

УДК 524.31.084-683:52-17

## АККРЕЦИОННАЯ РАСКРУТКА БЕЛЫХ КАРЛИКОВ В АРСКОРПИОНА И АЕ ВОДОЛЕЯ

© 2024 Н. Г. Бескровная<sup>1,2\*</sup>, Н. Р. Ихсанов<sup>1,3\*\*</sup><sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, 196140 Россия<sup>2</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия<sup>3</sup>Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, 191187 Россия

Поступила в редакцию 28 августа 2023 года; после доработки 14 октября 2023 года; принята к публикации 1 ноября 2023 года

Проблема, вызванная несоответствием возраста и характерного времени замедления вращения магнитных белых карликов в системах AR Скорпиона и АЕ Водолея, обсуждается в рамках гипотезы об их аккреционной раскрутке в предыдущую эпоху. Рассматривая сценарий аккреции из кеплеровского диска, мы заключаем, что белые карлики в этих системах могли быть раскручены до наблюдаемых периодов при условии, что радиус их магнитосферы в эпоху раскрутки был существенно меньше альвеновского радиуса. Мы показываем, что требуемое значение радиуса магнитосферы реализуется, если проникновение аккреционного потока в магнитное поле белого карлика на границе его магнитосферы происходит вследствие аномальной (бомбовской) диффузии. Картина раскрутки белых карликов в исследуемых нами системах в этом случае может быть построена на основе модели стационарной аккреции из кеплеровского диска со средним темпом  $10^{-9}$ – $10^{-8} M_{\odot}\text{год}^{-1}$ , без привлечения дополнительных предположений относительно изменений собственного магнитного поля белых карликов в течение фазы раскрутки.

Ключевые слова: аккреция, аккреционные диски — магнитные поля — звезды: новые, катаклизмические переменные — звезды: индивидуальные: АЕ Водолея, АР Скорпиона

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Сценарий раскрутки звезды вследствие падения на ее поверхность газа, обладающего угловым моментом, был сформулирован еще на ранних этапах становления теории аккреции и способствовал идентификации как аккрецирующих нейтронных звезд (Shvartsman, 1970), так и подкрученных старых нейтронных звезд в состоянии миллисекундных пульсаров (см. Bisnovatyi-Kogan (2006) и приведенную там литературу). Включение этого сценария в модель эволюции взрывных (катаклизмических) переменных позволило объяснить наблюдаемое распределение периодов вращения белых карликов в этих системах и предсказать возможность формирования подкрученных пульсароподобных белых карликов, которые по прошествии фазы аккреционной раскрутки в предыдущую эпоху демонстрируют быструю потерю своей вращательной энергии на текущей стадии эволюции (Lipunov and Postnov, 1988).

Первый кандидат в подкрученные пульсароподобные белые карлики был идентифицирован

в конце прошлого века в ходе международной кампании по исследованию новоподобной звезды АЕ Водолея (de Jager, 1994). Отождествление второго кандидата в подкрученные белые карлики состоялось в 2016 году в ходе комплексного исследования переменной звезды АР Скорпиона (Marsh et al., 2016). Параметры этих маломассивных двойных систем, которые мы обсуждаем в следующем разделе, оставляют мало сомнений в том, что белые карлики в их составе прошли стадию аккреционной раскрутки. Попытка моделирования этой стадии в рамках общепринятого сценария приводит нас, однако, к проблеме, преодолеть которую без дополнительных предположений затруднительно. Наиболее простое решение указанная проблема находит в рамках гипотезы, что радиус магнитосферы обоих рассматриваемых нами белых карликов на фазе аккреционной раскрутки был существенно (примерно в 50 раз) меньше альвеновского радиуса. Обсуждая эту гипотезу в разделе 3, мы показываем, что значение радиуса магнитосферы аккрецирующего белого карлика существенно зависит от механизма проникновения аккреционного потока в его магнитное поле. Значение этого радиуса, требуемое в рамках рассматриваемой нами гипотезы,

