

О ВОЗМОЖНЫХ ТИПАХ МАГНИТОСФЕР ГОРЯЧИХ ЮПИТЕРОВ

© 2019 г. А. Г. Жилкин^{1*}, Д. В. Бисикало¹¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 29.01.2019 г.; после доработки 27.02.2019 г.; принята к публикации 28.02.2019 г.

В работе показано, что орбиты экзопланет, относящихся к типу “горячих юпитеров”, как правило, располагаются близко к альфвеновской точке звездного ветра родительской звезды. При этом многие горячие юпитеры могут оказываться в субальфвеновской зоне, в которой магнитное давление звездного ветра превышает его динамическое давление. Поэтому в процессе обтекания звездным ветром атмосферы горячего юпитера магнитное поле ветра должно играть чрезвычайно важную роль. Этот фактор необходимо учитывать как при построении теоретических моделей, так и при интерпретации наблюдательных данных. Анализ показывает, что многие типичные горячие юпитеры должны иметь безударные наведенные (индуцированные) магнитосферы, аналогов которых в Солнечной системе, по-видимому, нет. Такие магнитосферы характеризуются прежде всего тем, что в них отсутствует головная ударная волна, а магнитный барьер (ионопауза) формируется наведенными токами в верхних слоях ионосферы. Мы подтвердили этот вывод с помощью трехмерного численного моделирования процесса обтекания горячего юпитера HD 209458b звездным ветром от родительской звезды с учетом как собственного магнитного поля планеты, так и магнитного поля ветра.

DOI: 10.1134/S0004629919070090

1. ВВЕДЕНИЕ

Небесные тела, обладающие собственным магнитным полем, при взаимодействии с окружающим ионизованным веществом создают вокруг себя полость, которая называется *магнитосферой*. В частности, такими магнитосферами обладают планеты Солнечной системы, обдуваемые плазмой солнечного ветра [1]. Магнитосфера может иметь сложную структуру и изменяться с течением времени, что связано с неоднородностью и нестационарностью солнечного ветра. Магнитное поле планеты препятствует непосредственному проникновению плазмы солнечного ветра в атмосферу. Границей магнитосферы является относительно тонкий токовый слой (*магнитопауза*), который отделяет собственное магнитное поле планеты от магнитного поля солнечного ветра. Положение магнитопаузы определяется балансом полного давления (сумма динамического, газового и магнитного давлений) с внешней и внутренней стороны. Однако в большинстве случаев полное давление с внешней стороны оказывается равным динамическому давлению, а со стороны планеты — магнитному. Такая ситуация реализуется, например, в случае магнитосферы Земли [2]. Перед магнитопаузой устанавливается *головная ударная волна*, обусловленная

сверхзвуковым режимом обтекания. Между ударной волной и магнитопаузой расположена переходная область, в которой плазма ветра нагревается, уплотняется и замедляется, меняя направление своего движения. На ночной стороне формируется протяженный *магнитосферный хвост*.

Магнитосферами должны обладать также и экзопланеты, которых к настоящему времени обнаружено уже несколько тысяч. Магнитосферы экзопланет могут иметь свои специфические особенности. В данной работе мы сосредоточим внимание на структуре магнитосфер горячих юпитеров. Горячими юпитерами называются экзопланеты с массой порядка массы Юпитера, расположенные в непосредственной близости от родительской звезды [3]. Первый горячий юпитер был открыт в 1995 г. [4]. Из-за близкого расположения к родительской звезде и относительно больших размеров газовые оболочки горячих юпитеров могут переполнять полости Роша, что должно приводить к формированию истечений из окрестностей точек Лагранжа L_1 и L_2 [5, 6], на что косвенно указывает избыточное поглощение в ближнем ультрафиолетовом диапазоне, наблюдаемое у некоторых планет [7–12]. Эти выводы подтверждаются теоретически в рамках одномерных астрономических моделей [3, 13–16].

В серии работ [17–23] с помощью трехмерного численного моделирования было показано, что в

*E-mail: zhilkin@inasan.ru

зависимости от параметров у горячих юпитеров могут формироваться газовые оболочки трех основных типов [18]. К первому типу можно отнести *замкнутые оболочки*, когда атмосфера планеты лежит внутри ее полости Роша. Ко второму типу — *открытые оболочки*, которые формируются истечениями из ближайших точек Лагранжа. Наконец, можно выделить *квази-замкнутые оболочки* промежуточного типа, когда динамическое давление звездного ветра останавливает истечение за пределами полости Роша. Расчеты показали, что в случаях замкнутых и квази-замкнутых оболочек темпы потери массы горячих юпитеров оказываются существенно меньше по сравнению со случаем открытой оболочки. В работе [24] были представлены результаты численного моделирования структуры течения в окрестности горячего юпитера WASP 12b с учетом влияния собственного магнитного поля планеты. Было показано, что наличие даже относительно слабого магнитного поля планеты (магнитный момент составлял 10% от магнитного момента Юпитера) может приводить к заметному ослаблению темпа потери массы по сравнению с чисто газодинамическим случаем. Кроме того, магнитное поле может вызывать флуктуации во внешних частях оболочки [25].

