

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Gustavo Yujie Chinen

**Precessão em pulsares e nas fontes de rádio
de longo período**

São Paulo

2024

Gustavo Yujie Chinen

Precessão em pulsares e nas fontes de rádio de longo período

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado
ao Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências
Atmosféricas da Universidade de São Paulo
como requisito parcial para a obtenção do título
de Bacharel em Astronomia.

Vertente: Pesquisa Básica

Orientador: Prof. Dr. Jorge Ernesto Horvath

São Paulo

2024

Aos meus amigos.

Agradecimentos

Aos meus pais, as únicas pessoas indispensáveis para minha formação.

Aos meus colegas e amigos que me ajudaram nestes últimos 4 anos, em especial, Gabriel Cassoli Capellini, Nathan Vieira de Oliveira, Lucas Gadelha Barão e Vitor Hiratomi Saito, sem sua ajuda, minha graduação teria sido muito mais difícil.

Aos meus amigos Guilherme Santos de Oliveira e Guilherme Toshio Sato, pelo contínuo apoio, durante a realização deste trabalho e durante a graduação.

“O sucesso consiste em ir de derrota em derrota sem perder o entusiasmo”

Winston Churchill

“Agora, não podes acreditar que algum dia se sentirás melhor. Mas isso não é verdade. Certamente serás feliz novamente. Saber isso, acreditar verdadeiramente nisso, o deixará menos miserável agora”

Abraham Lincoln

Resumo

O modelo mais usual para descrever a dinâmica de um pulsar consiste em relacionar a perda de energia rotacional com a energia de um pulso emitido por um dipolo magnético. A recente descoberta das fontes de rádio de longo período desafia este modelo simples, pois pulsares com períodos tão elevados não deveriam ser capazes emitir pulsos. A natureza desses objetos não é clara, exploramos esses objetos como estrela de nêutrons, mas aceitamos também a possibilidade de pulsares de anãs brancas, já identificados em dois casos.

Supondo que o período observado corresponda ao período de rotação, exploramos um modelo misto de dipolo magnético e ventos relativísticos. O conceito de ventos em pulsares foi desenvolvido anos após sua descoberta e podem ser diretamente observados em, por exemplo, o pulsar do Caranguejo ou o pulsar de Vela. Propomos que um modelo misto, como descrito por Harding et al. (1999), pode explicar objetos de períodos tão elevados como pulsares ordinários num estágio muito avançado de sua evolução temporal e num regime dominado por esses ventos relativísticos. Consideramos ainda que o campo magnético permanece constante em toda evolução do pulsar e o ângulo entre o eixo de rotação e o eixo de dipolo magnético é ortogonal, uma hipótese adotada por simplicidade, mas não muito restritiva.

Exploramos a possibilidade de que o período observado seja o período de um movimento de precessão, hipótese parcialmente motivada pela morfologia alargada dos pulsos. Exploramos a precessão livre em pulsares como a causa da periodicidade observada nas fontes de longo período. Uma das fontes possui propriedades interessantes no contexto da precessão mas, com o conhecimento atual a respeito dos interiores das estrelas de nêutrons, a precessão lenta não é fisicamente sustentável.

Abstract

The common model for pulsars consists of relating the loss of rotational energy to the energy carried by the pulse emitted by an electromagnetic dipole. The recent discovery of long-period radio sources challenges this simple model, as pulsars with such elevated periods should not be able to emit a pulse at all. The nature of these objects is unclear, we explore them as neutron stars, but we acknowledge the possibility of white dwarf pulsars.

Assuming the observed period is the rotation period, we explore a mixed model of a magnetic dipole and relativistic winds. The concept of winds in pulsars is almost as old as the concept of pulsars themselves and can be observed in, for example, the Crab pulsar and the Vela pulsar. We propose that a mixed model, as described by Harding et al. (1999), can explain these long-period objects as ordinary pulsars in a very advanced stage of their time evolution and in a regime dominated by relativistic winds. We consider a constant magnetic field throughout the entirety of the evolution of the pulsar and an orthogonal angle between the rotation axis and the magnetic dipole axis, a hypothesis adopted for simplicity, although quite reasonable.

Assuming that the observed period is related to a precession movement and motivated by the enlarged morphology of the pulses, we explore how a free precession applies to the long period radio sources. One of the sources has interesting properties with regard to precession, but precession, in general, fails to take into account our current knowledge of the interior of neutron stars. Slow precession, as is necessary for the observed period to be the precession period, is unsustainable.

Lista de Figuras

- 1.1 Um diagrama $P - \dot{P}$, com pulsares (pontos pretos) e magnetares (triângulos vermelhos), assim como as fontes de longo período (estrelas coloridas) e uma *death line* (linha tracejada). A *death line* corresponde a relação $BP^{-2} = 1.70 \times 10^{11} \text{ G s}^{-2}$ de Ruderman e Sutherland (1975). Existem outras *death line* que se adéquam de maneira que todos os pulsares conhecidos encontram-se numa região de emissão possível, porém, visualmente, é claro que as 5 fontes de rádio de longo período possuem propriedades incomuns. 25
- 2.1 l. A idade calculada em função de seu campo magnético para um pulsar com $P = 1 \text{ s}$, $\dot{P} = 10^{-14} \text{ s s}^{-1}$, $L_P = 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$, quantidades usuais para pulsares. Foram adotados $\alpha = 0.5$, $R = 10^6 \text{ cm}$ e $I = 10^{45} \text{ g cm}^2$. Nota-se que, objetos com campos magnéticos da ordem de 10^{12} G , supondo um campo constante em toda existência do pulsar, podem ser tão antigos quanto a Galáxia. 30
- 2.2 Um diagrama $P - \dot{P}$, com pulsares (pontos pretos) e magnetares (triângulos vermelhos), assim como as fontes de longo período (estrelas coloridas) e seus respectivos *tracks* evolutivos, além de uma *death line* (linha tracejada). Observamos que todos os objetos discutidos estão além de seus P_{tran} , ou seja, em um regime dominado por ventos. Os *tracks* sugerem que alguns desses objetos tem origem na região dos magnetares e se desassociaram durante sua evolução. É importante ressaltar novamente que essas curvas consideram um campo magnético constante durante todo o tempo de emissão do pulsar. . . 32

3.1 Um gráfico mostrando a relação entre o campo magnético toroidal B_T , como a linha contínua, e o campo magnético polar B para o objeto 1E 161348-5055, além do valor mínimo $B_{t,min}$ (linha tracejada) necessário para causar um achatamento à estrela de nêutrons. Descrevemos o período de rotação como função da idade e do campo magnético, $P(\tau, B)$, sendo que $\tau = 2000$ anos. A interseção entre as duas curvas ocorre a aproximadamente $B_T = 10^{14}$ G, que implica um achatamento de $\epsilon = 10^{-8}$ 35

Lista de Tabelas

1.1	Os períodos (P), derivadas temporais dos períodos (\dot{P}) e luminosidade de raios X (L_X), a instrumentação disponível e a distância dessas fontes permitem apenas a inferência de um limite superior para a maioria das quantidades.	24
2.1	A luminosidade de partículas calculada pela Eq. 2.2 e a luminosidade de raios X observadas para certos pulsares conhecidos, em todos os casos, adotamos um $\alpha = 0.5$.	28
2.2	Os campos magnéticos, energia rotacional e energia magnética das cinco fontes de rádio de longo período, a luminosidade de partículas é a luminosidade de raios X disponível na Tabela 1.1, com exceção de GLEAM J1627, onde considerou-se $L_P = 10^{34}$ erg s ⁻¹ . Define-se a energia magnética, como $E_{mag} = \frac{B^2}{8\pi}V$, no contexto das estrelas de nêutrons, supõe-se que o volume que abriga a densidade de campo magnético corresponde a uma casca esférica de 1 km espessura, a partir da superfície da estrela. A energia rotacional é definida como $E_{rot} = \frac{I\Omega^2}{2}$.	31

Sumário

1. <i>Introdução</i>	19
1.1 O modelo de dipolo magnético simples	20
1.2 O <i>braking index</i>	21
1.3 Argumentos contra o modelo de dipolo simples	22
1.4 A possibilidade da precessão	23
1.5 As fontes de rádio de longo período	24
2. <i>O modelo misto de dipolo magnético e ventos relativísticos</i>	27
2.1 O campo magnético e a idade dos pulsares no modelo misto	29
2.2 O modelo misto aplicado às fontes de rádio de longo período	30
3. <i>Precessão de pulsares</i>	33
3.1 Propriedades das fontes de rádio de longo período no contexto da precessão	34
3.2 O estado da matéria em precessão	36
4. <i>Conclusão</i>	39
<i>Referências</i>	41

Introdução

Estrelas de nêutrons constituem no objeto final da evolução de estrelas com massas superiores aproximadamente 7 massas solares, sem um limite superior bem definido e com forte dependência na metalicidade da estrela progenitora. Foram teorizadas, em sua forma atual, por Baade e Zwicky (1934), porém, devido ao tamanho esperado desses objetos, de aproximadamente 10 km, nunca se esperava observar uma estrela de nêutrons diretamente.

