

УДК 524.3-43:[524.38:524.354.6]:52-17

СЦЕНАРИЙ MAD-АККРЕЦИИ В МАССИВНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ С НЕЙТРОННЫМИ ЗВЕЗДАМИ

© 2025 Н. Р. Иксанов^{1,2}, М. Ю. Пиотрович¹, Н. Г. Бескровная^{1,3*}¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, 196140 Россия²Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, 191187 Россия³Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия

Поступила в редакцию 9 августа 2024 года; после доработки 18 октября 2024 года; принята к публикации 22 октября 2024 года

Обсуждается процесс ветровой аккреции газа с собственным магнитным полем на нейтронные звезды в массивных рентгеновских двойных системах (МРДС). Сформулированы критерии реализации в системе квазисферической аккреции, образования кеплеровского аккреционного диска и замагниченного некеплеровского диска (сценарий MAD-аккреции). Показано, что период равновесного вращения нейтронной звезды в сценарии MAD-аккреции, помимо параметров двойной системы, определяется также скоростью, температурой и степенью магнитизации звездного ветра ее массивного компаньона. В рамках гипотезы о равновесном вращении нами выполнены оценки параметров звездного ветра для наиболее полно изученных квазиравновесных аккреционных пульсаров в МРДС, соответствующих критериям реализации сценария MAD-аккреции. Показано, что период равновесного вращения нейтронной звезды в системе при прочих равных условиях увеличивается с ростом степени магнитизации компонента звездного ветра ее массивного компаньона, истекающего в плоскости орбиты системы. Периоды аккреционных пульсаров в системах со схожими параметрами вследствие этого могут отличаться между собой на несколько порядков величины и при благоприятных условиях достигать значений в несколько тысяч и даже десятков тысяч секунд.

Ключевые слова: аккреция, аккреционные диски — компактные объекты — магнитные поля

1. ВВЕДЕНИЕ

Аккреционные пульсары в массивных рентгеновских двойных системах (МРДС) представляют собой нейтронные звезды, образующие тесные пары с массивными звездами раннего спектрального класса. Рентгеновское излучение этих объектов носит преимущественно тепловой характер и обусловлено аккрецией газа на поверхность нейтронной звезды. Донором аккреционного потока является массивный компонент системы. В большинстве случаев он не заполняет свою полость Роша, но интенсивно теряет вещество в форме звездного ветра. Газ, захваченный нейтронной звездой из ветра, образует аккреционный поток, который, двигаясь в направлении звезды, в итоге достигает ее поверхности в области магнитных полюсов. Вследствие осевого вращения звезды, магнитная ось которой наклонена к ее оси вращения, интенсивность рентгеновского излучения, регистрируемого удаленным наблюдателем, испытывает периодические вариации, создавая эффект рентгеновского пульсара.

Моделирование процесса обмена массой между компонентами описанных выше систем обычно проводится на основе энергетических и временных характеристик их рентгеновского излучения. К последним относятся, прежде всего, период пульсара и темп его изменения. Анализ этих характеристик позволяет сделать оценку момента силы, приложенной к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока на текущем этапе эволюции МРДС, и ограничить число возможных сценариев течения вещества в этих системах.

С теоретической точки зрения период вращения аккрецирующей нейтронной звезды с течением времени стремится к его равновесному значению, при котором полный результирующий момент силы, приложенной к звезде в процессе ее взаимодействия с аккреционным потоком, обращается в ноль. Величина этого периода в рамках традиционных сценариев аккреции оценивается выражениями (см., например, Ikhsanov (2007) и приведенную там литературу):

$$P_{\text{eq}}^{(d)} \simeq 7 \text{ s } \mu_{30}^{6/7} \dot{M}_{16}^{-3/7} m^{-5/7}, \quad (1)$$

*E-mail: beskrovnaya@yahoo.com

при аккреции из кеплеровского диска, и

$$P_{\text{eq}}^{(s)} \simeq 60 \, c \, \xi_{0.2}^{-1/2} \, \mu_{30} \, \dot{M}_{16}^{-1/2} \, m^{-3/2} \times \left(\frac{v_{\text{rel}}}{400 \, \text{км с}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{P_{\text{orb}}}{10 \, \text{дней}} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

при реализации в системе квазисферического сценария аккреции. Здесь μ_{30} — дипольный магнитный момент ($\mu = (1/2)B_{\text{ns}}R_{\text{ns}}^3$) нейтронной звезды в единицах $10^{30} \, \text{Гс см}^3$ и m — ее масса (M_{ns}) в единицах $1.4 M_{\odot}$. Такая нормировка предполагает, что напряженность магнитного поля на поверхности нейтронной звезды, B_{ns} , при ее радиусе $R_{\text{ns}} \sim 10 \, \text{км}$ составляет $2 \times 10^{12} B_{12} \, \text{Гс}$ (здесь $B_{12} = B_{\text{ns}}/10^{12} \, \text{Гс}$). Параметр $\dot{M}_{16}$ — темп аккреции в единицах $10^{16} \, \text{г с}^{-1}$, при котором светимость аккреционного источника, $L_x = \dot{M} G M_{\text{ns}} / R_{\text{ns}}$, достигает величины $L_x = 10^{36} L_{36} \, \text{эрг с}^{-1}$ (где $L_{36} = L_x / 10^{36} \, \text{эрг с}^{-1}$); v_{rel} — скорость движения нейтронной звезды относительно ветра ее массивного компаньона, принятую нами нормировку которой мы обсуждаем в разделе 2.2; P_{orb} — орбитальный период двойной системы и $\xi_{0.2} = \xi/0.2$ — безразмерный параметр, учитывающий диссипацию углового момента в квазисферическом аккреционном потоке вследствие градиентов плотности и скорости, нормированный в соответствии с результатами численного моделирования (Ruffert, 1999). Нормировки остальных параметров, принятые в этих выражениях, соответствуют значениям параметров МРДС, представленных в таблице 1.

