

АККРЕЦИРУЮЩИЙ МАГНИТАР В ТЕСНОЙ
ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ 4U 2206+54Н.Р.ИХСАНОВ^{1,2}, Н.Г.БЕСКРОВНАЯ²

Поступила 18 января 2010

Принята к печати 3 марта 2010

Обсуждается магниторотационная эволюция нейтронной звезды в массивной двойной системе 4U 2206+54 в свете недавнего открытия ее 5555 с периода вращения и среднего темпа его увеличения. Мы показываем, что такое поведение нейтронной звезды означает, что ее магнитное поле превосходит квантовый критический предел и она является аккрецирующим магнитаром. Эволюция системы объясняется в рамках ветрового обмена массой без образования аккреционного диска. Постоянный характер рентгеновского источника указывает на стационарный режим аккреции и заново открывает вопрос об устойчивости границы магнитосферы звезды, находящейся в режиме сферической аккреции. Решение этого вопроса является также ключевым для определения механизма торможения ее вращения.

Ключевые слова: *двойные рентгеновские системы:пульсары:*

магнитные поля:аккреция - объект:4U2206+54

1. *Введение.* 4U 2206+54 представляет собой массивную тесную двойную систему, основные параметры которой приведены в табл.1. Оптическим компонентом системы является звезда спектрального класса O9, известная также как BD +53 2790, которая не заполняет свою полость Роша и теряет вещество в виде плотного ветра, скорость которого в окрестности нейтронной звезды $V_w \sim 350$ км/с [1]. Нейтронная звезда, двигаясь сквозь ветер своего компонента, захватывает часть вещества и аккрецирует его на свою поверхность. В результате система является источником рентгеновского излучения, светимость которого с момента его открытия [2] остается на среднем уровне $L_x \sim (2-4) \times 10^{35}$ эрг/с, испытывая лишь хаотические вариации с относительно небольшой амплитудой на масштабе времени порядка 30 мин. Рентгеновский спектр источника подобен спектрам нейтронных звезд, аккрецирующих вещество на свою поверхность в область магнитных полюсов.

Признаков присутствия в системе аккреционного диска не обнаружено. Исследование кривых блеска, полученных на телескопах RXTE, "ИНТЕГРАЛ" и EXOSAT [3] и ВерроSAX и SUZAKU [4], показывает присутствие когерентных пульсаций с периодом 5555 ± 9 с, наиболее вероятной причиной которых является вращение нейтронной звезды. Более того, за время, прошедшее между наблюдениями на телескопах ВерроSAX и SUZAKU, наблюдалось уменьшение частоты пульсаций со средним темпом

$\dot{\nu} \approx (-1.7 \pm 0.7) \times 10^{-14}$ Гц/с [4], свидетельствующее о замедлении вращения нейтронной звезды в настоящую эпоху. Попытка интерпретации этого результата в рамках магнито-ротационной модели эволюции нейтронных звезд является предметом нашей статьи. Наш основной вывод состоит в том, что нейтронная

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ 4U 2206+54

Параметры системы	Величина	Литература
Расстояние	2.6 кпк	[36]
Орбитальный период	19.25 д	[37]
Оптический компонент	O9e[shell]	[38]
Рентгеновская светимость	$(1 - 4) \times 10^{35}$ эрг с ⁻¹	[3,4]
Период пульсаций	5554 ± 9 с	[3,4]
Темп замедления	$(-1.7 \pm 0.7) \times 10^{-14}$ Гц с ⁻¹	[4]

звезда в 4U 2206+54 является магнитаром, дипольный магнитный момент которого превосходит 3×10^{31} Гс см², а величина магнитного поля на поверхности может составлять от 5×10^{13} Гс до 3×10^{15} Гс, в зависимости от геометрии аккреционного потока, реализуемой за пределами его магнитосферы, с наиболее вероятным значением в интервале $(6 - 9) \times 10^{13}$ Гс.

2. *Оценка величины магнитного поля нейтронной звезды.* Анализ эволюционного трека нейтронной звезды в тесной двойной системе допускает возможность косвенной оценки величины ее магнитного поля [5-6]. В основе этого метода лежит предположение о том, что нейтронная звезда в момент своего рождения обладает большой вращательной энергией и сильным магнитным полем. Справедливость этого предположения подтверждается результатами исследований эволюции тесных двойных систем [7] и вспышек сверхновых [8-9], а также наблюдениями радиопульсаров [10]. Молодая нейтронная звезда в начале своей эволюции в тесной двойной системе проходит фазу замедления ее вращения, включающую в себя стадию эжектирующего пульсара и стадию пропеллера. Аккреции вещества на поверхность нейтронной звезды в течение этой фазы не происходит. На стадии эжектора давление релятивистского ветра отбрасывает окружающее вещество на расстояние, превышающее радиус гравитационного захвата нейтронной звезды (радиус Бонди), $R_G = 2GM_{ns}/V_{rel}^2$ (здесь M_{ns} - масса нейтронной звезды и V_{rel} - скорость ее движения относительно ветра). На стадии пропеллера окружающее вещество проникает под радиус Бонди и приближается к нейтронной звезде в форме аккреционного потока до расстояния, равного радиусу ее магнитосферы,

$$R_m = \kappa \left(\frac{\mu^2}{\dot{M} c \sqrt{2GM_{ns}}} \right)^{2/7} \quad (1)$$

Однако дальнейшему сближению вещества со звездой на этой стадии препятствует центробежный барьер на границе магнитосферы нейтронной звезды, связанный с ее быстрым осевым вращением [11-13]. Здесь μ - дипольный магнитный момент нейтронной звезды, κ - безразмерный параметр, учитывающий геометрию аккреционного потока, величина которого лежит в интервале от 0.5 до 1, соответственно, в случае дисковой и сферической аккреции [14]. $\dot{M}_c = \pi R_G^2 \rho_\infty V_{rel}$ - масса вещества, с которым нейтронная звезда взаимодействует в единицу времени по мере ее движения сквозь ветер нормального компаньона, плотность которого в окрестности ее радиуса Бонди равна ρ_∞ . Следуя Дэвису и Принглу [15], мы будем именовать этот параметр "силой ветра". Он имеет размерность темпа аккреции и определяет максимально возможный темп захвата вещества нейтронной звездой из ветра ее массивного компаньона.