Porém, uma descoberta surpreendente de Hewish et al. (1968), de uma fonte periódica em rádio, foi, corretamente, interpretada por Pacini (1968) e Gold (1969) como uma estrela de nêutrons. Esta estrela seria dotada de um forte campo magnético dipolar e com um desalinhamento entre seus eixos de dipolo magnético e de rotação, de tal forma que observamos um pulso periódico na sua rotação, batizou-se este novo tipo de objeto de *pulsar*.

Desde então, catalogaram-se mais de 3000 pulsares, a vasta maioria como pulsares de rádio ordinários, com uma subclasse especial, os magnetares. Magnetar é um termo geral utilizado para descrever um pulsar com um campo magnético muito maior que o usual, neste trabalho, para pulsares isolados, definiremos magnetares como uma estrela de nêutrons em que sua energia magnética é maior que sua energia rotacional. Também existem estrelas de nêutrons observadas, ao menos inicialmente, sem um pulso periódico, como os XDINS (*X-Ray Dim Isolated Neutrons Stars*), observados por uma emissão térmica de raios X a uma temperatura de aproximadamente 60 eV. Também temos os CCOs (*Central Compact Objects*), fontes de raios X localizadas em jovens remanescentes de supernovas, nessas condições, esses objetos só podem ser estrelas de nêutrons.

Na última década, cinco objetos com emissão periódica em rádio, foram observados com períodos que são ordens de magnitude maior que o esperado para pulsares. Estes

objetos possuem as características esperadas de um pulsar ordinário, emitem radiação em rádio, fortemente polarizada, além de também possuírem uma luminosidade de raios X significativa. Seus períodos, no entanto, variam de aproximadamente 24 segundos até mais de 6 horas, enquanto os pulsares ordinários variam de dezenas de milissegundos a alguns segundos, em certos magnetares.

O presente trabalho visa explorar dois conceitos para explicar essas fontes de rádio de longo período, uma evolução promovida por ventos relativísticos, que permitiria aos pulsares evoluírem para períodos tão grandes ainda emitindo radiação pulsada. E outra hipótese, em que os períodos observados não correspondam à rotação da estrela de nêutrons e sim a um movimento de precessão periódico. Também será discutida a possibilidade de que alguns desses objetos nem sejam estrelas de nêutrons.

1.1 O modelo de dipolo magnético simples

Nos anos após a descoberta dos pulsares, uma série de teorias foram desenvolvidas para explicar todos e quaisquer fenômenos que estes objetos apresentavam, entre as quais, a presença de uma emissão de ventos relativísticos e de um movimento de precessão. Eventualmente, atingiu-se um consenso de um modelo simples, consistindo numa emissão dominada por um dipolo magnético, que pode ser obtido através da integração do vetor de Poynting ao redor de pulsar, tomando a forma

$$\dot{E} = \frac{2B^2 R^6}{3c^3} \Omega^4, \quad (1.1)$$

sendo B o campo magnético polar do pulsar, R o seu raio e $\Omega = \frac{2\pi}{P}$ a frequência angular e P o período de rotação.

Podemos manipular a Eq. 1.1, de forma a obter o campo magnético polar em função do período P e da derivada temporal do período \dot{P} , da forma

$$B = \frac{1}{2\pi R^3} \sqrt{\frac{3Ic^3}{2}} \sqrt{P\dot{P}}, \quad (1.2)$$

sendo I o momento de inércia do pulsar. É importante notar que, neste trabalho inteiro, o campo magnético será tratado como constante em toda evolução do pulsar, que pode, ou não, ser uma boa aproximação.

Como consequência da Eq. 1.1, e supondo que não há interferências na evolução temporal do pulsar, sabemos que a evolução temporal, promovida pelo campo magnético, causa o aumento do período, nesse contexto, podemos introduzir a idade característica do pulsar,

$$\tau = \frac{P}{2\dot{P}}. \quad (1.3)$$

O modelo de dipolo magnético simples também define uma “linha de morte” (*death line*), uma linha delimitadora, a partir da qual, o pulsar deve se tornar incapaz de emitir um pulso observável. A “linha de morte” já foi ajustada diversas vezes, conforme mais pulsares são descobertos. Atualmente, certos autores preferem um “vale da morte” relacionada a rotação do pulsar e seu campo magnético que cessa a emissão pela ausência de pares pósitron-elétron.

1.2 O *braking index*

Caso a Eq. 1.1 não seja totalmente adequada para descrever a dinâmica de um pulsar, podemos optar por um modelo mais geral, na forma de uma lei de potências,

$$\dot{\Omega} \propto -\Omega^n, \quad (1.4)$$

diferenciando a Eq. 1.4 em relação à Ω podemos definir uma quantidade conhecida como o *braking index*, representado por n ,

$$n = -\frac{\ddot{\Omega}\Omega}{\dot{\Omega}^2}. \quad (1.5)$$

O *braking index* é uma quantidade extremamente útil para medir a validade de um dado modelo pois, por exemplo, o modelo de dipolo simples implica um *braking index* exatamente igual a 3.

Ainda que o *braking index* seja formalmente observável, é extremamente difícil obter uma medição precisa para o mesmo, pois enquanto Ω é usualmente da ordem de 1 Hz, $\dot{\Omega}$ é da ordem de -10^{-15} Hz² e $\ddot{\Omega}$ é ainda menor. Assim, temos estimativas do *braking index* para apenas alguns pulsares. Porém, nesses poucos pulsares, os valores de n são incompatíveis com $n = 3$, formando um forte argumento contra a descrição dipolar simples da Eq. 1.1.

1.3 Argumentos contra o modelo de dipolo simples

Além dos valores do *braking index* incompatíveis com o $n = 3$, sabemos que as estrelas de nêutrons apresentam uma “atmosfera” fina e os processos eletrodinâmicos importantes ocorrem numa *magnetosfera* em rotação com o pulsar onde o campo magnético domina a dinâmica por completo. Devido aos curtos períodos de rotação e, como se espera que o campo magnético gire de maneira rígida com o pulsar, numa distância $r_{cl} = \frac{c}{\Omega}$, a velocidade de rotação do campo magnético atinge a velocidade da luz, forçando uma abertura das linhas de campo magnético e permitindo o escape de partículas carregando energia e o momento angular. Espera-se que as partículas interajam com o meio circunstelar, produzindo raios X observados na forma de um toroide equatorial e jatos bipolares. Um fenômeno observado em PSR B0531+21 (pulsar do Caranguejo) e em PSR J0835-4510 (pulsar de Vela), quando observados nas frequências apropriadas.

As fontes de rádio de longo período, como discutido na Seção 1.4 se encontram à direita da “linha de morte” dos pulsares, o que implica que esses objetos, se forem estrelas de nêutrons e se o período observado for o período de rotação, não deveria conseguir emitir em rádio. Nessas condições, propomos um modelo misto de dipolo magnético e ventos relativísticos para explicar estas estrelas de nêutrons de longos períodos de rotação.

O conceito de ventos relativísticos contribuindo para a emissão de um pulsar surge imediatamente das linhas de campo magnético abertas na magnetosfera. Foi teorizado poucos anos após a descoberta dos pulsares, porém pouco desenvolvida devido às dificuldades observacionais associadas e, tradicionalmente, o conceito de ventos nos pulsares foi marginalizado, a favor da emissão dipolar pura.

Num modelo simples para a emissão de ventos dos pulsares, como discutido por Kirk et al. (2009), espera-se uma emissão rarefeita de ventos “frios”, usando uma magnetohidrodinâmica ideal e com simetria axial. Outro modelo mais interessante, discutido por Philippov et al. (2019), consiste numa dissipação de energia magnética em partículas, na ocorrência de uma reconexão magnética, proporcionando uma fonte possível para emissão síncrotron, este modelo também permite uma superposição de emissões provenientes do dipolo magnético e dos ventos relativísticos.