Картина эволюции периода пульсаров, мониторинг которых проводится на протяжении нескольких десятков лет, свидетельствует в пользу гипотезы о равновесном вращении нейтронных звезд в этих системах. Однако периоды большинства известных на сегодня аккреционных пульсаров, рассредоточенные в широком интервале значений, от нескольких секунд до десятков тысяч секунд, существенно отличаются от приведенных выше оценок равновесного периода и не показывают устойчивой корреляции с параметрами двойных систем (см., например, Kim et al., 2023 и ссылки в ней). Попытки объяснить это несоответствие неточностями в оценке магнитного поля нейтронных звезд (см., например, Shakura, 1975; Klus et al., 2014) в случае пульсаров, рассматриваемых нами в этой статье, несостоятельны, так как значения магнитного поля на поверхности нейтронных звезд, входящих в эти системы, были оценены по наблюдениям циклотронных линий в их рентгеновском спектре (см. таблицу 1 и приведенную там литературу). Наиболее ярким примером указанного выше противоречия является МРДС 4U 2206+54, период вращения нейтронной звезды в составе которой превосходит 5500 с и при этом демонстрирует тенденцию к

устойчивому увеличению. В рамках традиционных сценариев такое поведение нейтронной звезды могло бы быть свойственно лишь магнитару. Однако магнитное поле нейтронной звезды, измеренное по наблюдениям циклотронной линии в рентгеновском спектре этой системы, не превосходит $4 \times 10^{12} \, \text{Гс}$ (для более детального обсуждения см., например, Ikhsanov and Beskrovnaya, 2013 и приведенную там литературу).

Другой вероятной причиной указанного выше несоответствия может являться чрезмерная упрощенность традиционных сценариев аккреции, приводящая к неточностям в оценке равновесного периода аккреционных пульсаров. Такая возможность анализировалась, в частности, в работе Ikhsanov and Mereghetti (2015), где процесс обмена массой между компонентами МРДС рассматривался в рамках сценария MAD-аккреции¹. Этот сценарий, впервые предложенный в работах² Bisnovatyi-Kogan and Ruzmaikin (1974; 1976), включает в себя дополнительный фактор, которым является собственное магнитное поле аккреционного потока. Под влиянием этого фактора при определенных условиях в системе может формироваться замагниченный некеплеровский диск, движение газа в котором полностью контролируется его собственным магнитным полем (Bisnovatyi-Kogan, 2019). Величина равновесного периода вращения нейтронной звезды в этом случае существенно отличается от значений, ожидаемых в традиционных сценариях аккреции, и, помимо параметров двойной системы, определяется также физическими условиями в звездном ветре ее массивного компаньона. Общую картину аккреции, реализуемую в этом сценарии, мы кратко описываем в разделе 2. Следуя базовым принципам этой модели, в разделе 3 мы приводим оценки параметров звездного ветра массивных звезд, входящих в состав пяти наиболее полно изученных МРДС с близкими значениями основных параметров. Ключевые особенности представленного нами сценария мы кратко обсуждаем в разделе 4 и приводим основные выводы нашего исследования в разделе 5.

2. СЦЕНАРИЙ MAD-АККРЕЦИИ В МРДС: ОБЩАЯ КАРТИНА

Мы рассматриваем МРДС с ветровой аккрецией на нейтронную звезду, обладающую сильным

¹ Авторы этой статьи использовали термин «магнито-левитационная аккреция», хотя рассмотренный ими сценарий идентичен MAD-аккреции.

² Свое текущее наименование «Magnetically Arrested Disk» (MAD) предложенный ими сценарий получил лишь по прошествии 29 лет в работе Narayan et al. (2003).

Таблица 1. Параметры МРДС (см. Cox et al., 2005, Finger et al., 2010, Falanga et al., 2015, Hambaryan et al., 2022, Kim et al., 2023 и ссылки в них). Средняя светимость в рентгеновском диапазоне $L_{36} = L_x/(10^{36} \text{ эрг с}^{-1})$, магнитное поле нейтронной звезды $B_{12} = B_{\text{ns}}/(10^{12} \text{ Гс})$. Для 4U 1907+09 и 4U 2206+54 приведено каноническое значение массы нейтронной звезды

МРДС	P_s, s	$P_{\text{orb}}, \text{days}$	$M_{\text{ns}}, M_{\odot}$	L_{36}	B_{12}	d, kpc	Sp class	$M_{\text{opt}}, M_{\odot}$
ОАО 1657-415	37	10.4	1.74 ± 0.30	3.0	3.2	6.4	Ofpe/WN9	17.5 ± 0.8
Vela X-1	283	9.0	2.12 ± 0.16	4.0	2.6	2.0	B0.5 Ib	26 ± 1
4U 1907+09	440	8.4	1.4	2.0	2.1	4.0	O8–9 Ia	27
4U 1538-52	527	3.7	1.02 ± 0.17	2.0	2.3	4.5	B0 Iab	16 ± 2
4U 2206+54	5554	19.2	1.4	0.3	4.0	2.6	O9.5 V	$23.5^{+14.5}_{-8}$

магнитным полем. Это подразумевает, что массивный компонент системы не заполняет свою полость Роша и теряет вещество в форме звездного ветра. Нейтронная звезда с массой M_{ns} , двигаясь по орбите сквозь ветер своего компаньона, захватывает газ, находящийся на расстоянии $r \leq r_G$ от ее центра, и аккрецирует его на свою поверхность. Здесь

$$r_G = \frac{2GM_{\text{ns}}}{v_{\text{rel}}^2} \quad (3)$$

определяет радиус гравитационного захвата нейтронной звезды (радиус Бонди).

Захваченный газ обладает собственным магнитным полем, исходным источником которого является магнитное поле звездного ветра. Характерный масштаб магнитного поля в области захвата газа нейтронной звездой (на радиусе Бонди) по порядку величины сопоставим с размером двойной системы и для интересующих нас значений параметров существенно превосходит радиус Бонди. Это позволяет рассматривать процесс аккреции в приближении крупномасштабного однородного магнитного поля и нормировать исходную величину напряженности магнитного поля в аккреционном потоке, $B_{f0} = B_f(r_G)$, на напряженность магнитного поля в звездном ветре массивной звезды на расстоянии порядка размера двойной системы.

Отличительной особенностью реализации сценария MAD-аккреции в МРДС является наличие исходного углового момента у газа, который нейтронная звезда захватывает из звездного ветра своего компаньона на радиусе Бонди. Источником углового момента аккреционного потока является орбитальное вращение двойной системы. Исходная угловая скорость газа, захваченного на радиусе Бонди, $\Omega_{f0} = \Omega_f(r_G)$, вследствие этого оказывается порядка орбитальной угловой скорости системы: $\Omega_{\text{orb}} = 2\pi/P_{\text{orb}}$.