Центробежный барьер продолжает оставаться эффективным до тех пор, пока радиус коротации нейтронной звезды, $R_{cor} = (GM_{ns}/\omega_s^2)^{1/3}$, увеличивающийся по мере замедления ее вращения, не достигнет радиуса магнитосферы (здесь $\omega_s = 2\pi/P_s$ - угловая скорость осевого вращения звезды с периодом P_s). При условии $R_{cor} \geq R_m$ движение вещества, которое попадает в магнитное поле звезды вследствие процесса диффузии, определяется силой гравитационного притяжения, под действием которой вещество, двигаясь вдоль силовых линий поля, достигает поверхности звезды в области ее магнитных полюсов.

В ранних сценариях эволюции нейтронных звезд [11-13] предполагалось, что темп проникновения аккреционного потока в магнитное поле звезды на границе ее магнитосферы в точности равен темпу, с которым нейтронная звезда захватывает вещество из ветра своего массивного компаньона (т.е. силе ветра \dot{M}_c) и, соответственно, с которым это вещество в итоге падает на ее поверхность. Вследствие этого началом стадии аккретора считалось достижение равенства $R_{cor} = R_m$, наступающее при периоде вращения нейтронной звезды

$$P_{cd} \approx 18\kappa^{3/2} m^{-5/7} \mu_{30}^{47} \left(\frac{\dot{M}_c}{10^{15} \text{ г с}^{-1}} \right)^{-3/7} \text{ с}, \quad (2)$$

где $\mu_{30} = \mu/10^{30} \text{ Гс см}^3$ и $m = M_{ns}/1.5M_\odot$.

Дальнейшие исследования [16-17] показали, что магнитное поле звезды, вращающейся с периодом $P_s > P_{cd}$, не препятствует процессу аккреции на ее поверхность лишь при условии, что температура плазмы на границе магнитосферы в несколько раз ниже адиабатической температуры (равной температуре свободного падения $T_f = GM_{ns}m_p/kR_m$, где m_p и k - масса протона и постоянная Больцмана, соответственно). Это условие легко выполняется в случае дисковой аккреции. Однако в случае сферической геометрии аккреционного потока темп его охлаждения на границе магнитосферы

для типичных параметров массивных двойных систем оказывается ниже темпа его нагрева за счет взаимодействия с быстро вращающейся магнитосферой. Эволюция нейтронной звезды в этом случае была исследована Дэвисом и Принглом [15]. Они показали, что темп нагрева вещества на границе магнитосферы снижается по мере торможения ее вращения и становится равным темпу охлаждения вещества (вследствие излучения и турбулентных движений), когда период ее вращения достигает критического периода, величина которого с учетом коррекции, приведенной в работе Ихсанова [18]:

$$P_{br} \approx 450 \mu_{30}^{16/21} m^{-4/21} \left(\frac{\dot{M}_c}{10^{15} \text{ г с}^{-1}} \right)^{-5/7} \text{ с.} \quad (3)$$

В сценарии эволюции, предложенном Дэвисом и Принглом [15], нейтронная звезда переходит в состояние аккретора лишь по достижении этого периода. Беря отношение

$$\frac{P_{cd}}{P_{br}} \sim 0.04 \kappa^{3/2} \mu_{30}^{2/21} m^{-1/21} \left(\frac{\dot{M}_c}{10^{15} \text{ г с}^{-1}} \right)^{2/7}, \quad (4)$$

легко видеть, что соотношение $P_{cd} \ll P_{br}$ остается справедливым в широком спектре возможных параметров нейтронной звезды, если сила ветра удовлетворяет условию $\dot{M}_c \leq 7 \times 10^{-7} M_\odot/\text{год}$. В интересующем нас случае ветровой аккреции в массивной двойной системе это условие выполняется с большим запасом, так как сила ветра, \dot{M}_c , составляет порядка 0.1% от темпа истечения нормального компаньона, который, как правило, не превосходит $10^{-5} M_\odot/\text{год}$ (см., например, [19] и указанную там литературу). Таким образом, в случае сферической аккреции фаза торможения нейтронной звезды оказывается дополненной еще одной стадией, которая именуется стадией дозвукового пропеллера. В течение этой стадии темп аккреции на поверхность нейтронной звезды остается на несколько порядков ниже величины силы ветра [20], а период вращения звезды увеличивается от P_{cd} до P_{br} .

После перехода звезды в состояние аккретора эволюция ее периода вращения описывается уравнением [12,14]

$$I \dot{\omega}_s = K_{su} + K_{sd}, \quad (5)$$

в котором параметр I означает момент инерции нейтронной звезды, а K_{su} и K_{sd} - соответственно, ускоряющий и тормозящий моменты сил, приложенных к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока. В соответствии с этим уравнением звезда эволюционирует к так называемому равновесному периоду, определяемому условием: $|K_{su}| = |K_{sd}|$. Величины этих моментов зависят от геометрии аккреционного потока, которую мы рассмотрим отдельно в дисковом и сферически-симметричном приближении.