1.4 A possibilidade da precessão

Parte do argumento utilizado contra o modelo de dipolo simples consiste nos períodos observados nas fontes de rádio de longo período, ao esperar que esses objetos sejam estrelas de nêutrons que, de alguma maneira, perderam boa parte de seu momento angular. Mas existem outras possíveis interpretações, uma delas, que exploramos neste trabalho, é de que o período observado corresponde à precessão, ao invés da rotação. Precessão em sistemas binários de pulsares já foi extensivamente estudada e é muito bem descrita e estudada na Relatividade Geral, em particular quando se procuram objetos observáveis por meio de ondas gravitacionais. Porém, estudamos o movimento de precessão em objetos isolados onde temos que procurar alguma causa física e avaliar sua viabilidade.

O conceito de precessão em pulsares isolados é similar aos ventos relativísticos, no quesito em que, ambos foram desenvolvidos nos primeiros anos após a descoberta inicial dos pulsares, porém ambos foram desfavorecidos, perante o sucesso dos modelos mais simples. Porém, recentemente, Heyl et al. (2023) provou a existência de precessão no pulsar do sistema binário Her X-1, que possui acreção de matéria proveniente de sua estrela companheira. Inicialmente, observou-se 3 períodos distintos em Her X-1, um período de aproximadamente 1 segundo, correspondente à rotação do pulsar, um período de 1 dia, correspondente ao período orbital e um terceiro, de 35 dias, sem causa evidente. Por medidas de polarização, Heyl et al. (2023) puderam associar este terceiro período ao movimento de precessão do pulsar e descartam que o disco de acreção seja a causa deste terceiro período.

Outro forte candidato a possuir um movimento de precessão é PSR B1828-11, inicialmente ressaltado por Link e Epstein (2001). A análise de Fourier dos pulsos deste pulsar, mostra 4 picos bem definidos nos períodos de 167 dias, 250 dias, 500 dias e 1000 dias. PSR B1828-11 é um pulsar isolado, assim, não há uma causa aparente para o movimento de precessão, diferente de Her X-1, em que a precessão é decorrente da acreção de matéria e momento angular da estrela companheira. De qualquer forma, Link e Epstein (2001) consegue associar os períodos de 500 e 1000 dias a um movimento de precessão, porém falham em achar alguma explicação para o período de 250 dias, enquanto o período de 167 dias nem havia sido descoberto.

Outro motivo pelo qual exploramos a precessão como explicação para as fontes de

longo período é devido à forma dos pulsos observados, usualmente, os pulsos observados de pulsares possuem formas delgadas, com o pulso em si durando uma mera fração de um segundo. Mas nas fontes de longo período, estes pulsos podem durar até minutos, propomos que, uma emissão modulada pela precessão, pode justificar essa morfologia não usual.

1.5 As fontes de rádio de longo período

Na Tabela 1.1 temos os nomes das fontes discutidas nesse trabalho, além de algumas quantidades relevantes, em especial, o período dos pulsos, que varia de dezenas de segundos até mais de 6 horas. Nem todas essas fontes foram descobertas recentemente, GPM J1839-10, por exemplo, é conhecida desde 1988, porém só obteve relevância recentemente com a descoberta das outras fontes de longo período ou, no caso de 1E 161348-5055, com sua recente classificação como magnetar.

Tabela 1.1 - Os períodos (P), derivadas temporais dos períodos (\dot{P}) e luminosidade de raios X (L_X), a instrumentação disponível e a distância dessas fontes permitem apenas a inferência de um limite superior para a maioria das quantidades.

Objeto	P (s)	\dot{P} (ss^{-1})	$\log L_X$ ($ergs^{-1}$)	Referência
GPM J1839-10	1860	$< 3.6 \times 10^{-13}$	≤ 33.30	Beniamini et al. (2023)
GLEAM J1627	1090	$< 6 \times 10^{-10}$	≤ 27.78	D’ài et al. (2023)
PSR J0901-4046	75.6	2.2×10^{-13}	≤ 30.51	Beniamini et al. (2023)
PSR J0250+5854	23.54	2.7×10^{-14}	≤ 33.3	Beniamini et al. (2023)
1E 161348-5055	24012	$< 1.6 \times 10^{-9}$	≤ 34	Beniamini et al. (2023)

As melhores observações disponíveis indicam que todas as fontes de longo período consistem em objetos isolados. No caso particular de 1E 161348-5055, estaria associada a um remanescente de supernova, RCW 103. Dispostos no diagrama $P - \dot{P}$, as fontes de rádio de longo período tomam a forma da Figura 1.1.

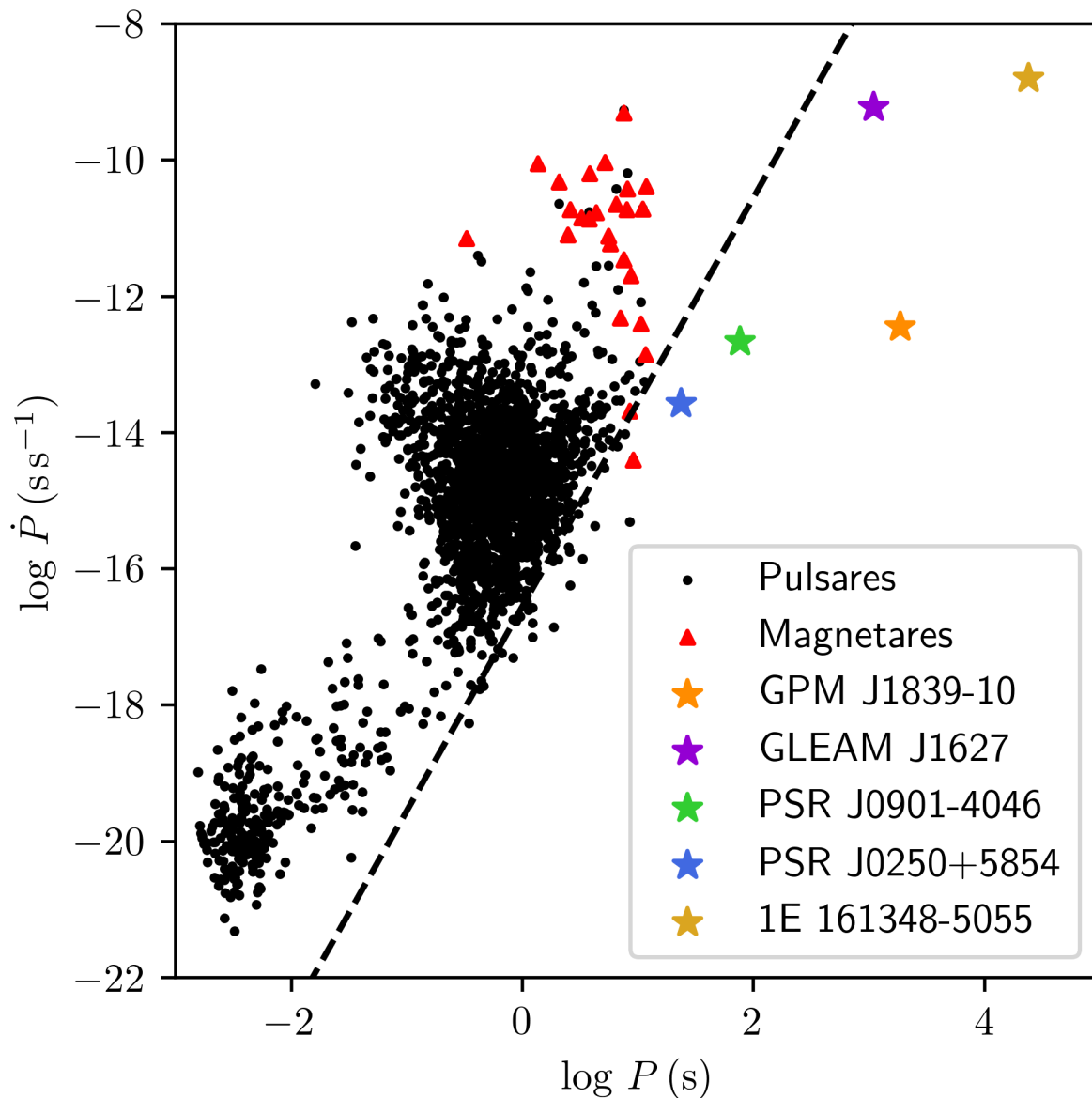


Figura 1.1: Um diagrama $P - \dot{P}$, com pulsares (pontos pretos) e magnetares (triângulos vermelhos), assim como as fontes de longo período (estrelas coloridas) e uma *death line* (linha tracejada). A *death line* corresponde a relação $BP^{-2} = 1.70 \times 10^{11} \text{ G s}^{-2}$ de Ruderman e Sutherland (1975). Existem outras *death line* que se adequam de maneira que todos os pulsares conhecidos encontram-se numa região de emissão possível, porém, visualmente, é claro que as 5 fontes de rádio de longo período possuem propriedades incomuns.