В цитированных выше работах остался важный неучтенный фактор, связанный с магнитным полем звездного ветра. Однако анализ, проведенный в данной работе, показал, что этот фактор является очень важным. Дело в том, что, по-видимому, многие горячие юпитеры располагаются в субальфвеновской зоне звездного ветра, где магнитное давление превышает динамическое давление. Поэтому учет магнитного поля ветра формально переводит режим обтекания ветром горячего юпитера из сверхзвукового в дозвуковой. В результате в таком режиме перед атмосферой не должна формироваться головная ударная волна [26], т.е. процесс обтекания носит безударный характер. Данный вывод следует из предположения о том, что магнитное поле ветра определяется средним магнитным полем на поверхности Солнца, которое равно примерно 1 Гс. Однако магнитные поля звезд солнечного типа могут лежать в диапазоне примерно от 0.1 до нескольких гаусс [27, 28]. Кроме того, родительские звезды горячих юпитеров могут быть не только солнечного типа, поскольку их спектральные классы лежат в интервале от класса F до класса M. Азимутальный компонент магнитного поля звездного ветра определяется угловой скоростью собственного вращения звезды, которая, в свою очередь, также зависит от спектрального класса [28]. В результате учета всех этих дополнительных факторов некоторые горячие юпитеры могут оказаться не только в переходной области, разделяющей субальфвеновскую и сверхальфвеновскую

зоны, но даже переместиться и непосредственно в сверхальфвеновскую зону. Это обстоятельство существенно расширяет набор возможных вариантов магнитосфер горячих юпитеров.

Следует заметить, что существует простой способ приближенного учета магнитного поля ветра в чисто газодинамических расчетах. Для этого вместо газового давления P нужно использовать полное давление $P_T = P + B^2/(8\pi)$. Нетрудно видеть, что это эквивалентно тому, что вместо температуры T ветра нужно взять температуру

$$\tilde{T} = T \left(1 + \frac{u_A^2}{2c_T^2} \right), \quad (1)$$

где c_T — изотермическая скорость звука, u_A — альфвеновская скорость. При этом пространственное распределение магнитного поля B , а следовательно, и температуры \tilde{T} должно определяться некоторой магнитогидродинамической моделью ветра. Такая поправка может эффективно повысить температуру ветра и перевести процесс обтекания в дозвуковой режим.

В данной работе мы провели анализ возможных типов магнитосфер горячих юпитеров с учетом возможных истечений в результате переполнения оболочкой полости Роша. Результаты представленных численных расчетов в рамках трехмерной магнитогидродинамической модели подтверждают выводы, полученные на основе простых теоретических соображений.

Структура статьи организована следующим образом. В разделе 2 описана использованная нами модель магнитного поля звездного ветра. В разделе 3 проведен анализ возможных типов магнитосфер горячих юпитеров. В разделе 4 приведено описание численной модели. В разделе 5 представлены результаты численных расчетов. В разделе 6 суммируются основные результаты работы.

2. МОДЕЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА

В нашей численной модели мы будем опираться на хорошо изученные свойства солнечного ветра. Как показывают многочисленные наземные и космические исследования (см., напр., недавний обзор [29]), магнитное поле солнечного ветра имеет довольно сложную структуру. Схематически эта структура показана на рис. 1. В области короны магнитное поле является существенно нерадиальным, поскольку оно в основном определяется здесь собственным магнитным полем Солнца. На границе короны, которая находится на расстоянии в несколько радиусов Солнца, поле с большой точностью становится чисто радиальным. Далее расположена *гелиосферная область*, магнитное