2.1. *Дисковая аккреция.* Выражения для ускоряющего, $K_{su} = \dot{M}_c (GM_{ns} R_m)^{1/2}$, и тормозящего, $K_{sd} = k_1 (\mu^2 / R_{cor}^3)$, моментов сил, прило-

женных к нейтронной звезде в случае дисковой аккреции, многократно обсуждались в литературе как с теоретической, так и с наблюдательной точек зрения и в настоящее время возражений не вызывают (см., например, [19] и указанную там литературу). Полагая эти моменты равными, $K_{sd} = K_{su}$, мы приходим к следующей величине равновесного периода:

$$P_{eq}^d \approx 5200 \kappa_{0.5}^{-1/4} k_i^{1/2} \mu_{33}^{6/7} m^{-5/7} \left(\frac{\dot{M}_a}{10^{15} \text{ Гс}^{-1}} \right)^{-3/7} \text{ с.} \quad (6)$$

Здесь $\dot{M}_a = L_X R_{ns} / GM_{ns}$ - темп аккреции вещества на поверхность нейтронной звезды, оцениваемый по наблюдаемой рентгеновской светимости системы, L_X а R_{ns} - радиус нейтронной звезды, $k_i \leq 1$ - безразмерный параметр, учитывающий эффективность тормозящего момента, примененного к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока, а $\kappa_{0.5} = \kappa / 0.5$.

Наблюдаемая тенденция к замедлению вращения нейтронной звезды в 4U 2206+54 указывает на то, что ее период вращения в настоящий момент меньше равновесного. Таким образом, если бы магнитосфера звезды была окружена диском, то выполнялось бы неравенство $P_s \leq P_{eq}^d$, которое, с учетом выражения (6), приводит нас к условию $\mu \geq \mu(d)$, где

$$\mu(d) \geq 1.5 \times 10^{33} \kappa_{0.5}^{7/24} k_i^{-7/12} m^{5/6} \dot{M}_{15.3}^{1/2} \left(\frac{P_s}{5500 \text{ с}} \right)^{7/6} \text{ Гс см}^3, \quad (7)$$

здесь $\dot{M}_{15.3} = \dot{M}_a / 10^{15.3} \text{ г/с}$. Это условие означает, что наблюдаемая в настоящее время эволюция периода вращения нейтронной звезды в 4U 2206+54 может быть интерпретирована в терминах дисковой аккреции лишь в том случае, если напряженность магнитного поля на ее поверхности превосходит $3 \times 10^{15} \text{ Гс}$.

Реалистичность данной оценки поля представляется нам, однако, сомнительной по следующим причинам. Прежде всего, авторы расчетов процесса усиления и генерации магнитного поля нейтронных звезд, выполненных в последнее время (см., например, [21,22,9]), в конечном итоге сходятся в том, что величина исходного магнитного поля на поверхности магнитара находится в интервале от нескольких единиц $\times 10^{14} \text{ Гс}$ до $\times 10^{15} \text{ Гс}$. Возможность генерации более сильного дипольного поля в этих моделях представляется скорее сомнительной. Более того, если бы магнитный момент нейтронной звезды в 4U 2206+54 в конце стадии пропеллера был порядка 10^{33} Гс см^3 , то длительность фазы торможения ее вращения составляла бы (см. уравнения (14) и (20) в [27]):

$$\tau_{sd} \geq 8 \times 10^3 \kappa_{0.5}^{-3/7} \mu_{33}^{-1/4} \dot{M}_{15.3}^{-1/4} m^{-8/7} V_{7.6}^{1/2} \text{ лет}, \quad (8)$$

где $V_{7.6} = V_{rel} / 10^{7.6} \text{ см/с}$. Эта величина, однако, почти на порядок превосходит характерное время распада магнитного поля напряженностью $\sim 5 \times 10^{15} \text{ Гс}$ в коре нейтронной звезды, полученное в ходе теоретических расчетов и на основе анализа наблюдаемых полей аномальных рентгеновских

пульсаров [23]. Таким образом даже если бы звезда могла быть рождена с аномально сильным полем, остается непонятным, почему это поле не распалось в течение фазы ее торможения, длительность которой сопоставима с возрастом аномальных рентгеновских пульсаров.

Обратим также внимание на исключительно малую величину отношения $\Delta K/K_{sd}$, получаемую в рамках условия (7):

$$\frac{\Delta K}{K_{sd}} \approx 0.004 k_i^{-1} I_{45} m \dot{\nu}_{-14}^{1/2} \left(\frac{P_s}{5500 \text{ с}} \right) \left(\frac{\mu}{\mu(d)} \right)^{-2}, \quad (9)$$

где $\Delta K = |K_{in}| - |K_{sd}| = 2\pi I \dot{\nu}$ - эффективный тормозящий момент сил, приложенных к нейтронной звезде, вычисленный по наблюдаемому замедлению ее вращения. Здесь I - момент вращения нейтронной звезды ($I_{45} = I/10^{45}$ гсм²), а $\dot{\nu}_{-14}$ - темп изменения частоты вращения нейтронной звезды ($\nu = \omega_s/2\pi$) в единицах 10^{-14} Гц/с. Описание эволюции периода этого пульсара в рамках модели дисковой аккреции требует, таким образом, высокой степени сбалансированности (с точностью до 0.5%) тормозящего и ускоряющего моментов сил, приложенных к нейтронной звезде. Возможность реализации такой картины аккреции в условиях ветрового обмена масс вызывает, однако, большие сомнения. К тому же наблюдаемые вариации блеска системы в рентгеновском диапазоне указывают на то, что величина темпа аккреции и, соответственно, ускоряющего момента, испытывает изменения в десятки процентов.

К приведенным выше аргументам можно добавить, что образование аккреционного диска в системе является маловероятным, поскольку наблюдаемая скорость звездного ветра нормального компонента $V_w \geq 350$ км/с (см. [1]) значительно превышает верхний предел скорости нейтронной звезды относительно ветра, при котором образование аккреционного диска вокруг ее магнитосферы оказывается возможным,

$$V_{rel} \leq 120 \xi_{0.2}^{1/4} \mu_{33}^{-1/4} m^{11/28} \left(\frac{\dot{M}_c}{10^{15} \text{ г/с}} \right)^{1/28} \left(\frac{P_{orb}}{20 \text{ д}} \right)^{-1/4} \text{ км/с}. \quad (10)$$

Здесь P_{orb} - орбитальный период системы, а $\xi_{0.2} = \xi/0.2$ - параметр, учитывающий диссипацию углового момента вследствие неоднородностей скорости и плотности в аккреционном потоке, средняя величина которого нормирована в соответствии с результатами численных расчетов Руфферта [24]. Вывод об отсутствии аккреционного диска в системе также косвенно подтверждается наблюдениями, в которых ожидаемых проявлений аккреционного диска в мягкой части рентгеновского диапазона обнаружить не удалось [25].

