

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА ОТ БЫСТРО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЗВЕЗДЫ

© 2019 г. С. В. Боговалов^{1*}, С. М. Романихин¹, И. В. Тронин¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия
Поступила в редакцию 28.08.2018 г.; после доработки 30.10.2018 г.; принята к публикации 30.10.2018 г.

Механизм формирования дискообразных течений от быстро вращающихся Ве-звезд до сих пор не ясен. В качестве шага в решении этой проблемы проведено численное моделирование осесимметричного гидродинамического течения звездного ветра от быстро вращающейся звезды. Учитываются изменение формы звезды при ее вращении и турбулентность, которая возбуждается в звездном ветре при числах Рейнольдса $\sim 10^9 - 10^{13}$. Расчеты показывают формирование дискообразного течения с поверхности звезды на экваторе, которое на масштабах порядка радиуса звезды расширяется в полярные области за счет градиента давления. Вихрь полоидальной скорости образуется в высоких широтах. Турбулентность в рамках простейших стандартных моделей не возбуждается вблизи экватора, поэтому квазикеплеровского дискового течения в экваториальной плоскости не возникает. Получена зависимость суммарного потока массы от скорости вращения звезды при разных температурах поверхности.

Ключевые слова: Ве-звезды, околозвездный диск, модель звездного ветра, быстро вращающиеся звезды.

DOI: 10.1134/S0320010819020025

ВВЕДЕНИЕ

Ве-звезды являются уникальными объектами. Звезды данного спектрального класса быстро вращаются, образуя звездный ветер с высоким темпом истечения. Типичная скорость вращения Ве-звезд составляет 70% от критической скорости (Портер, Ривиниус, 2003), но в отдельных случаях экваториальная скорость вращения может достигать 90% от критической (Тоухами, 2012; Карсиофи, 2011). Звездный ветер состоит из двух компонент: быстрого полярного ветра и медленного экваториального потока. Поток массы в экваториальном течении столь велик, что можно говорить об образовании дискообразного течения. Физический механизм его образования до сих пор не ясен.

В последние годы интерес к этим объектам стал особенно острым в связи с обнаружением излучения от двойных систем, содержащих массивную звезду O- или B-класса и компактный объект — пульсар или черная дыра. Ярким представителем такого класса объектов является двойная система PSR1259–63/LS2883, состоящая из пульсара и Ве-звезды (Мелатос и др., 1995). Взаимодействие пульсарного ветра со звездным ветром и плотным

экваториальным течением вокруг Ве-звезды приводит к переменности излучения в широком диапазоне электромагнитного спектра от радио до жесткого гамма-излучения с энергией фотонов вплоть до 1 ТэВ (Джонсон и др., 1999; Кирк и др., 1999; Агаронян и др., 2005, 2009; Абдо и др., 2011; Чернякова и др., 2014). Выяснение природы и характеристик дискового течения вокруг Ве-звезд является особенно важным для интерпретации наблюдательных данных.

В настоящее время предложено два механизма образования дискового течения от Ве-звезд: модель диска, сжатого ветром (Wind-compressed disk, Бьоркман, Кассинелли, 1993) и модель декреционного диска (Ли и др., 1991). В первой модели предполагается, что диск образуется в звездном ветре за счет понижения потенциального барьера, который должны преодолеть частицы ветра, при быстром вращении звезды (Овоки и др., 1994). Ожидалось, что в экваториальной зоне темп истечения звездного ветра должен быть значительно выше, чем в полярной области. За счет этого должно образовываться дискообразное течение.

Модель декреционного диска является близким аналогом аккреционного диска Шакуры—Сюняева (Шакура, Сюняев, 1973). В модели вязкого декреционного диска происходит отток вещества с поверхности звезды, благодаря переносу момента

*Электронный адрес: ss433@mail.ru

импульса вещества (Виейра, 2016) по радиусу во внешние слои диска за счет турбулентной вязкости (Хаубойс и др., 2014). Эти процессы приводят к образованию квази-Кеплеровского диска (Виейра и др., 2017; Ли, 2013). В настоящее время модель декреционного диска является наиболее популярной (Портер, 1999; Оказаки, Негуеруела, 2001; Портер, Ривиниус, 2003; Карсиофи, Бьоркман, 2008; Ривиниус и др., 2013; Виейра и др., 2017). Тем не менее модель декреционного диска пока далека от окончательного решения проблемы. Она не позволяет определить наиболее важные параметры, такие как поток вещества в диске и зависимость его характеристик от скорости вращения звезды. До сих пор непонятен физический механизм передачи углового момента от звезды к диску. Внешние слои звезды вращаются медленнее вещества в диске. Для преодоления этой проблемы предложен механизм передачи импульса волнами (Нейнер и др., 2013). Не ясно, удастся ли решить весь комплекс проблем, возникающих в модели декреционных дисков (Овоки, 2006).

В настоящей работе мы возвращаемся к модели звездного ветра. Для понимания механизма формирования дискообразного течения важно в качестве первого шага решить задачу истечения плазмы от быстро вращающихся звезд. Удивительно, но эта классическая проблема до сих пор не решена. Лишь при малых скоростях вращения задача рассматривалась в работе Бескина, Пидопрого-ра (1998). При построении численной модели мы пренебрежем рядом физических процессов, которые несомненно имеют место в реальных течениях от Ве-звезд, но на данном этапе нецелесообразно включать их в модель. Мы рассматриваем чисто гидродинамическое течение. Это может быть оправдано, поскольку у Ве-звезд магнитные поля не обнаружены (Портер, Ривиниус, 2003; Ваде и др., 2016). Мы используем приближение изотермического ветра. Это приближение вполне разумно, поскольку Паркеровский солнечный ветер дает наилучшее согласие с наблюдениями, если уравнение состояния плазмы описывается политропной функцией $p \sim \rho^\gamma$ с показателем γ , близким к 1.1, где γ — показатель политропы, а p и ρ — давление и плотность плазмы (Кеппенс, Гоедблоед, 1999). Таким образом, течение является практически изотермическим. Самым серьезным упрощением является пренебрежение ускорения ветра за счет излучения звезды. Давление излучения, несомненно, важно для ускорения ветра в полярной области. В дальнейшем мы планируем включить этот процесс в наши расчеты. Но в данной работе наша цель получить картину течения, когда ускорение ветра определяется только давлением самой плазмы и гравитацией. Эти допущения делают модель проще, что позволит в дальнейшем понять, какие

дополнительные физические процессы необходимо добавить для получения дискового течения с характеристиками, соответствующими наблюдениям.