O modelo misto de dipolo magnético e ventos relativísticos

Devido às observações de surtos de emissão em certos magnetares, Harding et al. (1999) desenvolveu um modelo de evolução temporal para pulsares com uma forte influência de ventos relativísticos. O modelo consiste numa perda de energia rotacional da estrela de nêutrons causada, simultaneamente, pela rotação do dipolo magnético e pela emissão de partículas relativísticas na forma de ventos. De modo que, a perda de energia devido ao dipolo magnético é inversamente proporcional ao período, enquanto a perda causada pelos ventos é proporcional ao período, um fato, naturalmente, interessante para aplicação às fontes de longo período. Assim, utilizamos o modelo de Harding et al. (1999), além de um desenvolvimento teórico similar ao de Allen (2003), para tratar as fontes de rádio de longo período. Usamos as suposições que o campo magnético do pulsar permanece constante em toda sua evolução e que o ângulo entre os eixos de rotação e o eixo de dipolo magnético é ortogonal. O modelo de Harding et al. (1999) é da forma

$$I\dot{P} = 4\pi^2\mu^2\frac{1-\alpha}{P} + \sqrt{L_P}\mu\alpha P, \quad (2.1)$$

sendo $\mu = \frac{BR^3}{\sqrt{6c^3}}$ um momento de dipolo magnético, L_P a luminosidade de partículas, isto é, a energia levada pelas partículas carregadas pelos ventos, por unidade de tempo e, por fim, α é uma reinterpretação do *duty cycle* usado por Harding et al. (1999). Define-se o *duty cycle* como a fração de tempo em que o pulsar possui linhas de campo abertas. No entanto, consideramos que o pulsar possui uma emissão contínua de ventos, sendo assim, α assume a função de definir a fração de luminosidade carregada pelos ventos, de tal forma que, $L_{Tot} = (1-\alpha)\dot{E}_{Dip} + \alpha\dot{E}_{Ventos}$. Podemos provar a necessidade desse fator α , se utilizarmos

o conceito do *braking index* para reescrever a Eq. 2.1 como

$$\dot{E} = L_P \left(\frac{2\alpha^2}{1-\alpha} \right) \frac{n-1}{(n-3)^2}, \quad (2.2)$$

assim, α deve existir como garantia que \dot{E} seja definido em $n = 3$ (o caso que retorna ao modelo de dipolo puro) e que seja diferente de zero, caso $n = 1$ (o caso de emissão dominada pelos ventos).

Interpretando a Eq. 2.1 da forma $\dot{P} = \dot{P}(P)$ e considerando todos os demais parâmetros como constantes, vemos que \dot{P} possui um único ponto crítico, um mínimo global,

$$P_{tran} = 2\pi \sqrt{\frac{\mu(1-\alpha)}{\alpha\sqrt{L_P}}}, \quad (2.3)$$

este mínimo corresponde à transição de um regime do pulsar dominado por emissão dipolar, para um dominado por ventos, para pulsares ordinários, P_{tran} pode variar de 1 a 1000 s.

Um problema evidente para a Eq. 2.1 é o número expressivo de grandezas não observáveis. Para pulsares, tradicionalmente, apenas P e \dot{P} são imediatamente observáveis. Então ainda restam α , L_P e B , que supomos serem características intrínsecas dos pulsares, impossíveis de serem observadas de forma direta.

Neste trabalho, supomos que a maioria das partículas relativísticas carregadas pelos ventos, interagem com o meio interestelar por meio de processos de altas energias, como bremsstrahlung e espalhamento Compton inverso, de modo que a luminosidade de raios X, L_X , observada é aproximadamente igual à luminosidade de partículas, L_P . Para avaliar esta suposição, calculamos L_P através da Eq. 2.2 de certos pulsares com *braking index* conhecidos e tomando um certo $\alpha = 0.5$ como a fração de ventos de qualquer pulsar, com os resultados dispostos na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 - A luminosidade de partículas calculada pela Eq. 2.2 e a luminosidade de raios X observadas para certos pulsares conhecidos, em todos os casos, adotamos um $\alpha = 0.5$.

Objeto	n	$\log L_P(\text{erg s}^{-1})$	$\log L_X(\text{erg s}^{-1})$	Referência
B0531+21 (Caranguejo)	2.51	38.15	36.21	Shibata et al. (2016) e Hamil et al. (2015)
B0540-69	2.14	38.28	36.46	Shibata et al. (2016) e Hamil et al. (2015)
J1833-1034	1.86	38.01	34.06	Shibata et al. (2016) e Hamil et al. (2015)
B0833-45 (Vela)	1.40	37.95	31.48	Shibata et al. (2016) e Hamil et al. (2015)

Vemos que, em todos os casos, a luminosidade de partículas é maior que a luminosidade de raios X, o que é esperado, pois, nem todas as partículas carregadas pelos ventos irão interagir com alguma partícula do meio interestelar e, além disso, de modo algum, toda energia dessa partícula será inteiramente convertida em radiação eletromagnética. Apesar desta consideração, utilizamos a igualdade $L_X = L_P$ no desenvolvimento teórico, pois não existe uma relação estabelecida entre L_X e L_P para as proximidades de um pulsar.

2.1 O campo magnético e a idade dos pulsares no modelo misto

Diferente do período e da derivada temporal do período, que podemos medir a partir da radiação eletromagnética observada, o campo magnético deve ser estimado, um processo tradicionalmente realizado através da Eq. 1.2. Realizamos um procedimento similar para estimar o campo magnético para o modelo misto, ao solucionar a Eq. 2.1 com relação a μ e, eventualmente, para o campo magnético, temos uma relação do tipo,

$$B = \frac{\sqrt{6c^3}}{R^3} \left(\frac{P\sqrt{L_P\alpha^2 P^2 + 16\pi^2 \frac{(1-\alpha)I\dot{P}}{P}} - \sqrt{L_P\alpha P^2}}{8\pi^2(1-\alpha)} \right), \quad (2.4)$$

notando que, se $\alpha = 0$, recuperamos o resultado da Eq. 1.2, $B \propto \sqrt{P\dot{P}}$. Por fim, tratando a Eq. 2.1 como uma equação diferencial e solucionando-a, chegamos a uma nova estimativa para a idade de um pulsar, considerando a emissão de ventos relativísticos,

$$\tau_w(P) = \frac{I}{2\alpha\mu\sqrt{L_p}} \ln \left(1 + \frac{\sqrt{L_p}P^2\alpha}{4\pi^2\mu(1-\alpha)} \right), \quad (2.5)$$

essa estimativa varia fortemente com o campo magnético do pulsar, de fato, como pode ser observado na Figura 2.1, existe um campo magnético mínimo, pois, caso contrário, o pulsar teria uma idade maior que a Via Láctea, reiteramos que este modelo considera um campo magnético constante durante toda evolução do pulsar, que pode, ou não, ser uma suposição adequada, pois não consideramos qualquer dissipação na crosta, a qual frequentemente se atribui qualquer perda de densidade de campo magnético.