Все это дает веские основания предположить, что аккреция в 4U 2206+54 происходит без образования аккреционного диска и обратиться

к сценарию, в котором геометрия аккреционного потока вблизи границы магнитосферы аппроксимируется сферически-симметричным течением.

2.2. Сферическая аккреция из звездного ветра. Сценарий магнито-ротационной эволюции нейтронных звезд, аккреция на которые происходит без образования аккреционного диска, до сих пор находится в стадии развития. Исследования в этой области долгое время оставались менее интенсивными под влиянием гипотезы о том, что магнитосферы всех наблюдаемых аккрецирующих пульсаров окружены аккреционными дисками, впервые высказанной в работе Элснера и др. [26]. Имевшиеся на то время рентгеновские наблюдения показывали хорошее соответствие между наблюдаемой эволюцией периодов пульсаров и предсказаниями дисковой модели. Кроме того, оставался нерешенным вопрос о механизме стационарного проникновения аккреционного потока в магнитосферу звезды, находящуюся в режиме сферической аккреции и имеющей относительно небольшую рентгеновскую светимость. Следует заметить, что общепринятого ответа на этот вопрос не существует до сих пор. Однако, появившиеся в последнее десятилетие свидетельства нетривиальной эволюции периодов в долгопериодических пульсарах (см., например, табл.1 в [27] и приведенную там литературу) ставят под сомнение справедливость упомянутой выше гипотезы и поднимают вопрос о механизмах эволюции двойных рентгеновских систем, в которых ветровой обмен массой не приводит к образованию аккреционного диска.

Эволюция периода вращения нейтронной звезды в таких системах описывается уравнением (5), в соответствии с которым звезда эволюционирует к равновесному периоду, определяемому равенством $|K_{su}| = |K_{sd}|$. Однако величины этих моментов отличаются от тех, которые были использованы в случае дисковой аккреции. Величина ускоряющего момента сил может быть записана в форме

$$K_{su}^{sph} \approx \frac{1}{4} \xi \dot{M}_c \Omega_{orb} R_G^2, \quad (11)$$

где $\Omega_{orb} = 2\pi/P_{orb}$ - угловая скорость орбитального движения. Величина параметра ξ была предметом многочисленных аналитических и численных исследований (см. [24] и указанную там литературу), которые показали, что его среднее значение близко к 0.2.

Величина тормозящего момента сил неоднократно оценивалась в рамках модельной задачи о вращении сферы радиуса R_m в вязкой среде. Принимая в первом приближении, что вещество, окружающее магнитосферу нейтронной звезды, не вращается, а его плотность на границе магнитосферы ρ_0 , тормозящий момент можно представить выражением:

$$K_{sd(1)}^{sph} = 4\pi R_m^2 \rho_0 \nu_t \omega_s R_m. \quad (12)$$

Параметр ν_t , обозначает коэффициент вязкости, величина которого в

предположении о турбулентной природе вязкости:

$$v_t = \frac{1}{3} V_t, \ell_t = k_t \omega R_m^2, \quad (13)$$

где V_t и ℓ_t - скорость и масштаб турбулентных движений, а $k_t = (1/3)(V_t/\omega R_m)(\ell_t/R_m)$. Выражая плотность аккреционного потока на границе магнитосферы из условия равенства давлений магнитного поля и набегающего на него газа, находим:

$$\rho_0 = \frac{\mu^2}{4\pi GM_{ns} R_m^5}, \quad (14)$$

и, подставляя (13) и (14) в (12), получаем

$$K_{sd(1)}^{sph} = k_t \mu^2 \left(\frac{\omega^2}{GM_{ns}} \right) = k_t \frac{\mu^2}{R_c^3}. \quad (15)$$

Представленное здесь выражение для тормозящего момента, приложенного к нейтронной звезде со стороны горячего аккреционного потока, находящегося на границе магнитосферы, было независимо получено разными методами Дэвисом и Принглом [15], Липуновым [28] и Бисноватым-Коганом [29]. Полагая $K_{su}^{sph} = K_{sd(1)}^{sph}$ мы приходим к хорошо известному выражению для равновесного периода нейтронной звезды при сферической аккреции:

$$P_{eq(1)}^{sph} \approx 1560 k_t^{1/2} \xi_{0.2}^{-1/2} m^{-3/2} \mu_{31} V_{7.6}^2 \left(\frac{\dot{M}_c}{10^{15} \text{ г/с}} \right)^{-1/2} \left(\frac{P_{orb}}{20 \text{ д}} \right)^{1/2} \text{ с}. \quad (16)$$

Решая неравенство $P_s \leq P_{eq(1)}^{sph}$, отражающее замедление вращения нейтронной звезды, относительно ее дипольного магнитного момента, находим $\mu \geq \mu_{sph(1)}$, где

$$\begin{aligned} \mu_{sph(1)} \approx & 5 \times 10^{31} \text{ Гс см}^3 \times k_t^{-1/2} \xi_{0.2}^{1/2} m^{3/2} V_{7.6}^{-2} \times \\ & \times \left(\frac{\dot{M}_c}{2 \times 10^{15} \text{ г/с}} \right)^{1/2} \left(\frac{P_{orb}}{20 \text{ д}} \right)^{-1/2} \left(\frac{P_s}{5500 \text{ с}} \right). \end{aligned} \quad (17)$$

Это означает, что торможение вращения нейтронной звезды находит свое объяснение в данном подходе лишь при условии, что напряженность магнитного поля на ее поверхности превосходит 10^{14} Гс.

