



Ограничение на период подкрученных пульсаров II. Численные оценки

Н.Р. Ихсанов^{1,2} , Н.Г. Бескровная¹ 

¹ГАО РАН, ²ИПА РАН

Поступила в редакцию 30 июня 2025 / Принята к публикации 3 июля 2025

Аннотация

Рассматривается сценарий аккреционной раскрутки магнитной вырожденной звезды, аккрецирующей из кеплеровского диска. Приводятся численные значения минимально возможного периода вращения, который звезда способна достичь в ходе такого сценария, для широкого спектра свободных параметров модели. Отмечается, что возможность перехода нейтронной звезды на фазе аккреционной раскрутки из состояния аккретора в состояние пропеллера в рамках рассматриваемого нами сценария маловероятна.

ключевые слова: магнитное поле, нейтронные звезды, белые карлики, аккреция, двойные системы

Введение

В предыдущей статье (Ихсанов и Бескровная, 2025) нами были получены аналитические оценки возможных значений периода вращения магнитной звезды на заключительной фазе ее раскрутки вследствие аккреции из кеплеровского диска. В рамках рассмотренного нами сценария предельный период вращения, который звезда способна достичь в процессе аккреционной раскрутки, ограничен снизу либо центробежным барьером на границе магнитосферы, либо тормозящим моментом силы, препятствующим увеличению угловой скорости вращения аккрецирующей звезды. В соответствии с нашими результатами оба из указанных выше ограничений могут быть реализованы и их эффективность, помимо прочих параметров модели, существенным образом зависит от величины радиуса магнитосферы звезды на заключительной фазе эпохи ее аккреционной раскрутки. В этой статье мы кратко суммируем результаты, полученные нами ранее, и приводим численные значения предельных значений периода вращения звезды на заключительной фазе эпохи аккреционной раскрутки в параграфе 2. Краткое обсуждение полученных нами оценок и общее заключение приводятся в параграфе 3.

1 Основные формулы

Мы рассматриваем сценарий аккреционной раскрутки вырожденной магнитной звезды (нейтронной звезды или белого карлика) в тесной двойной системе, обмен массой между компонентами которой приводит к образованию кеплеровского аккреционного диска. Взаимодействие диска с магнитным полем звезды формирует ее магнитосферу, радиус которой, r_m , в рассматриваемом нами случае существенно превосходит собственный радиус звезды, R_* . На границе магнитосферы вещество с внутреннего радиуса диска проникает в магнитное поле звезды и достигает ее поверхности в области магнитных полюсов, двигаясь вдоль силовых линий поля магнитосферы.

* e-mail: beskrovnaya@yahoo.com

Анализ описанного выше сценария мы проводим в рамках приближения стационарной аккреции, в котором темп аккреции¹, $\dot{\mathcal{M}}$, во всем пространстве от внешнего радиуса аккреционного диска вплоть до поверхности звезды полагается постоянным. Область возможных значений периода вращения звезды, P_s , на заключительной фазе эпохи ее аккреционной раскрутки при этих предположениях оценивается неравенством $P_s \geq P_{\min}$, в котором величина минимального периода вращения определяется выражением (Ихсанов и Бескровная, 2025)

$$P_{\min} = \begin{cases} P_{\text{cr}} & \text{при } \mu > \mu_0, \\ P_0 & \text{при } \mu \leq \mu_0, \end{cases} \quad (1)$$

где $\mu = (1/2)B_*R_*^3$ – дипольный магнитный момент вырожденной звезды, напряженность магнитного поля на поверхности которой B_* .

Критический период,

$$P_{\text{cr}} = \frac{2\pi r_m^{3/2}}{(GM_*)^{1/2}}, \quad (2)$$

входящий в это выражение, является решением уравнения $r_{\text{cor}}(P_{\text{cr}}) = r_m$, в котором радиус коротации вырожденной звезды, $r_{\text{cor}} = (GM_*/\omega_s^2)^{1/3}$, имеющей массу M_* и вращающейся с угловой скоростью $\omega_s = 2\pi/P_s$, полагается равным радиусу ее магнитосферы. Условие $P_s \geq P_{\text{cr}}$ в рамках сценария аккреционной раскрутки является необходимым², поскольку предполагает, что звезда находится в состоянии аккретора. В противном случае звезда оказывается в состоянии пропеллера, в котором аккреции газа на ее поверхность препятствует центробежный барьер на границе ее магнитосферы (Illarionov and Sunyaev, 1975).