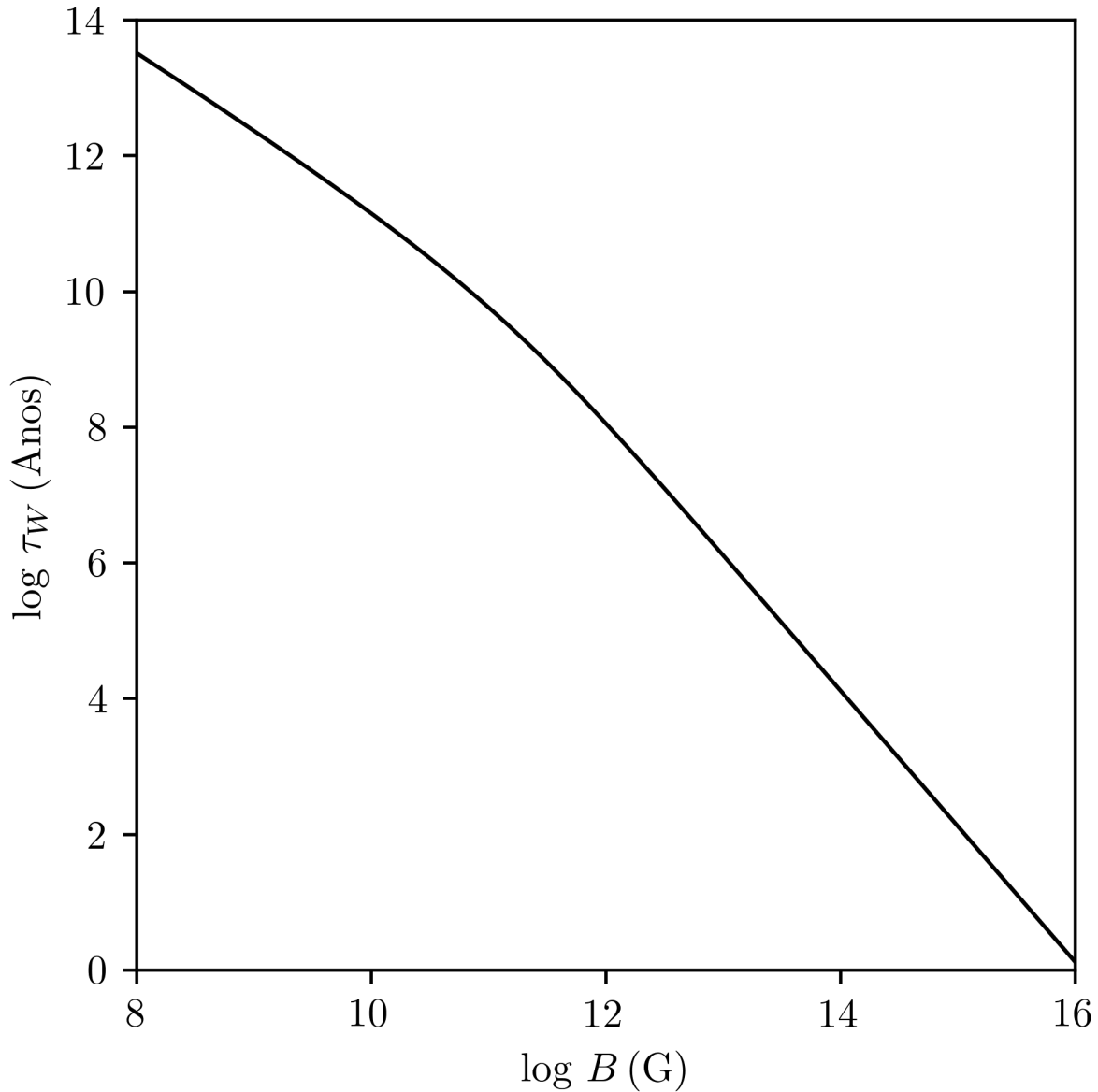


Figura 2.1: 1. A idade calculada em função de seu campo magnético para um pulsar com $P = 1\text{s}$, $\dot{P} = 10^{-14}\text{ss}^{-1}$, $L_P = 10^{30}\text{ergs}^{-1}$, quantidades usuais para pulsares. Foram adotados $\alpha = 0.5$, $R = 10^6\text{cm}$ e $I = 10^{45}\text{g cm}^2$. Nota-se que, objetos com campos magnéticos da ordem de 10^{12}G , supondo um campo constante em toda existência do pulsar, podem ser tão antigos quanto a Galáxia.

2.2 O modelo misto aplicado às fontes de rádio de longo período

Munidos dos conceitos desenvolvidos neste capítulo, podemos aplicá-los às fontes de longo período, estimando um campo magnético. Os campos magnéticos estimados para os objetos de estudo encontram-se na Tabela 2.2, junto a estimativas de suas energias magnéticas e rotacionais.

Tabela 2.2 - Os campos magnéticos, energia rotacional e energia magnética das cinco fontes de rádio de longo período, a luminosidade de partículas é a luminosidade de raios X disponível na Tabela 1.1, com exceção de GLEAM J1627, onde considerou-se $L_P = 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$. Define-se a energia magnética, como $E_{mag} = \frac{B^2}{8\pi} V$, no contexto das estrelas de nêutrons, supõe-se que o volume que abriga a densidade de campo magnético corresponde a uma casca esférica de 1 km espessura, a partir da superfície da estrela. A energia rotacional é definida como $E_{rot} = \frac{I\Omega^2}{2}$.

Objeto	P (s)	$\log B$ (G)	$\log E_{rot}$ (erg)	$\log E_{mag}$ (erg)
GPM J1839-10	1860	11.04	39.76	38.74
GLEAM J1627	1090	14.15	40.22	44.95
PSR J0901-4046	75.6	13.61	42.54	43.87
PSR J0250+5854	23.54	11.82	43.55	40.29
1E 161348-5055	24012	13.23	37.53	43.11

Vemos que os campos magnéticos das fontes de longo período estimados por nos possuem valores comuns para pulsares, de aproximadamente $B = 10^{12} \text{ G}$ e que alguns desses objetos, em particular, o GLEAM J1627 e o 1E 161348-5055 podem ser considerados magnetares, pois suas energias magnéticas são significativamente maiores que suas energias rotacionais. Fixando os campos magnéticos durante toda evolução do pulsar, calculamos seus *tracks* evolutivos, que podem ser encontrados na Figura 2.2.

A posição dos objetos estudados no diagrama $P - \dot{P}$ da Figura 2.2 revela que as fontes de longo período estão num regime dominado por ventos e que podem ser associados a pulsares ordinários que evoluíram temporamente até atingirem os períodos expressivos observados hoje. Porém, este resultado parte de duas suposições importantes, que as fontes de longo período são de estrelas de nêutrons e que os períodos observados são os períodos de rotação dos objetos.

Usualmente, associam-se fontes galácticas, fortemente polarizadas, em rádio e em raios X, a estrelas de nêutrons. Porém existem dois objetos, AR Sco e J1912-4410, com essas mesmas características que foram identificados como pulsares de anãs brancas, ao invés de estrelas de nêutrons. Os períodos de rotação dessas anãs brancas são da ordem de alguns minutos que é, naturalmente, interessante para as fontes de rádio de longo período, porém a escassez desses objetos impossibilita uma análise quantitativa.