Независимую оценку величины магнитного поля звезды можно получить, исходя из наблюдаемого среднего темпа замедления ее вращения, измеренного Фингером и др. [4]. Нижняя оценка поля в этом случае получается путем решения неравенства $K_{sd} \geq 2\pi I|\dot{\nu}|$, что приводит нас к условию $\mu \geq \mu_{sph(2)}$, где

$$\mu_{sph(2)} \approx 10^{32} \text{ Гс см}^3 \times k_t^{-1/2} m^{1/2} I_{45}^{1/2} \dot{\nu}_{-14}^{1/2} \left(\frac{P_s}{5500 \text{ с}} \right). \quad (18)$$

Оценка дипольного магнитного момента, полученная этим методом, не зависит от темпа обмена массой в системе и от расстояния до источника.

Более того, она остается справедливой даже в том случае, если в перерыве между наблюдениями ВерроSAX и SUZAKU нейтронная звезда временно переходила в состояние дозвукового пропеллера, так как она получена в предположении, что ускоряющий момент пренебрежимо мал по сравнению с тормозящим. Вместе с тем, величина тормозящего момента играет ключевую роль при выводе формулы (18), которая, как и формула (17), справедлива лишь в рамках канонического подхода к вычислению равновесного периода нейтронных звезд в случае ветровой бездисковой аккреции. Поэтому утверждение о том, что величина магнитного поля на поверхности нейтронной звезды в 4U 2206+54 превосходит 10^{14} Гс и, тем самым, более чем в два раза превышает квантовый критический предел, $B_Q = m^2 c^3 / (e \hbar) \approx 4.4 \times 10^{13}$ Гс, в общем случае не может считаться окончательным.

Прежде чем обратиться к анализу предельного случая торможения аккректоров, мы хотели бы обратить внимание на то, что все вышеприведенные оценки получены в предположении о нулевой величине угловой скорости вещества, окружающего магнитосферу звезды. Допустимость этого предположения справедлива, однако, лишь при условии $P_s < P_{cor}$ [29], где

$$P_{cor} \approx 27240 \xi^{-1} m^{-16/7} \mu_{32}^{8/7} V_{7.6}^4 \left(\frac{P_{orb}}{20d} \right) \left(\frac{\dot{M}_c}{10^{15} \text{ г/с}} \right)^{-4/7} \text{ с} \quad (19)$$

период вращения нейтронной звезды, при котором угловая скорость ее вращения равна угловой скорости вещества аккреционного потока у границы ее магнитосферы¹, $\omega_{en} = (1/4) \xi \Omega_{orb} (R_G / R_m)^2$. По мере приближения периода вращения звезды к периоду P_{cor} , величина относительной скорости между магнитосферой и окружающей плазмой, $V_{res} = R_m (\omega_s - \omega_{en})$, уменьшается и обращается в ноль при $P_s = P_{cor}$. Учитывая, что скорость турбулентных движений, возбуждаемых на границе магнитосферы, ограничена неравенством $V_t \leq V_{res}$, мы заключаем, что величина P_{cor} определяет максимально возможный период, который может достичь нейтронная звезда в двойной системе с ветровой бездисковой аккрецией. Минимальную величину поля нейтронной звезды, при которой рассмотренный выше канонический подход остается справедливым, можно оценить, выражая μ из соотношения $P_s \ll P_{cor}$, что соответствует $\mu \gg \mu_{min}$, где

$$\mu_{min} \sim 5 \times 10^{30} \text{ Гс см}^3 \times \xi_{0.2}^{7/8} m^2 \dot{M}_{15.3}^{1/2} V_{7.6}^{-7/2} \left(\frac{P_s}{5500 \text{ с}} \right)^{7/8} \left(\frac{P_{orb}}{20d} \right)^{-7/8}. \quad (20)$$

Таким образом, оценки величины равновесного периода и магнитного поля звезды, выполненные в рамках канонического подхода, справедливы при условии $B_0 \gg 10^{13}$ Гс. Как видно из сравнения наблюдаемого периода с

¹ Используемое нами выражение для ω_{en} отличается от приведенного в работе [29] численным коэффициентом $(1/4)\xi$, учитывающим диссипацию углового момента в процессе аккреции вещества, захваченного нейтронной звездой, на ее магнитосферу (см. [24]).

величиной $P_{\text{сн}}$, полученной из выражения (19), это условие в рассматриваемом нами случае выполнено с большим запасом. Достоинством полученной оценки безусловно является то, что она не зависит от конкретного механизма торможения нейтронной звезды. Вместе с тем, вследствие сильной зависимости μ_{min} от скорости ветра и параметра ξ , погрешность в определении магнитного поля звезды этим методом остается достаточно высокой. По-видимому, здесь можно лишь говорить об оценке по порядку величины.

В заключении этого раздела мы хотели бы остановиться на оценке максимальной величины тормозящего момента сил, приложенных к нейтронной звезде, которая находится в состоянии аккреции вещества на свою поверхность с темпом \dot{M}_a и входит в состав двойной системы с ветровым обменом массой и бездисковой геометрией аккреционного потока. Процесс проникновения вещества на границе магнитосферы в магнитное поле нейтронной звезды сопровождается передачей части энергии вращения звезды (и ее углового момента) веществу, поступающему в магнитопаузу. Кинетическая энергия, приобретаемая аккреционным потоком в единицу времени в тангенциальном направлении оценивается выражением $\dot{E}_{\text{сн}}^{\text{к}} = (1/2)\dot{M}_a [\eta\omega_s R_m]^2$, где $\eta = (\omega_s - \omega_{\text{ен}})/\omega_s$. В процессе дальнейшей аккреции вещества из магнитопаузы на поверхность звезды часть приобретенной веществом энергии и момента вращения возвращаются звезде. Величина этой части определяется диссипативными процессами в магнитопаузе, которые связаны с возмущением силовых линий поля в тангенциальном направлении, что приводит к генерации токов и может сопровождаться излучением волн и процессами ускорения частиц. В первом приближении, абстрагируясь от рассмотрения конкретных механизмов диссипации, мы обозначим часть энергии, которая расходуется на диссипативные процессы, как $\alpha_{\text{dis}} \dot{E}_{\text{сн}}^{\text{к}}$ и, учитывая, что $\dot{E}_{\text{сн}}^{\text{к}} = \eta\omega_s K_{\text{сн}}$, приходим к следующей оценке максимально возможного момента сил, приложенного к аккрецирующей звезде:

$$K_{\text{сн}}^{(1)} = \frac{1}{2} \alpha_{\text{dis}} \dot{M}_a \eta \omega_s R_m^2. \quad (21)$$

