atmosfera leve, onde o livre caminho médio dos fótons é mais extenso.

A Tabela 6 sintetiza os principais pontos de comparação entre os dois modelos

Tabela 6 – Comparação entre os resultados dos estudos

Aspecto	Estudo Anterior	Estudo Atual
Estado	Associação da fonte com a SNR Kes79	Dissociação da fonte com a SNR Kes79
Idade	4.4 a 6.7 kyr	1 Myr
Baixo Campo	Enterramento de seus campos magnéticos devido à acreção de material proveniente da SNR Kes79	Magnetar em seu estágio avançado de evolução
Atmosfera	Carbono, devido à depleção de hidrogênio como consequência da difusão nas camadas mais densas e quentes de uma EN jovem	Hidrogênio, esperado na estrela como consequência direta da sedimentação de elementos pesados da crosta em direção a camadas mais internas
Emissão	Anisotrópica, devido à forte interação entre a radiação e a matéria, reduzindo o livre caminho médio dos fótons de raios-X	Isotrópica, devido à fraca interação entre a radiação e a matéria, aumentando o livre caminho médio dos fótons de raios-X

Vale ressaltar que, em ambos os cenários, encontramos resultados semelhantes, e.g. $M \sim 2 M_{\odot}$, três pontos quentes e um campo magnético multipolar.

Reforçamos que, para um refinamento maior do modelo, é essencial determinar com maior precisão se a fonte está ou não associada à SNR.

4.6.1 Impacto da Modelagem nas Incertezas dos Parâmetros

Pode parecer surpreendente que as incertezas na massa e no raio sejam apenas de cerca de 10% – 15%, dado que os dados do MOS2 do XMM-Newton têm uma resolução temporal que é apenas cerca de 1/4 do período de rotação do magnetar. No entanto, levamos isso em consideração em nossa análise convoluindo a integração do fluxo com uma função degrau que tem uma largura temporal equivalente à resolução do satélite.

Além disso, utilizamos dados de cinco épocas e ajuste simultâneo às mesmas. Um número considerável de nossos parâmetros é fixo para todas as épocas, por exemplo a massa M , o que aumenta significativamente a precisão dos nossos resultados.

Finalmente, embora o número de bins por fase seja relativamente baixo (50), obtivemos resultados precisos para a temperatura e os mapas dos pontos quentes na estrela porque os perfis

de pulso têm uma reconstrução aproximada sinusoidal (o que significa que o número de pontos não é crucial pois pequenas morfologias no sinal não são ajustadas). O preço a pagar por essa reconstrução de perfil de pulso é a dificuldade de encontrar detalhes de estrutura fina na estrela, que de fato ignoramos.

Embora o que obtemos sejam basicamente resultados "suavizados", eles ainda nos dizem aspectos interessantes sobre a estrela. Por exemplo, modelos com um ou dois pontos quentes não são tão bons quanto três, e isso já pode nos dar insights interessantes sobre as propriedades dos campos magnéticos em magnetars.

4.7 TEMPERATURA DOS SPOTS E ÂNGULO DE ABERTURA

A complexidade de inferir as propriedades das estrelas de nêutrons (ENs) por meio da modelagem dos perfis de pulso se deve ao grande número de parâmetros que precisam ser considerados. Para reduzir esse espaço de parâmetros, os perfis de pulso são frequentemente calculados sob a suposição de que o ponto quente tem uma dimensão infinitesimal, simplificando assim o modelo. No entanto, a validade dessa suposição depende das características específicas da estrela de nêutrons em questão, como a intensidade do campo magnético, a dinâmica da superfície e a estrutura interna. Os perfis de pulso, além de codificar informações sobre a localização do ponto quente, possuem uma dependência com o tamanho do ponto quente. Em particular, à medida que o tamanho do ponto aumenta, o perfil torna-se mais senoidal. (BAUBÖCK; PSALTIS; ÖZEL, 2015).

