

УДК 524.3-17

ОБ ОДНОМ ЭФФЕКТЕ ВЛИЯНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ НА ОБОЛОЧКИ ГОРЯЧИХ ЮПИТЕРОВ

© 2020 г. А. Г. Жилкин^{1, *}, Д. В. Бисикало¹, П. В. Кайгородов¹

¹ Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: zhilkin@inasan.ru

Поступила в редакцию 21.09.2019 г.

После доработки 22.10.2019 г.

Принята к публикации 22.10.2019 г.

В настоящее время считается установленным, что горячие юпитеры имеют протяженные газовые (ионосферные) оболочки, простирающиеся далеко за пределы полости Роша. Оболочки слабо связаны с планетой и подвержены сильному влиянию со стороны флуктуаций звездного ветра. Также горячие юпитеры находятся близко к родительской звезде и поэтому магнитное поле звездного ветра является важным фактором, определяющим структуру их магнитосфер. При этом для типичного горячего юпитера скорость обтекания атмосферы плазмой звездного ветра близка к альфвеновской скорости. Это должно приводить к тому, что флуктуации параметров звездного ветра (плотность, скорость, магнитное поле) могут влиять на условия формирования головной ударной волны вокруг горячего юпитера – переводить течение из субальфвеновского в сверхальфвеновский режим и обратно. В работе по результатам трехмерного численного МГД моделирования подтверждено, что в оболочке горячего юпитера, находящегося вблизи альфвеновской точки звездного ветра, под воздействием коронального выброса массы может происходить как исчезновение, так и появление отошедшей ударной волны. В работе также показано, что этот эффект может оказывать влияние на наблюдательные проявления горячего юпитера, в том числе на поток излучения в жесткой области спектра.

DOI: 10.31857/S000462992002005X

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее актуальных задач современной астрофизики является изучение механизмов потери массы горячими юпитерами. Горячие юпитеры представляют собой экзопланеты с массой порядка массы Юпитера, орбиты которых расположены в непосредственной близости от родительской звезды [1]. Первый горячий юпитер был открыт в 1995 г. [2]. Близкое расположение к родительской звезде и относительно большие размеры горячих юпитеров могут приводить к выходу атмосферы за пределы полости Роша и формированию протяженной газовой оболочки. Этот процесс сопровождается формированием истечений из окрестностей точек Лагранжа L_1 и L_2 [3, 4]. На существование таких истечений косвенно указывает избыточное поглощение в ближнем ультрафиолетовом диапазоне, наблюдаемое у некоторых планет [5–10]. Эти выводы также подтверждаются теоретическими расчетами в рамках одномерных астрономических моделей [1, 11–14].

Структура газовых оболочек горячих юпитеров с помощью трехмерного численного моделирования исследовалась в серии работ (см., напр. [15–22]). Было показано, что в зависимости от па-

раметров модели у горячих юпитеров могут формироваться газовые оболочки трех основных типов. В случае замкнутых оболочек атмосфера планеты полностью располагается внутри ее полости Роша. В случае, когда динамическое давление звездного ветра останавливает истечение из окрестности точки L_1 за пределами полости Роша, формируются квазизамкнутые оболочки. Открытые оболочки формируются истечениями из точек Лагранжа L_1 и L_2 в случае, когда динамического давления звездного ветра недостаточно для их остановки. Величина темпа потери массы существенно зависит от типа формирующейся газовой оболочки.

В работах [23, 24] были представлены результаты трехмерного численного моделирования структуры течения в окрестности горячего юпитера WASP 12b с учетом влияния собственного магнитного поля планеты. Расчеты показали, что наличие магнитного поля планеты может приводить к дополнительному ослаблению темпа потери массы по сравнению с чисто газодинамическим случаем. Анализ, проведенный в работе [25], показал, что очень важным фактором является магнитное поле звездного ветра, поскольку

многие горячие юпитеры располагаются в субальфвеновской зоне звездного ветра, где магнитное давление превышает динамическое давление. В этом случае процесс обтекания может иметь безударный характер [26]. В работе [25] также показано, что абсолютное большинство горячих юпитеров находится вблизи границы, разделяющей системы с субальфвеновским и сверхальфвеновским режимами течения.

Различные возмущения звездного ветра могут приводить к существенным изменениям структуры газовой оболочки горячих юпитеров и, следовательно, к вариациям темпа потери массы. Наиболее значительные возмущения ветра возникают из-за гигантских выбросов вещества из короны звезды – корональные выбросы массы (КВМ). В работах [17, 18, 27] с помощью трехмерного численного моделирования было показано, что даже в случае типичного солнечного КВМ внешние части несимметричной газовой оболочки горячего юпитера, находящиеся за пределами его полости Роша, могут быть сорваны и унесены в межпланетную среду. Это приводит к резкому увеличению темпа потери массы горячего юпитера в момент прохождения по нему КВМ.

В данной работе рассмотрены некоторые интересные особенности взаимодействия КВМ с магнитосферой горячего юпитера, обусловленные влиянием магнитного поля звездного ветра. Основное внимание уделено процессам формирования и исчезновения головной ударной волны в оболочке горячего юпитера, находящегося вблизи альфвеновской точки звездного ветра, вследствие изменений магнитного поля звездного ветра в ходе КВМ. Структура статьи организована следующим образом. В разделе 2 описана простая модель КВМ, учитывающая магнитное поле. В разделе 3 проведен анализ возможных эффектов, связанных с воздействием КВМ на магнитосферу горячего юпитера. В разделе 4 обсуждаются основные выводы.

2. МГД МОДЕЛЬ КВМ

За основу численной модели звездного ветра во время прохождения в окрестности планеты КВМ возьмем результаты измерений параметров солнечного ветра на орбите Земли, полученные с помощью космических аппаратов ACE, WIND, SOHO в мае 1998 г. во время соответствующего события [28]. Усредненные значения этих параметров приведены в табл. 1.