Сценарий MAD-аккреции в МРДС можно условно представить в виде последовательности трех основных фаз:

- 1) квазисферическая аккреция газа с угловым моментом и собственным магнитным полем;
- 2) медленно вращающийся (некеплеровский) замagnetиченный диск (Magnetically Arrested Disk), взаимодействующий с магнитным полем нейтронной звезды;
- 3) аккреция внутри магнитосферы нейтронной звезды, в процессе которой газ, двигаясь от границы магнитосферы вдоль силовых линий магнитного поля нейтронной звезды, достигает ее поверхности в области магнитных полюсов.

2.1. Квазисферическая фаза аккреции

Газ, захваченный нейтронной звездой на радиусе Бонди, под действием ее гравитационного поля формирует аккреционный поток. При условии $v_{\text{rel}} > v_{\text{orb}}$, где

$$v_{\text{orb}} = \left(\frac{2\pi GM_{\text{opt}}}{P_{\text{orb}}} \right)^{1/3} \quad (4)$$

определяет скорость движения нейтронной звезды по круговой орбите вокруг ее массивного компаньона, захваченный газ движется в направлении нейтронной звезды исходно в режиме свободного падения в форме квазисферического потока. По мере приближения его к нейтронной звезде увеличивается динамическое давление потока в радиальном,

$$p_{\text{ram}}(r) = \rho(r)v_{\text{ff}}^2(r) \propto r^{-5/2}, \quad (5)$$

и азимутальном,

$$p_{\phi} = \rho(r)v_{\phi}^2(r) \propto r^{-7/2}, \quad (6)$$

направлениях и происходит усиление его собственного магнитного поля, приводящее к росту магнитного давления в аккреционном потоке:

$$p_m(r) = \frac{B_f^2(r)}{4\pi} \propto r^{-4}. \quad (7)$$

Здесь $\rho(r) = \dot{M}/[4\pi r^2 v_f(r)]$ — плотность газа в сферическом аккреционном потоке, приближающемся к нейтронной звезде со скоростью свободного падения $v_f(r) = (2GM_{\text{ns}}/r)^{1/2}$, и $\dot{M}$ — темп аккреции, значение которого в стационарной картине аккреции от радиуса Бонди до поверхности нейтронной звезды принимается постоянным. Параметр $v_\phi(r) = r\Omega_f(r)$ — линейная скорость газа в азимутальном направлении и

$$\Omega_f(r) = \xi\Omega_{f0}\left(\frac{r_G}{r}\right)^2 \quad (8)$$

— его угловая скорость, изменение которой по мере приближения аккреционного потока к нейтронной звезде происходит вследствие сохранения углового момента. Наконец,

$$B_f(r) = B_{f0}\left(\frac{r_G}{r}\right)^2 \quad (9)$$

определяет величину собственного магнитного поля в газе на этапе сферической аккреции, изменение которой по мере приближения газа к звезде происходит вследствие сохранения магнитного потока.

Приведенные выше факторы, наряду с параметрами нейтронной звезды, определяют сценарий аккреции, реализуемый в МРДС. В частности, наименьшее возможное расстояние, до которого падающий газ оказывается способным приблизиться к нейтронной звезде в форме квазисферического потока, определяется альвеновским радиусом³,

$$r_A = \left(\frac{\mu^2}{\dot{M}(2GM_{\text{ns}})^{1/2}}\right)^{2/7}, \quad (10)$$

который является решением уравнения баланса между динамическим давлением сферического потока и давлением дипольного магнитного поля нейтронной звезды. Здесь $\mu = (1/2)B_{\text{ns}}R_{\text{ns}}^3$ — дипольный магнитный момент нейтронной звезды радиуса R_{ns} , напряженность магнитного поля на поверхности которой B_{ns} .

Существует, однако, по меньшей мере два дополнительных фактора, способствующих трансформации квазисферического потока в диск на расстояниях, превышающих альвеновский радиус. Первым из них является собственный угловой момент захваченного газа, способствующий раскрутке потока в ходе аккреции. По мере того как

угловая скорость газа в процессе аккреции достигает кеплеровской скорости, центробежная сила, действующая на падающее вещество, сравнивается с силой гравитационного притяжения звезды. Центробежный барьер, возникающий в этом случае, препятствует дальнейшему радиальному движению газа к звезде и приводит к трансформации исходного квазисферического потока в кеплеровский диск, в котором радиальное движение газа определяется вязкостью диска, способствующей отводу избыточного углового момента от его внутреннего радиуса к внешнему. Расстояние, на котором эта ситуация может быть реализована в МРДС,

$$r_{\text{circ}} = \frac{\xi^2 \Omega_{\text{orb}}^2 r_G^4}{GM_{\text{ns}}}, \quad (11)$$

именуется радиусом циркуляризации. Подставляя выражение (3) в (11) и решая неравенство $r_A < r_{\text{circ}}$ относительно v_{rel} , мы приходим к необходимому (но недостаточному) условию образования кеплеровского вязкого диска в МРДС: $v_{\text{rel}} < v_0$, где

$$v_0 \simeq 400 \text{ км с}^{-1} \xi_{0.2}^{1/4} m^{11/28} \times \mu_{30}^{-1/14} \dot{M}_{16}^{1/28} \left(\frac{P_{\text{orb}}}{10 \text{ сут}}\right)^{-1/4}. \quad (12)$$

Вторым фактором является собственное магнитное поле потока, которое усиливается в процессе падения газа в направлении нейтронной звезды. Это приводит к росту магнитного давления в квазисферическом потоке, которое достигнет величины его динамического давления на радиусе

$$r_{\text{ml}} = \beta_0^{-2/3} r_G \left(\frac{c_{\text{so}}}{v_{\text{rel}}}\right)^{4/3} \simeq r_G \left(\frac{v_{a0}}{v_{\text{rel}}}\right)^{4/3}. \quad (13)$$

Здесь $\beta_0 = \beta(r_G) = 8\pi\rho_0 c_{\text{so}}^2/B_{f0}^2$ — отношение теплового и магнитного давления, $c_{\text{so}} = c_s(r_G)$ — скорость звука и $v_{a0} = B_{f0}/\sqrt{4\pi\rho(r_G)}$ — альвеновская скорость в аккреционном потоке на радиусе Бонди.