A relação entre a abertura angular do ponto quente e sua temperatura é complexa: ângulos de abertura maiores geralmente apresentam uma distribuição de calor mais uniforme. A temperatura no ponto quente tende a ser mais alta no centro e diminui em direção às bordas, especialmente quando a mancha é originada por processos localizados, como eventos de acreção. Esse gradiente de temperatura resulta em um espectro de emissão que depende do tamanho angular do ponto quente, com a correlação dinâmica entre a abertura angular e a temperatura indicando que ângulos maiores frequentemente refletem uma queda na temperatura devido à dispersão térmica (ZAVLIN; PAVLOV, 2002).

Espera-se que a configuração do campo magnético evolua ao longo da vida de um pulsar, sendo essencial prever distribuições de aquecimento para uma ampla gama de pulsares em diferentes estágios evolutivos para a compreensão da física desses objetos. Pulsares alimentados pela rotação são especialmente interessantes, pois sua magnetosfera pode se encontrar em diversos estados ao longo de um período de observação, exibindo, assim, diferentes assinaturas de emissão de raios X e rádio (BILOUS et al., 2019).

Ao medir a modulação dos pulsos e a intensidade da emissão, é possível ajustar modelos de resfriamento que relacionem diretamente a geometria do ponto quente com a temperatura observada (BILOUS et al., 2019). Obter modelos de ajuste mais precisos é crucial para entender o comportamento térmico e a estrutura das camadas externas das estrelas de nêutrons, fornecendo

insights valiosos sobre sua estrutura interna e campo magnético, que influenciam a dissipação de calor e a abertura angular efetiva dos pontos quentes (POTEKHIN; PONS; PAGE, 2015).

Nossos dados são consistentes com o processo de resfriamento esperado em função da abertura angular do ponto quente. No entanto, processos complexos de interação entre a estrutura interna da estrela e a superfície magneticamente ativa podem provocar inversões, onde o aumento da temperatura se correlaciona com a ampliação da abertura angular do spot. Esse comportamento pode ser explicado por acreções residuais de material interestelar capturado pela gravidade da estrela, ou pela redistribuição interna de calor associada a supercondutividade parcial. (Figura 13).

Essas nuances estruturais não puderam ser exploradas em detalhes dentro do modelo atual. No entanto, os dados trazem perspectivas promissoras para um estudo mais aprofundado sobre o impacto da geometria do spot na descrição dos processos de propagação de calor na superfície estelar. Isso contribui para nossa compreensão da complexidade estrutural das estrelas de nêutrons.