Процесс прохождения КВМ можно разделить на четыре отдельные фазы. Первая фаза соответствует состоянию невозмущенного солнечного ветра. Вторая фаза начинается с прохождения фронта МГД ударной волны и характеризуется увеличением плотности n по отношению к невоз-

Таблица 1. Параметры звездного ветра во время прохождения КВМ

Фаза	1	2	3	4
Длительность, час	–	8.5	13	22
n/n_w	1	4	0.6	10
T/T_w	1	5.07	0.79	0.30
v/v_w	1	1.33	1.44	1.11
B/B_w	1	2.25	1.75	1.13
λ/λ_w	1	1.18	0.63	3.11

Примечание. Приведены плотность n/n_w , температура T/T_w , скорость v/v_w , магнитное поле B/B_w и альфвеновское число Маха λ/λ_w .

мушенному значению n_w примерно в 4 раза. Скорость при этом увеличивается в 1.3 раза. За фронтом ударной волны величина индукции магнитного поля возрастает в 2.25 раз. За ударной волной следует слой нагребенного вещества. Продолжительность этой фазы составляет примерно 8.5 часов. Третья фаза (ранний КВМ) начинается с прохождения тангенциального МГД разрыва, который распространяется вслед за ударной волной. Плотность при этом падает примерно в 2 раза по сравнению с невозмущенным значением. Продолжительность этой фазы составляет 13 часов. Наконец, четвертая фаза (поздний КВМ) отличается резким увеличением плотности (примерно в 10 раз по отношению к невозмущенному ветру). Однако при этом данная фаза не имеет четко выраженной границы и, по-видимому, ее начало не связано с прохождением какого-либо разрыва. Длительность этой фазы составляет около 22 часов. После этого параметры ветра возвращаются к исходным значениям.

Реальную структуру солнечного ветра, полученную по данным с космических аппаратов на конец июня 2019 г., демонстрирует рис. 1. На рисунке показаны текущие положения всех внутренних планет (включая Марс), избранные магнитные силовые линии, а также конфигурация токового слоя, разделяющего два сектора солнечного ветра с различной полярностью гелиосферного магнитного поля. В это время в солнечном ветре наблюдалось прохождение КВМ, конус которого указан на левой панели рис. 1. Выброс был направлен в сторону Венеры, что привело к его взаимодействию с ионосферной оболочкой этой планеты. При этом угол при вершине конуса выброса составлял примерно 27° .

Для описания процесса прохождения КВМ в окрестности планеты введем зависящие от времени факторы $f_q(t)$ – временные профили КВМ, которые определяют возмущения исходных параметров звездного ветра в точке наблюдения.

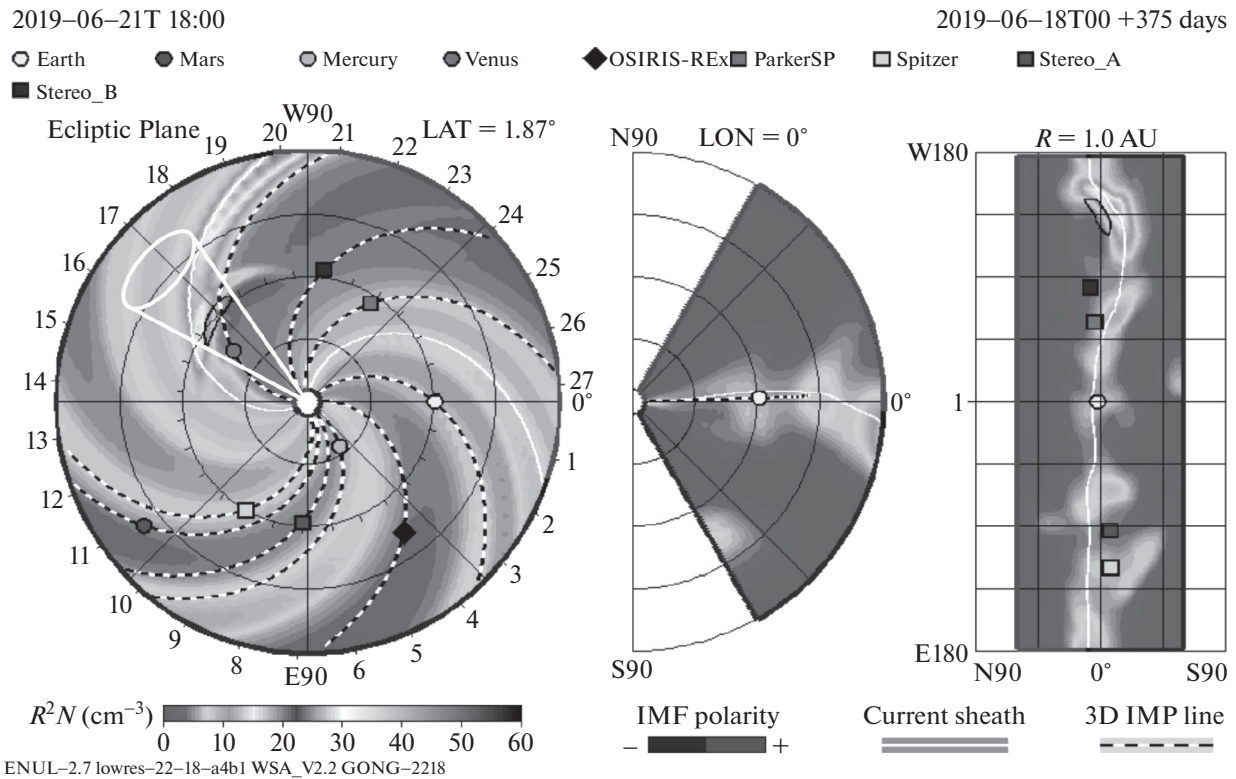


Рис. 1. Структура солнечного ветра на конец июня 2019 г. по данным космических аппаратов. Показаны положения внутренних планет, магнитные силовые линии, а также конфигурация токового слоя. Показан конус КВМ, прошедший в окрестности Венеры. Взято с сайта <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/iswa>.