Под влиянием этого фактора движение газа в области пространства $r \leq r_{\text{ml}}$ переходит из состояния свободного падения в состояние диффузии, параметры которой определяются эффективностью диссипации собственного магнитного поля в аккреционном потоке. Этот вывод, отмеченный еще на ранних этапах развития теории аккреции (Shvartsman, 1971), с физической точки зрения оказывается вполне закономерным, если принять во внимание, что объем, занимаемый газом в сферическом аккреционном потоке, по мере его приближения к нейтронной звезде, стремительно уменьшается. Течение вещества в режиме свободного падения вследствие этого оказывается

³Следует заметить, что радиус магнитосферы нейтронной звезды в общем случае отличается от альвеновского радиуса, имеющего физический смысл радиуса остановки (equilibrium radius) сферического аккреционного потока дипольным магнитным полем нейтронной звезды (Beskrovnaya and Ikhsanov, 2024).

возможным лишь при условии отсутствия факторов, способных препятствовать уменьшению объема потока. Присутствие магнитного поля в потоке нарушает это условие, создавая избыток магнитного давления⁴ в области $r \leq r_{\text{ml}}$, препятствующий дальнейшему уменьшению объема сферического потока. Движение газа при этом условии переходит в диффузионный режим, параметры которого определяются темпом диссипации магнитного поля в аккреционном потоке (Ikhsanov and Beskrovnaya, 2012).

Анализируя структуру течения вещества в области пространства $r \leq r_{\text{ml}}$, следует прежде всего отметить, что исходное магнитное поле потока не обладает сферической симметрией и его конфигурация в процессе аккреции также претерпевает существенные изменения. В то время как перпендикулярный масштаб в сферическом аккреционном потоке уменьшается, $l_{\perp} \propto r^{-2}$, его продольный масштаб увеличивается, $l_{\parallel} \propto r^{1/2}$ (Bisnovatyi-Kogan and Fridman, 1970). Это приводит к тому, что собственное магнитное поле потока в процессе аккреции приобретает конфигурацию диска, плоскость которого расположена перпендикулярно к исходному направлению магнитного поля в газе на расстоянии $r \geq r_G$ (Bisnovatyi-Kogan and Ruzmaikin, 1974). Следует также заметить, что давление магнитного поля не изотропно и не оказывает существенного влияния на движение газа вдоль его силовых линий. Вследствие этого течение газа в области пространства $r \leq r_{\text{ml}}$ будет происходить преимущественно вдоль силовых линий собственного магнитного поля потока, повторяя его конфигурацию и формируя замагниченный диск.

Результаты численного моделирования сферической аккреции газа с собственным магнитным полем, впервые представленные в работах Igumenshchev et al. (2003) и Narayan et al. (2003), в целом подтвердили выводы описанного выше сценария с формированием магнитной дисковой конфигурации, получившей наименование Magnetically Arrested Disk (см. Bisnovatyi-Kogan, 2019 и приведенную там литературу).

2.2. Условия реализации сценария MAD-аккреции в МРДС

Процесс движения вещества в направлении нейтронной звезды в МРДС с ветровой аккрецией может происходить по следующим основным сценариям:

- квазисферическая аккреция;

- аккреция из вязкого кеплеровского диска;
- сценарий MAD-аккреции.

Сценарий *квазисферической аккреции* реализуется в МРДС при условии

$$r_A > \max\{r_{\text{circ}}, r_{\text{ml}}\}, \quad (14)$$

означающем, что падение газа в квазисферическом потоке будет остановлено магнитным полем нейтронной звезды до момента, когда его раскрутка и магнитизация достигнут значений, достаточных для трансформации потока в вязкий или замагниченный диск соответственно. Решая это неравенство относительно v_{rel} , мы приходим к условию $v_{\text{rel}} > \max\{v_{\text{ma}}, v_0\}$, где

$$v_{\text{ma}} \simeq 2380 \text{ км с}^{-1} \times \beta_0^{-1/5} \mu_{30}^{-6/35} m^{12/35} \dot{M}_{16}^{3/35} T_7^{1/5} \quad (15)$$

является решением уравнения $r_A = r_{\text{ml}}$ и v_0 является решением уравнения $r_A = r_{\text{circ}}$, величина которого представлена выражением (12). Температура звездного ветра в области орбиты нейтронной звезды⁵, T_w , в этом выражении нормирована на среднее значение температуры короны массивных звезд ранних спектральных классов, $T_7 = T_w/10^7 \text{ К}$, полученное из наблюдений этих объектов в рентгеновском диапазоне (Schulz et al., 2003).

Образование *кеплеровского диска* в МРДС оказывается возможным лишь при условии

$$r_{\text{circ}} > \max\{r_A, r_{\text{ml}}\}, \quad (16)$$

которое соответствует выполнению неравенства $v_{\text{rel}} < \min\{v_{\text{ca}}, v_0\}$, где

$$v_{\text{ca}} \simeq 57 \text{ км с}^{-1} \times \xi_{0.2}^{3/7} \beta_0^{1/7} m^{3/7} P_{10}^{-3/7} T_7^{-1/7} \quad (17)$$

является решением уравнения $r_{\text{circ}} = r_{\text{ml}}$.

Сценарий *MAD-аккреции* реализуется в системе при условии

$$r_{\text{ml}} > \max\{r_A, r_{\text{circ}}\}, \quad (18)$$

которое выполняется, если скорость нейтронной звезды относительно звездного ветра ее массивного компаньона оказывается в диапазоне значений

$$v_{\text{ca}} < v_{\text{rel}} < v_{\text{ma}}. \quad (19)$$

Степень магнитизации звездного ветра, требуемую для реализации сценария MAD-аккреции, можно найти, решая неравенство $v_{\text{ca}} < v_{\text{ma}}$ относительно параметра β_0 , что приводит нас к условию $\beta_0 < \beta_{\text{max}}$, где

$$\beta_{\text{max}} \simeq 10^4 \xi_{0.2}^{-5/4} \mu_{30}^{-1/2} \dot{M}_{16}^{1/4} m^{-1/4} P_{10}^{5/4} T_7 \quad (20)$$

⁴Следует также отметить, что градиент роста магнитного давления в сферическом аккреционном потоке, по мере приближения газа к нейтронной звезде, превосходит градиент роста динамического давления потока.

⁵Отметим, что рассматриваемые нами системы являются тесными и радиус орбиты нейтронной звезды в большинстве из них не превосходит двух радиусов ее массивного компаньона.