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Численная модель течения звездного ветра

При отсутствии вращения звездный ветер является сферически-симметричным стационарным течением, которое зависит только от расстояния R до центра звезды. Истечение с поверхности звезды происходит с дозвуковыми скоростями. По мере удаления от звезды вещество постепенно ускоряется, достигая скорости звука в критической точке R_* . В изотермическом случае критический радиус определяется в явном виде

$$R_* = \frac{GM}{2v_s^2}, \quad (1)$$

где v_s — скорость звука, G — гравитационная постоянная, M — масса звезды.

Давление плазмы p в изотермическом случае меняется только с плотностью плазмы ρ по закону

$$p = v_s^2 \rho. \quad (2)$$

При вращении звезды ветер становится осесимметричным. Система уравнений, описывающая течение вокруг вращающейся звезды, включает уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_k}{\partial x_k} = 0 \quad (3)$$

и уравнение Навье-Стокса

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i v_k}{\partial x_k} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) \right] - \rho \times \nabla \varphi, \quad (4)$$

где μ_{eff} — эффективная динамическая вязкость, v_i — компоненты скорости газа, φ — гравитационный потенциал.

Наши попытки моделирования ветра от быстро вращающейся звезды без учета турбулентности не позволили получить стационарное решение. Если оценивать число Рейнольдса в ветре, предполагая, что характерная скорость ~ 100 км/с, динамическая вязкость водорода $\sim 10^{-3}$ г/см/с при температуре 30 000 К, характерный масштаб $\sim 10^{12}$ см и характерная плотность $\sim 10^{-10}$ г/см, то число Рейнольдса оказывается порядка 10^{12} . Учитывая большие неопределенности в оценке этих параметров, можно с уверенностью говорить, что эта величина лежит в области $10^9 - 10^{13}$. Пытаться моделировать поток вещества в этих условиях без учета турбулентности довольно бессмысленно.

Кроме этого, формирование квазикеплеровского диска возможно только при включении в модель механизма передачи момента импульса за счет турбулентной вязкости (Хаубойс и др., 2014). В этой связи мы включили в численную модель турбулентность, используя простейшую $k - \varepsilon$ модель, в которой решаются два дополнительных уравнения на турбулентную кинетическую энергию k и скорость диссипации турбулентной энергии ε (Лаундер, Спалдинг, 1973).

Эффективная вязкость равна сумме $\mu_{\text{эф}} = \mu + \mu_t$, где μ_t — коэффициент турбулентной вязкости, μ — коэффициент динамической вязкости.

Турбулентная вязкость связана с турбулентной кинетической энергией и скоростью ее диссипации через соотношение

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (5)$$

где $C_\mu = 0.09$ — модельная константа.

Величины k и ε определяются двумя уравнениями вида

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_j k}{\partial x_j} = \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \varepsilon, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_j \varepsilon}{\partial x_j} = \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon), \end{aligned} \quad (7)$$

где $C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \sigma_k$ и σ_ε — модельные константы. Значения этих констант ($C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \sigma_k$ и σ_ε) определялись авторами модели турбулентности исходя из требования наилучшего согласия расчетов с экспериментальными данными (Лаундер, Спалдинг, 1973).

P_k — это производство турбулентной кинетической энергии за счет сил вязкого трения:

$$\begin{aligned} P_k = \mu_t \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial v_i}{\partial x_k} - \\ - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \left(3\mu_t \frac{\partial v_k}{\partial x_k} + \rho k \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Таким образом, система уравнений (2)–(4), (8) и (9) полностью описывает турбулентное гидродинамическое течение плазмы вокруг звезды.

Расчетная область и граничные условия

Мы предполагаем, что звезда твердотельно вращается с постоянной угловой скоростью ω и обладает симметрией относительно оси ее вращения, которая принимается за ось z . На каждую частицу плазмы, помимо градиента давления и гравитационной силы, действует центробежная сила, направленная перпендикулярно к оси вращения. Условие гидростатического равновесия частицы, вращающейся вместе с газом, согласно уравнению (4), имеет вид

$$\frac{1}{\rho} \nabla p = - \nabla \varphi + \omega^2 \vec{r}, \quad (9)$$

где \vec{r} — цилиндрический радиус. Введем полный потенциал $\tilde{\varphi}$ — сумма потенциалов, создаваемых гравитационной и центробежной силой:

$$\tilde{\varphi} = \varphi - \frac{1}{2} \omega^2 r^2, \quad (10)$$

где r — модуль \vec{r} .

Тогда условие гидростатического равновесия можно записать в виде

$$\frac{1}{\rho} \nabla p = - \nabla \tilde{\varphi}. \quad (11)$$

В любой точке пространства ∇p направлен по нормали к проходящей через эту точку изобарической поверхности $p = \text{const}$, а $\nabla \tilde{\varphi}$ — по нормали к поверхности эквипотенциальной поверхности $\tilde{\varphi} = \text{const}$. Согласно уравнению (11), градиент давления всюду антипараллелен градиенту полного потенциала. В произвольной точке изобарическая и эквипотенциальная поверхности, проходящие через нее, должны касаться друг друга. Такая ситуация возможна только в случае, если семейство поверхностей $p = \text{const}$ и $\tilde{\varphi} = \text{const}$ совпадают. Поэтому на любой эквипотенциальной поверхности давление постоянно, а значит, является функцией полного потенциала:

$$p = p(\tilde{\varphi}). \quad (12)$$

Поскольку на поверхности вращающейся жидкости, находящейся в равновесии, $p = \text{const}$, то величина полного потенциала на ней является постоянной. Таким образом, форма поверхности вращающейся звезды совпадает с $\tilde{\varphi} = \text{const}$.

Ниже мы используем Роше приближение (Киппенхан и др., 2012). В этом приближении вся масса звезды сосредоточена вблизи центра, поэтому изменение формы поверхности звезды не влияет на гравитационный потенциал. Наблюдения Альтаира и Ахернара, вращающихся со скоростью, близкой к скорости разрушения, показывает, что Роше приближение согласуется с наблюдениями даже в этом случае (Карсиофи и др., 2008; Петерсон

и др., 2006). В приближении Роше поверхность постоянного полного потенциала принимает вид

$$\frac{MG}{R} + \frac{1}{2}\omega^2 r^2 = \frac{MG}{R_p}, \quad (13)$$

где R_p — радиус звезды на полюсе.

Из (13) получается уравнение для кривой, описывающей форму поверхности звезды:

$$z = \sqrt{\left[\left(\frac{MG}{R_p} - \frac{1}{2}\omega^2 r^2 \right)^2 - r^2 \right]}, \quad (14)$$

где z — расстояние до плоскости экватора.

В силу аксиальной симметрии, все расчеты проводились в рамках двумерной осесимметричной модели. Граница расчетной области располагается на поверхности звезды, с которой происходит истечение вещества, плоскости экватора, оси вращения и на внешней границе, которая подбиралась таким образом, чтобы размер расчетной области составлял порядка 30 радиусов звезды.