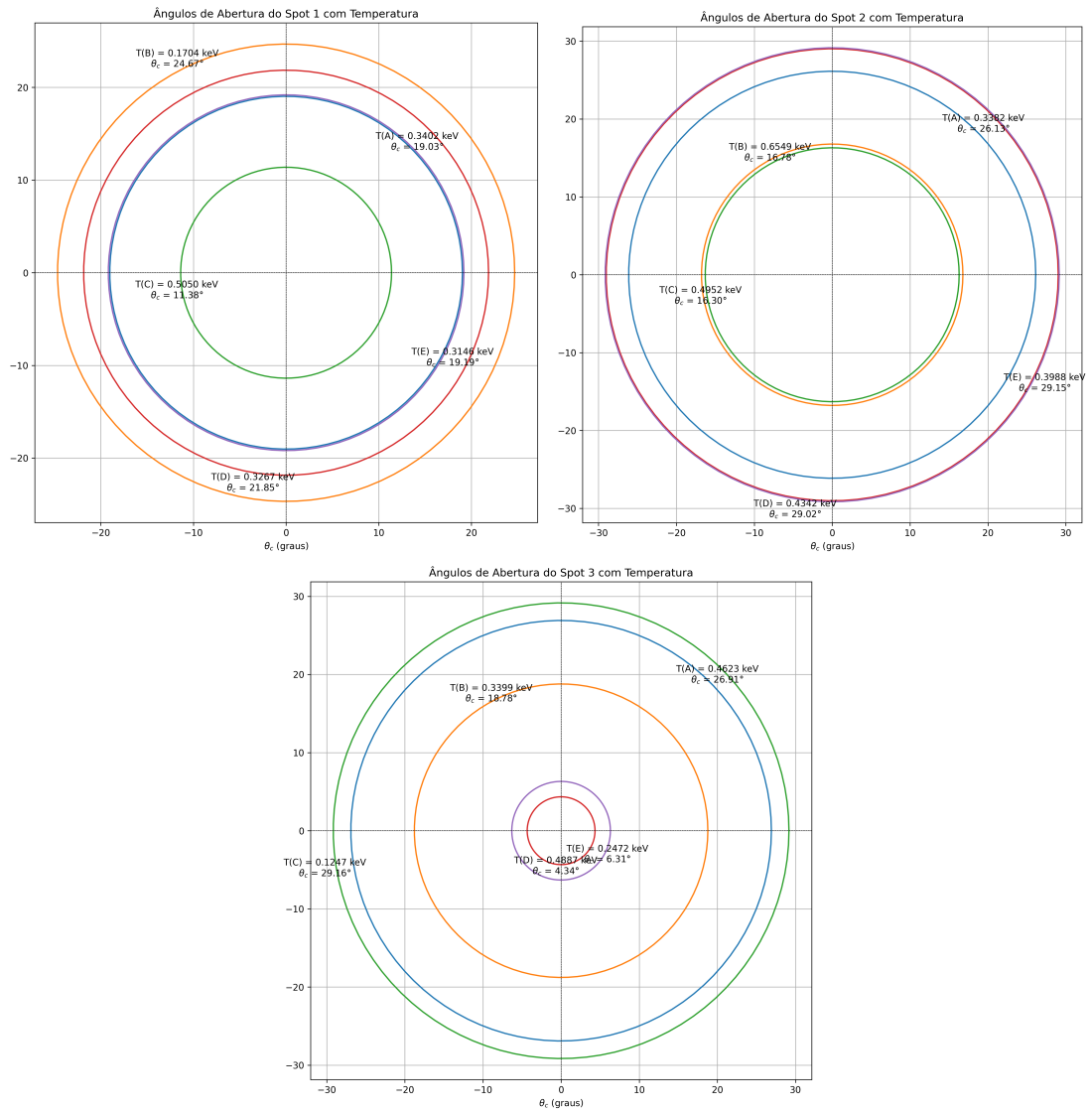


Figura 13 – Curvas de representação do ângulo de abertura dos pontos quentes e da temperatura associada, registradas em cada época observada.

4.8 CONCLUSÕES

Neste trabalho, realizamos uma análise detalhada da fonte de raios X 3XMM J1852+0033, utilizando dados obtidos pelo satélite XMM-Newton. Através de modelagem de perfis de pulso, utilizado modelo de traçado de raio, associado a um fluxo normalizado com o valor médio do fluxo não absorvido, e análise de atmosferas de estrelas de nêutrons, conseguimos obter estimativas para diversos parâmetros físicos da estrela, incluindo sua massa, raio e campo magnético de superfície, que puderam ser confrontados com resultados de estudos anteriores. Os principais resultados deste trabalho são:

- O melhor modelo de ajuste foi aquele com três pontos quentes e uma atmosfera de hidrogênio, indicando que uma estrutura multipolar do campo magnético ajusta melhor o perfil de pulso observável. O modelo apresentou um AIC significativamente menor em comparação com modelos de dois pontos quentes, confirmando o resultado encontrado anteriormente pelo grupo para o número de três pontos quentes na estrela, mas divergindo na composição atmosférica de carbono (de Lima et al., 2024).
- As estimativas para a massa e raio de 3XMM J1852+0033 são $M = 1.90^{+0.053}_{-0.058} M_{\odot}$, $R = 11.87^{+0.32}_{-0.36}$ km e $\log_{10}(B/G) = 12.374^{+0.069}_{-0.073}$ a 1σ , corroborando a hipótese que esta estrela de nêutrons pode fazer parte do grupo das mais massivas já observadas.
- A força do campo magnético de superfície inferida é da ordem de $10^{11} - 10^{12}$ G, consistente com uma estrela de nêutron isolada de baixo campo, com atmosfera de hidrogênio (MORI; HO, 2007).
- A composição atmosférica predominante em hidrogênio, em detrimento de atmosferas compostas por carbono, hélio e néon, oferece uma perspectiva relevante para a análise da fonte. Pois o modelo fornece ajustes mais precisos para a emissão observada, condizente com uma estrela de nêutron de baixo campo e isolada.