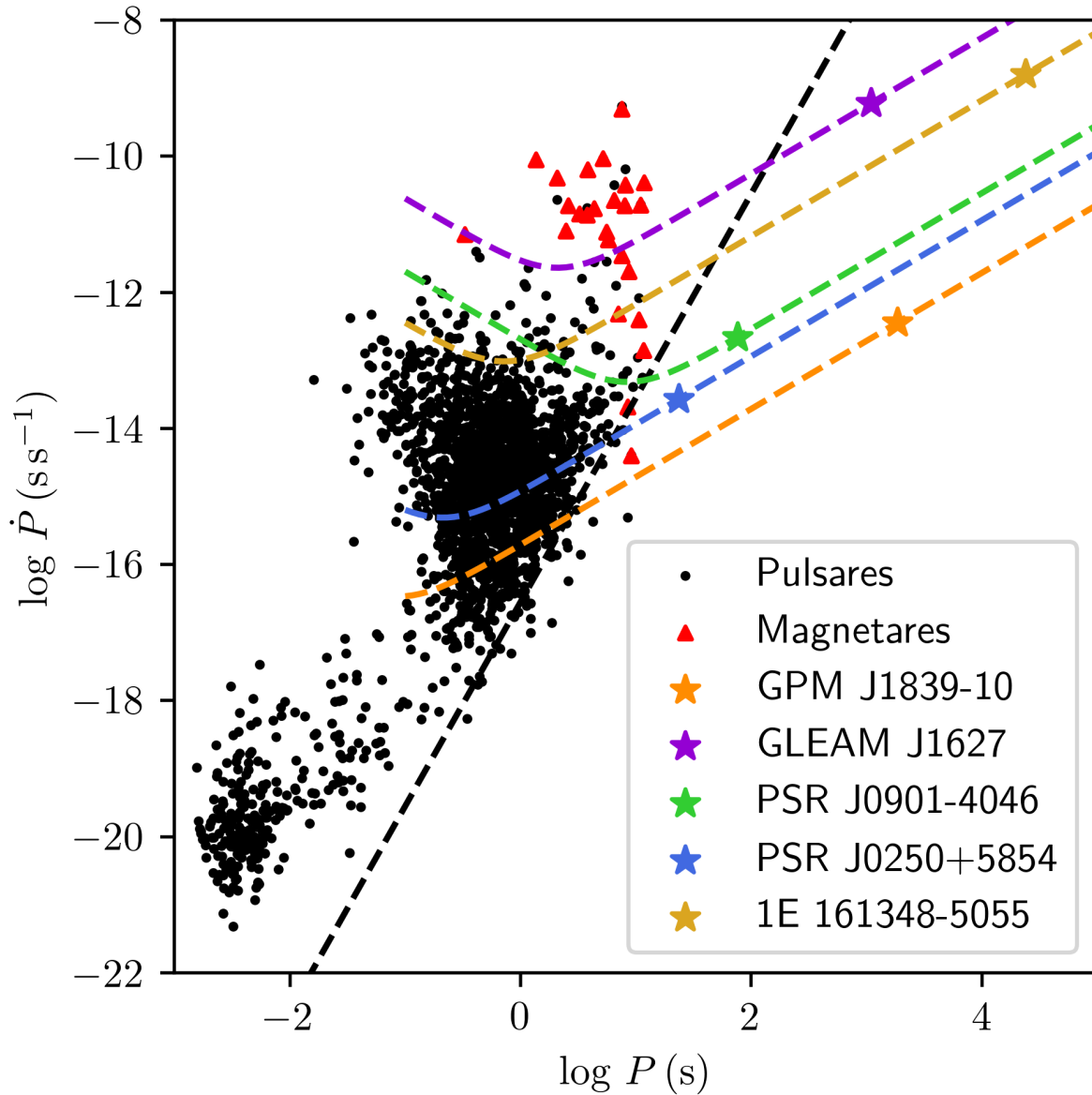


Figura 2.2: Um diagrama $P - \dot{P}$, com pulsares (pontos pretos) e magnetares (triângulos vermelhos), assim como as fontes de longo período (estrelas coloridas) e seus respectivos *tracks* evolutivos, além de uma *death line* (linha tracejada). Observamos que todos os objetos discutidos estão além de seus P_{tran} , ou seja, em um regime dominado por ventos. Os *tracks* sugerem que alguns desses objetos tem origem na região dos magnetares e se desassociaram durante sua evolução. É importante ressaltar novamente que essas curvas consideram um campo magnético constante durante todo o tempo de emissão do pulsar.

Também há a possibilidade que os períodos das fontes de longos período não estejam associados à rotação de uma estrela de nêutrons, e sim a um movimento de precessão, como discutiremos no Capítulo 3.

Precessão de pulsares

Conceitos e modelos para a precessão foram desenvolvidos nas décadas iniciais após a descoberta dos pulsares. A maioria dos trabalhos disponíveis na literatura utilizam de uma precessão livre da crosta em conjunto a componentes interiores acopladas do pulsar. Associa-se esse movimento de precessão a uma quantidade ϵ que chamaremos de achatamento, usualmente definido como,

$$\epsilon = \frac{I_1 - I_3}{I_3}, \quad (3.1)$$

sendo I_1 , I_2 e $I_3 = I_2$ os momentos de inércia do pulsar, com I_1 representando o momento de inércia do eixo de simetria do pulsar. Nesse modelo, o período de precessão P_{Pre} é facilmente obtido através da relação,

$$P_{Pre} = \frac{P}{\epsilon}, \quad (3.2)$$

sendo P o período de rotação, o mesmo utilizado anteriormente neste trabalho. No geral, para estrelas de nêutrons, espera-se que ϵ varie de 10^{-10} a 10^{-7} , porém existem na literatura artigos que sugerem achatamentos extremos de até $\epsilon = 10^{-4}$.

As causas de um movimento de precessão livre da crosta de um pulsar não são evidentes. Na Seção 1.4, foram apresentados dois objetos relevantes na discussão de precessão em pulsares, para o caso de Her X-1, sendo um sistema binário, pode-se argumentar que, como consequência da acreção de matéria, há um aumento do momento angular da crosta, causando a precessão. Porém a acreção falha no caso de PSR B1828-11 e nas fontes de rádio de longo período, pois se tratam de objetos isolados.

Outra teoria, como discutida por Zanazzi e Lai (2015), para a causa da precessão em pulsares são os achatamentos causados por estresses eletromagnéticos, decorrentes da pre-

sença de um forte quadrupolo magnético, manifestado como um campo magnético toroidal B_T . Esse campo magnético proporcionaria um achatamento suficiente para causar um pulsar a possuir um movimento de precessão, de fato, segundo Cutler (2002), o campo magnético toroidal é “invisível”, mas deve existir em qualquer modelo de dipolo, pois um campo magnético puramente polar não é estável. O campo toroidal mínimo segue uma relação do tipo,

$$B_T > 1.13 \times 10^{10} \text{ G} \left(\frac{1 \text{ s}}{P} \right), \quad (3.3)$$

sendo que o achatamento pode ser encontrado a partir da relação,

$$\epsilon = 10^{-4} \left(\frac{B_T}{10^{16} \text{ G}} \right)^2. \quad (3.4)$$

A partir da Eq. 3.4, vemos que apenas objetos com campos magnéticos excepcionalmente fortes terão algum achatamento significativo, nesse contexto, o conceito dos magnetares torna-se muito relevante.

3.1 Propriedades das fontes de rádio de longo período no contexto da precessão

Realizamos um estudo de caso para uma das fontes de longo período, como mencionado na Seção 1.5, o objeto 1E 161348-5055 encontra-se no remanescente de supernova RCW 103, com idade estimada de 2000 anos. Nesse quesito, 1E 161348-5055 é um dos objetos mais particulares, ao ser extremamente jovem, deveria possuir um período muito menor, ao invés, possui o maior período de todas as fontes de longo período, 6.67 horas.

Similar a hipótese utilizada em Eksi e Sasmaz (2022), supomos que o período observado é o período de precessão e estimamos o seu período de rotação a partir de sua idade. Se 1E 161348-5055 é, de fato, um objeto extremamente jovem, sua idade é muito bem aproximada pela Eq. 1.3 e a reescrevemos, em conjunto com a Eq. 1.1, da forma $P \propto B\sqrt{\tau}$, a partir da qual, podemos achar o achatamento através da Eq. 3.2 e o campo magnético toroidal pela Eq. 3.4, resultando na Figura 3.1.

O gráfico da Figura 3.1 mostra uma interseção entre as retas que implica num achatamento de $\epsilon = 10^{-8}$, porém este achatamento implica num período de rotação $P = 2.40 \times 10^{-4} \text{ s}$, muito menor que o menor período de rotação conhecido, de PSR B0531+21