Равенство $K_{\text{сн}}^{\text{спh}} = K_{\text{сн}}^{(1)}$ приводит нас к следующему выражению для равновесного периода:

$$P_{\text{eq}}^{(1)} \approx 3300 \alpha_{\text{dis}} \eta \xi_{0.2}^{-1} m^{-16/7} \mu_{31}^{8/7} \dot{M}_{15.3}^{-4/7} V_{7.6}^4 \left(\frac{P_{\text{orb}}}{20\text{д}} \right) \text{с}, \quad (22)$$

из которого мы получаем (полагая $P_s < P_{\text{eq}}^{(1)}$) ограничение на величину магнитного поля $\mu \geq \mu_{\text{spH}(3)}$, где

$$\mu_{\text{spH}(3)} = 3 \times 10^{31} \text{Гс см}^3 \times \xi_{0.2}^{7/8} \alpha_{0.5}^{-7/8} \eta^{-7/8} m^2 \dot{M}_{15.3}^{1/2} V_{7.6}^{-7/2} \left(\frac{P_{\text{orb}}}{20\text{д}} \right)^{-7/8} \left(\frac{P_s}{5500\text{с}} \right)^{7/8}. \quad (23)$$

Нормировка параметра $\alpha_{\text{dis}} = 0.5 \alpha_{0.5}$, принятая в этом выражении,

предполагает, что в процессе диссипации расходуется 50% энергии, приобретаемой аккреционным потоком, поступающим в магнитопаузу. Наш взгляд эта оценка дает максимально возможный темп замедления нейтронной звезды. Более точное определение величины этого параметра требует рассмотрения конкретных механизмов диссипации, что находится за пределом вопросов, рассматриваемых в этой статье. Величина поля на поверхности нейтронной звезды, соответствующая $\mu_{\text{спн}(3)}$, находится вблизи квантового критического предела, B_Q , что подтверждает классификацию 4U 2206+54 как аккрецирующего магнитара.

Наконец, полагая, что наблюдаемый темп замедления вращения звезды обусловлен в первую очередь работой диссипативных процессов в магнитопаузе, т.е. $2\pi I \dot{\nu} = K_{\text{sd}}^{(1)}$, мы приходим к ограничению величины поля $B \geq 6 \times 10^{13} \alpha_{0.5}^{-7/8}$ Гс, что близко к величине поля, соответствующей $\mu_{\text{спн}(3)}$, и позволяет сделать вывод, что период пульсара находится вблизи равновесного периода вращения нейтронной звезды. Величина отношения $\Delta K / K_{\text{sd}}^{(1)}$ в этом случае близка к единице.

3. *Дискуссия.* Полученная нами оценка величины магнитного поля говорит о том, что нейтронная звезда в 4U 2206+54 является достаточно молодым объектом. Следуя сценарию ротационной эволюции магнитара, описанному в [27], можно заключить, что ее возраст, по-видимому, не превосходит 30000 лет. По порядку величины это совпадает с характерным временем распада исходного магнитного поля в коре нейтронной звезды [23] до найденного нами значения. При этом величина исходного поля оказывается порядка 10^{15} Гс, что согласуется с результатами расчетов Дункан и Томпсон [30], Моисеенко и др. [9], Прайса и Россвога [21] и Бонанно и др. [22]. Кроме того, средний темп энерговыделения вследствие диссипации сверхкритического магнитного поля ($\sim 0.1 B^2 R_{\text{ns}}^3 / \tau \sim 4 \times 10^{33}$ эрг с⁻¹) оказывается существенно ниже наблюдаемой рентеновской светимости объекта. Это говорит в пользу преимущественно аккреционной природы детектируемого рентгеновского излучения и согласуется с характером его спектра.

Характерное время торможения вращения нейтронной звезды в соответствии с [4] составляет $\tau_{\text{sd}} \sim P / \dot{P} = 360$ лет. Вследствие этого, возможность принятия гипотезы о противоположной направленности осей вращения звезды и вещества, окружающего ее магнитосферу, выглядит сомнительной. Величина τ_{sd} существенно превосходит характерные времена неустойчивости аккреционного потока, способные влиять на величину и направление его момента вращения (см. [24] и указанную там литературу). Кроме того, в рамках этой гипотезы мы оказываемся вынужденными предположить, что возраст этого пульсара не превосходит 360 лет, что делает вероятность его обнаружения крайне незначительной. Более правдоподобной нам представляется гипотеза о случайной флуктуации темпа обмена массой в системе, связанной с изменением темпа

истечения нормального компонента и/или изменением основных параметров его звездного ветра (прежде всего, скорости ветра и его плотности в окрестности нейтронной звезды). Переменность абсолютной величины результирующего момента сил, приложенных к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока и, в некоторых случаях, даже смена его знака являются достаточно распространенными явлениями среди рентгеновских пульсаров, период вращения которых близок к равновесному. При этом характерные времена переменности момента сил зачастую оказываются более чем на порядок меньше характерного времени наблюдаемого замедления/ускорения нейтронных звезд (см., например, [31] и указанную там литературу).