Nosso trabalho representa mais um passo em direção a estudos sistemáticos na extração de parâmetros de estrelas de nêutrons à partir de curvas de luz de pulsares, uma área de pesquisa relativamente nova, visto que os primeiros trabalhos a avançarem esta técnica no estudo de campos multipolares foram publicados em 2019 e 2020, ver (Riley et al., 2019) e (de Lima et al., 2020).

Para extrair parâmetros de estrelas de nêutrons de forma mais precisa, são necessárias melhorias adicionais na modelagem e na redução de dados. Em estudos futuros, planejamos:

- (i) investigar modelos atmosféricos que considerem uma gama mais ampla de elementos (além de hidrogênio, oxigênio e carbono) e orientações de campo magnético (por exemplo, casos em que o campo magnético não é paralelo à normal da superfície da NS);
- (ii) refinar melhor os dados de pulsares disponíveis. Por exemplo, a utilização de dados de fontes observadas pela missão da NICER (Neutron Star Interior Composition Explorer Mission);

(iii) ampliar a faixa de campos magnéticos nas tabelas de atmosfera de NS para cobrir também campos supercríticos.

REFERÊNCIAS

- AKAIKE, H. A new look at the statistical model identification. **IEEE Transactions on Automatic Control**, v. 19, n. 6, p. 716–723, 1974. Citado na página 41.
- Annala, Eemeli et al. Evidence for quark-matter cores in massive neutron stars. **Nature Physics**, v. 16, n. 9, p. 907–910, jun. 2020. Citado na página 48.
- Antoniadis, John et al. A Massive Pulsar in a Compact Relativistic Binary. **Science**, v. 340, n. 6131, p. 448, abr. 2013. Citado na página 48.
- Arnaud, K. A. XSPEC: The First Ten Years. In: Jacoby, George H.; Barnes, Jeannette (Ed.). **Astronomical Data Analysis Software and Systems V**. [S.l.: s.n.], 1996. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 101), p. 17. Citado 2 vezes nas páginas 36 e 37.
- BAUBÖCK, Michi; PSALTIS, Dimitrios; ÖZEL, Feryal. Effects of spot size on neutron-star radius measurements from pulse profiles. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 811, n. 2, p. 144, set. 2015. ISSN 1538-4357. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/811/2/144>>. Citado na página 50.
- BELOBORODOV, A. M. Gravitational Bending of Light Near Compact Objects. , v. 566, p. L85–L88, fev. 2002. Citado na página 28.
- BILOUS, A. V. et al. A nicer view of psr j0030+0451: Evidence for a global-scale multipolar magnetic field. **The Astrophysical Journal Letters**, American Astronomical Society, v. 887, n. 1, p. L23, dez. 2019. ISSN 2041-8213. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ab53e7>>. Citado na página 50.
- BORGHESE, Alice. Exploring the neutron star zoo: An observational review. **Proceedings of the International Astronomical Union**, Cambridge University Press (CUP), v. 16, n. S363, p. 51–60, jun. 2020. ISSN 1743-9221. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1017/S1743921322000357>>. Citado 5 vezes nas páginas 9, 15, 18, 19 e 20.
- Chang, Philip; Bildsten, Lars. Evolution of Young Neutron Star Envelopes. , v. 605, n. 2, p. 830–839, abr. 2004. Citado na página 15.
- Coelho, Jaziel G. et al. The rotation-powered nature of some soft gamma-ray repeaters and anomalous X-ray pulsars. , v. 599, p. A87, mar. 2017. Citado na página 32.
- Cromartie, H. T. et al. Relativistic Shapiro delay measurements of an extremely massive millisecond pulsar. **Nature Astronomy**, v. 4, p. 72–76, jan. 2020. Citado na página 48.
- de Lima, Rafael C. R. et al. Evidence for a Multipolar Magnetic Field in SGR J1745-2900 from X-Ray Light-curve Analysis. , v. 889, n. 2, p. 165, fev. 2020. Citado 6 vezes nas páginas 9, 16, 27, 37, 46 e 53.
- de Lima, Rafael C. R. et al. Evidence for 3xmm j185246.6+003317 as a massive magnetar with a low magnetic field. 2024. Citado 7 vezes nas páginas 16, 37, 43, 46, 47, 48 e 53.
- DEDEO, Simon; PSALTIS, Dimitrios; NARAYAN, Ramesh. General Relativistic Constraints on Emission Models of Anomalous X-Ray Pulsars. , v. 559, n. 1, p. 346–352, Sep 2001. Citado na página 29.