Фактором, способным препятствовать раскрутке звезды, аккрецирующей газ из диска на свою поверхность, является тормозящий момент силы, $K_{\text{sd}} = I\dot{\omega}_s$, который в соответствии с формулой для магнито-дипольных потерь вращающейся магнитной звезды, $L_{\text{md}} = I\dot{\omega}_s\omega_s = f_m\mu^2\omega_s^4/c^3$, оценивается выражением

$$K_{\text{sd}} = \frac{f_m\mu^2\omega_s^3}{c^3}. \quad (3)$$

Здесь I – момент инерции вырожденной звезды, $\dot{\omega}_s = d\omega_s/dt$, c – скорость света и f_m – безразмерный параметр порядка единицы, значение которого определяется свойствами магнитосферы звезды (см., например, Бескин и др., 2013, и приведенную там литературу).

По мере раскрутки звезды величина тормозящего момента силы $K_{\text{sd}} \propto \omega_s^3$ стремительно увеличивается и, при определенных условиях, может достичь величины ускоряющего момента силы³,

$$K_{\text{su}} = \dot{\mathcal{M}}(GM_*r_m)^{1/2}, \quad (4)$$

приложенной к звезде со стороны вещества, которое она аккрецирует из кеплеровского диска, внутренний радиус которого соответствует радиусу магнитосферы. Период, при котором выполняется равенство $K_{\text{sd}}(P_0) = K_{\text{su}}$, определяется выражением

$$P_0 = \frac{2\pi}{c} \left(\frac{f_m\mu^2}{\dot{\mathcal{M}}} \right)^{1/3} \left(\frac{1}{GM_*r_m} \right)^{1/6}. \quad (5)$$

Равенство $P_0 = P_{\text{cr}}$ при прочих равных условиях достигается при $\mu = \mu_0$, где

$$\mu_0 = \left(\frac{c^3 r_m^5 \dot{\mathcal{M}}}{f_m GM_*} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

¹Т.е. количество газа, перемещающегося в радиальном направлении в сторону звезды в единицу времени

²Это условие не является, однако, достаточным для однозначного определения минимального значения периода вращения звезды на фазе аккреционной раскрутки

³Выражение (4) представляет собой произведение удельного углового момента вещества на внутреннем радиусе аккреционного диска, $l = r_m \times v_k(r_m)$, на количество вещества, аккрецируемого звездой в единицу времени, $\dot{\mathcal{M}}$, где $v_k(r_m) = (GM_*/r_m)^{1/2}$ – кеплеровская скорость на радиусе r_m

2 Величина минимального периода

Численное значение минимального периода, помимо параметров аккрецирующей звезды и темпа аккреции, существенным образом зависит от величины радиуса ее магнитосферы. Результаты, полученные в ходе решения проблемы происхождения аномально быстро вращающихся магнитных белых карликов в системах АЕ Водолея и AR Скорпиона, указывают, что радиус магнитосферы этих объектов на заключительной фазе их аккреционной раскрутки был ограничен неравенством $r_m \leq r_N$, где (Ихсанов и Бескровная, 2023; Beskrovnaya and Ikhsanov, 2024)

$$r_N \simeq 0.94 \lambda_0 \left(\frac{c m_p}{e} \right)^{2/11} \frac{\mu^{6/11}}{\dot{M}^{4/11} (GM_*)^{1/11}} \quad (7)$$

представляет собой динамический радиус магнитосферы аккрецирующей звезды, полученный при решении уравнения неразрывности аккреционного потока на границе магнитосферы в рамках диффузионного приближения. Здесь m_p – масса протона, e – заряд электрона и λ_0 – безразмерный параметр порядка единицы, учитывающий возможные отклонения параметров аккреционного потока от стандартной модели вязкого α -диска.

Полагая в выражениях (2) и (5) $r_m = r_N$, находим, соответственно,

$$P_{cr}^{(N)} = P_{cr}(r_N) \simeq 17 \text{ мс} \times \lambda_0^{3/2} \mu_{30}^{9/11} \dot{M}_{17}^{-6/11} m^{-7/11}, \quad (8)$$

и

$$P_0^{(N)} = P_0(r_N) \simeq 126 \text{ мс} \times f_m^{1/3} \lambda_0^{-1/6} \mu_{30}^{19/33} \dot{M}_{17}^{-9/33} m^{-5/33}. \quad (9)$$

Здесь мы использовали нормировки основных параметров, типичные для “канонической” модели нейтронных звезд в тесных двойных системах, т.е. $\mu_{30} = \mu/10^{30} \text{ Гс см}^3$, $m = M_*/1.4 M_\odot$ и $\dot{M}_{17} = \dot{M}/10^{17} \text{ г с}^{-1}$.