Особенностью данной работы является использование для расчетов искривленной при вращении поверхности звезды. Этот фактор не был учтен в работах (Бьоркман, Кассинелли, 1993; Тоухами, 2012; Оказаки, Негуеруела, 2001; Карсиофи, Бьоркман, 2008). Учет его принципиально важен. Наши попытки провести расчеты с постоянным давлением на сферической поверхности звезды приводили к картине течения, очень похожей на ту, что получалась у Бьоркман, Кассинелли (1993). Линии тока с самого начала прижимаются к поверхности звезды, и скорость вблизи поверхности направлена к экватору, что приводит к сильному сжатию ветра около экватора. По-видимому, это послужило основанием для так называемой сжатой ветром (wind-compressed) модели. Очевидно, что это результат некорректно поставленных граничных условий.

Область вблизи поверхности звезды содержит большие градиенты давления и плотности. Для достижения необходимой точности и уменьшения вычислительных ресурсов используется адаптивная расчетная сетка. Пространственное разбиение расчетной сетки меняется с расстоянием так, что сетка с мелким шагом формируется только вблизи звезды. При этом для обеспечения корректности численного решения с увеличением расстояния R от звезды шаг разбиения расчетной сетки возрастает постепенно. Размер соседних ячеек отличается не более чем в 2 раза.

На поверхности звезды задаются температура T , давление p и азимутальная скорость v_ϕ . Поскольку рассматривается изотермическое течение, закон Цейпеля не используется при постановке

граничных условий на поверхности звезды. Температура поверхности постоянна. Полоидальная скорость направлена по нормали к поверхности звезды. Поскольку в ходе расчетов обнаружилось, что на некоторых участках поверхности звезды нормаль скорости направлена из расчетной области, то были приняты меры, чтобы и в этом случае граничные условия соответствовали физике течения. Нормальная скорость определяется как одна из переменных системы уравнений. А вот касательные к поверхности звезды компоненты скорости не задаются, а рассчитываются из уравнений движения в случае, когда нормальная скорость газа отрицательна. Таким образом, заданные граничные условия в точности соответствуют условиям, сформулированным в работе Боговалова (1997). Следует отметить, что при расчетах использовались и другие граничные условия. Результат качественно оказывается таким же (Боговалов, Романухин, 2018).

Все геометрические размеры представлены в единицах радиуса звезды на экваторе. Скорости измеряются в единицах кеплеровской скорости на экваторе. В этих единицах величина гравитационного потенциала на поверхности звезды вблизи экватора равна -1 .

При расчетах использовалась дискретизация уравнений, основанная на методе контрольных объемов. Для аппроксимации величин на поверхности контрольных объемов использована схема второго порядка точности с ограничителем наклонов градиентов вида, предложенного в (Барт, Джесперсон, 1989).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Течение изотермического звездного ветра от быстро вращающейся звезды

В качестве типичного примера рассмотрим течение при скорости вращения $\omega/\omega_{\text{crit}} = 0.8$, где ω_{crit} — критическое значение, при котором скорость вращения на искривленной поверхности звезды вблизи экватора сравнивается с кеплеровской. Квадрат скорости звука равен $v_s^2 = 0.1$. При $\omega/\omega_{\text{crit}} = 0.8$ отношение $R_p/R_{\text{eq}} = 0.76$, где R_p и R_{eq} — радиус вращающейся звезды на полюсе и экваторе соответственно. Звезда испытывает существенные изменения ее формы. Соотношения между R_p и R_{eq} близки к наблюдаемым значениям для быстро вращающихся Ве-звезд (Ривиниус и др., 2013).

На рис. 1 представлены линии тока около звезды. Истекающее вещество образует два вихря. Большой из них формируется в экваториальной зоне. Вещество, истекающее из полярной области, взаимодействует с оттоком с экватора и падает

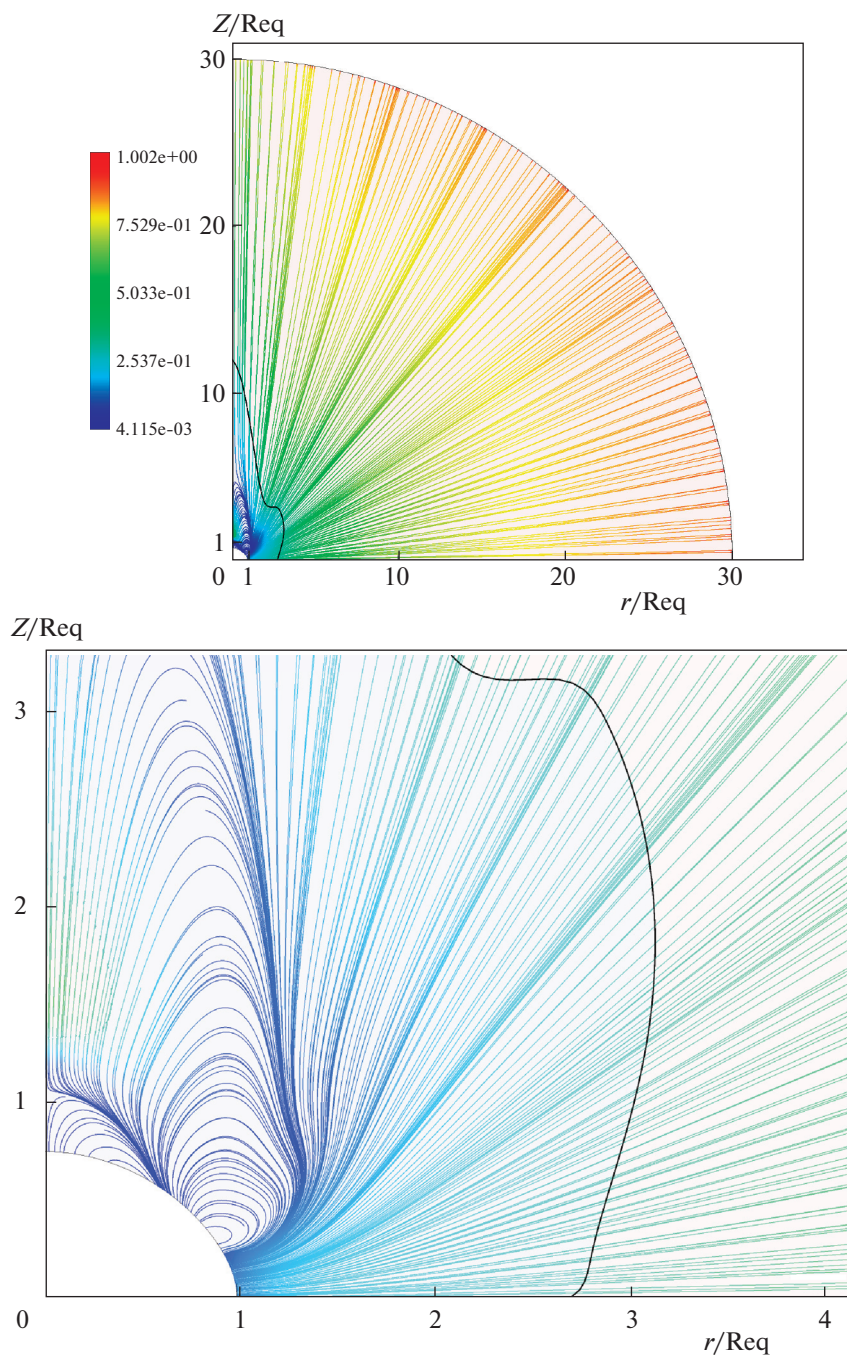


Рис. 1. Структура линий тока во всей расчетной области (сверху) и вблизи поверхности звезды (снизу). Цвет обозначает величину полоидальной скорости. Черная линия демонстрирует звуковую линию, где полоидальная скорость равна скорости звука.