- Demorest, P. B. et al. A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay. , v. 467, n. 7319, p. 1081–1083, out. 2010. Citado na página 48.
- Fonseca, E. et al. Refined Mass and Geometric Measurements of the High-mass PSR J0740+6620. , v. 915, n. 1, p. L12, jul. 2021. Citado na página 16.
- Fonseca, Emmanuel et al. The NANOGrav Nine-year Data Set: Mass and Geometric Measurements of Binary Millisecond Pulsars. , v. 832, n. 2, p. 167, dez. 2016. Citado na página 48.
- Foreman-Mackey, Daniel et al. emcee: The MCMC Hammer. , v. 125, n. 925, p. 306, mar. 2013. Citado na página 40.
- GELMAN, Andrew; RUBIN, Donald B. Inference from Iterative Simulation Using Multiple Sequences. **Statistical Science**, Institute of Mathematical Statistics, v. 7, n. 4, p. 457 – 472, 1992. Disponível em: <<https://doi.org/10.1214/ss/1177011136>>. Citado na página 40.
- He, Xinbo et al. Spatially Decomposed γ -Ray Features Surrounding Supernova Remnant Kes 79 and PSR J1853+0056. , v. 928, n. 1, p. 89, mar. 2022. Citado na página 47.
- HEBELER, K. et al. Equation of state and neutron star properties constrained by nuclear physics and observation. **Astrophys. J.**, v. 773, p. 11, 2013. Citado na página 15.
- HO, Wynn C.G. et al. Modeling atmosphere emission from magnetic neutron stars. **Advances in Space Research**, v. 40, n. 10, p. 1432–1440, 2007. ISSN 0273-1177. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117707003456>>. Citado na página 37.
- HO, Wynn C. G. Nsmaxg: A new magnetic neutron star spectral model in xspec. **Proceedings of the International Astronomical Union**, Cambridge University Press, v. 9, n. S302, p. 435–438, 2013. Citado na página 37.
- Ho, Wynn C. G. NSMAXG: A new magnetic neutron star spectral model in XSPEC. In: Petit, Pascal; Jardine, Moira; Spruit, Hendrik C. (Ed.). **Magnetic Fields throughout Stellar Evolution**. [S.l.: s.n.], 2014. v. 302, p. 435–438. Citado na página 38.
- Ho, Wynn C. G.; Heinke, Craig O. A neutron star with a carbon atmosphere in the Cassiopeia A supernova remnant. , v. 462, n. 7269, p. 71–73, nov. 2009. Citado na página 37.
- HO, Wynn C. G.; POTEKHIN, Alexander Y.; CHABRIER, Gilles. Model x-ray spectra of magnetic neutron stars with hydrogen atmospheres. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, American Astronomical Society, v. 178, n. 1, p. 102–109, sep 2008. Disponível em: <<https://doi.org/10.1086/589238>>. Citado 2 vezes nas páginas 37 e 38.
- Kaspi, Victoria M.; Beloborodov, Andrei M. Magnetars. , v. 55, n. 1, p. 261–301, ago. 2017. Citado na página 33.
- KULLBACK, S.; LEIBLER, R. A. On Information and Sufficiency. **The Annals of Mathematical Statistics**, Institute of Mathematical Statistics, v. 22, n. 1, p. 79 – 86, 1951. Disponível em: <<https://doi.org/10.1214/aoms/1177729694>>. Citado na página 41.
- LIDDLE, A. R. Information criteria for astrophysical model selection. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters**, Oxford University Press (OUP), v. 377, n. 1, p. L74–L78, May 2007. ISSN 1745-3933. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1111/j.1745-3933.2007.00306.x>>. Citado na página 41.