Иными словами, для некоторого параметра q , описывающего состояние звездного ветра, можно написать следующее выражение:

$$q(\vec{r}, t) = f_q(t)q_w(\vec{r}). \quad (1)$$

Здесь $q_w(\vec{r})$ описывает невозмущенное стационарное состояние ветра в данной точке \vec{r} , а $q(\vec{r}, t)$ соответствует состоянию ветра, возмущенному в результате прохождения КВМ. Функции $f_q(t)$, описывающие временной профиль КВМ в окрестности планеты, для всех величин (плотность n , температура T , скорость v и магнитное поле B) соответствуют параметрам, приведенным в табл. 1.

Будем считать, что вещество КВМ, из которого он состоит, движется от звезды внутри некоторого конуса [27]. Соответствующая картина течения схематически показана на рис. 2. Угол при вершине конуса α , а также его ориентация в пространстве, которая определяется углами θ и ϕ в сферической системе координат, являются параметрами модели. Процесс взаимодействия газовой оболочки планеты типа горячего юпитера с веществом звездного ветра родительской звезды с учетом КВМ можно описывать на основе соотношения (1). Для этого необходимо предварительно

определить участки границы расчетной области, пересекающиеся с конусом выброса. На этих участках соотношения (1) должны использоваться для задания нестационарных граничных условий. Для определения фазы выброса в различных точках пространства, находящихся на разных расстояниях от звезды, необходимо иметь информацию о скорости КВМ, которая в экспериментальных данных отсутствует. Поэтому в качестве этой скорости в численных расчетах можно приближенно использовать скорость газа в данной фазе КВМ. Подчеркнем, что возмущения параметров звездного ветра включают как чисто гидродинамические величины (плотность, скорость, температура), так и магнитное поле. Поэтому соотношения (1) остаются справедливыми и в случае МГД моделирования.

Чтобы определить, попадает ли данная точка пространства, радиус-вектор которой равен \vec{r} , в область конуса КВМ, введем единичный вектор \vec{a} вдоль оси конуса. Его компоненты в декартовой системе координат могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} a_x &= \sin \theta \cos \phi, \\ a_y &= \sin \theta \sin \phi, \\ a_z &= \cos \theta. \end{aligned} \quad (2)$$

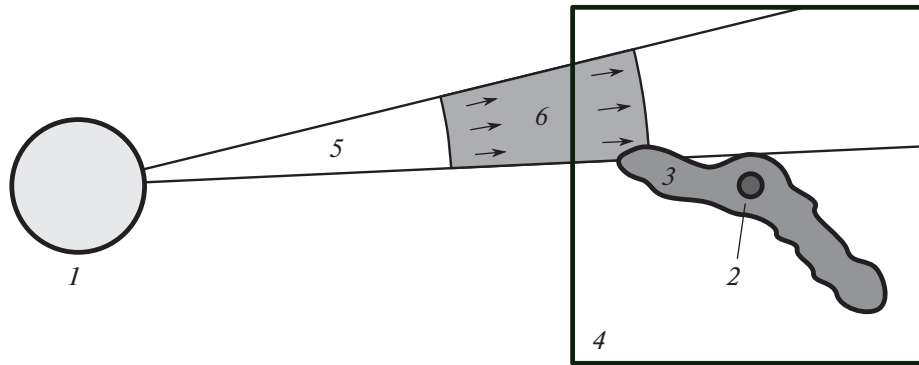


Рис. 2. Модель коронального выброса массы. Цифрами обозначены: 1 – звезда, 2 – планета, 3 – газовая оболочка планеты, 4 – расчетная область, 5 – конус выброса, 6 – область пространственной локализации выброса.

Тогда угол β между осью конуса и направлением из вершины конуса на точку наблюдения определяется соотношением

$$\cos \beta = \vec{a} \cdot \vec{n}, \quad (3)$$

где вектор $\vec{n} = \vec{r}/r$. Точка наблюдения оказывается внутри конуса КВМ, если выполняется условие

$$\cos \beta > \cos(\alpha/2). \quad (4)$$

В неинерциальной системе отсчета, связанной с движущейся по орбите планете, в этих соотношениях нужно учесть, что азимутальный угол ϕ ориентации выброса изменяется со временем по закону

$$\phi = \phi_0 - \Omega(t - t_0), \quad (5)$$

где Ω – угловая скорость орбитального вращения планеты, t_0 – некоторый начальный момент времени, а ϕ_0 – соответствующая начальная фаза. В качестве t_0 можно выбирать, например, момент входа выброса в расчетную область.

Следует отметить, что временные профили $f_q(t)$ могут иметь и более общий вид [18]. Даже для Солнца интенсивности КВМ могут сильно варьироваться. Для родительских звезд горячих юпитеров эти вариации могут проявляться еще сильнее. В рамках описанной модели при более общем подходе в функциях $f_q(t)$ можно варьировать как относительные изменения параметров в фазах, так и продолжительности самих фаз. Кроме того, вместо кусочно-постоянных функций можно использовать, например, кусочно-линейные функции. В этом случае можно описывать КВМ различных типов, соответствующих медленным, средним [29] и быстрым [30] КВМ.

Заметим также, что параметры КВМ, представленные в табл. 1, зарегистрированы вблизи орбиты Земли, где ударная волна, определяющая начало первой фазы, является почти чисто газодинамической. Это обусловлено тем, что магнит-

ное поле солнечного ветра в этой области является слабым. В субальфвеновской зоне солнечного ветра ударная волна на передней границе КВМ является быстрой МГД ударной волной. Поэтому ее параметры (в частности, скорость распространения ее фронта) могут заметно отличаться от параметров соответствующей чисто газодинамической ударной волны.

3. ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ КВМ ВБЛИЗИ ГОРЯЧИХ ЮПИТЕРОВ

Анализ, проведенный в работе [25], позволил сделать вывод о том, что в окрестности практически всех известных на сегодняшний день горячих юпитеров скорость звездного ветра оказывается близкой к альфвеновской скорости. При этом многие из них могут оказываться даже в субальфвеновской зоне, в которой магнитное давление звездного ветра превышает его динамическое давление. Это означает, что при исследовании процесса обтекания звездным ветром ионосферной оболочки горячего юпитера магнитное поле ветра является важным фактором, учет которого совершенно необходим, как при построении теоретических моделей, так и при интерпретации наблюдательных данных.