является решением уравнения $v_{\text{ca}} = v_{\text{ma}}$.

Это условие соответствует напряженности магнитного поля в звездном ветре массивной звезды на расстоянии порядка размера системы: $B_{f0} > B_{\text{min}}$,

$$\text{где } B_{\text{min}} \simeq 50 \text{ mG} \times \xi_{0.2}^{5/8} \mu_{30}^{1/4} \dot{M}_{16}^{3/8} m^{-7/8} \times \left(\frac{P_{\text{orb}}}{10 \text{ сут}} \right)^{-5/8} \left(\frac{v_{\text{rel}}}{400 \text{ км с}^{-1}} \right)^{3/2}. \quad (21)$$

Скорость движения нейтронной звезды относительно звездного ветра ее массивного компаньона, v_{rel} , здесь и далее нормирована на величину 400 км с^{-1} , соответствующую скорости звука в газе, нагретом до температуры 10^7 К , что, в свою очередь, отвечает нормировке температуры звездного ветра, принятой нами на основе рентгеновских наблюдений корон массивных звезд ранних спектральных классов (см. выше).

2.3. Равновесный период вращения нейтронной звезды

Одной из особенностей процесса аккреции в МРДС является наличие исходного углового момента аккреционного потока. Вследствие этого замагниченный диск, формируемый в системе в рамках сценария MAD-аккреции, должен обладать осевым вращением. Угловая скорость газа в области формирования диска, определяемая выражением

$$\Omega_f(r_{\text{ml}}) = \xi \Omega_{\text{orb}} \left(\frac{r_G}{r_{\text{ml}}} \right)^2, \quad (22)$$

соответствует угловой скорости газа, до которой он был раскручен в квазисферическом потоке до момента его трансформации в замагниченный (MAD) диск на радиусе r_{ml} .

Вопрос о радиальном распределении угловой скорости вещества в замагниченном диске является сложным и к настоящему времени остается слабо изученным. Нельзя исключить, что вращение диска, движение вещества в котором полностью контролируется его собственным магнитным полем, оказывается близко к твердотельному. В противном случае дифференциальное вращение приводило бы к генерации тороидального компонента магнитного поля и, таким образом, к увеличению магнитной энергии, которая в рассматриваемой нами ситуации исходно доминирует в энергетическом балансе диска. Принимая во внимание этот аргумент, мы в данной статье ограничимся обсуждением случая твердотельного вращения диска с угловой скоростью $\Omega_f(r_{\text{ml}})$, представленной выражением (22).

Взаимодействие диска с магнитным полем нейтронной звезды приводит к формированию ее магнитосферы. На границе магнитосферы, соответствующей внутреннему радиусу диска, аккреционный поток диффундирует в магнитное поле нейтронной звезды и, двигаясь вдоль его силовых линий, достигает поверхности звезды в области магнитных полюсов. Радиус магнитосферы, r_m , и, соответственно, внутренний радиус диска оцениваются из уравнения неразрывности, в котором темп аккреции полагается равным темпу диффузии газа с внутреннего радиуса диска в магнитное поле нейтронной звезды. Вспомогательным условием, позволяющим определить плотность аккреционного потока на границе магнитосферы, является уравнение баланса между давлением дипольного магнитного поля нейтронной звезды и давлением, оказываемым на него со стороны аккреционного диска⁶. Наконец, нормируя коэффициент диффузии аккреционного потока в магнитное поле нейтронной звезды на боровский коэффициент диффузии (обусловленный процессами перезамыкания силовых линий поля магнитосферы и поля диска, а также неустойчивостями дрейфово-диссипативного типа на границе магнитосферы), мы приходим к следующей оценке радиуса магнитосферы: $r_m \geq r_N$, где (Beskrovnaya and Ikhsanov, 2024)

$$r_N \simeq 2.3 \times 10^7 \text{ см} \times \lambda_0 \mu_{30}^{6/11} \dot{M}_{16}^{-4/11} m^{-1/11} \quad (23)$$

и λ_0 — безразмерный параметр, величина которого в рамках принятых нами предположений порядка единицы.

Уравнение равновесного вращения нейтронной звезды, ось вращения которой совпадает с осью вращения диска, в рассматриваемой нами ситуации можно записать в виде

$$\dot{M} (r_m^2 \Omega_f - R_{\text{ns}}^2 \omega_s \sin^2 \theta) - \Delta_m = 0, \quad (24)$$

где $\omega_s = 2\pi/P_s$ — угловая скорость вращения нейтронной звезды, θ — угол между осью вращения нейтронной звезды и осью ее магнитного поля и Δ_m — абсолютная величина момента силы, возникающей вследствие взаимодействия аккреционного потока с магнитным полем звезды и приводящей к частичной диссипации углового момента газа, аккрецируемого с внутреннего радиуса диска на ее поверхность.

Первый член в скобках левой части этого уравнения, $\dot{M} (r_m^2 \Omega_f)$, определяет удельный угловой момент газа, расположенного на внутреннем радиусе диска, r_m , и вращающегося с угловой скоростью Ω_f . Второй член в скобках,

⁶Радиус магнитосферы в анализируемом нами случае существенно превосходит радиус нейтронной звезды, что позволяет рассматривать ее магнитное поле в дипольном приближении.

$J_{(\text{ns})} = R_{\text{ns}}^2 \omega_s \sin^2 \theta$, определяет удельный угловой момент газа, уже достигшего поверхности нейтронной звезды в области ее магнитных полюсов и вращающегося вместе с ней с угловой скоростью ω_s . Разность этих величин, умноженная на массу газа, аккрецируемого звездой в единицу времени на свою поверхность с внутреннего радиуса диска, соответствует моменту силы, приложенной к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока с точностью до диссипативного члена Δ_m .