Miller, M. C. et al. The Radius of PSR J0740+6620 from NICER and XMM-Newton Data. , v. 918, n. 2, p. L28, set. 2021. Citado na página 46.

MORI, Kaya; HO, Wynn C. G. Modelling mid-Z element atmospheres for strongly magnetized neutron stars. , v. 377, n. 2, p. 905–919, 04 2007. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11663.x>>. Citado 3 vezes nas páginas 32, 37 e 53.

Olausen, S. A.; Kaspi, V. M. The McGill Magnetar Catalog. , v. 212, n. 1, p. 6, maio 2014. Citado na página 33.

PONS, Jose A.; PERNA, Rosalba. Magnetars versus high magnetic field pulsars: A theoretical interpretation of the apparent dichotomy. **The Astrophysical Journal**, The American Astronomical Society, v. 741, n. 2, p. 123, oct 2011. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/741/2/123>>. Citado na página 48.

POTEKHIN, Alexander Y.; PONS, José A.; PAGE, Dany. Neutron stars—cooling and transport. **Space Science Reviews**, Springer Science and Business Media LLC, v. 191, n. 1–4, p. 239–291, jul. 2015. ISSN 1572-9672. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/s11214-015-0180-9>>. Citado na página 51.

Rea, N. et al. 3XMM J185246.6+003317: Another Low Magnetic Field Magnetar. , v. 781, p. L17, jan. 2014. Citado 6 vezes nas páginas 33, 35, 38, 46, 47 e 48.

Rezzolla, Luciano; Most, Elias R.; Weih, Lukas R. Using Gravitational-wave Observations and Quasi-universal Relations to Constrain the Maximum Mass of Neutron Stars. , v. 852, n. 2, p. L25, jan. 2018. Citado na página 48.

Riley, T. E. et al. A NICER View of PSR J0030+0451: Millisecond Pulsar Parameter Estimation. , v. 887, n. 1, p. L21, dez. 2019. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 53.

Riley, Thomas E. et al. A NICER View of the Massive Pulsar PSR J0740+6620 Informed by Radio Timing and XMM-Newton Spectroscopy. , v. 918, n. 2, p. L27, set. 2021. Citado na página 46.

SCHARTEL, Norbert et al. Xmm-newton. In: _____. **Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics**. Springer Nature Singapore, 2022. p. 1–38. ISBN 9789811645440. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1007/978-981-16-4544-0_41-1>. Citado na página 32.

SCHUTZ, Bernard. **A First Course in General Relativity**. 2. ed. Cambridge University Press, 2009. ISBN 9780511984181. Disponível em: <<http://ebooks.cambridge.org/ref/id/CBO9780511984181>>. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 24.

SCHUTZ, Bernard F. **Gravity from the Ground Up: An Introductory Guide**. Cambridge: Cambridge University Press, 2003. ISBN 978-0521019756. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 16.

SEWARD, F. D. et al. A Compact Central Object in the Supernova Remnant Kesteven 79. , v. 584, n. 1, p. 414–417, fev. 2003. Citado na página 32.

SILVA, Rodrigo Reinert da. **Perfis de Pulso de Estrelas de Nêutrons com Colunas de Acreção**. 56 p. Dissertação (Dissertação (Mestrado)) — Universidade do Estado de Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas, Programa de Pós-Graduação em Física, Joinville, 2022. Orientador: Dr. Rafael Camargo Rodrigues de Lima. Coorientador: Dr. Edgard Pacheco Moreira Amorim. Citado 3 vezes nas páginas 9, 18 e 27.

Sun, M. et al. Chandra View of Kesteven 79: A Nearly Isothermal Supernova Remnant with Rich Spatial Structure. , v. 605, n. 2, p. 742–750, abr. 2004. Citado na página 33.