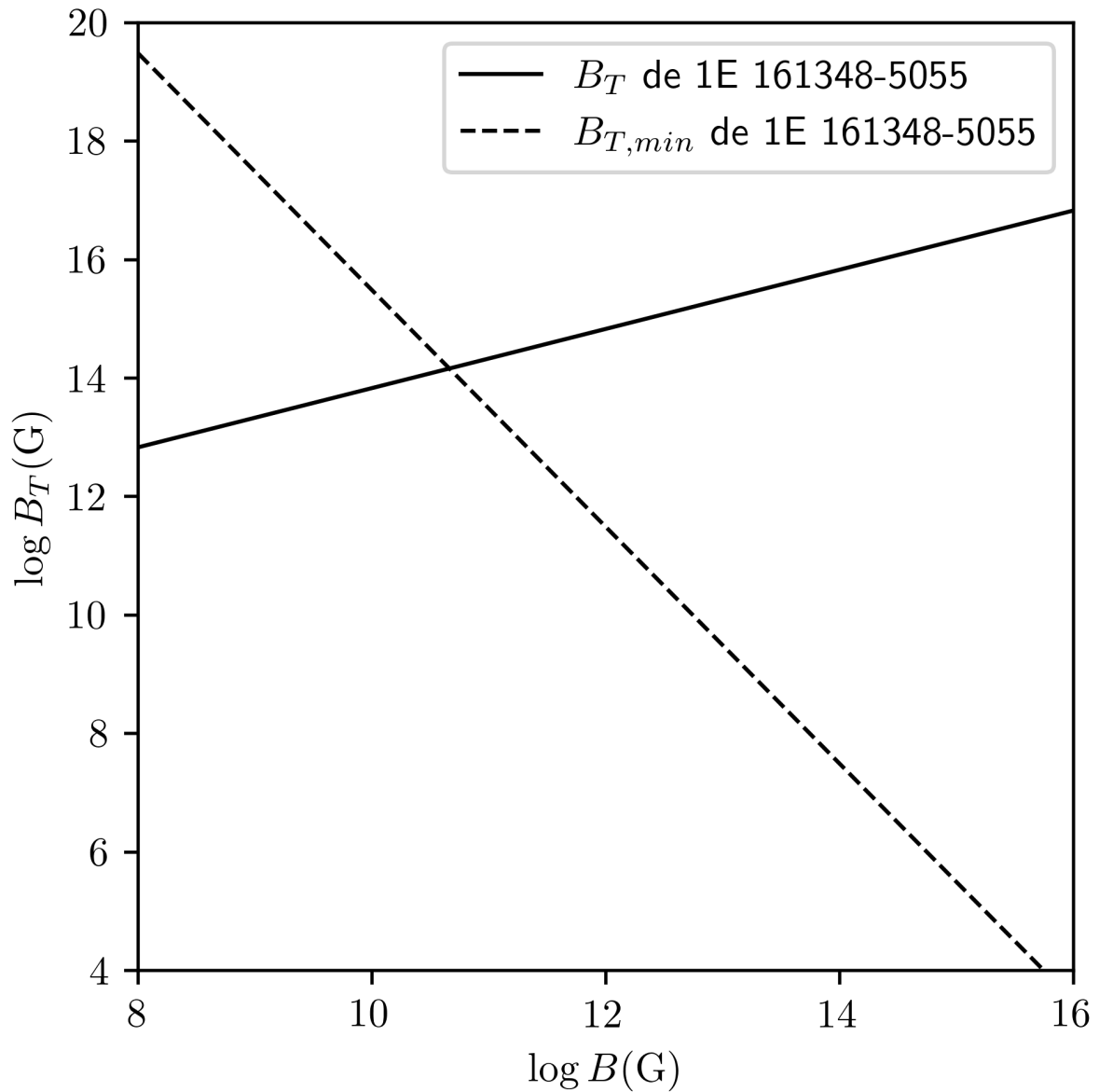


Figura 3.1: Um gráfico mostrando a relação entre o campo magnético toroidal B_T , como a linha contínua, e o campo magnético polar B para o objeto 1E 161348-5055, além do valor mínimo $B_{T,min}$ (linha tracejada) necessário para causar um achatamento à estrela de nêutrons. Descrevemos o período de rotação como função da idade e do campo magnético, $P(\tau, B)$, sendo que $\tau = 2000$ anos. A interseção entre as duas curvas ocorre a aproximadamente $B_T = 10^{14}$ G, que implica um achatamento de $\epsilon = 10^{-8}$.

(Pulsar do Caranguejo), com $P = 0.033$ s. Assim, um valor maior $\epsilon = 10^{-6}$ é preferível, ao implicar em $P = 0.024$ s, além do fato de que este período permite que 1E 161348-5055 seja um magnetar. Contudo, a tensão a respeito do período predito é importante.

É pouco provável que o período observado de 1E 161348-5055 seja algum período orbital, pois qualquer objeto companheiro, ao ter sobrevivido à explosão da supernova,

teria que ser outro objeto compacto. Mas, se o possível objeto companheiro for uma anã branca, os tempos de evolução não são consistentes, pois a anã branca teria que ter se formado antes da estrela de nêutrons. No entanto, se for um buraco negro ou outra estrela de nêutrons, alguma supernova anterior teria que ter gerado esse companheiro, e esta supernova teria, certamente, afetado a estrela progenitora de 1E 161348-5055. Assim, o período observado de 1E 161348-5055 corresponder à precessão proporciona uma saída a este dilema, sem gerar uma outra objeção imediata.

Não podemos realizar um tratamento similar a este para as demais fontes de longo período, pois, não conhecemos suas idades, porém podemos fazer alguns argumentos quantitativos recorrendo à Figura 3.1. Nela vemos que existe uma relação proporcional entre os campos magnéticos polares e toroidais, de modo que, GPM J1839-10, PSR J0901-4046 e PSR J0250+5854 não parecem possuir campos magnéticos suficientemente fortes para causar um achatamento da estrela de nêutrons. GLEAM J1627 teria uma intensidade de campo magnético suficiente mas, como argumentado por Tong (2023), o erro associado às medições do período são pequenos, $\frac{\sigma_P}{P} < 5 \times 10^{-7}$, e espera-se que as interações entre a crosta e o núcleo da estrela de nêutrons causem grandes instabilidades nesse período, que discutiremos na Seção 3.2.

3.2 O estado da matéria em precessão

É intuitivo, e fisicamente razoável, assumir que a interação com o núcleo estelar causaria a crosta, em precessão livre, a rapidamente se acoplar ao núcleo da estrela de nêutrons, o que interromperia o movimento de precessão. Para entender esse processo é necessário entender, ao menos parcialmente, o interior de uma estrela de nêutrons. Neste trabalho, seguimos a discussão de Link (2003), que elabora no modelo padrão de um núcleo externo (*outer core*) composto por algum tipo de supercondutor, permeado por tubos de fluxos, e uma crosta constituída por um superfluido de nêutrons, como sua componente mais relevante.

Em primeiro lugar, suponhamos que as estrelas de nêutrons possuem um movimento de precessão como um corpo rígido, para isso, temos que calcular os momentos de inércia total, da crosta e do núcleo da estrela de nêutrons. Ravenhall e Pethick (1994) mostra que, partindo da Equação de Tolman-Oppenheimer-Volkoff, o momento de inércia toma a

forma,

$$I \approx 0.21 \left(\frac{MR^2}{1 - \frac{2GM}{Rc^2}} \right), \quad (3.5)$$

aqui, M é a massa do objeto e R é seu raio. Supondo que o raio de uma estrela de nêutrons é $R = 10$ km, sua massa é $M = 1.4M_{\odot}$, não uniformemente densa. Porém sua crosta possui uma densidade $\rho_c = 2.5 \times 10^{14}$ g cm $^{-3}$, uma espessura de 1 km e é esfericamente simétrica.

Porém, como discutido por Andersson et al. (2012), nas condições da crosta de uma estrela de nêutron, existe o efeito do acoplamento do *entrainment* de um superfluido “pesado”, como consequência disto, a massa de repouso efetiva do nêutron $\langle \rho_c \rangle$ é substancialmente reduzida, $\langle m_n \rangle \approx 0.2 m_n$. Portanto $\langle \rho_c \rangle \approx 5.0 \times 10^{13}$ g cm $^{-3}$, portanto, massa total efetiva da estrela também é reduzida. Por simplicidade, supomos que a massa efetiva do núcleo permaneça inalterada.

Com essas considerações, o momento de inércia total efetivo é $\langle I \rangle = 8.73 \times 10^{44}$ g cm 2 , enquanto o momento de inércia do núcleo é $I_n = 7.31 \times 10^{44}$ g cm 2 . Usando uma relação simples entre os momentos de inércia, $\langle I \rangle = I_n + \langle I_c \rangle$, temos que o momento de efetivo inércia da crosta é $\langle I_c \rangle = 1.43 \times 10^{44}$ g cm 2 . Estas quantidades podem ser utilizadas em conjunto a equação de Euler no referencial do corpo, que possui a forma

$$\mathbf{I}\dot{\boldsymbol{\Omega}} + \boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{I}\boldsymbol{\Omega} + \mathbf{I}_c\boldsymbol{\Omega}_c) = 0. \quad (3.6)$$

Usamos a Eq. 3.6 para encontrar restrições aos períodos e ângulos associados ao movimento de precessão e, como consequência dessa equação, temos que um movimento de precessão com a crosta ligada ao núcleo da estrela de nêutrons exige uma precessão altas frequências ou, no mínimo, $\Omega_{Pre} > \Omega$. Para precessão de baixas frequências (ou de longo período), retornamos à precessão livre somente da crosta.

Podemos estimar o tempo de *damping*, isto é, o tempo necessário para a estrela de nêutrons dissipar a energia rotacional em excesso ΔE_{rot} associada à precessão, com algumas relações de Link (2003), resultando em

$$\tau_d < \frac{\Delta E_{rot}}{\dot{E}_c} = 2.46 \times 10^{16} \text{ s} \left(\frac{1 \text{ s}}{P} \right) \left(\frac{1 \text{ G}}{B} \right) \beta^2, \quad (3.7)$$

sendo β o ângulo entre os eixos de rotação e o eixo de precessão.

Em Link e Epstein (2001), é argumentado um $\beta \approx 3^\circ$ para PSR B1828-11. Por simplicidade, adotamos este mesmo β , em conjunto com as quantidades já estimadas para 1E 161348-5055, e obtemos $\tau_d < 1.93$ horas.

Em outras palavras, em pouquíssimo tempo, 1E 161348-5055 dissipa sua energia adicional associada à precessão, e os grandes períodos observados para este objeto são incompatíveis com a precessão rápida esperada para um acoplamento eletromagnético crosta e núcleo. Para estrelas de nêutrons, existem algumas soluções para este problema, em que tal acoplamento simplesmente não ocorre, por exemplo,

1. Se o campo magnético não interage com os supercondutores tipo II do núcleo, que deve estar permeado por tubos de fluxo, ou tubos quantizados, em que o campo magnético é não nulo.
2. Se algum dos fluidos hadrônicos não formam um superfluido, então o núcleo seria constituído de um supercondutor de tipo I, expelindo seu campo magnético através do efeito Meissner.
3. Finalmente, se a matéria no núcleo das estrelas de “nêutrons” for exótica, nesse caso, por exemplo, as considerações anteriores não se aplicariam a matéria de quarks.