Поскольку альфвеновская скорость не превышает быструю магнитозвуковую скорость, то для горячих юпитеров, орбиты которых расположены в субальфвеновской зоне, скорость ветра оказывается меньше быстрой магнитозвуковой скорости. В чистой газодинамике такой случай соответствует дозвуковому обтеканию тела, при котором головная ударная волна не формируется. Аналогичная ситуация реализуется и в магнитной гидродинамике. Это означает, что обтекание звездным ветром горячего юпитера, расположенного в субальфвеновской зоне, должно быть безударным [26].

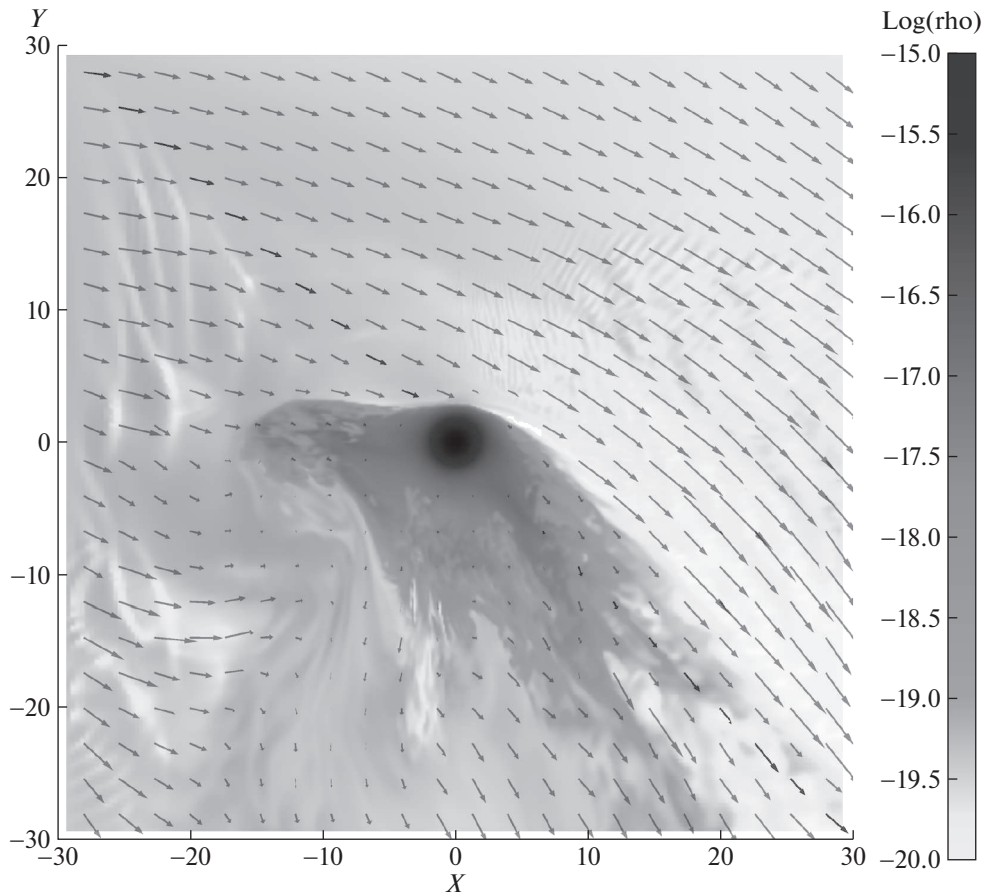


Рис. 3. Распределение плотности и скорости в плоскости орбиты горячего юпитера при доальфвенновском режиме течения. Решение представлено на момент времени $0.26P_{\text{orb}}$ от начала счета.

На рис. 3–6 представлены результаты трехмерного численного моделирования структуры течения в окрестности горячего юпитера HD 209458b [31]. Для расчетов использовалась численная модель, описанная в работе [25]. Основные параметры модели соответствовали значениям, использованным в наших предыдущих работах (см., напр., [15]). Родительская звезда HD 209458 спектрального класса G0 имеет массу $M_s = 1.15M_{\odot}$ и радиус $R_s = 1.2 R_{\odot}$. Собственное вращение звезды характеризуется периодом $P_{\text{rot}} = 14.4^d$, что соответствует угловой скорости $\Omega_s = 5.05 \times 10^{-6} \text{ c}^{-1}$ или линейной скорости на экваторе $v_{\text{rot}} = 4.2 \text{ км/с}$. Планета имеет массу $M_p = 0.71M_{\text{Jup}}$ и фотометрический радиус $R_p = 1.38R_{\text{Jup}}$, где M_{Jup} и R_{Jup} – масса и радиус Юпитера. Большая полуось орбиты планеты $A = 10.2R_{\odot}$, что соответствует периоду обращения вокруг звезды $P_{\text{orb}} = 84.6$ часов.

В начальный момент времени вокруг планеты задавалась сферически-симметричная изотермическая атмосфера, распределение плотности в ко-

торой определялось из условия гидростатического равновесия. Радиус атмосферы определялся из условия равновесия по давлению с веществом звездного ветра. Температура атмосферы задавалась равной $T_{\text{atm}} = 7500 \text{ К}$, а концентрация частиц на фотометрическом радиусе $n_{\text{atm}} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

В качестве параметров звездного ветра были использованы соответствующие значения для солнечного ветра на расстоянии $10.2R_{\odot}$ от центра Солнца [32]: температура $T_w = 7.3 \times 10^5 \text{ К}$, скорость $v_w = 100 \text{ км/с}$, концентрация $n_w = 10^4 \text{ см}^{-3}$. Магнитное поле ветра задавалось по формулам, приведенным в работе [25]. Среднее магнитное поле на поверхности звезды задавалось равным $B_s = 0.5 \text{ Гс}$ (сильное поле, рис. 3 и 4) и $B_s = 0.01 \text{ Гс}$ (слабое поле, рис. 5 и 6). С учетом того, что радиус звезды немного превышает радиус Солнца, величина 0.5 Гс практически соответствует среднему магнитному полю на поверхности Солнца 1 Гс , если сравнивать соответствующие магнитные моменты звезд.