обратно на звезду, формируя второй вихрь. На больших расстояниях остается только течение из экваториальной зоны.

Возникновение вихревого движения приводит к генерации турбулентности. В рамках выбранной модели она возбуждается только в высоких шירו-

тах, где возникает вихрь, рис. 2. Турбулентность вблизи экватора не возбуждается.

Большая часть вещества истекает из экваториальной области звезды. На рис. 3 изображено распределение плотности потока вещества около поверхности звезды. При выбранных параметрах плотность потока вещества на экваторе более чем

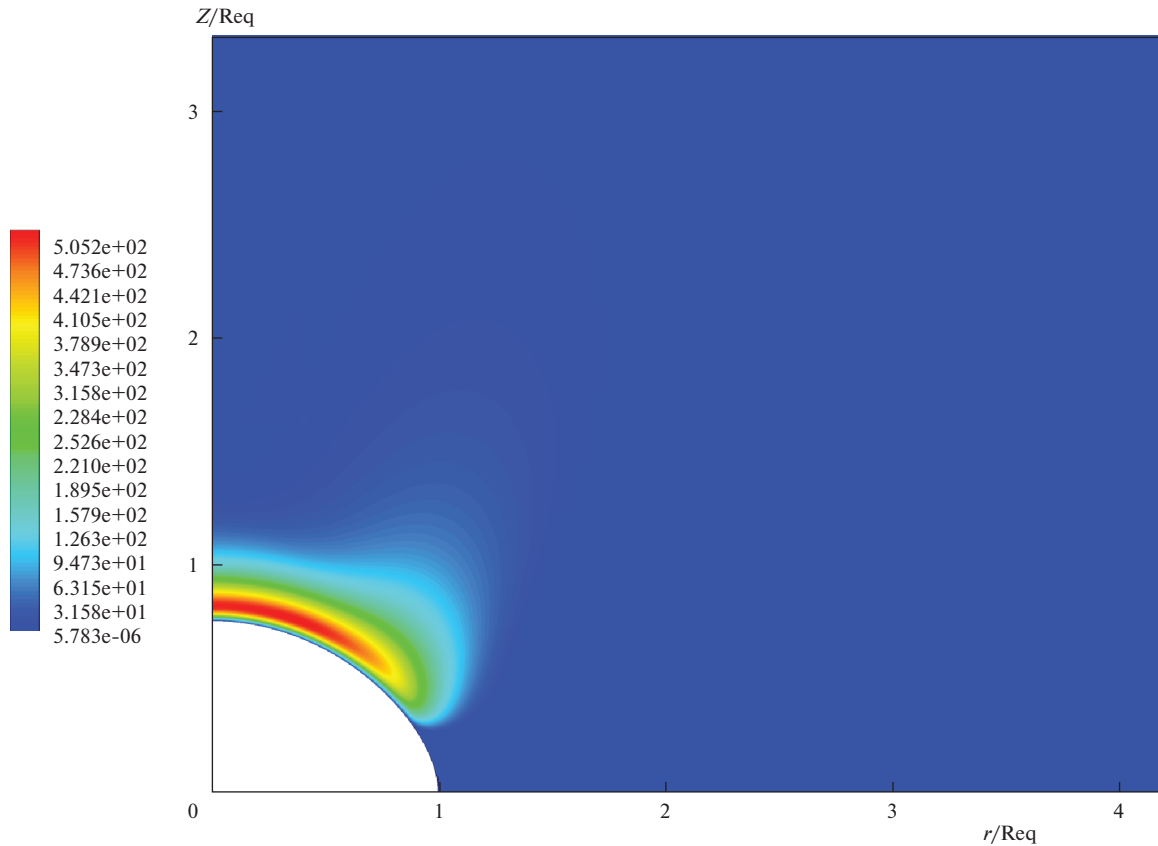


Рис. 2. Распределение турбулентной вязкости в звездном ветре.

на пять порядков выше, чем на полюсе. Но формирование дискообразного течения происходит на малом расстоянии от поверхности звезды (порядка радиуса звезды). На больших расстояниях давление в истекающем из экваториальной области потоке намного превышает давление в высоких широтах. Происходит быстрое расширение экваториального течения, оно заполняет все пространство, и на больших расстояниях ветер растекается почти радиально. Часть экваториального потока, двигаясь к оси вращения, падает вниз на поверхность звезды, образуя первый вихрь. Во время падения он сталкивается с течением из полярной области звезды. При этом образуется второй вихрь. Наконец, все вещество, истекающее из полярной области, падает на поверхность звезды.

Зависимость темпа истечения от скорости вращения звезды

Интересно посмотреть, как темп истечения звездного ветра зависит от скорости вращения звезды при различных температурах. Расчеты проводились в интервале частот $\omega/\omega_{\text{crit}} = [0...0.99]$. Расчетная сетка перестраивалась в соответствии

с уравнением (14). При вращении звезда вытягивается в плоскости экватора. При максимальной частоте $\omega/\omega_{\text{crit}} = 0.99$ форма звезды существенно изменяется: $R_p/R_{\text{eq}} = 0.67$. При этом существует ограничение на изменение геометрических параметров звезды: максимально возможная величина экваториального радиуса равна $R_{\text{eq}} = 1.5R_p$.

На рис. 4 представлены распределения плотности потока вещества для разных угловых скоростей вращения при $v_s^2 = 0.05$. В случае покоящейся звезды плотность вещества имеет сферически-симметричный профиль. При $\omega/\omega_{\text{crit}} = 0.8$ наблюдается резкое увеличение плотности потока в области экватора. Этот эффект был описан детально в предыдущем разделе. При увеличении скорости вращения величина плотности потока увеличивается, а дискообразное течение заполняет еще большую область. В случае $\omega/\omega_{\text{crit}} = 0.99$ заметно существенное вытягивание плотного течения в плоскости экватора. Вращение оказывает заметное влияние на формирование плотного приэкваториального течения в звездном ветре.