TAN, M. Y. J.; BISWAS, Rahul. The reliability of the akaike information criterion method in cosmological model selection. , Oxford University Press (OUP), v. 419, n. 4, p. 3292–3303, Dec 2011. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19969.x>>. Citado na página 41.

TUROLLA, R.; NOBILI, L. Pulse profiles from thermally emitting neutron stars. **The Astrophysical Journal**, The American Astronomical Society, v. 768, n. 2, p. 147, apr 2013. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/768/2/147>>. Citado 4 vezes nas páginas 9, 28, 29 e 30.

Turolla, R.; Nobili, L. Pulse Profiles from Thermally Emitting Neutron Stars. , v. 768, p. 147, maio 2013. Citado na página 37.

Turolla, R.; Zane, S.; Watts, A. L. Magnetars: the physics behind observations. A review. **Reports on Progress in Physics**, v. 78, n. 11, p. 116901, nov. 2015. Citado na página 33.

VIDAÑA, Isaac. A short walk through the physics of neutron stars. **The European Physical Journal Plus**, v. 133, n. 10, p. 1–30, 2018. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1140/epjp/i2018-12209-6>>. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 18.

Viganò, D.; Pons, J. A. Central compact objects and the hidden magnetic field scenario. , v. 425, n. 4, p. 2487–2492, out. 2012. Citado na página 47.

Younes, George et al. Pulse Peak Migration during the Outburst Decay of the Magnetar SGR 1830-0645: Crustal Motion and Magnetospheric Untwisting. , v. 924, n. 2, p. L27, jan. 2022. Citado na página 34.

ZAVLIN, V. E.; PAVLOV, G. G. **Modeling Neutron Star Atmospheres**. 2002. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/astro-ph/0206025>>. Citado na página 50.

Zhou, P. et al. Discovery of the Transient Magnetar 3XMM J185246.6+003317 near Supernova Remnant Kesteven 79 with XMM-Newton. , v. 781, p. L16, jan. 2014. Citado 4 vezes nas páginas 16, 32, 33 e 35.

Zhou, Ping et al. Multi-wavelength Study of the Supernova Remnant Kes 79 (G33.6+0.1): On Its Supernova Properties and Expansion into a Molecular Environment. , v. 831, n. 2, p. 192, nov. 2016. Citado na página 33.

GLOSSÁRIO

Magnetar: Um tipo de estrela de nêutrons com um campo magnético extremamente forte, tipicamente na ordem de 10^{14} a 10^{15} G, que emite radiação em raios-X e gama.

Pulsares de Raios-X Anômalos (AXP): Uma classe de estrelas de nêutrons que, assim como os magnetares, possuem campos magnéticos intensos e emitem radiação em raios-X de forma anômala, sem depender exclusivamente da rotação para essa emissão.

Repetidores de Raios Gama Suaves (SGR): Estrelas de nêutrons que ocasionalmente emitem rajadas de radiação gama, frequentemente associadas a magnetares.

Supernova Remnant (SNR): Remanescente de uma supernova, composta por uma nuvem em expansão de material ejetado após a explosão da estrela original.

Atmosfera Subcrítica: Uma atmosfera estelar onde o campo magnético é considerado fraco em comparação aos magnetares típicos, o que afeta a maneira como a radiação interage com a matéria estelar.

Curvas de Luz: Gráficos que representam a variação de brilho de um objeto astronômico ao longo do tempo, úteis para inferir propriedades como rotação e composição.

Ray-Tracing (Traçado de Raios): Técnica usada para modelar o comportamento da radiação emitida por um objeto sob a influência de campos gravitacionais intensos, como os de uma estrela de nêutrons.

Spin-down: Processo pelo qual a rotação de uma estrela de nêutrons desacelera ao longo do tempo, geralmente devido à emissão de radiação eletromagnética ou ao vento estelar.

Massa Canônica: O valor geralmente assumido para a massa de uma estrela de nêutrons, aproximadamente $1.4M_{\odot}$, usado como base em muitos modelos astrofísicos.