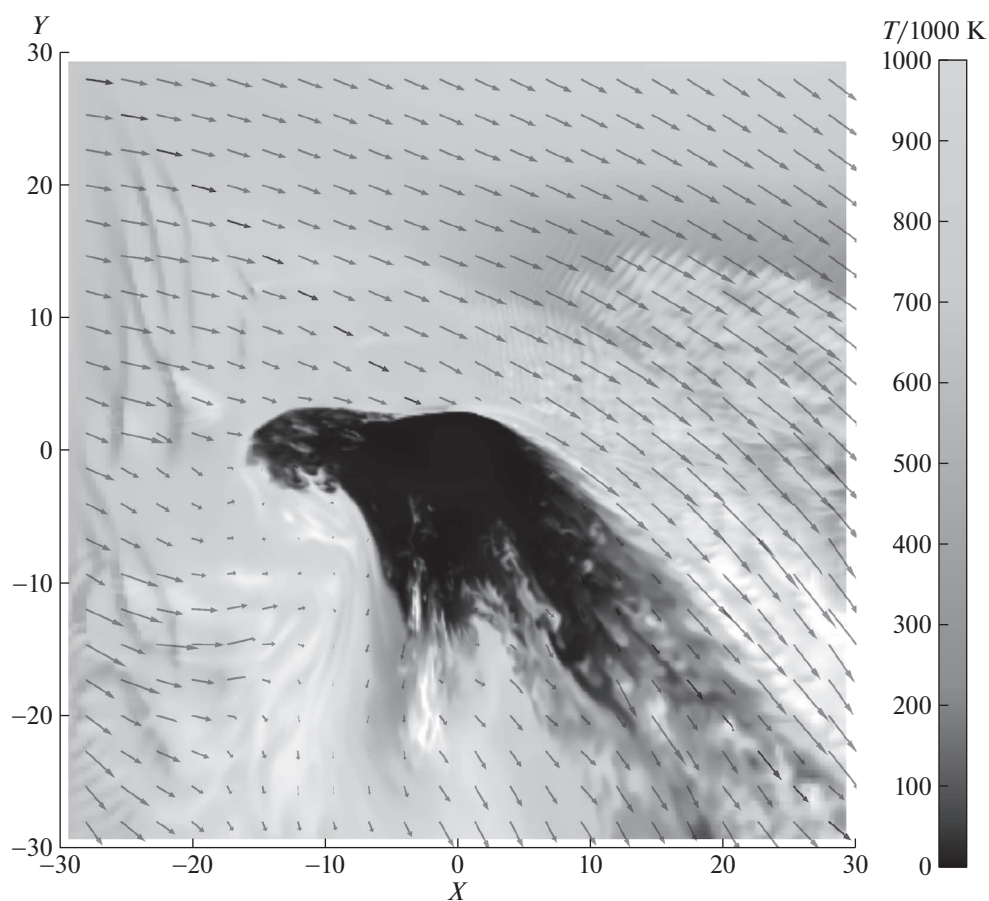


Рис. 4. Распределение температуры и скорости в плоскости орбиты горячего юпитера при доальфвенском режиме течения. Решение представлено на момент времени $0.26P_{\text{orb}}$ от начала счета.

В численной модели мы учитывали также и собственное магнитное поле планеты. При этом мы предполагали, что значение магнитного момента горячего юпитера HD 209458b $\mu = 0.1\mu_{\text{Jup}}$, где $\mu_{\text{Jup}} = 1.53 \times 10^{30}$ Гс см³ – магнитный момент Юпитера. Это значение согласуется как с наблюдательными [33], так и с теоретическими [34] оценками. В модели предполагалось, что собственное вращение планеты является синхронизованным с орбитальным вращением, а ось собственного вращения коллинеарна оси орбитального вращения.

Вычисления проводились до момента $t = 0.26P_{\text{orb}}$ в случае сильного магнитного поля ветра (рис. 3, 4) и $t = 0.27P_{\text{orb}}$ в случае слабого магнитного поля ветра (рис. 5, 6).

Как видно из рис. 3 и 4, процесс взаимодействия звездного ветра с ионосферной оболочкой планеты в случае сильного магнитного поля носит безударный характер. Отошедшая ударная волна не формируется ни вокруг атмосферы планеты, ни вокруг выброшенного из точки L_1 веще-

ства. Это хорошо видно как по распределению плотности, так и температуры. Магнитное поле ветра оказывается настолько сильным, что оно препятствует свободному движению плазмы в поперечном к силовым линиям направлении. Поэтому выброшенное вещество движется в сторону звезды преимущественно вдоль магнитных силовых линий поля ветра. Следовательно, можно сказать, что в данном процессе электромагнитная сила, обусловленная магнитным полем ветра, играет важную роль, сравнимую с ролью гравитации звезды, центробежной силы и силы Кориолиса.

В противоположность этому во второй модели (слабое магнитное поле) в результате взаимодействия звездного ветра с ионосферной оболочкой планеты формируется отошедшая ударная волна. Это хорошо заметно на рис. 5 и 6. При этом можно утверждать, что она состоит из нескольких пересекающихся ударных волн, одна из которых возникает при взаимодействии ветра с веществом струи из внутренней точки Лагранжа L_1 , а остальные – непосредственно с атмосферой планеты и