В качестве иллюстрации можно прежде всего рассмотреть наиболее упрощенный случай. Предполагаем, что ось вращения и магнитная ось нейтронной звезды перпендикулярны (случай ортогонального ротатора, $\sin^2 \theta = 1$); пренебрегаем эффектами диссипации ($\Delta_m = 0$). Решая уравнение (24) при этих условиях, мы приходим к значению угловой скорости нейтронной звезды:

$$\omega_s^{(\text{eq})} \simeq \Omega_f(r_{\text{ml}}) \left(\frac{r_m}{R_{\text{ns}}} \right)^2, \quad (25)$$

при котором ее вращение оказывается равновесным. В нашем упрощенном примере это состояние соответствует равенству $J_{(\text{ns})} = J_{(f)}$, когда аккреция газа с внутреннего радиуса диска на поверхность звезды не приводит к изменению углового момента последней. Параметры звездного ветра массивного компонента МРДС, при которых реализация такого условия оказывается возможной, мы оцениваем в разделе 3 на примере выборки наиболее полно изученных квазиравновесных аккреционных пульсаров в галактических МРДС с близкими по величине значениями орбитального периода.

3. ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА

В рамках картины аккреции, описанной в разделе 2, мы рассматриваем МРДС, в которой реализуется сценарий MAD-аккреции на вращающуюся нейтронную звезду с магнитным полем. Обмен массой между компонентами системы приводит к образованию замагниченного твердотельно вращающегося (MAD) диска, угловая скорость которого, оцениваемая выражением (22), существенно меньше кеплеровской. Внешний радиус диска, r_{ml} , представленный выражением (13), не превосходит радиус гравитационного захвата нейтронной звезды, r_G , определяемый выражением (3). Минимально возможное значение внутреннего радиуса диска, r_N , оценивается выражением (23) и для параметров рассматриваемых нами пульсаров существенно превосходит собственный радиус нейтронной звезды. В процессе аккреции вещества из диска на поверхность нейтронной звезды угловая скорость ее осевого вращения эволюционирует в сторону

значения, оцениваемого выражением (25), при котором момент силы, приложенный к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока, обращается в ноль. Степень магнитизации звездного ветра, отвечающую этому условию, можно оценить, комбинируя выражения (3), (13), (23), (22), (25) и решая полученное уравнение относительно β_0 . Используя принятые нами нормировки параметров, находим:

$$\beta_0 \simeq 50 \xi_{0.2}^{-3/4} \mu_{30}^{-9/11} \dot{M}_{16}^{6/11} R_6^{3/2} m^{3/22} T_7 \times \left(\frac{P_{\text{orb}}}{10 \text{ сут}} \right)^{3/4} \left(\frac{P_s}{40 \text{ с}} \right)^{-3/4} \left(\frac{v_{\text{rel}}}{400 \text{ км с}^{-1}} \right)^{-2}, \quad (26)$$

где $R_6 = R_{\text{ns}}/10^6$ см.

Значения β_0 , ожидаемые в случае реализации сценария MAD-аккреции в исследуемых нами МРДС, приведены в таблице 2 вместе с оценками минимально возможного радиуса магнитосферы нейтронной звезды, r_N , и альвеновского радиуса, r_A . В этой же таблице приведены минимальное, v_{ca} , и максимальное, v_{ma} , значения относительной скорости, при которых в системе реализуется сценарий MAD-аккреции, вместе со средней оценкой орбитальной скорости нейтронной звезды, v_{orb} , и нижним пределом величины магнитного поля в звездном ветре на радиусе орбиты нейтронной звезды, B_{min} , определяющим порог применимости рассматриваемого нами сценария аккреции.

Как видно из этой таблицы, период равновесного вращения нейтронной звезды в МРДС с MAD-аккрецией, при прочих равных условиях, увеличивается с ростом степени магнитизации компонента звездного ветра, истекающего в плоскости орбиты системы. В случае долгопериодических пульсаров, период которых достигает нескольких тысяч секунд, верхний предел на величину плазменного параметра, β_0 , отвечающего равновесному вращению нейтронной звезды в системе, оказывается порядка единицы, что соответствует балансу между магнитным и газовым давлением в звездном ветре массивной звезды.

Оценки нижнего, v_{ca} , и верхнего, v_{ma} , пределов относительной скорости v_{rel} , входящих в условие (19), указывают на принципиальную возможность реализации сценария MAD-аккреции в МРДС, представленных в таблице 2. Действительно, величина скорости v_{ca} для всех рассмотренных нами систем в широком интервале допустимых значений параметров не превосходит значение орбитальной скорости нейтронной звезды, которая, в свою очередь, определяет нижнюю границу относительной скорости нейтронной звезды в МРДС.

Таблица 2. Результаты модельных расчетов для $v_{\text{rel}} = 400 \text{ км с}^{-1}$ и $T_w = 10^7 \text{ К}$

МРДС	P_{orb} , дни	P_s , с	β_0	$r_N, 10^8 \text{ см}$	$r_A, 10^8 \text{ см}$	$v_{\text{ca}}, \text{ км с}^{-1}$	$v_{\text{orb}}, \text{ км с}^{-1}$	$v_{\text{ma}}, \text{ км с}^{-1}$	$B_{\text{min}}, \text{ мГс}$
ОАО 1657-415	10.5	37	44.0	0.3	7.0	105	253	1134	31
Vela X-1	9.0	283	10.9	0.2	5.9	100	304	1675	28
4U 1907+09	8.0	441	6.9	0.2	6.0	82	320	1612	37
4U 1538-52	4.0	525	3.8	0.2	6.1	89	338	1648	87
4U 2206+54	19.2	5555	0.4	0.7	14.9	38	228	2149	12

С другой стороны, существуют веские основания полагать, что значение относительной скорости, v_{rel} , в рассматриваемых нами МРДС существенно меньше значений v_{ma} , указанных в таблице 2. К такому выводу мы приходим, в частности сравнивая темп захвата газа нейтронной звездой из ветра ее массивного компаньона,

$$\dot{M}_c = \pi r_G^2 \rho_0 v_{\text{rel}} = \frac{4\pi(GM_{\text{ns}})^2 \rho_0}{v_{\text{rel}}^3}, \quad (27)$$