\*E-mail: beskrovnaya@yahoo.com

\*\*E-mail: nazar.ikhсанov@mail.ru

удается достичь, если проникновение аккреционного потока в магнитное поле белого карлика на границе его магнитосферы происходит с темпом, соответствующим темпу аномальной (бомовской) диффузии. Аргументы в пользу реалистичности полученного нами решения мы приводим в разделе 4. Мы отмечаем, что альвеновский радиус является хорошим приближением для радиуса остановки аккреционного потока магнитным полем звезды-аккретора исключительно в случае сферической аккреции. Общепринятое выражение для радиуса остановки аккреционной струи в полярах, однако, отличается от выражения для альвеновского радиуса и при тех же параметрах аккреции приводит к значению, которое существенно меньше значения альвеновского радиуса. Выражение для радиуса остановки аккреционного потока в случае звезды, аккрецирующей из диска, также отличается от выражения для альвеновского радиуса. Величина радиуса остановки в этом случае зависит от параметров диска, но неизменно оказывается меньше величины альвеновского радиуса. Эти простые оценки указывают, что аппроксимация радиуса магнитосферы звезды-аккретора альвеновским радиусом в системах, геометрия аккреционного потока в которых отличается от сферически симметричной, является ошибочной и может служить источником трудностей при интерпретации наблюдаемых проявлений этих систем. Оценка радиуса магнитосферы в этих случаях предполагает решение динамической задачи, учитывающей механизм проникновения аккреционного потока в магнитное поле звезды-аккретора. Полученное нами значение темпа проникновения аккреционного потока в магнитное поле белого карлика находится в хорошем соответствии с результатами других авторов (Isakova et al., 2017) и указывает на единую природу механизмов, обеспечивающих проникновение аккреционного потока в магнитное поле аккретора и солнечного ветра в магнитосферы планет (Trattner et al., 2021).

## 2. ПРОБЛЕМА ПРОИСХОЖДЕНИЯ АЕ ВОДОЛЕЯ И АР СКОРПИОНА

Переменные звезды АЕ Водолея и АР Скорпиона являются тесными двойными системами (см. параметры в таблице 1). Подобно объектам подкласса магнитных взрывных (катаклизмических) переменных (типа DQ Геркулеса), в состав этих систем входят красный карлик, заполняющий свою полость Роша, и быстро вращающийся магнитный белый карлик. Однако на этом их сходство со всеми известными на сегодня взрывными переменными заканчивается. В обеих системах не наблюдается ни признаков образования аккреционного диска, ни признаков аккреции вещества на поверхность

белого карлика. В своих основных проявлениях белые карлики в этих системах более напоминают ротационные (spin-powered), нежели аккреционные (accretion-powered) пульсары. Наиболее ярко это проявляется в случае АР Скорпиона, являющегося источником нетеплового пульсирующего излучения во всем диапазоне электромагнитного спектра — от радио до рентгена. Более того, наблюдаемое увеличение периода пульсаций указывает на то, что белый карлик теряет свою вращательную энергию с темпом, превосходящим болометрическую светимость системы. Такое поведение объекта находит свое объяснение в рамках пульсарного механизма торможения вращения при условии, что магнитное поле на поверхности белого карлика,  $B_{wd}$ , превосходит 150 МГс (Beskrovnaya and Ikhsanov, 2017). Основная часть вращательной энергии, теряемой белым карликом, в этом случае преобразуется в так называемый релятивистский ветер (ускоренные частицы, электромагнитные и МГД волны), вторичные проявления которого наблюдаются лишь у отдельных ротационных пульсаров, окруженных остатками вспышки сверхновой (Lipunov, 1987).

Исключительно быстрое торможение вращения белого карлика, при котором темп потерь его вращательной энергии превосходит болометрическую светимость системы, наблюдается также в случае АЕ Водолея. Величина магнитного поля на поверхности этого белого карлика, оцениваемая в рамках пульсарного механизма торможения вращения, находится в промежутке 50–100 МГс (Ikhsanov, 1998). Этот результат также был подтвержден в ходе анализа доплеровской  $H\alpha$  томограммы системы (Ikhsanov et al., 2004), в соответствии с которой скорость вещества, двигающегося в полости Роша белого карлика, не превосходит  $v_{max} \simeq 500 \text{ км с}^{-1}$ . Струя вещества, текущего от нормального компонента системы в полость Роша белого карлика через точку L1, взаимодействует с быстро вращающейся магнитосферой последнего и покидает систему вследствие механизма пропеллера (см., например, Isakova et al. (2016) и приведенную там литературу). Наконец, высокая эффективность и нетепловой характер излучения вспышек, наблюдаемых в радиодиапазоне с рекуррентным временем порядка часа, не оставляют сомнений в присутствии в системе мощного источника релятивистского ветра, ассоциированного с быстро вращающимся магнитным белым карликом (Abada-Simon et al., 2005).