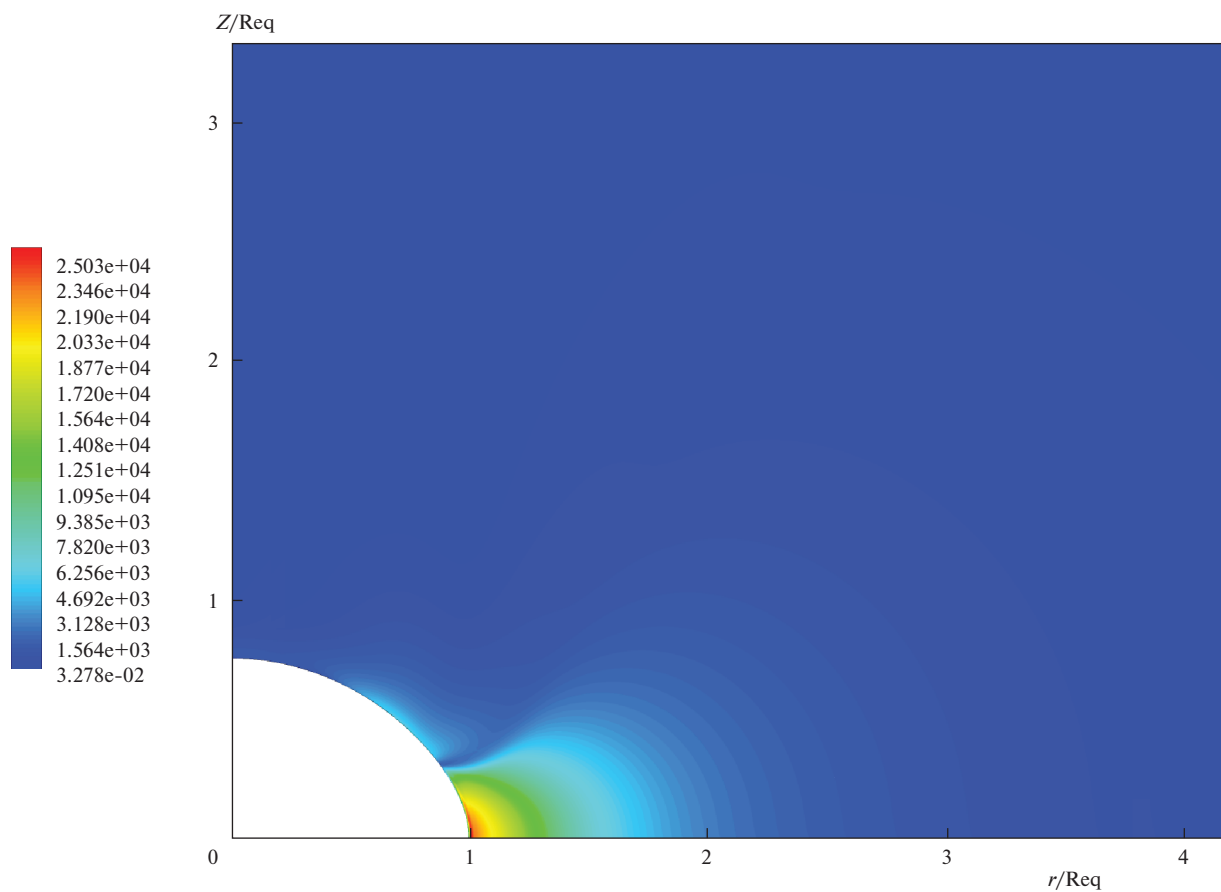


Рис. 3. Распределение плотности потока вещества вблизи поверхности звезды.

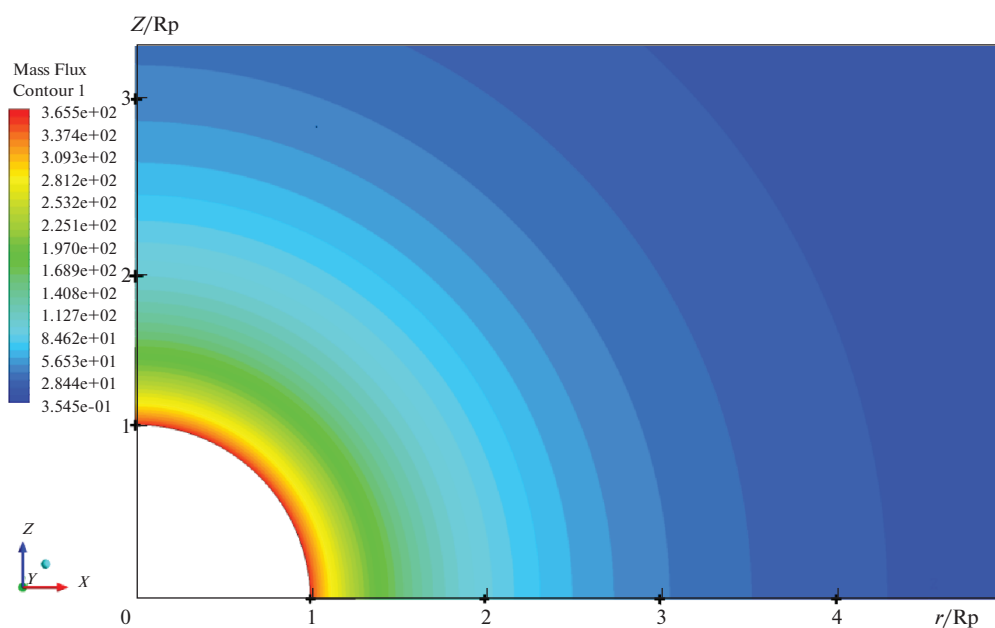


Рис. 4. Распределение плотности потока вещества при $v_s^2 = 0.05$ для различных угловых скоростей вращения звезды.