Мы особо хотели бы обратить внимание на то обстоятельство, что 4U 2206+54 представляет собой пример системы, в которой стационарная сферическая аккреция происходит вопреки выводам, сделанным в работах [16-17]. В частности, рентгеновская светимость системы не превосходит 10^{36} эрг/с, что существенно ниже величины критической светимости,

$$L_{cr} \approx 10^{37} \mu_{32}^{1/4} m^{1/2} \left(\frac{R_{ns}}{10^6 \text{ см}} \right)^{-1/8} \text{ эрг/с}, \quad (24)$$

при которой остывание плазмы на границе магнитосферы вследствие обратного эффекта Комптона доминирует над ее нагревом. Температура аккреционного потока в ударной волне на границе магнитосферы при этих условиях продолжает оставаться адиабатической, по крайней мере, на масштабе времени ее охлаждения тормозным излучением, которое в интересующих нас условиях оценивается выражением:

$$t_{\text{cool}}^{\text{br}} \approx 3 \times 10^4 \mu_{32}^{4/7} m^{6/7} \left(\frac{\dot{M}_c}{10^{15} \text{ г/с}} \right)^{-9/7} \text{ с}, \quad (25)$$

и, таким образом, в 300 раз превышает время свободного падения на границе магнитосферы, $t_{\text{ff}} \approx 100 \text{ с} \times \mu_{32}^{6/7} m^{-5/7} \left[\dot{M}_c / (10^{15} \text{ г/с}) \right]^{3/7}$. В соответствии со сценарием, предложенным в работе [32], такая нейтронная звезда должна проявлять себя как рентгеновский барстер с периодом порядка 8-9 часов. Однако 4U 2206+54 является стационарным рентгеновским источником с относительно небольшой амплитудой вариаций в рентгеновском диапазоне. Это противоречие указывает на то, что считающийся до сих пор каноническим сценарий сферической аккреции, в котором неустойчивости границы магнитосферы при условии $L_x < L_{cr}$ считаются подавленными, является неполным или ошибочным. Альтернативные сценарии проникновения сферического аккреционного потока в магнитное поле нейтронной звезды, такие как классическая и Бомовская диффузия, перезамыкания силовых линий магнитного поля [16, 17] и продавливание магнитосферы в касповых точках [34] в случае 4U 2206+54 оказываются также неэффективными. В сценарии, предложенном Майклом [34], ожидается существенная переменность рентгеновского излучения

на относительно коротких временах, что не наблюдается в нашем объекте, а темп проникновения плазмы в поле вследствие диффузии или перезамыкания силовых линий поля для параметров исследуемого нами объекта оказывается существенно ниже наблюдаемого темпа аккреции.

Вызывает также сомнение возможность интерпретации аккреционного процесса в терминах сценария, предложенного [35], в котором предполагается, что основным механизмом проникновения плазмы в поле является неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Характерное время развития этой неустойчивости $\sim \omega_p^{-1}$ (см. [19] и указанную там литературу) в интересующем нас случае существенно превышает время свободного падения и, таким образом, высокий темп поступления плазмы в поле может быть достигнут лишь при условии значительного скачка плотности на границе магнитосферы. Однако, если температура плазмы на границе магнитосферы равна адиабатической, то зависимость газового давления от радиуса в ней идентична соответствующей зависимости в аккреционном потоке (характерная высота ее однородной атмосферы оказывается порядка радиуса). Вследствие этого горячая оболочка, окружающая магнитосферу звезды, препятствует процессу аккреции и, соответственно, делает невозможным увеличение массы и плотности вещества на границе магнитосферы (см., например, [32]).

Таким образом, вопрос о пересмотре условий устойчивости границы магнитосферы нейтронных звезд в случае сферической аккреции оказывается достаточно актуальным. Это прежде всего относится к неустойчивости Рэля-Тейлора, исследования которой с учетом реальных условий задачи, в частности, конечной толщины магнитопаузы и присутствия в ней проникших ранее плазменных желобков, до сих пор не проводились. Детальный анализ этих проблем выходит за рамки вопросов, рассматриваемых в нашей статье. Здесь мы хотели бы лишь обратить внимание на то, что развитие неустойчивостей границы магнитосферы может повышать эффективность диссипативных процессов и, тем самым, способствовать увеличению темпа потери звездой ее вращательной энергии.

4. Заключение. Проведенный нами анализ наблюдаемой эволюции периода вращения нейтронной звезды в 4U 2206+54, основанный на данных, недавно опубликованных Ригом и др. [3] и Фингером и др. [4], позволяет заключить, что величина ее магнитного поля в настоящую эпоху превосходит квантовый критический предел, $B_0 > B_Q$ и, таким образом, классифицировать ее как аккрецирующий магнитар. Описание системы в рамках модели дисковой аккреции возможно лишь при условии, что напряженность магнитного поля на поверхности звезды превосходит 10^{15} Гс. Реалистичность такого предположения, однако, вызывает сомнения как с теоретической, так и с наблюдательной точки зрения.

В рамках сферической модели геометрии аккреционного потока величина

магнитного поля звезды оказывается заключенной в пределах $B_q < B_0 < 10^{14}$ Гс. Верхнему пределу соответствует оценка, полученная в рамках канонического подхода к вычислению равновесного периода нейтронной звезды. Предполагая, что период вращения звезды близок к максимально возможному, мы приходим к нижней оценке поля. Промежуточные значения соответствуют подходу, в котором торможение вращения звезды обусловлено диссипативными нетепловыми процессами в магнитопаузе. Вклад этого механизма в наблюдаемое замедление вращения звезды остается существенным, если эффективность нетепловых процессов оказывается не ниже 5%-10%.

Стационарный характер аккреции в 4U 2206+54 ставит под сомнение вывод об устойчивости границы магнитосферы нейтронных звезд, которые являются рентгеновскими пульсарами низкой или умеренной светимости, находящимися в состоянии сферической аккреции. Это является дополнительным указанием на то, что роль диссипативных процессов в магнитопаузе может быть более существенной как в вопросе проникновения плазмы в магнитосферу звезды, так и в плане замедления торможения ее вращения.