На основании подобия ротационной эволюции белых карликов системы АЕ Водолея и АР Скорпиона могут быть выделены в отдельный подкласс пульсароподобных объектов в составе взрывных переменных. Дополнительным обоснованием целесообразности выделения такого подкласса является общая для обеих систем

Таблица 1. Параметры источников<sup>a</sup>

Параметры	АЕ Водолея	AR Скорпиона
Система		
Расстояние, пк	100	116
Орбитальный период, часы	9.9	3.56
Размер системы, см	$2 \times 10^{11}$	$8 \times 10^{10}$
Состав системы	K4 IV + WD	M5 V + WD
Темп течения массы в системе, $M_{\odot} \text{ год}^{-1}$	$10^{-8} - 10^{-9}$	—
Белый карлик		
Масса, $M_{\odot}$	0.8–1.2	0.8–1.1
Температура поверхности $T_{\text{wd}}$ , К	12 000	10 000
Период вращения ( $P_s$ ), с	33	117
Темп торможения вращения ( $\dot{P}$ ), $\text{с с}^{-1}$	$5.6 \times 10^{-14}$	$4 \times 10^{-13}$
Время торможения $\tau = P_s/2\dot{P}$ , лет	$2 \times 10^7$	$10^7$
Возраст (время остывания) $t_{\text{cool}}$ , лет	$10^9$	$10^9$
Температура полярных шапок, К	26 000	—
Радиус полярных шапок	$0.15 R_{\text{WD}}$	—
Угол наклона магнитной оси к оси вращения, градусы	74–76	—

<sup>a</sup> см. работы Ikhsanov and Beskrovnaia (2012), Marsh et al. (2016) и приведенную там литературу.

проблема их происхождения. Формулируя эту проблему, следует, прежде всего, отметить, что и в той, и в другой системе возраст белых карликов, который оценивается по времени их остывания до температуры, наблюдаемой в настоящую эпоху ( $T \sim 10^4$  К), более чем на порядок превосходит характерное время торможения их вращения  $t_{\text{sd}} \sim P_s/2\dot{P} \sim 10^7$  лет. Таким образом, текущее состояние является лишь относительно короткой промежуточной фазой эволюции этих объектов. В это состояние обе системы перешли не более чем 10 миллионов лет назад и, главное, их текущему состоянию предшествовала эпоха аккреционной раскрутки белого карлика (Ikhsanov and Beskrovnaia, 2012). Описанный выше сценарий эволюции компактных объектов в тесных двойных системах напоминает хорошо изученный к настоящему времени сценарий формирования миллисекундных подкрученных пульсаров (Bisnovatyi-Kogan, 2006), который может быть взят за основу в исследовании вопроса происхождения пульсароподобных белых карликов.

Основным условием применимости сценария аккреционной раскрутки является ограничение на радиус магнитосферы аккрецирующей звезды  $r_m$ , который в течение всей фазы раскрутки должен оставаться меньше так называемого радиуса коротации

$$r_{\text{cot}} = \left( \frac{GM_*}{\omega_s^2} \right)^{1/3}. \quad (1)$$

Здесь  $M_*$  — масса аккрецирующей звезды, а

$\omega_s = 2\pi/P_s$  — угловая скорость ее осевого вращения с периодом  $P_s$ . Нарушение этого условия приводит к тому, что линейная скорость на границе магнитосферы звезды, то есть  $v_{\phi} = \omega_s r_m$ , становится больше кеплеровской и звезда оказывается в состоянии пропеллера, в котором взаимодействие ее магнитного поля с аккреционным потоком приводит уже не к раскрутке, а, наоборот, к торможению ее вращения (Illarionov and Sunyaev, 1975). Применяя это условие к рассматриваемым нами системам, находим верхний предел на радиус магнитосферы белого карлика на заключительной фазе раскрутки в АЕ Водолея:

$$r_m \leq 0.02 r_A \mu_{34}^{-4/7} P_{(33)}^{2/3} \dot{M}_{17}^{2/7} m^{10/21}, \quad (2)$$

и в AR Скорпиона:

$$r_m \leq 0.02 r_A \mu_{34.7}^{-4/7} P_{(117)}^{2/3} \dot{M}_{17}^{2/7} m^{10/21}. \quad (3)$$