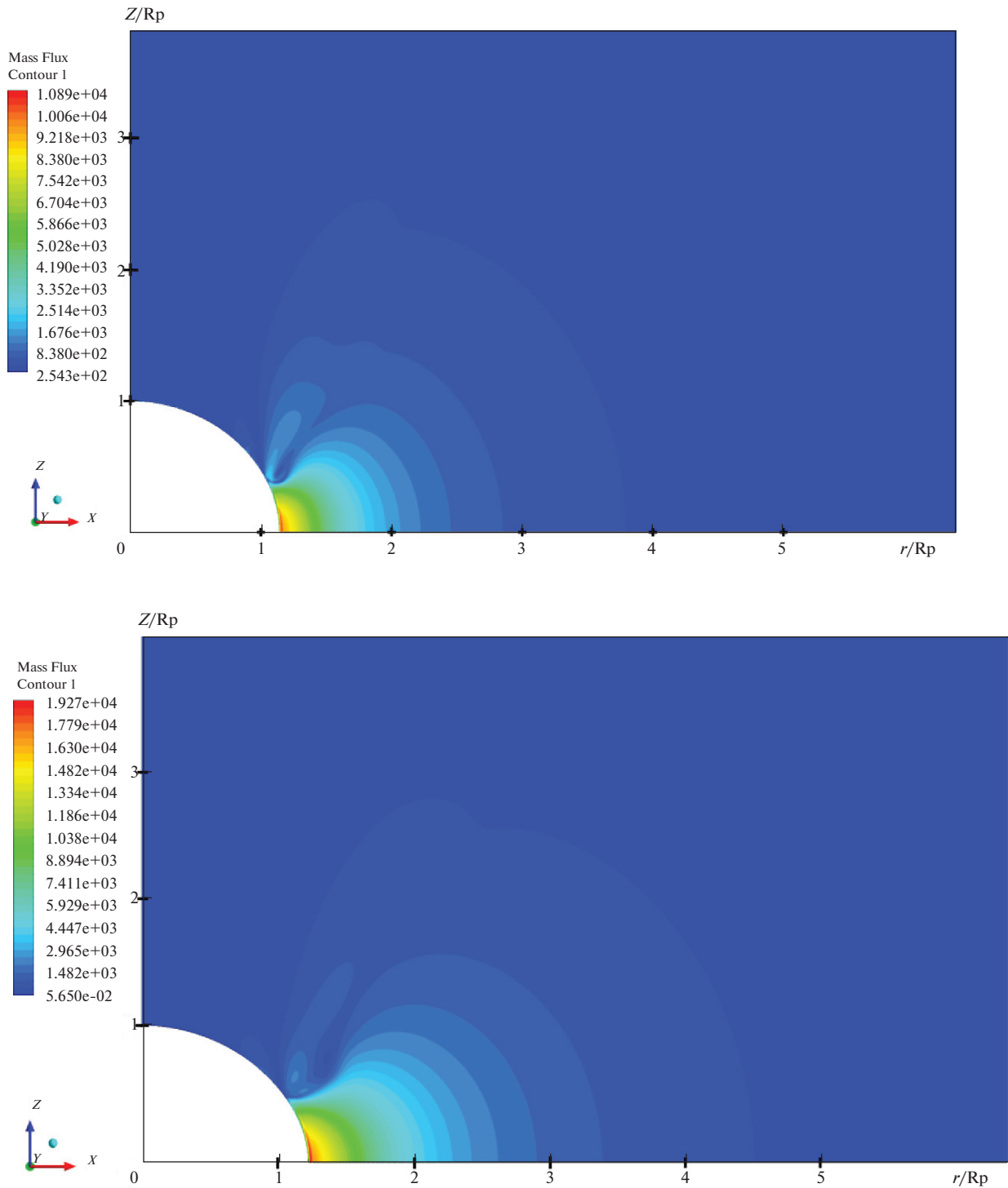


Рис. 4. Продолжение.

Расчеты проводились для нескольких скоростей звука: $v_s^2 = 0.2$, $v_s^2 = 0.1$ и $v_s^2 = 0.05$. Полученные зависимости темпа истечения \dot{M} от угловой скорости вращения $\omega/\omega_{\text{crit}}$ представлены в полулога-

рифмическом масштабе на рис. 5. Угловая скорость оказывает существенное влияние на величину темпа истечения. Не менее важную роль играет величина скорости звука. При $v_s^2 = 0.2$ поток с

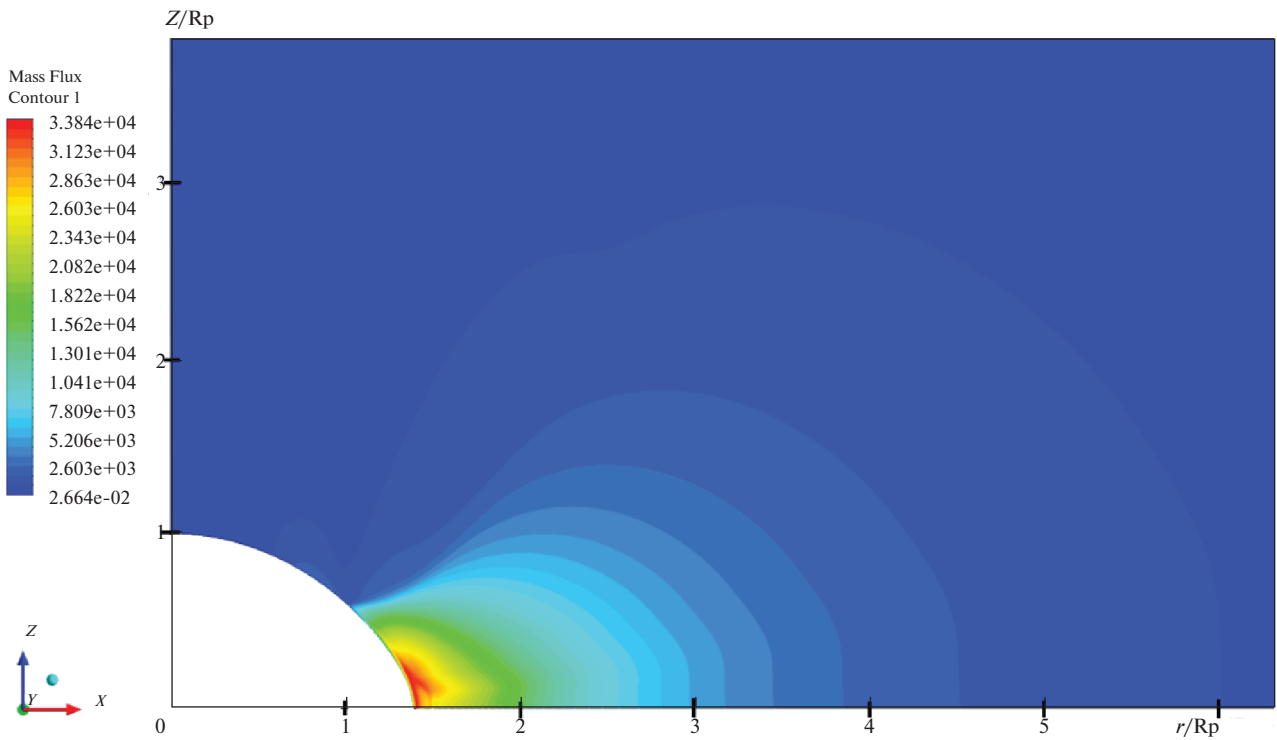


Рис. 4. Окончание.