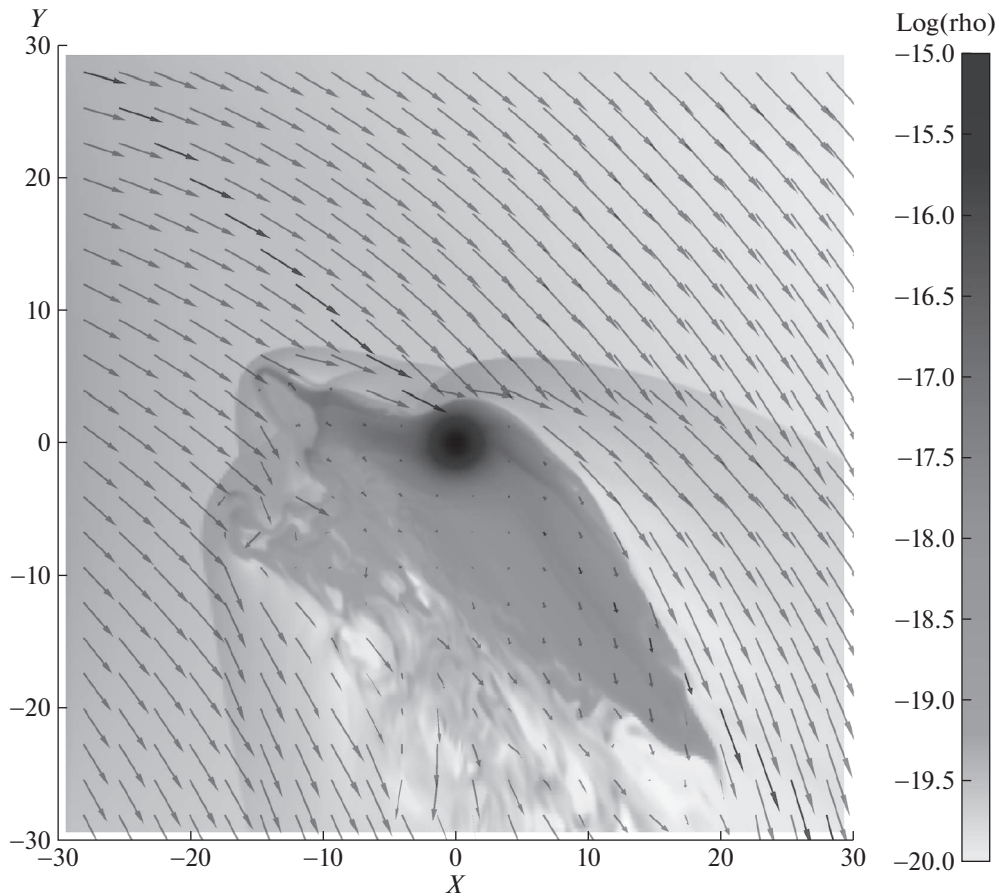


Рис. 5. Распределение плотности и скорости в плоскости орбиты горячего юпитера при сверхальфвенском режиме течения. Решение представлено на момент времени $0.27P_{orb}$ от начала счета.

шлейфом вещества за ней. Внутри полости Роша планеты магнитное поле сохраняет дипольную структуру. Поскольку в данном варианте магнитное поле звездного ветра является слабым и не играет какой-либо существенной динамической роли, картина течения в оболочке близка к чисто газодинамическому случаю.

Таким образом, на основе проведенных численных расчетов, результаты которых представлены на рис. 3–6, можно сделать вывод о том, что уменьшение магнитного поля ветра действительно приводит к формированию отошедшей ударной волны. Поскольку горячие юпитеры располагаются вблизи альфвенской точки звездного ветра, это, в частности, означает, что даже относительно небольшие флуктуации в обтекающем потоке могут приводить к исчезновению или, наоборот, к появлению ударных волн вокруг планеты.

Рассмотрим теперь МГД особенности процесса взаимодействия КВМ с ионосферной оболочкой горячего юпитера. В табл. 1 в последней стро-

ке приведены изменения значения альфвенского числа Маха,

$$\frac{\lambda}{\lambda_w} = \sqrt{\frac{n}{n_w} \frac{v}{v_w} \frac{B_w}{B}}, \quad (6)$$

на различных фазах прохождения КВМ. Как видно из таблицы, величина λ меняется немонотонным образом. На первой фазе λ немного превышает невозмущенное значение λ_w , на второй фазе λ становится меньше невозмущенного значения λ_w , на третьей фазе λ снова резко увеличивается и более, чем в три раза превышает невозмущенное значение λ_w .

Если планета находится глубоко в субальфвенской зоне или, наоборот, далеко в сверхальфвенской зоне, характер обтекания во время прохождения КВМ не изменится. При сильном поле ветра он будет иметь безударный характер, как в результатах, приведенных на рис. 3 и 4. В случае, когда поле ветра слабое, весь процесс от начала и до конца будет сопровождаться формированием отошедших ударных волн, как в расче-