Здесь  $m$  — масса белого карлика в единицах  $M_{\odot}$  и  $\dot{M}_{17}$  — темп аккреции в единицах  $10^{17} \text{ г с}^{-1}$ , что соответствует оценке темпа истечения массы из АЕ Водолея, выполненной по наблюдениям системы в настоящую эпоху (Eggleseous and Horne, 1996);  $P_{(33)}$  и  $P_{(117)}$  — периоды вращения белого карлика в АЕ Водолея и AR Скорпиона в единицах 33 с и 117 с соответственно;  $\mu_{34}$  и  $\mu_{34.7}$  — дипольный магнитный момент белого карлика в АЕ Водолея и AR Скорпиона в единицах  $10^{34} \text{ Гс см}^3$  и  $10^{34.7} \text{ Гс см}^3$  соответственно, нормированный на величину, вычисленную по наблюдаемому темпу увеличения периода пульсаций в рамках пульсарного механизма.

Радиус магнитосферы белого карлика в выражениях (2) и (3) нормирован на так называемый альвеновский радиус,

$$r_A = \left( \frac{\mu^2}{\dot{M} (2GM_{wd})^{1/2}} \right)^{2/7}, \quad (4)$$

который определяется равенством между динамическим давлением сферического потока и давлением, обусловленным дипольным магнитным полем звезды-аккретора. Здесь  $M_{wd}$  — масса белого карлика.

В большинстве обсуждаемых в настоящее время аккреционных сценариев радиус магнитосферы аккрецирующей звезды полагается равным альвеновскому радиусу (Lipunov, 1987). В то же время попытка следовать этому предположению приводит нас к противоречию с оценкой радиуса магнитосферы, представленной выражениями (2) и (3). Устранить это противоречие путем коррекции нормировок параметров, входящих в выражения (2) и (3), представляется маловероятным. Единственным свободным параметром рассматриваемой модели является темп аккреции на белый карлик в течение эпохи его раскрутки. Однако значение этого параметра, при котором достигается равенство  $r_m = r_A$  в выражениях (2) и (3), оказывается превосходящим  $10^{-3} M_{\odot} \text{год}^{-1}$ , что существенно выше максимально допустимого темпа обмена массой в маломассивных системах (Masevich and Tutukov, 1988). Более того, аккреционная светимость белого карлика при этих условиях почти на пару порядков превосходила бы предел Эддингтона, что также является нетипичным для взрывных переменных (Warner, 1995).

Указанное выше противоречие может все-таки означать, что радиус магнитосферы рассматриваемых белых карликов в течение эпохи раскрутки был действительно меньше альвеновского радиуса. Условия реализации такой ситуации мы обсуждаем в следующем разделе, посвященном оценке минимально возможного значения радиуса магнитосферы белого карлика, аккрецирующего из диска.

### 3. ОЦЕНКА РАДИУСА МАГНИТОСФЕРЫ

Мы рассматриваем картину стационарной аккреции вещества из кеплеровского вязкого  $\alpha$ -диска (Shakura, 1972) на белый карлик, обладающий сильным магнитным полем. Взаимодействие диска с магнитным полем белого карлика в рамках такой картины приводит к формированию магнитосферы. В интересующей нас ситуации величина магнитного поля белого карлика предполагается достаточно большой, чтобы радиус магнитосферы  $r_m$ , соответствующий внутреннему радиусу диска, существенно превосходил собственный радиус белого карлика,  $R_{wd}$ . Давление магнитного поля на

границе магнитосферы в этом случае обусловлено преимущественно его дипольным компонентом и оценивается выражением  $p_m = \mu^2 / (2\pi r_m^6)$ , где  $\mu = (1/2) B_{wd} R_{wd}^3$  — дипольный магнитный момент белого карлика с напряженностью магнитного поля в полярных областях на его поверхности  $B_{wd}$ .

Аккреция вещества, обладающего угловым моментом, на поверхность белого карлика приводит к его раскрутке, то есть уменьшению периода его вращения и, соответственно, его радиуса коротации (см. выражение (1)). На заключительной фазе раскрутки радиус коротации достигает внутреннего радиуса диска (радиуса магнитосферы), и белый карлик переходит в состояние равновесного вращения с минимально возможным периодом. Таким образом, оценка радиуса магнитосферы белого карлика, вращающегося с минимально возможным периодом на заключительной фазе эпохи раскрутки, может быть выполнена в приближении коротации границы магнитосферы и внутреннего радиуса диска, поскольку угловая скорость вращения белого карлика на этой фазе достигает величины кеплеровской угловой скорости вращения вещества на внутреннем радиусе диска.