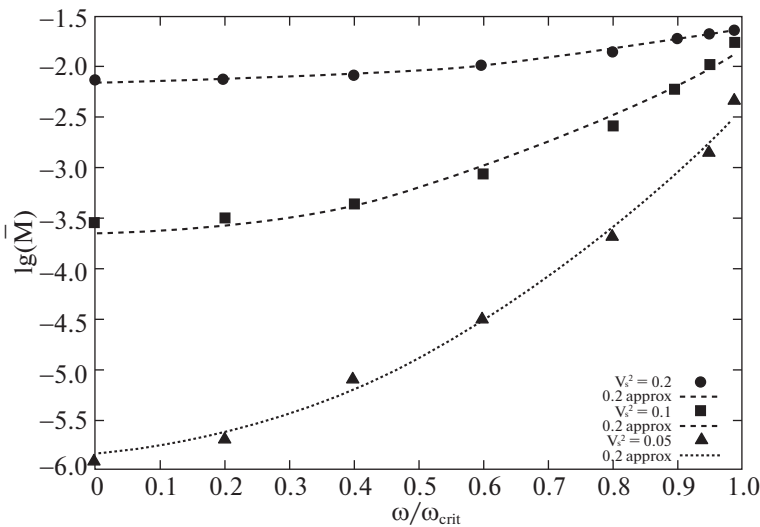


Рис. 5. Зависимость логарифма темпа истечения ветра \dot{M} от угловой скорости вращения при различных скоростях звука.

увеличением скорости вращения меняется незначительно. Уже при $v_s^2 = 0.1$ есть заметное увеличение темпа истечения: отличие почти на два порядка по сравнению с покоящейся звездой. Но эффект особенно проявляет себя в последнем случае, когда $v_s^2 = 0.05$. При быстром вращении величина

\dot{M} возрастает на четыре порядка по сравнению с покоящейся звездой.

Все расчеты проведены в предположении, что давление на поверхности звезды не зависит от угловой скорости вращения. Полученные зависимости хорошо аппроксимируются экспоненциальной

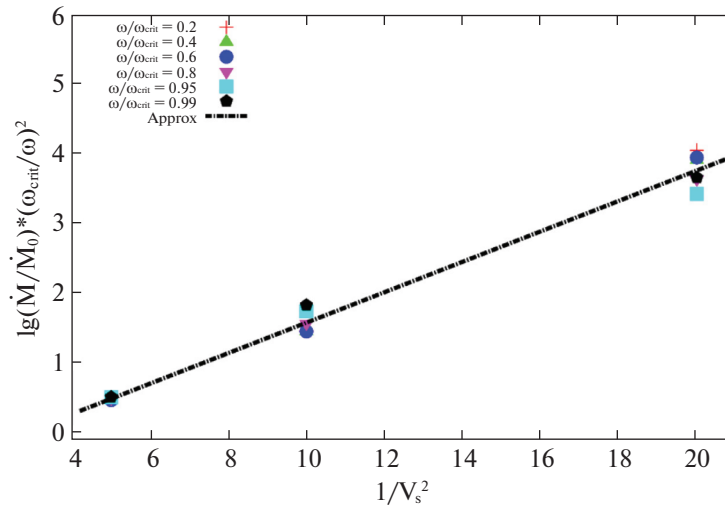


Рис. 6. Зависимость темпа истечения ветра от скорости звука.

функцией, имеющей вид

$$\dot{M}(\omega) = \dot{M}_0 \exp \left\{ \left(\frac{\omega}{\omega_{\text{crit}}} \right)^2 C(v_s) \right\}, \quad (15)$$

где \dot{M}_0 — темп истечения ветра при $\omega = 0$, $C(v_s)$ — некая функция, зависящая только от скорости звука. Графики этих функций представлены на рис. 5 пунктирными линиями для каждой из скоростей звука.

На рис. 6 представлены зависимости логарифма относительного темпа истечения вещества \dot{M}/\dot{M}_0 от скорости звука при различных скоростях вращения звезды. Эта функция хорошо аппроксимируется линейной зависимостью от аргумента v_s^{-2} . Аппроксимация представлена пунктирной линией на рис. 6. Ее аналитическое представление имеет вид

$$\begin{aligned} \log(\dot{M}/\dot{M}_0) \left(\frac{\omega}{\omega_{\text{crit}}} \right)^{-2} &= \quad (16) \\ &= \frac{0.22 \pm 0.02}{v_s^2} - (0.62 \pm 0.06). \end{aligned}$$

ОБСУЖДЕНИЕ

Впервые получено решение классической задачи об истечении Паркерского звездного ветра с поверхности быстро вращающейся звезды. Основным выводом, следующий из нашего исследования, заключается в том, что быстрое вращение звезды неизбежно приводит к увеличению потока вещества в экваториальной плоскости. Впрочем, это качественно понятный и ожидаемый результат.

В нашем случае истечение звездного ветра происходит с поверхности фотосферы, температура которой соответствует $v_s^2 = 0.1$. При скорости вращения, составляющей 0.8 от критической, величина суммарного потока вещества увеличивается на два порядка по сравнению с покоящейся звездой. С уменьшением скорости звука до $v_s^2 = 0.05$ темп истечения увеличивается на четыре порядка. Тем не менее реальные Ве-звезды имеют гораздо меньшее отношение скорости звука к скорости Кеплера. Для Ве-звезды в двойной системе PSR 1259-63/LS 2883 этот параметр составляет $v_s^2 = 4 \times 10^{-4}$. Но при попытке моделирования звездного ветра с такой малой скоростью звука возникают существенные численные проблемы. Понятно, что для реальных объектов влияние вращения на величину суммарного потока вещества будет значительно сильнее. Тем не менее при уменьшении скорости звука темп истечения ветра будет резко падать независимо от скорости вращения звезды. Уравнение (16) в пределах точности нашей аппроксимации можно переписать в виде

$$\dot{M} = \dot{M}_0 \exp \left\{ \left(\frac{\omega}{\omega_{\text{crit}}} \right)^2 \left(\frac{1}{2v_s^2} - 1.5 \right) \right\}. \quad (17)$$

Согласно Ламерс, Кассинелли (1999), темп истечения для изотермических ветров в наших обозначениях равен

$$\dot{M}_0 = \frac{2\pi\rho_0 V_0 R_0^2}{v_s} \exp \left\{ -\frac{1}{v_s^2} + 1.5 \right\}, \quad (18)$$

где V_0 , ρ_0 — кеплеровская скорость и плотность на поверхности звезды радиуса R_0 . Так что вращение

хоть и улучшает ситуацию, но не решает проблему высокого темпа истечения от Ве-звезд.

Несмотря на увеличенный отток вещества из экваториальной области, дискообразное течение сохраняется только на расстоянии порядка радиуса звезды. Течение быстро расширяется, полностью заполняя окружающее пространство, из-за большого градиента давления. Для сравнения, в реальных объектах радиус диска составляет около 10 радиусов звезды (Ривиниус и др., 2013).