Nenhuma dessas possibilidades é particularmente favorecida ou provável, mas todas possibilitam uma precessão de longo período por escalas de tempo significativas. Portanto, a estrutura interna das estrelas de nêutrons não condiz com a associação dos períodos observados das fontes de longo período aos seus períodos de precessão.

Conclusão

Neste trabalho, motivados pela descoberta das fontes de rádio variáveis de longo período, discutimos os conceitos dos ventos relativísticos e o movimento de precessão dos pulsares, conceitos independentes desenvolvidos durante as décadas de descobertas iniciais dos pulsares, mas que permaneceram estáticos na maioria do desenvolvimento teórico posterior das estrelas de nêutrons. O modelo misto da Eq. 2.1 fornece os meios para uma evolução temporal de um pulsar, que aumenta sua emissão a partir da transição do regime dominado pelo dipolo magnético para o regime dominado pelos ventos.

Nas condições atuais, com os dados produzidos pela comunidade científica, ainda há uma série de incertezas fundamentais ligadas às teorias expostas neste trabalho, reiteramos a hipótese utilizada de um campo magnético constante em toda evolução do pulsar, existem propostas de um decaimento exponencial para o campo, ou a presença de um mínimo ao redor de $B = 10^8$ G ou até mesmo um aumento da intensidade do campo magnético nos primeiros anos da evolução do pulsar, que seria dada pela densidade de campo magnético emergindo de camadas mais interiores do pulsar, após ser “soterrado” durante o colapso da estrela progenitora pela matéria que caiu de volta à estrela de nêutrons, sem conseguir se desligar do sistema.

Ainda há a questão fundamental sobre o que exatamente estamos estudando quando observamos estes objetos, pois podem se tratar de estrelas de nêutrons ou do pequeno grupo de pulsares de anãs brancas. Com relação ao período, não temos certeza que o período observado corresponde à rotação. Já argumentamos que um período orbital é improvável, pois as fontes de longo período parecem ser objetos isolados. A hipótese da precessão deve ser rejeitada a menos que consideremos um acoplamento com a matéria dos interiores das estrelas de nêutrons diferente do usual, pois qualquer precessão da crosta teria o excesso

de energia a ela associado rapidamente dissipado, e uma precessão do pulsar na totalidade implica num movimento de alta frequência.

A estrela de nêutrons 1E 161348-5055 permanece um objeto fascinante, é o objeto com o maior período, mas sabemos que é uma estrela de nêutrons, pois se encontra num remanescente de supernova, RCW 103. As propriedades de 1E 161348-5055, no contexto da precessão, são interessantes, pois todas as quantidades são razoáveis, mas a interação entre o superfluido da crosta interna e os tubos de fluxo do núcleo interior impossibilitam invocar o movimento de precessão com o período observado. Talvez seja esse o motivo pelo qual apenas a precessão de Her X-1 é confirmada, pois sua precessão é induzida por torques externos, associados à acreção de uma estrela companheira. Existem ao menos dois pulsares comuns que são candidatos a terem precessão, mas ainda sem confirmação concreta.

De modo geral, as fontes de rádio de longo período fundamentalmente desafiam nosso entendimento a respeito das estrelas de nêutrons e, eventualmente, também das anãs brancas. Um tópico não mencionado neste trabalho, porém extremamente importante, é o mecanismo de emissão do pulso, que ainda divide a comunidade científica. Diversos modelos foram propostos na literatura, mas nenhum foi amplamente aceito. O mecanismo de emissão seria, eventualmente, capaz de explicar uma série de problemas apresentados neste trabalho, por exemplo, distinguiria a morfologia dos pulsos, de maneira a confirmar se estão associados à rotação ou à precessão.

Referências Bibliográficas

- Allen M. P., Aspectos de evolução e dinâmica de pulsares: efeitos do intenso campo magnético, Universidade de São Paulo, 2003, Tese de Doutorado, 128 p.
- Andersson N., Glampedakis K., Ho W. C. G., Espinoza C. M., Pulsar Glitches: The Crust is not Enough, *Phys. Rev. Lett.*, 2012, vol. 109, p. 241103
- Baade W., Zwicky F., Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays, *Physical Review*, 1934, vol. 46, p. 76
- Beniamini P., Wadiasingh Z., Hare J., Rajwade K. M., Younes G., J. v. A., Evidence for an abundant old population of Galactic ultra-long period magnetars and implications for fast radio bursts, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2023, vol. 520, p. 1872
- Cutler C., Gravitational waves from neutron stars with large toroidal B fields, *Phys. Rev. D*, 2002, vol. 66, p. 084025
- D’ài A., Evans P. A., Burrows D. N., Kuin N. P. M., Kann D. A., Campana S., Maselli A., Romano P., Cusumano G., la Parola V., Barthelmy S. D., Beardmore A. P., Cenko S. B., de Pasquale M., Gehrels N., Greiner J., Kennea J. A., Klose S., Melandri A., Nousek J. A., Osborne J. P., Palmer D. M., Sbarufatti B., Schady P., Siegel M. H., Tagliaferri G., Yates R., Zane S., Evidence for the magnetar nature of 1E 161348-5055 in RCW 103, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2023, vol. 463, p. 2394–2404
- Eksi K., Sasmaz S., A precessing magnetar model for GLEAM-X J162759.5-523504.3, arXiv preprint arXiv:2202.05160, 2022

- Gold T., Rotating Neutron Stars and the Nature of Pulsars, *Nature*, 1969, vol. 221, p. 25
- Hamil O., Stone J., Urbanec M., Urbancova G., Braking Index of Isolated Pulsars, *Physical Review D*, 2015, vol. 91
- Harding A. K., Ioannis C., Demosthenes K., Magnetar Spin-Down, *ApJ*, 1999, vol. 525, p. 125–128
- Hewish A., Bell J. S., Pilkington J. D. H., Scott P. F., Collins R. A., Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source, *Nature*, 1968, vol. 217, p. 709
- Heyl J., Doroshenko V., González-Caniulef D., Caiazzo I., Poutanen J., Mushtukov A., Tsygankov S. S., Kirmizibayrak D., Bachetti M., Pavlov G. G., Forsblom S. V., Malacaria C., Suleimanov V. F., Agudo I., Antonelli L. A., Baldini L., Baumgartner W. H., Bellazzini R., Bianchi S., Bongiorno S. D., Bonino R., Brez A., Bucciantini N., Capitanio F., Castellano S., Cavazzuti E., Chien-Ting Chen C. T., Ciprini S., Costa E., De Rosa A., Del Monte E., Di Gesu L., Di Lalla N., Di Marco A., ... Zane S., X-ray Polarization Reveals the Precessions of the Neutron Star in Hercules X-1, arXiv preprint arXiv:2311.03667, 2023
- Kirk J. G., Lyubarsky Y., Petri J., The Theory of Pulsar Winds and Nebulae, *Neutron Stars and Pulsars*, 2009, pp 421–450
- Link B., Constraining Hadronic Superfluidity with Neutron Star Precession, *Phys. Rev. Lett.*, 2003, vol. 91, p. 101101
- Link B., Epstein R. I., Precession Interpretation of the Isolated Pulsar PSR B1828-11, *ApJ*, 2001, vol. 556, p. 392
- Pacini F., Rotating Neutron Stars, Pulsars and Supernova Remnants, *Nature*, 1968, vol. 219, p. 145
- Philippov A., Uzdensky D. A., Spitkovsky A., Cerutti B., Pulsar Radio Emission Mechanism: Radio Nanoshots as a Low-frequency Afterglow of Relativistic Magnetic Reconnection, *The Astrophysical Journal Letters*, 2019, vol. 876
- Ravenhall D. G., Pethick C. J., Neutron Star Moments of Inertia, *ApJ*, 1994, vol. 424, p. 846

-
- Ruderman M. A., Sutherland P. G., Theory of pulsars: polar gaps, sparks, and coherent microwave radiation, *ApJ*, 1975, vol. 196, p. 51
- Shibata S., Wanatabe E., Yatsu Y., Enoto T., Bamba A., X-ray and rotational luminosity correlation and magnetic heating of radio pulsars, *ApJ*, 2016, vol. 833, p. 59
- Tong H., Discussions on the nature of GLEAM-X J162759.5-523504.3, *ApJ*, 2023, vol. 943, p. 3
- Zanazzi J. J., Lai D., Electromagnetic torques, precession and evolution of magnetic inclination of pulsars, *MNRAS*, 2015, vol. 451, p. 695–704