Стационарный характер аккреции предполагает, что ее темп (количество массы, двигающейся в радиальном направлении на белый карлик в единицу времени) является величиной постоянной ( $\dot{M}_a = \text{const}$ ) и не зависит от радиуса, отсчитываемого от центра белого карлика. В частности, темп проникновения газа из диска в магнитное поле на границе магнитосферы ( $\dot{M}_{in}$ ) в этом случае равен темпу аккреции в диске и темпу аккреции в магнитосфере, где вещество, двигаясь вдоль силовых линий магнитного поля, в конечном итоге достигает поверхности белого карлика в области его магнитных полюсов. В общем случае справедливо неравенство  $\dot{M}_{in}(r_m) \geq \dot{M}_{diff}(r_m)$ , где

$$\dot{M}_{diff}(r_m) = \rho(r_m) S(r_m) v_{\perp}(r_m) \quad (5)$$

определяет темп диффузии вещества в магнитное поле белого карлика на границе его магнитосферы. Здесь

$$S(r_m) = 4\pi r_m z_0(r_m) \Psi_s \quad (6)$$

позволяет оценить эффективную площадь области, в которой происходит взаимодействие между магнитным полем белого карлика и внутренним радиусом диска, с точностью до безразмерного параметра  $\Psi_s$ . Этот параметр учитывает возможное отклонение полутолщины диска на его внутреннем радиусе от величины, оцениваемой в рамках стандартной модели,

$$z_0(r) = r \frac{c_s(r)}{v_k(r)}, \quad (7)$$

и его величина, в общем случае, превышает единицу. Здесь

$$c_s(r) = \left( \frac{2k_B T(r)}{m_p} \right)^{1/2} \quad (8)$$

определяет скорость звука в диске с температурой

$$T_d(r) = \left( \frac{\dot{M} G M_{\text{wd}}}{4\pi\sigma_{\text{SB}} r^3} \right)^{1/4}, \quad (9)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $m_p$  — масса протона,  $\sigma_{\text{SB}}$  — постоянная Стефана–Больцмана и  $v_k(r) = \sqrt{GM_{\text{wd}}/r}$  — кеплеровская скорость.

Скорость движения вещества поперек силовых линий магнитного поля на границе магнитосферы вследствие процесса диффузии можно оценить выражением

$$v_{\perp}(r_m) \simeq \frac{\delta_m(r)}{t_{\text{diff}}(r)}, \quad (10)$$

где

$$\delta_m(r) = [D_{\text{eff}}(r) t_{\text{diff}}(r)]^{1/2} \quad (11)$$

определяет характерный размер слоя взаимного проникновения магнитного поля и газа, образующегося в процессе диффузии с эффективным коэффициентом  $D_{\text{eff}}$  в течение времени  $t_{\text{diff}}(r)$ , которое в рамках сценария стационарной аккреции ограничено временем свободного падения<sup>1</sup>:  $t_{\text{diff}} \leq t_{\text{ff}}(r_m)$ , где

$$t_{\text{ff}}(r) = \left( \frac{r^3}{GM_*} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Величину эффективного коэффициента диффузии,  $D_{\text{eff}}(r) = \zeta_m D_B(r)$ , мы нормируем на коэффициент бомовской (аномальной) диффузии,

$$D_B(r) = \frac{ck_B T_i(r)}{16eB(r)}, \quad (13)$$

используя параметр эффективности  $\zeta_m$ . Выбор такой нормировки основан на результатах анализа толщины аккреционной шторки в промежуточном поясе EX Нуа, выполненного в работе Isakova et al. (2017), и измерениях темпа проникновения солнечного ветра в магнитосферу Земли (см., например, Trattner et al. (2021)). Здесь  $c$  — скорость света,  $T_i(r)$  — ионная температура в области диффузии и  $e$  — заряд электрона.

Подставляя (11)–(13) в выражение (10), находим скорость диффузии плазмы в магнитное поле

<sup>1</sup> По мере проникновения в магнитное поле аккреционный поток покидает диффузионный слой на границе магнитосферы на масштабе времени свободного падения порядка  $z_0(r_m)/c_s(r_m)$  и переходит в режим свободного падения, двигаясь вдоль силовых линий магнитного поля.