Авторы выражают благодарность Л.А.Пустильнику, Г.С.Бисноватому-Когану, В.Ф.Сулейманову и Р.Ф.Элснеру за интересные и информативные дискуссии, В.А.Урпину за полезные замечания и М.Х.Фингеру за полезную информацию и плодотворные дискуссии об исследуемом источнике. Настоящая работа была выполнена при частичной поддержке НАСА в рамках NPP-программы при Центре полетов им. Маршалла, администрирование которой проводилось Oak Ridge Associated Universities, а также Программы Президиума РАН №4.

¹ НАСА/Центр космических полетов им. Маршалла, США, e-mail: nazar_ikhсанov@yahoo.com

² Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Россия, e-mail: beskrovnyaya@yahoo.com

ACCRETION-POWERED MAGNETAR IN THE CLOSE BINARY SYSTEM 4U 2206+54

N.R.IKHSANOV^{1,2}, N.G.BESKROVNAYA²

We discuss magneto-rotational evolution of a neutron star in the massive close binary 4U 2206+54 in the light of a recent discovery of its spin period near 5555 s and the rate of its spin-down. We show why this behavior of the

star means that its magnetic field is in excess of the quantum critical limit and allows to classify it as a magnetar. The system evolution can be explained in terms of a wind-fed diskless accretion model. A persistent behavior of the X-ray emitter indicates a steady-state type of accretion process and reopens the question about stability of the magnetospheric boundary of neutron stars undergoing spherical accretion. This turns out to be a key question to determine a mechanism which drives the neutron star's spin-down.

Key words: *X-ray binary stars:pulsars:magnetic fields:accretion - individual: 4U2206+54*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Ribó, I.Negueruela, P.Blaz et al.*, *Astron. Astrophys.*, **449**, 687, 2006.
2. *R.Giacconi, S.Murray, H.Gursky et al.*, *Astrophys. J.*, **178**, 281, 1972.
3. *P.Rieg, J.M.Torrejón, I.Negueruela et al.*, *Astron. Astrophys.*, **494**, 1073, 2009.
4. *M.H.Finger, N.R.Ikhsanov, C.A.Wilson-Hodge, S.K.Patel*, *Astrophys. J.*, **709**, 1249, 2010.
5. *Н.И.Шакура*, Письма в Астрон. ж., **1**, 23, 1975.
6. *В.М.Лулунов, Н.И.Шакура*, Письма в Астрон. ж., **2**, 343, 1976.
7. *I.Jr.Iben, A.V.Tutukov, L.R.Yungelson*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **100**, 217, 1995.
8. *Г.С.Бисноватый-Коган, А.В.Тутуков*, Астрон. ж., **81**, 797, 2004.
9. *S.G.Moiseenko, G.S.Bisnovatyi-Kogan, N.V.Ardeljan*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **370**, 501, 2006.
10. *D.R.Lorimer, A.J.Faulker, A.J.Lyne et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **372**, 777, 2006.
11. *В.Ф.Шварцман*, Радиофизика, **13**, 1852, 1970.
12. *K.Davidson, J.P.Ostriker*, *Astrophys. J.*, **179**, 585, 1973.
13. *A.F.Illarionov, R.A.Sunyaev*, *Astron. Astrophys.*, **39**, 185, 1975.
14. *P.Ghosh, F.K.Lamb*, *Astrophys. J.*, **223**, L83, 1978.
15. *R.E.Davies, J.E.Pringle*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **196**, 209, 1981.
16. *R.F.Elsner, F.K.Lamb*, *Nature*, **262**, 356, 1976.
17. *J.Arons, S.M.Lea*, *Astrophys. J.*, **207**, 914, 1976.
18. *N.R.Ikhsanov*, *Astron. Astrophys.*, **368**, L5, 2001.
19. *В.М.Лулунов*, Астрофизика нейтронных звезд, М., Наука, 1987.
20. *Н.Р.Ихсанов*, Астрофизика, **48**, 477, 2005.
21. *D.J.Price, S.Rosswog*, *Science*, **312**, 719, 2006.
22. *A.Bonanno, V.Urpin, G.Belvedere*, *Astron. Astrophys.*, **451**, 1049, 2006.
23. *M.Colpi, U.Geppert, D.Page*, *Astrophys. J.*, **529**, L29, 2000.
24. *M.Ruffert*, *Astron. Astrophys.*, **346**, 861, 1999.
25. *J.M.Torrejón, I.Kreykenbohm, A.Orr et al.*, *Astron. Astrophys.*, **423**, 301, 2004.

26. *R.F.Elsner, P.Ghosh, F.K.Lamb*, *Astrophys. J.*, **241**, L155, 1980.
27. *N.R.Ikhsanov*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **375**, 698, 2007.
28. *В.М.Липунов*, *Астрон. ж.*, **59**, 888, 1982.
29. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, *Astron. Astrophys.*, **245**, 528, 1991.
30. *R.C.Duncan, C.Thompson*, *Astrophys. J.*, **392**, L9, 1992.
31. *A.Camero-Arranz, M.H.Finger, N.R.Ikhsanov et al.*, *Astrophys. J.*, **708**, 1500, 2010.
32. *F.K.Lamb, A.C.Fabian, J.E.Pringle, D.Q.Lamb*, *Astrophys. J.*, **217**, 197, 1977.
33. *N.R.Ikhsanov*, *Astron. Astrophys.*, **375**, 944, 2001.
34. *F.C.Michel*, *Astrophys. J.*, **216**, 838, 1977.
35. *D.J.Burnard, S.M.Lea, J.Arons*, *Astrophys. J.*, **266**, 175, 1983.
36. *P.Blay, I.Negueruela, P.Rieg et al.*, *Astron. Astrophys.*, **446**, 1095, 2006.
37. *R.H.D.Corbet, C.B.Markwardt, J.Tueller*, *Astrophys. J.*, **655**, 458, 2007.
38. *I.Negueruela, P.Rieg*, *Astron. Astrophys.*, **371**, 1056, 2001.