с темпом аккреции газа на поверхность нейтронной звезды, $\dot{M} = L_x R_{\text{ns}} / GM_{\text{ns}}$, оцениваемым по рентгеновской светимости источника L_x . Здесь $\rho_0 \simeq \kappa_w \dot{M}_{\text{out}} / 4\pi a^2 v_{\text{rel}}$ определяет плотность звездного ветра на расстоянии порядка размера двойной системы, a , в области его взаимодействия с нейтронной звездой, $\dot{M}_{\text{out}}$ — темп потери вещества массивным компонентом в форме звездного ветра и κ_w — фактор, учитывающий анизотропию звездного ветра, с величиной порядка единицы в рассматриваемом нами случае. Полагая, что единственным источником аккреционного потока в МРДС является звездный ветер массивного компонента, получаем условие $\dot{M} \leq \dot{M}_c$, решая которое относительно v_{rel} мы в итоге приходим к неравенству $v_{\text{rel}} \leq v_{\text{cr}}$, где (см., например, Delgado-Martí et al., 2001; Ikhsanov et al., 2024)

$$v_{\text{cr}} \simeq 440 \text{ км с}^{-1} \times \kappa_w L_{36}^{-1/4} R_6^{-1/4} m^{3/4} \times \left(\frac{\dot{M}_{\text{out}}}{10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}} \right)^{1/4} \left(\frac{a}{0.25 \text{ а.е.}} \right)^{-1/2} \quad (28)$$

является решением уравнения $\dot{M}_c(v_{\text{cr}}) = \dot{M}$. Полученная оценка критического значения, v_{cr} , соответствует нормировке относительной скорости, принятой в этой статье, и существенно меньше значений v_{ma} , вычисленных для параметров МРДС, представленных в таблицах 1 и 2. Следует также отметить, что оценка скорости звездного ветра, истекающего в плоскости орбиты системы, значительно меньше типичного значения терминальной скорости ветра звезд ранних спектральных

классов. Это может указывать на анизотропный характер звездного ветра этих объектов, где наряду с быстрым полярным компонентом присутствует относительно медленный компонент ветра, истекающий вблизи плоскости орбиты двойной системы.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Отличительными свойствами MAD-аккреции являются переменный характер и широкий диапазон возможных значений угловой скорости вращения замагниченного диска, границы которого, помимо параметров МРДС, определяются комбинацией скорости, температуры и магнитного поля звездного ветра массивного компонента (см. выражения (13) и (22)). Нестационарность звездного ветра вследствие этого приводит к вариациям угловой скорости диска и в конечном итоге к изменению периода рентгеновского пульсара. Обращает на себя внимание также разнообразие возможных проявлений указанной выше нестационарности. В частности, изменения периода пульсара, вызванные вариациями скорости звездного ветра, будут коррелировать с изменениями его рентгеновской светимости, определяемой темпом захвата нейтронной звездой газа из ветра ее компаньона (см. выражение (27)). Вариации параметров магнитного поля звездного ветра (напряженности или/и конфигурации) также приводят к изменениям угловой скорости диска и, соответственно, периода пульсара, которые, однако, в этом случае будут происходить без изменения рентгеновской светимости источника.

Оценки угловой скорости аккреционного потока, ожидаемые для исследуемых нами МРДС в различных сценариях аккреции, приведены в таблице 3. В первом столбце этой таблицы представлено значение угловой скорости вращения нейтронной звезды, $\omega_s = 2\pi/P_s$, вычисленное по измеренному периоду пульсаций рентгеновского излучения МРДС. Во втором столбце приводится величина отношения кеплеровской угловой скорости на альвеновском радиусе, $\Omega_{(k)}(r_A) = \sqrt{GM_{\text{ns}}/r_A^3}$, к угловой скорости нейтронной звезды. В третьем

Таблица 3. Оценка отношения угловой скорости аккреционного потока на границе магнитосферы к угловой скорости нейтронной звезды для аккреции из кеплеровского диска, квазисферической аккреции и в сценарии MAD-аккреции (см. текст)

МРДС	ω_s , рад с ⁻¹	$[\Omega_{(k)}(r_A)/\omega_s]$	$[\xi_{0.2} \Omega_{(sp)}(r_A)/\omega_s]$	$[\Omega_{(MAD)}(r_N)/\omega_s]$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
ОАО 1657–415	0.170	4.5	1.1	1.1×10^{-3}
Vela X-1	0.022	45	13	2.5×10^{-2}
4U 1907+09	0.014	69	23	2.5×10^{-2}
4U 1538–52	0.012	78	50	2.5×10^{-2}
4U 2206+54	0.001	246	21	2×10^{-4}

столбце представлено отношение угловой скорости квазисферического потока на альевновском радиусе, исправленной с учетом фактора диссипации углового момента, $\xi_{0.2} \Omega_{(sp)}(r_A) = 0.2 \Omega_{orb}(r_G/r_A)^2$, к угловой скорости нейтронной звезды. В последнем столбце приводится отношение угловой скорости вращения газа на внутреннем радиусе замагниченного диска, r_N , к угловой скорости нейтронной звезды, где угловая скорость вращения замагниченного диска,

$$\Omega_{(MAD)}(r_N) = \omega_s \left(\frac{R_{ns}}{r_N} \right)^2, \quad (29)$$

оценивается на основе условия (25).

Как видно из таблицы 3, угловая скорость замагниченного диска, ожидаемая в рамках сценария MAD-аккреции, существенно (на несколько порядков!) ниже оценки величины угловой скорости потока в традиционных сценариях. Даже в сравнении с квазисферическим потоком (не говоря уже о кеплеровском диске) вращение замагниченного диска оказывается чрезвычайно медленным. Причиной этого является собственное магнитное поле аккреционного потока, обеспечивающее эффективную диссипацию вращательной энергии падающего газа, начиная с радиуса r_{ml} , на котором магнитное давление в потоке достигает его динамического давления. Это качество замагниченного диска открывает перспективы использования сценария MAD-аккреции в построении модели долгопериодических пульсаров. Равновесное вращение нейтронной звезды в таких объектах удается в этом случае объяснить без привлечения предположения о сверхсильном магнитном поле нейтронной звезды или об интенсивной диссипации углового момента аккреционного потока на границе магнитосферы. Последнее обстоятельство является непрямым условием всех моделей ротационной эволюции нейтронных звезд, основанных на сценариях

аккреции из кеплеровского диска или квазисферической аккреции. Необходимость привлечения предположения о высокой эффективности диссипации углового момента на границе магнитосферы в этой ситуации, то есть когда угловая скорость потока на границе магнитосферы нейтронной звезды существенно превосходит угловую скорость самой нейтронной звезды (см. таблицу 3), очевидна. В противном случае уравнение равновесного вращения нейтронной звезды (см. выражение (24)) не имеет действительных корней и, соответственно, физического решения. В противоположность этому, эффект диссипации углового момента аккреционного потока, возникающий вследствие его взаимодействия с магнитным полем нейтронной звезды, в сценарии MAD-аккреции оказывается эффектом второго порядка. Уравнение (24) в этом случае допускает физическое решение даже в бездиссипативном приближении. Возможность учета диссипативных эффектов и оценка поправок к параметрам нашей модели будут рассмотрены в одной из последующих статей.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные оценки указывают на возможность реализации в рассмотренных нами МРДС сценария MAD-аккреции. Наблюдаемые периоды аккреционных пульсаров, входящих в состав этих систем, соответствуют равновесному периоду вращения нейтронной звезды, ожидаемому в сценарии MAD-аккреции при условии значительной магнитизации и высокой температуры звездного ветра массивного компонента. Значение равновесного периода пульсара в рамках предложенного нами сценария определяется степенью магнитизации звездного ветра массивного компонента системы и при прочих равных условиях возрастает с уменьшением параметра β_0 .