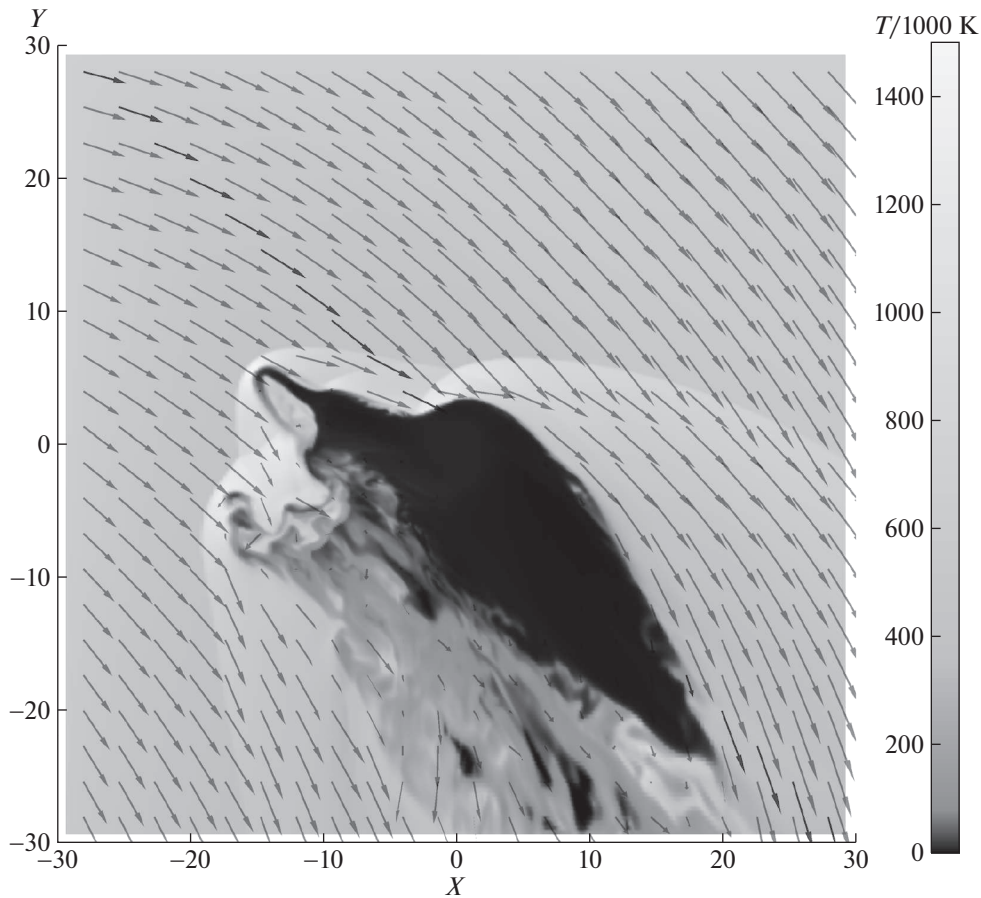


Рис. 6. Распределение температуры и скорости в плоскости орбиты горячего юпитера при сверхальфвеновском режиме течения. Решение представлено на момент времени $0.27P_{\text{orb}}$ от начала счета.

те, показанном на рис. 5 и 6, и как это наблюдалось в чисто газодинамических расчетах [17, 18, 27]. Однако, если орбита планеты располагается вблизи альфвеновской точки, то процесс взаимодействия КВМ с магнитосферой может оказаться более сложным и интересным. Напомним, что для горячих юпитеров это должен быть весьма распространенный случай [25].

Допустим, что такая планета находится вблизи альфвеновской точки, но со стороны субальфвеновской зоны ветра. Тогда на второй фазе режим течения должен оставаться безударным, поскольку на этой фазе альфвеновское число Маха меньше невозмущенного значения λ_w . На первой и третьей фазах альфвеновское число Маха, наоборот, увеличивается по сравнению с невозмущенным значением. В зависимости от конкретной ситуации этого может оказаться вполне достаточно, чтобы скорость обтекания стала больше быстрой магнитозвуковой скорости либо на третьей фазе КВМ, либо сразу на первой и третьей фазах. В первом случае на третьей фазе КВМ возникнет головная ударная волна, которая снова исчезнет

по окончании всего процесса и возвращения системы к исходному невозмущенному состоянию. Во втором случае ударная волна возникает уже на первой фазе, на второй фазе она исчезает, затем снова возникает на третьей фазе, и, наконец, окончательно исчезает после прохождения КВМ.

Допустим теперь, что горячий юпитер находится вблизи альфвеновской точки, но со стороны сверхальфвеновской зоны ветра. Тогда режим течения может изменяться на второй фазе прохождения КВМ, когда альфвеновское число Маха уменьшается по сравнению с невозмущенным значением. Этого может оказаться вполне достаточно, чтобы перевести режим обтекания в безударный, когда скорость обтекания становится меньше быстрой магнитозвуковой скорости и головная ударная волна уже не формируется, как в вышеприведенных наших расчетах (см. рис. 3 и 4). В результате изменения режима обтекания головная ударная волна может на некоторое время “выключиться”, а затем после окончания второй фазы выброса “включиться” снова.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено влияние возмущения параметров звездного ветра, вызванного прохождением коронального выброса массы, на характер течения вблизи горячего юпитера. Было показано, что при нахождении орбиты горячего юпитера вблизи альфвеновской точки прохождение через КВМ может вызывать временное появление или исчезновение ударной волны, так как течение может переключаться из субальфвеновского в сверхальфвеновский режим и обратно. Это обстоятельство представляется важным, поскольку многие горячие юпитеры могут находиться в субальфвеновской зоне звездного ветра или вблизи границы этой зоны [25].

Как было показано в работах [17, 18, 27], прохождение через КВМ может значительно изменять структуру оболочки и приводить к повышенному темпу потери массы горячим юпитером, что должно сказываться на его наблюдательных проявлениях. Однако возникновение или исчезновение ударной волны также может приводить к наблюдаемым эффектам. Одним из возможных проявлений, связанных с наличием ударной волны, может быть излучение в рентгеновской части спектра. Как видно из рис. 6, температура в ударных волнах перед оболочкой планеты может достигать довольно больших значений (вплоть до 1.5×10^6 K), при этом средняя тепловая скорость частиц в газе (скорость звука) составляет ~ 144 км/с. Скорость соударения частиц на фронте ударной волны также зависит от скачка скорости на нем, который составляет ~ 160 км/с в нашем решении. Это дает среднюю скорость соударения частиц ~ 300 км/с при прохождении фронта ударной волны. Соударение протонов с такими скоростями должно приводить к возникновению сравнительно жесткого рентгеновского излучения с энергией ~ 1 кэВ, связанного с наличием ударной волны.

Учитывая относительно высокую светимость головной ударной волны, эффект ее возникновения/исчезновения может быть обнаружен в ходе рентгеновских наблюдений экзопланет в момент прохождения КВМ. Примером таких наблюдений являются результаты, представленные в работе [35]. Результаты наблюдений в рентгеновском спектре вспышки в системе CVSO 30, включающей в себя горячий юпитер с массой $\sim 3.6 M_{\text{Jup}}$ и периодом обращения $\sim 0.44^d$, проводились в двух диапазонах — мягком (0.1–1 кэВ) и жестком (1–9 кэВ). В жестком диапазоне было зарегистрировано кратковременное падение светимости через ~ 2.7 часа после начала вспышки. К сожалению, характеристики ветра и магнитного поля звезды CVSO 30 неизвестны, но можно предполо-

жить, что наблюдаемое потемнение в рентгеновском диапазоне может быть связано с переходом течения вокруг горячего юпитера из сверхальфвеновского в доальфвеновский режим и с исчезновением головной ударной волны. Если это действительно так, то у нас возникает возможность использовать эти данные в качестве средства диагностики звездного ветра. Действительно, если, например, разделить расстояние между планетой и поверхностью звезды на время до возникновения провала на кривой блеска, то получится средняя скорость ~ 60 км/с, что вполне согласуется с типичной скоростью ветра на этом расстоянии для звезды типа Солнца. Дополнительно отметим, что в работе [35] указано, что в это же время по данным AAVSO было зафиксировано потемнение этой звезды в оптическом диапазоне.