Графики функций $P_{cr}^{(N)} = P_{cr}^{(N)}(\mu)$ и $P_0^{(N)} = P_0^{(N)}(\mu)$ для значений темпа аккреции 10^{15} г с^{-1} и 10^{17} г с^{-1} приведены на Рисунке 1. Эти графики иллюстрируют тот факт, что нейтронные звезды, дипольный магнитный момент которых удовлетворяет неравенству $\mu \ll \mu_0$, где

$$\mu_0 \simeq 10^{34} \text{ Гс см}^3 \times f_m^{11/8} \lambda_0^{55/8} \dot{M}_{17}^{9/8} m^2, \quad (10)$$

на всем протяжении эпохи аккреционной раскрутки продолжают оставаться в состоянии аккретора в широком интервале значений свободных параметров модели, обычно реализуемых в тесных двойных системах. Переход этих звезд в состояние пропеллера оказывается возможен лишь в ситуации драматического (на несколько порядков величины) уменьшения темпа обмена массой между компонентами в двойной системе. В частном случае миллисекундных пульсаров, магнитное поле на поверхности которых не превосходит 10^{10} Гс , переход из состояния аккретора в состояние пропеллера оказывается возможным лишь при условии понижения темпа обмена массой в системе ниже порогового значения, составляющего порядка $10^{-14} M_\odot \text{ год}^{-1}$.

Предельный период аккреционной раскрутки белых карликов, дипольный магнитный момент которых удовлетворяет условию⁴ $\mu \geq \mu_0$, определяется условием $P_s \geq P_{cr}$. К объектам такого типа относятся, в частности, пульсароподобные белые карлики в системах АЕ Водолея и AR Скорпиона, которые вращаются с периодами 33 с и 117 с, соответственно, и теряют свою вращательную энергию с темпом, превосходящим болометрическую светимость двойной системы. Стремительное торможение вращения этих звезд удастся объяснить в рамках пульсарного механизма (в соответствии с формулой для магнито-дипольных потерь) при условии, что их дипольный магнитный момент превосходит 10^{34} Гс см^3 , а связь происхождения этих объектов с аккреционной раскруткой подтверждается значительным (на пару порядков) превышением их возраста (оцениваемого

⁴Заметим, что средний радиус белых карликов на три порядка превосходит средний радиус нейтронных звезд. Вследствие этого дипольный магнитный момент белого карлика, магнитное поле на поверхности которого порядка 10 МГс , оказывается на четыре порядка выше дипольного магнитного момента нейтронной звезды, напряженность магнитного поля на поверхности которой достигает 10^{12} Гс