звезды-аккретора на границе ее магнитосферы в виде

$$v_{\perp}(r_m) = \left( \frac{\sqrt{2} \zeta_m c k_B T_i(r_m) v_k(r_m) r_m^2}{32 e \mu} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Наконец, плотность газа на внутреннем радиуса диска,  $\rho(r_m)$ , входящую в выражение (5), можно оценить из условия баланса между давлением магнитного поля белого карлика и давлением, оказываемым на него со стороны диска, которое должно выполняться на границе магнитосферы. Уравнение баланса в принятом нами приближении коротации (допустимом на заключительной фазе раскрутки белого карлика, когда скорость границы его магнитосферы достигает значения кеплеровской скорости) записывается в виде (Ikhsanov and Beskrovnaya, 2023)

$$\frac{\mu^2}{2\pi r_m^6} = \rho(r_m) c_s^2(r_m), \quad (15)$$

где давлению дипольного магнитного поля белого карлика (левая часть) противостоит давление газа на внутреннем радиуса диска (правая часть). Решение этого уравнения позволяет оценить максимально возможный радиус магнитосферы, поскольку газовое давление соответствует минимально возможному давлению, которое диск может оказывать на магнитное поле белого карлика. Учет давления собственного магнитного поля диска, как и давления, связанного с азимутальным движением вещества относительно границы магнитосферы (при выходе белого карлика из состояния коротации), приводит к росту величины, стоящей в правой части уравнения (15) и, соответственно, уменьшению величины радиуса магнитосферы. Таким образом, мы приходим к следующей оценке плотности газа на внутреннем радиуса диска:

$$\rho(r_m) = \frac{\mu^2}{2\pi r_m^6 c_s^2(r_m)}. \quad (16)$$

Комбинируя выражения (6)–(9), (14) и (16) и подставляя их в выражение (5), находим темп диффузии аккреционного потока в магнитное поле звезды-аккретора на границе ее магнитосферы как

$$\dot{M}_{\text{in}}(r_m) \simeq 6.5 \times 10^{-3} \left[ \zeta_m^{1/2} \kappa_i^{1/2} \Phi_s \right] \frac{\mu^{3/2}}{r_m^{11/4} (GM_*)^{1/4}}. \quad (17)$$

Здесь ионная температура в области диффузии нормирована выражением  $T_i(r_m) = \kappa_i T(r_m)$ .

Наконец, полагая  $\dot{M}_{\text{in}}(r_m) = \dot{M}_a$  и решая это уравнение относительно  $r_m$ , мы приходим к оценке

радиуса магнитосферы белого карлика  $r_m \geq r_N$ , где

$$r_N \simeq \left[ 0.16 \zeta_m^{2/11} \kappa_t^{2/11} \Psi_s^{4/11} \right] \frac{\mu^{6/11}}{\dot{M}^{4/11} (GM_{\text{wd}})^{1/11}} \quad (18)$$

определяет минимально возможный радиус магнитосферы в состоянии стационарной аккреции из диска, вычисленный на основе диффузионного механизма проникновения аккреционного потока в магнитное поле в приближении коротации.

Подставляя в это выражение параметры исследуемых нами объектов и нормируя результат на альвеновский радиус, находим

$$r_N \simeq 0.02 r_A \zeta_m^{2/11} \kappa_t^{2/11} \Psi_s^{4/11} \mu_{34}^{-2/77} m^{4/77} \dot{M}_{17}^{-6/77}. \quad (19)$$

Таким образом, аккреционную раскрутку белых карликов в АЕ Водолея и AR Скорпиона до периодов, наблюдаемых в настоящую эпоху, можно объяснить в рамках стационарной модели аккреции из кеплеровского диска при условии, что радиус их магнитосферы в течение фазы раскрутки принимал минимально возможное значение, соответствующее сценарию, в котором проникновение аккреционного потока в магнитосферу этих объектов происходит с темпом, соответствующим темпу аномальной (бомовской) диффузии.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Следует отметить, что задача оценки расстояния, на котором дипольное магнитное поле звезды оказывается способным остановить аккреционный поток (радиус остановки), исходно обсуждалась в статическом приближении на основе уравнения баланса между магнитным давлением дипольного поля звезды и внешним давлением аккреционного потока. В частном случае сферически симметричного потока внешнее давление определяется динамическим давлением газа, падающего на магнитный диполь в радиальном направлении. Решением уравнения баланса в этом случае является альвеновский радиус, величина которого определяется выражением (4).