Расширение дискообразного течения может быть подавлено с помощью трех механизмов. Во-первых, передача углового момента от вращающейся звезды за счет сил вязкого трения. В этом случае может сформироваться кеплеровский экскреционный диск. Однако необходимый уровень турбулентности на экваторе не возбуждается при использовании стандартных моделей, и этот механизм не работает.

Во-вторых, включение в численную модель более реалистичного уравнения состояния. В этом случае расширение экваториального течения может быть подавлено за счет адиабатического охлаждения расширяющегося газа. Это приведет к увеличению радиуса диска.

Наконец, важна роль излучения, которое способно передать радиальный импульс звездному ветру в полярной области. Это поможет дополнительно предотвратить расширение ветра от экваториальной плоскости. Возможно, что включение в модель двух последних процессов позволит получить дисковое течение со свойствами, типичными для реальных Ве-звезд.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 16-02-00822/18).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абдо и др. (A.A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, K. Bechtol, et al.), *Astrophys. J.* **736**, L11 (2011).
- Агаронян и др. (F. Aharonian, A.G. Akhperjanian, G. Anton, U. Barres de Almeida, A.R. Bazer-Bachi, Y. Becherini, B. Behera, K. Bernlöhr, et al.), *Astron. Astrophys.* **507**, 389 (2009).
- Агаронян и др. (F. Aharonian, A.G. Akhperjanian, К.-М. Аюе, A.R. Bazer-Bachi, M. Beilicke, W. Benbow, D. Berge, P. Berghaus, et al.), *Astron. Astrophys.* **442**, 1 (2005).
- Барт, Джесперсон (T.J. Barth and D.C. Jespersen), *AIAA*, **13**, 0366 (1989).
- Бескин, Пидопригора (V.S. Beskin and Y.N. Pidoprygora), *Astron. Rep.*, **42**, 71 (1998).
- Боговалов (S.V. Bogovalov), *Astron. Astrophys.* **323**, 634 (1997).
- Боговалов, Романихин (S.V. Bogovalov and S.M. Romanikhin), *IJMPD*, **27**, 1844004-336 (2018).
- Бьоркман, Кассинелли (J.E. Bjorkman and J.P. Cassinelli), *Astrophys. J.* **409**, 429 (1993).
- Ваде Г.А., и коллаборация MiMeS (Wade, G.A., Petit, V. and Grunhut, and MiMeS Collaboration), *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **506** (Ed. T.A.A. Sigut, C.E. Jones, 207, 2016).
- Виейра (R.G. Vieira, A.C. Carciofi, and J.E. Bjorkman), *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.*, **506** (Ed. T. A.A. Sigut, C.E. Jones, 135, 2016).
- Виейра и др. (R.G. Vieira, A.C. Carciofi, J.E. Bjorkman, Th. Rivinius, D. Baade, and L.R. Rimulo), **464**, 3071 (2017).
- Джонстон и др. (S. Johnston, L. Ball, N. Wang, and R.N. Manchester), **358**, 1069 (2005).
- Джонстон и др., (S. Johnston, R.N. Manchester, D. McConnell, and D. Campbell-Wilson), **302**, 277 (1999).
- Карсиофи (A.C. Carciofi), *IAU Symp.*, **272** (Ed. C. Neiner, G. Wade, G. Meynet, et al., 325, 2001).
- Карсиофи, Бьоркман (A.C. Carciofi and J.E. Bjorkman), *Astrophys. J.* **684**, 1374 (2008).
- Карсиофи и др. (A.C. Carciofi, A. Domiciano de Souza, A.M. Magalhes, J.E. Bjorkman, and F. Vakili), *Astrophys. J.* **676**, L41 (2008).
- Коппенс, Гоедблоед (R. Keppens and J.P. Goedbloed), *Astron. Astrophys.* **343**, 251 (1999).
- Киппенхан и др. (R. Kippenhahn, A. Weigert, and A. Weiss), *Stellar Structure and Evolution* (Springer, 2012).
- Кирк и др. (J.G. Kirk, L. Ball, and O. Skjæraasen), *Astropart. Phys.* **10**, 31 (1999).
- Ламерс, Кассинелли (H.J.G. L.M. Lamers and J.P. Cassinelli), *Introduction to Stellar Winds* (UK: Cambridge Univer. Press, 1999).
- Лаундер, Спалдинг (B.E. Launder and D.B. Spalding), *Computer Meth. Appl. Mech. Engineer.*, **3**, 269 (1973).
- Ли (U. Lee), *Publ. Astron. Soc. Japan* **65**, 122 (2013).
- Ли и др. (U. Lee, Y. Osaki, and H. Saio), *MNRAS* **250**, 432 (1991).
- Мелатос и др. (A. Melatos, S. Johnston, and D.B. Melrose), *MNRAS* **275**, 381 (1995).
- Нейнер и др. (C. Neiner, S. Mathis, H. Saio, and U. Lee), *Astron. Soc. Pacific Conf. Series* **479** (Ed. H. Shibahashi, A.E. Lynas-Gray), 319 (2013).
- Оказакки, Негуеруела (A.T. Okazaki and I. Negueruela), *Astron. Astrophys.* **377**, 161 (2001).
- Овоки (S. Owocki), *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **355** (Ed. M. Kraus, A.S. Miroshnichenko), 219 (2006).

28. Овоки и др. (S.P. Owocki, S.R. Cranmer, and J.M. Blondin), *Astrophys. J.* **424**, 887 (1994).
29. Перерсон и др. (D.M. Peterson, C.A. Hummel, T.A. Pauls, J.T. Armstrong, J.A. Benson, G.C. Gilbreath, R.B. Hindsley, D.J. Hutter, et al.), *Astrophys. J.* **636**, 1087 (2006).
30. Портер (J.M. Porter), *Astron. Astrophys.* **348**, 512 (1999).
31. Портер, Ревиниус (J.M. Porter and T. Rivinius), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **115**, 1153 (2003).
32. Ривиниус и др. (T. Rivinius, A.C. Carciofi, and C. Martayan), *Astron. Astrophys. Rev.* **21**, 69 (2013).
33. Тоухами (Y. Touhami), *Am. Astron. Soc. Meet. Abstracts* **219**, 404.02 (2012).
34. Хаубойс и др. (X. Haubois, B.C. Mota, A.C. Carciofi, Z.H. Draper, J.P. Wisniewski, D. Bednarski, and Th. Rivinius), *Astrophys. J.* **785**, 12 (2014).
35. Чернякова и др. (M. Chernyakova, A.A. Abdo, A. Neronov, M.V. McSwain, J. Moldón, M. Ribó, J.M. Paredes, I. Sushch, et al.), *MNRAS* **439**, 432 (2014).
36. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973).