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность рецензенту за полезные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, грант № 075-15-2022-262 (13.МНПМУ.21.0003), в рамках программы исследований переменных звезд на Большом телескопе азимутальном (БТА САО РАН).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. G. Beskrovnaya and N. R. Ikhsanov, *Astrophysical Bulletin* **79** (1), 104 (2024). DOI:10.1134/S1990341323600254
2. G. S. Bisnovatyi-Kogan, *Universe* **5** (6), id. 146 (2019). DOI:10.3390/universe5060146
3. G. S. Bisnovatyi-Kogan and A. M. Fridman, *Sov. Astron.* **13**, 566 (1970).
4. G. S. Bisnovatyi-Kogan and A. A. Ruzmaikin, *Astrophys. and Space Sci.* **28** (1), 45 (1974). DOI:10.1007/BF00642237
5. G. S. Bisnovatyi-Kogan and A. A. Ruzmaikin, *Astrophys. and Space Sci.* **42** (2), 401 (1976). DOI:10.1007/BF01225967
6. N. L. J. Cox, L. Kaper, and M. R. Makiem, *Astron. and Astrophys.* **436** (2), 661 (2005). DOI:10.1051/0004-6361/20040511
7. H. Delgado-Martí, A. M. Levine, E. Pfahl, and S. A. Rappaport, *Astrophys. J.* **546** (1), 455 (2001). DOI:10.1086/318236
8. M. Falanga, E. Bozzo, A. Lutovinov, et al., *Astron. and Astrophys.* **577**, id. A130 (2015). DOI:10.1051/0004-6361/201425191
9. M. H. Finger, N. R. Ikhsanov, C. A. Wilson-Hodge, and S. K. Patel, *Astrophys. J.* **709** (2), 1249 (2010). DOI:10.1088/0004-637X/709/2/1249
10. V. Hambaryan, K. A. Stoyanov, M. Mugrauer, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **511** (3), 4123 (2022). DOI:10.1093/mnras/stac184
11. I. V. Igumenshchev, R. Narayan, and M. A. Abramowicz, *Astrophys. J.* **592** (2), 1042 (2003). DOI:10.1086/375769
12. N. R. Ikhsanov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **375** (2), 698 (2007). DOI:10.1111/j.1365-2966.2006.11331.x
13. N. R. Ikhsanov and N. G. Beskrovnaya, *Astronomy Reports* **56** (8), 589 (2012). DOI:10.1134/S1063772912070037
14. N. R. Ikhsanov and N. G. Beskrovnaya, *Astronomy Reports* **57** (4), 287 (2013). DOI:10.1134/S1063772913030013
15. N. R. Ikhsanov, V. Y. Kim, and N. G. Beskrovnaya, *Publ. of Pulkovo Observatory* **233**, 34 (2024). DOI:10.31725/0367-7966-2024-233-34-38
16. N. R. Ikhsanov and S. Mereghetti, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **454** (4), 3760 (2015). DOI:10.1093/mnras/stv2108
17. V. Kim, I. Izmailova, and Y. Aimuratov, *Astrophys. J. Suppl.* **268** (1), id. 21 (2023). DOI:10.3847/1538-4365/ace68f
18. H. Klus, W. C. G. Ho, M. J. Coe, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **437** (4), 3863 (2014). DOI:10.1093/mnras/stt2192
19. R. Narayan, I. V. Igumenshchev, and M. A. Abramowicz, *Publ. Astron. Soc. Japan* **55**, L69 (2003). DOI:10.1093/pasj/55.6.L69
20. M. Ruffert, *Astron. and Astrophys.* **346**, 861 (1999). DOI:10.48550/arXiv.astro-ph/9903304
21. N. S. Schulz, C. Canizares, D. Huenemoerder, and K. Tibbets, *Astrophys. J.* **595** (1), 365 (2003). DOI:10.1086/377214
22. N. I. Shakura, *Sov. Astron. Letters* **1**, 223 (1975).
23. V. F. Shvartsman, *Sov. Astron.* **15**, 377 (1971).

MAD-Accretion Scenario in High-Mass X-Ray Binaries with Neutron Stars**N. R. Ikhsanov^{1,2}, M. Yu. Piotrovich¹, N. G. Beskrovnaya^{1,3}**¹Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 196140 Russia²Institute of Applied Astronomy, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 191187 Russia³Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia

The wind-fed accretion of gas with an intrinsic magnetic field onto neutron stars in high-mass X-ray binaries (HMXBs) is discussed. The criteria for the implementation of quasi-spherical accretion in the system, the formation of a Keplerian accretion disk and a non-Keplerian magnetically arrested disk (MAD-accretion scenario) are formulated. It is shown that the period of the equilibrium rotation of a neutron star in the MAD-accretion scenario, in addition to the parameters of the binary system, is also determined by the velocity, temperature, and degree of magnetization of the stellar wind of its massive companion. Within the hypothesis of the equilibrium rotation, we have estimated the parameters of the stellar wind for the most fully-studied quasi-equilibrium accreting pulsars in the HMXBs corresponding to the criteria for the MAD-accretion scenario implementation. We show that the period of the equilibrium rotation of a neutron star in the system, all other things being equal, increases with the growth of the magnetization degree of the stellar wind component of its massive companion flowing out in the plane of the system's orbit. Therefore, the periods of accreting pulsars in systems with similar parameters can differ from each other by several orders of magnitude and, under favorable conditions, reach values of several thousand and even tens of thousands of seconds.

Keywords: *accretion disks, accretion—compact objects—magnetic fields*