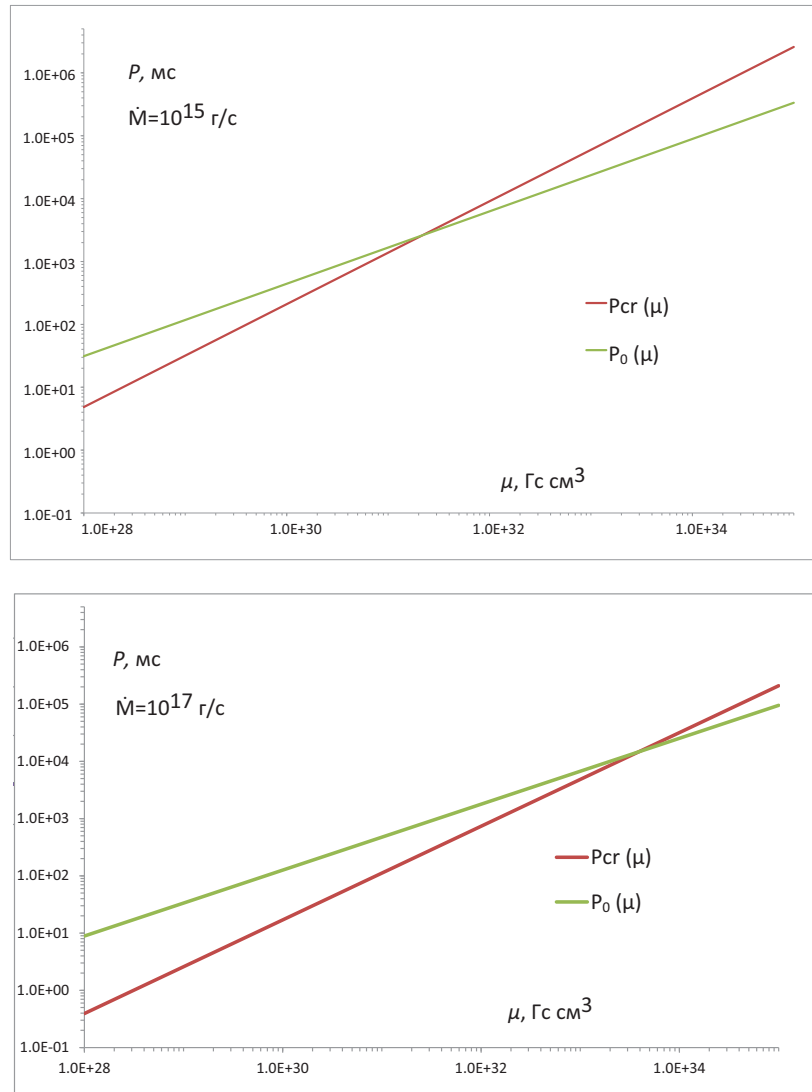


Рис. 1: Зависимость критических значений периода от дипольного магнитного момента звезды-аккретора для темпов аккреции 10^{15} г с^{-1} и 10^{17} г с^{-1}

по температуре их поверхности) над характерным временем торможения их вращения, наблюдаемым в настоящую эпоху (подробную дискуссию см., например, [Ikhsanov, 1998](#); [Beskrovnaya and Ikhsanov, 2024](#), и приведенную там литературу). Аккреционная раскрутка этих объектов, в соответствии с рассмотренным нами сценарием, происходила до момента их перехода из состояния аккретора в состояние пропеллера и, по мере рассеяния газа, окружающего их магнитосферу, в состояние эжектора, в котором они в настоящее время наблюдаются.

3 Заключение

Приведенные нами оценки показывают, что предельные значения периодов нейтронных звезд, прошедших в своей истории эпоху аккреционной раскрутки, в широком интервале возможных значений свободных параметров модели ограничены условием $P_s \geq P_0$, в котором величина нижнего предела определяется выражением (9). При этом условии подкрученные пульсары продолжают оставаться в состоянии аккретора вплоть до завершения эпохи их аккреционной раскрутки и могут перейти в состояние пропеллера лишь при условии значительного (на несколько порядков величины) уменьшения темпа аккреции.

Предельные периоды белых карликов с сильным магнитным полем, $\mu \geq \mu_0$, напротив, ограничены условием $P_s \geq P_{\text{cr}}$, при котором аккреции газа на их поверхность начинает препятствовать центробежный барьер на границе их магнитосферы. Этот результат соответствует наблюдаемому состоянию пульсароподобных белых карликов в системах АЕ Водолея и AR Скорпиона и открывает возможность моделирования их эволюции без дополнительных предположений о значительном изменении темпа обмена массой между компонентами системы на масштабе времени уменьшения периода вращения этих объектов до критического значения (см. [Ikhsanov and Beskrovnaya, 2012](#)).

Список литературы

- Бескин, В.С., Истомин, Я.Н., Филиппов, Н.Н. (2013). Радиопульсары – поиски истины. Успехи физических наук, 183, с. 179–194.
- Beskrovnaya, N.G. and Ikhsanov, N.R. (2024), Accretion-driven Spin-up of the White Dwarfs in AR Scorpii and AE Aquarii. Astrophysical Bulletin, 79, Nr. 1, p. 104-110.
- Ikhsanov, N.R. (1998) The pulsar-like white dwarf in AE Aquarii. Astronomy and Astrophysics, 338, p. 521-526.
- Ikhsanov, N.R. and Beskrovnaya, N.G.(2012), AE Aquarii represents a new class of cataclysmic variables. Astronomy Reports, 56, Nr. 8, p. 595-608.
- Ихсанов Н.Р. и Бескровная, Н.Г. (2023). Радиус магнитосферы звезды, аккрецирующей из диска в приближении коротации. Известия Главной Астрономической Обсерватории в Пулкове 229, с. 19-23.
- Ихсанов Н.Р. и Бескровная, Н.Г. (2025). Ограничение на период подкрученных пульсаров. Известия Главной Астрономической Обсерватории в Пулкове 236, с. 23–27.
- Illarionov, A.F. and Sunyaev R.A. (1975) Why the number of galactic X-ray stars is so small? Astronomy and Astrophysics, 39, p. 185-195.

Constraints on the period of recycled pulsars II. Numerical estimations

N.R. Ikhsanov^{1,2} , N.G. Beskrovnaya¹ ¹ The Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo , ² The Institute of Applied Astronomy of the RAS

Received 30 June 2025 / Accepted 3 July 2025

Abstract

The scenario of accretion-driven spin-up of a magnetic degenerate star accreting from a Keplerian disk is examined. Numerical values for the minimal possible rotation period attainable by the star within this scenario are presented for a broad spectrum of the model's free parameters. It is noted that the transition of a neutron star at the spin-up phase from the accretor state to the propeller regime within the context of the scenario under consideration is regarded as unlikely.

key words: magnetic field, neutron stars, accretion, white dwarfs, binary systems