Cadeia de Markov Monte Carlo (MCMC): Um método estatístico usado para amostrar distribuições complexas e estimar parâmetros astrofísicos, como massa e raio de estrelas de nêutrons.

Colimação de Feixe: O processo de confinamento de radiação dentro de uma abertura angular pequena, como pode ocorrer em atmosferas estelares densas, onde o livre caminho médio dos fótons é reduzido.

Campo Dipolar: Configuração magnética onde o campo magnético possui dois polos, sendo a forma dominante em muitas estrelas de nêutrons, mas que pode coexistir com componentes multipolares.

Campo Multipolar: Configuração magnética mais complexa que o campo dipolar, possuindo mais de dois polos, o que pode explicar a presença de múltiplos pontos quentes em estrelas de nêutrons.

Ponto Quente: Região na superfície de uma estrela de nêutrons onde a emissão de radiação é mais intensa devido ao aquecimento local, possivelmente causado por campos magnéticos.

Acreção: Processo pelo qual uma estrela de nêutrons acumula matéria de seu ambiente, o que pode alterar sua evolução e o comportamento de seu campo magnético.

Soterramento de Campo Magnético: Fenômeno em que o campo magnético de uma estrela de nêutrons é temporariamente enfraquecido ou "soterrado" por material acrescido, como detritos de uma supernova.

Relatividade Geral: Teoria da gravitação proposta por Albert Einstein, que descreve como a matéria e a energia influenciam a curvatura do espaço-tempo, resultando nos fenômenos gravitacionais.

Curvatura do Espaço-Tempo: Conceito central na Relatividade Geral, onde a presença de massa ou energia distorce o espaço-tempo, afetando o movimento dos objetos. A gravidade é interpretada como essa curvatura.

Buraco Negro: Um objeto astronômico com um campo gravitacional tão intenso que nem mesmo a luz pode escapar de sua influência. É previsto pela Relatividade Geral como uma solução extrema das equações de Einstein.

Horizonte de Eventos: A fronteira de um buraco negro além da qual nada pode escapar, incluindo a luz. Qualquer evento que ocorra dentro desse limite é invisível para um observador externo.

Singularidade: Um ponto no espaço-tempo onde as equações da Relatividade Geral se tornam indefinidas, como ocorre no centro de um buraco negro, onde a densidade da matéria tende ao infinito.

Equações de Campo de Einstein: As equações fundamentais da Relatividade Geral, que relacionam a distribuição de massa e energia à curvatura do espaço-tempo. Elas descrevem como a gravidade funciona no universo.

Dilatação Gravitacional do Tempo: Fenômeno previsto pela Relatividade Geral, em que o tempo passa mais lentamente em regiões com campos gravitacionais mais fortes, como próximo a uma estrela de nêutrons ou buraco negro.

Lente Gravitacional: Efeito pelo qual a luz de um objeto distante é curvada ao passar por um campo gravitacional intenso, como o de uma galáxia ou buraco negro, resultando em imagens distorcidas ou múltiplas do mesmo objeto.

Testa de Maré (Efeito de Maré): A força diferencial que age sobre um objeto devido a uma variação no campo gravitacional, como as forças que causam a deformação de um objeto que se aproxima de um buraco negro ou estrela de nêutrons.

Buraco de Minhoca: Uma solução teórica das equações da Relatividade Geral que descreve uma "ponte" através do espaço-tempo, conectando dois pontos distantes de maneira mais rápida do que uma viagem convencional.

Efeito Doppler Gravitacional: Mudança na frequência da luz devido à presença de um campo gravitacional, em que a luz emitida de uma fonte em um campo gravitacional forte parece deslocada para o vermelho (frequência menor) para observadores distantes.

Objeto Compacto: Termo genérico que se refere a objetos astronômicos com alta densidade e forte gravidade, como estrelas de nêutrons, buracos negros e anãs brancas.

Efeito de Arrasto de Referencial (Frame-Dragging): Fenômeno previsto pela Relatividade Geral em que um objeto massivo em rotação "arrasta" o espaço-tempo ao seu redor, influenciando

o movimento de objetos próximos.