Другое возможное наблюдательное проявление перехода течения из ударного в безударный режим и обратно может быть связано с изменением темпа перезарядки между плазмой звездного ветра и газом атмосферы горячего юпитера. Процесс перезарядки приводит к появлению высокоэнергетических частиц в газе и к соответствующему уширению линий поглощения в атмосфере горячего юпитера [33]. Исчезновение ударной волны должно приводить к падению плотности вещества звездного ветра, непосредственно взаимодействующего с атмосферой горячего юпитера, и к соответствующему уменьшению темпа перезарядки. Изменение линий поглощения во время прохода КВМ может дать дополнительную информацию как о свойствах атмосферы горячего юпитера, так и о параметрах звездного ветра.

Корональные выбросы массы происходят достаточно часто, особенно у молодых звезд, они являются важным фактором, влияющим на долговременную эволюцию горячих юпитеров. Как было показано выше, прохождение через КВМ может приводить к кратковременному падению или увеличению потока рентгеновского излучения, связанному с изменением режима течения вблизи горячего юпитера. Потенциально этот эффект может наблюдаться не только для транзитных горячих юпитеров, это дает уникальную возможность для открытия экзопланет, обнаружение которых другими способами невозможно. Кроме того, анализ изменения рентгеновского потока дает возможность оценить параметры звездного ветра удаленных звезд, что также весьма затруднительно сделать другими способами.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа подготовлена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ № 18-02-00178).

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт”¹, а также вычислительных средств МСЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, **693**, 23 (2009).
2. M. Mayor and D. Queloz, *Nature* **378**, 355 (1995).
3. D. Lai, C. Hellwing, and E. P. J. van den Heuvel, **721**, 923 (2010).
4. S.-L. Li, N. Miller, D. N. C. Lin, and J. J. Fortney, *Nature* **463**, 1054 (2010).
5. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al., *Nature* **422**, 143 (2003).
6. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al., **676**, L57 (2008).
7. L. Ben-Jaffel, **671**, L61 (2007).
8. A. Vidal-Madjar, J.-M. Desert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hebrard, et al., **604**, L69 (2004).
9. L. Ben-Jaffel and S. Sona Hosseini, **709**, 1284 (2010).
10. J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, et al., **717**, 1291 (2010).
11. R. V. Yelle, *Icarus* **170**, 167 (2004).
12. A. Garcia Munoz, *Planetary and Space Science* **55**, 1426 (2007).
13. T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas, *Icarus* **226**, 1678 (2013).
14. Д. Э. Ионов, В. И. Шематович, Я. Н. Павлюченков, *Астрон. журн.* **94**, 381 (2017).
15. Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, Д. Э. Ионов, В. И. Шематович, *Астрон. журн.* **90**(10), 779 (2013).
16. А. А. Черенков, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, *Астрон. журн.* **91**(10), 775 (2014).
17. Д. В. Бисикало, А. А. Черенков, *Астрон. журн.* **93**(2), 139 (2016).
18. A. Cherenkov, D. Bisikalo, L. Fossati, C. Möstl, **846**, 31 (2017).
19. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 605 (2018).
20. Д. В. Бисикало, А. А. Черенков, В. И. Шематович, Л. Фоссати, К. Местль, *Астрон. журн.* **95**(10), 686 (2018).
21. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. V. Miroshnichenko, and M. S. Ruktenskiikh, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 5315 (2018).
22. А. А. Черенков, И. Ф. Шайхисламов, Д. В. Бисикало, В. И. Шематович, Л. Фоссати, К. Местль, *Астрон. журн.* **96**(2), 106 (2019).
23. А. С. Аракчеев, А. Г. Жилкин, П. В. Кайгородов, Д. В. Бисикало, А. Г. Косовичев, *Астрон. журн.* **94**(11), 927 (2017).
24. Д. В. Бисикало, А. С. Аракчеев, П. В. Кайгородов, *Астрон. журн.* **94**(11), 920 (2017).
25. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, *Астрон. журн.* **96**(7), 547 (2019).
26. W.-H. Ip, A. Kopp, and J.-H. Hu, **602**, L53 (2004).
27. П. В. Кайгородов, Е. А. Ильина, Д. В. Бисикало, *Астрон. журн.* **96**(5), 367 (2019).
28. W. M. Farrell, J. S. Halekas, R. M. Killen, G. T. Delory, et al., *J. Geophys. Res. Planets* **117**, id. E00K04 (2012).
29. C. Möstl, K. Amla, J. R. Hall, P. C. Liewer, et al., **787**, 119 (2014).
30. Y. D. Liu, J. D. Richardson, C. Wang, and J. G. Luhmann, **788**, L28 (2014).
31. D. Charbonneau, T. M. Brown, D. W. Latham, and M. Mayor, **529**, L45 (2000).
32. G. L. Withbroe, **325**, 442 (1988).
33. K. G. Kislyakova, M. Holmström, H. Lammer, P. Odert, and M. L. Khodachenko, *Science* **346**, 981 (2014).
34. D. J. Stevenson, *Rep. Prog. Phys.* **46**, 555 (1983).
35. S. Czesla, P. C. Schneider, M. Salz, T. Klocova, T. O. B. Schmidt, and J. H. M. M. Schmitt, *Astron. and Astrophys.* **629**, id. A5 (2019).

¹ <http://ckp.nrcki.ru/>