Если геометрия аккреционного потока отличается от сферически симметричной, то радиус остановки отличается от альвеновского радиуса. Такая ситуация реализуется, в частности, в полярах, которые представляют собой маломассивные двойные системы, состоящие из красного карлика и белого карлика, обладающего сильным магнитным полем. Из-за того, что красный карлик заполняет свою полость Роша, обмен массой между компонентами в этих системах происходит преимущественно в форме струи, которая втекает в полость Роша белого карлика через точку L1 и взаимодействует с его магнитным полем. В этом случае радиус остановки, определяемый уравнением

баланса между давлением дипольного магнитного поля белого карлика и динамическим давлением струи, принимает вид (Mukai, 1988)

$$r_{\text{st}} \simeq \frac{\mu^{4/11} \sigma^{4/11}}{\dot{M}^{2/11} (GM_{\text{wd}})^{1/11}} \quad (20)$$

и существенно отличается от альвеновского радиуса как по своей структуре, так и по величине:

$$r_{\text{st}} \simeq 0.2 r_A \mu_{34}^{-16/77} \dot{M}_{17}^{8/77} m^{4/77} \sigma_9^{4/11}. \quad (21)$$

Здесь  $\sigma_9$  — радиус сечения аккреционной струи в единицах  $10^9$  см.

Максимальный радиус остановки аккреционного диска можно оценить, решая уравнение (15) для параметров стандартной модели вязкого  $\alpha$ -диска (Shakura, 1972) относительно  $r$  (Ikhsanov and Beskrovnaya, 2023):

$$r_{\text{st(d)}} \simeq \frac{34 \alpha^{8/27} \mu^{16/27}}{\dot{M}^{7/27} (GM_{\text{wd}})^{7/27}}. \quad (22)$$

В широком диапазоне интересующих нас параметров величина этого радиуса оказывается меньше величины альвеновского радиуса,

$$r_{\text{st(d)}} \simeq 0.35 r_A \alpha^{8/27} \mu_{34}^{4/189} \dot{M}_{17}^{5/189} m^{-22/189}, \quad (23)$$

и существенно отличается от выражения (4) по своей структуре. Более того, величина радиуса остановки в этом случае зависит от степени вязкости аккреционного диска, определяемой параметром  $\alpha$ , с помощью которого скорость и масштаб турбулентных движений в диске нормируются на скорость звука и полутолщину диска соответственно. В частности, радиус остановки аккреционного диска оказывается сопоставим по величине с минимальным радиусом магнитосферы исследуемых нами источников (см. выражение (19)), полученным в рамках стационарной динамической картины аккреции, при  $\alpha \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ . Обсуждение возможных причин, по которым значение параметра вязкости в диске оказывается существенно меньше единицы, выходит за рамки предмета исследований данной статьи. Здесь мы хотели бы только отметить, что вопрос о допустимости использования стационарной модели  $\alpha$ -диска в области его взаимодействия с магнитосферой звезды-аккретора до настоящего времени остается открытым.

Приведенные выше оценки убеждают нас в том, что предположение о возможности аппроксимации радиуса магнитосферы аккрецирующей звезды выражением (4), именуемым альвеновским радиусом, в общем случае не имеет достаточных оснований. Использование этого предположения в отношении систем, геометрия аккреционного потока в которых отличается от сферической, может приводить к

ошибочным выводам относительно их эволюционного статуса и параметров их компонентов. Это в особенности относится к системам с дисковой аккрецией, в которых радиус остановки аккреционного потока существенно зависит от физических параметров диска (см. выражение (23)) и радиус магнитосферы может варьироваться в широком интервале значений, нижняя граница которого,  $r_m \geq r_N$ , определяется выражением (18). Учет этого обстоятельства в эволюционном сценарии АЕ Водолея и АР Скорпиона позволяет объяснить происхождение пульсароподобных белых карликов в этих системах в рамках принятой модели эволюции маломассивных двойных систем с фазой аккреционной раскрутки компактного компонента на стадии заполнения красным карликом своей полости Роша.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта «Наука и университеты».

### 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 взрывных переменных звезд на Большом телескопе азимутальном (БТА).

### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Abada-Simon, J. Casares, A. Evans, et al., *Astron. and Astrophys.* **433** (3), 1063 (2005). DOI:10.1051/0004-6361:20042066
2. N. G. Beskrovnaya and N. R. Ikhsanov, *ASP Conf. Ser.*, **510**, 439 (2017). DOI:10.48550/arXiv.1612.07831
3. G. S. Bisnovatyĭ-Kogan, *Physics Uspekhi* **49** (1), 53 (2006). DOI:10.1070/PU2006v049n01ABEH005880
4. O. C. de Jager, *Astrophys. J. Suppl.* **90**, 775 (1994). DOI:10.1086/191902
5. M. Eracleous and K. Horne, *Astrophys. J.* **471**, 427 (1996). DOI:10.1086/177979
6. N. R. Ikhsanov, *Astron. and Astrophys.* **338**, 521 (1998).
7. N. R. Ikhsanov and N. G. Beskrovnaya, *Astronomy Reports* **56** (8), 595 (2012). DOI:10.1134/S1063772912070025
8. N. R. Ikhsanov and N. G. Beskrovnaya, *Izvestiya Glavnoi astronomicheskoi observatorii v Pulkove* **228**, 115 (2023). DOI:10.31725/0367-7966-2023-228-6
9. N. R. Ikhsanov, V. V. Neustroev, and N. G. Beskrovnaya, *Astron. and Astrophys.* **421**, 1131 (2004). DOI:10.1051/0004-6361:20040319
10. A. F. Illarionov and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **39**, 185 (1975).
11. P. B. Isakova, N. R. Ikhsanov, A. G. Zhilkin, et al., *Astronomy Reports* **60** (5), 498 (2016). DOI:10.1134/S1063772916040065
12. P. B. Isakova, A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, et al., *Astronomy Reports* **61** (7), 560 (2017). DOI:10.1134/S1063772917070022
13. V. M. Lipunov, *Astrophysics of Neutron Stars* (Moscow, Nauka, 1987).
14. V. M. Lipunov and K. A. Postnov, *Astrophys. and Space Sci.* **145** (1), 1 (1988). DOI:10.1007/BF00645692
15. T. R. Marsh, B. T. Gänsicke, S. Hümmerich, et al., *Nature* **537** (7620), 374 (2016). DOI:10.1038/nature18620
16. A. G. Masevich and A. V. Tutukov, *Stellar Evolution: Theory and Observations* (Moscow, Nauka, 1988).
17. K. Mukai, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **232**, 175 (1988). DOI:10.1093/mnras/232.1.175
18. N. I. Shakura, *Astron. Zh.* **49**, 921 (1972).
19. V. F. Shvartsman, *Izvestiya vuzov. Radiofizika* **13** (12), 1852 (1970) [in Russian].
20. K. J. Trattner, S. M. Petrinc, and S. A. Fuselier, *Space Science Reviews* **217** (3), 41 (2021). DOI:10.1007/s11214-021-00817-8
21. B. Warner, *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge: Cambridge University Press, 1995).

**Accretion-driven Spin-up of the White Dwarfs in AR Scorpii and AE Aquarii****N. G. Beskrovnaya<sup>1,2</sup> and N. R. Ikhsanov<sup>1,3</sup>**<sup>1</sup>Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 196140 Russia<sup>2</sup>Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia<sup>3</sup>The Institute of Applied Astronomy, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 191187 Russia

The problem caused by the inconsistency between the age and spin-down time scale of the white dwarfs in the systems AR Sco and AE Aqr is discussed within the hypothesis of their accretion-driven spin-up during the previous epoch. Considering a scenario of accretion from a Keplerian disk, we conclude that the white dwarfs in these systems could be spun-up to the currently observed periods provided the radius of their magnetospheres at the spin-up phase was substantially smaller than the Alfvén radius. We show that the required magnetospheric radius value can be reached if the accretion flow penetrates the magnetic field of the white dwarf at its magnetospheric boundary due to anomalous (Bohm) diffusion. In this case the spin-up of the white dwarfs in the systems under consideration can be described based on a model of stationary accretion from the Keplerian disk at an average rate of  $10^{-9}$ – $10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  without any additional assumptions about the evolution of the intrinsic magnetic field of the white dwarfs during the spin-up phase.

Keywords: *accretion, accretion disks—magnetic fields—stars: nova-like, cataclysmic variables—stars: individual: AE Aquarii, AR Scorpii*