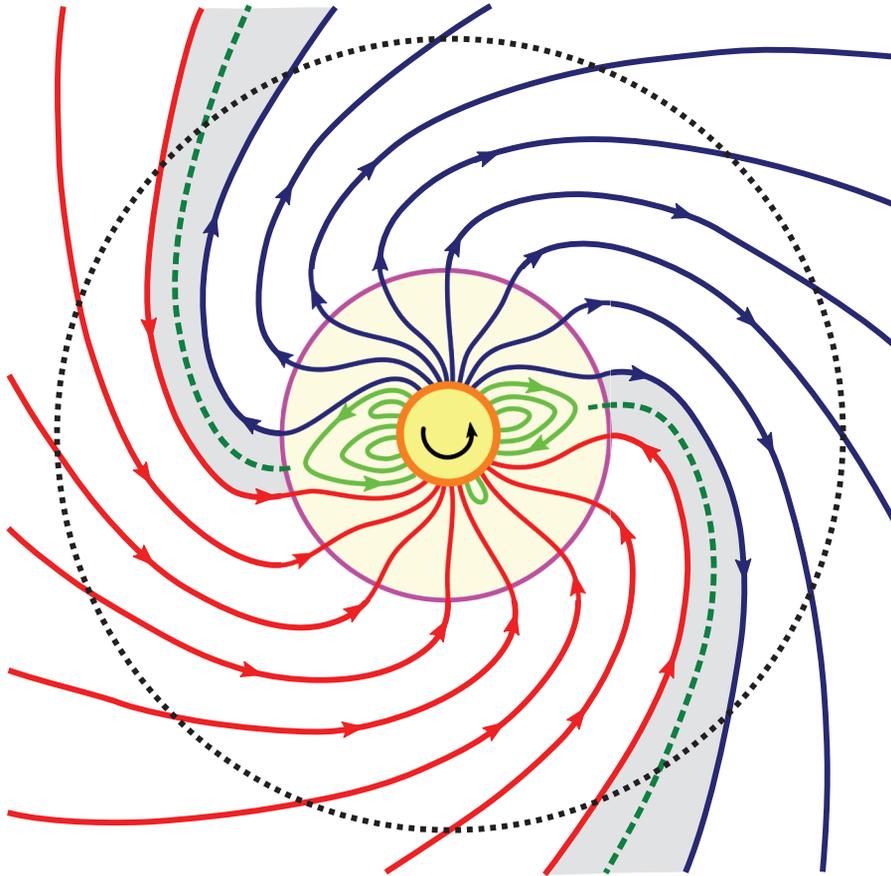


Рис. 1. Схематическое изображение структуры солнечного ветра в плоскости эклиптики. Солнцу соответствует малый закрашенный кружок в центре. Стрелкой показано направление вращения Солнца. Граница среднего круга определяет область короны, на границе которой магнитное поле становится чисто радиальным. Закрашенные серые области соответствуют зонам гелиосферного токового слоя (показан штриховыми линиями, идущими от короны к периферии), разделяющего магнитное поле солнечного ветра с магнитными силовыми линиями противоположного направления (от Солнца или к Солнцу). Орбита планеты (показана пунктирной окружностью) расположена в гелиосферной области.

поле в которой в существенной мере определяется свойствами солнечного ветра. В гелиосферной области магнитные силовые линии с удалением от центра постепенно закручиваются в виде спирали вследствие вращения Солнца и поэтому (особенно на больших расстояниях) магнитное поле ветра может быть с хорошей точностью описано с помощью простой модели Паркера [30].

Однако наблюдаемое магнитное поле в солнечном ветре не является осесимметричным, а имеет ярко выраженную секторную структуру. Это обусловлено тем, что в различных точках сферической поверхности короны поле может иметь различную полярность (направление силовых линий по отношению к направлению вектора нормали), например, из-за наклона магнитной оси Солнца к оси его вращения. В результате в плоскости эклиптики в солнечном ветре формируются два четко выделенных сектора с различным направлением магнитного поля. В одном секторе магнитные силовые линии направлены к Солнцу, а в противоположном

секторе — от Солнца. Эти два сектора разделяет *гелиосферный токовый слой*, зона которого показана на рис. 1 серым цветом. Самому токовому слою соответствуют две закрученные штриховые линии, идущие от границы короны к периферии гелиосферы. Гелиосферный токовый слой вращается вместе с Солнцем, и поэтому Земля при своем движении по орбите вокруг Солнца много раз за год пересекает его, переходя из сектора солнечного ветра с одной полярностью магнитного поля в соседний сектор с противоположной полярностью магнитного поля.

В данной статье мы не учитываем возможную секторную структуру магнитного поля ветра, сосредоточившись на учете влияния глобальных его параметров. Более детальное рассмотрение и учет безусловно важных эффектов, связанных с переходом планеты через токовый слой и сменой полярности магнитного поля, предполагается провести в дальнейших работах. Помимо всего прочего, в нашей модели мы будем считать, что орбита горя-

чего юпитера расположена в гелиосферной области за границей короны. На рис. 1 орбита планеты показана в виде большой пунктирной окружности.

Для описания магнитного поля \mathbf{B} ветра в гелиосферной области в первом приближении можно использовать простую осесимметричную модель, описанную Барановым и Краснобаевым в монографии [31]. В инерциальной системе отсчета в сферических координатах (r, θ, φ) магнитное поле и скорость звездного ветра можно представить в следующем виде:

$$\mathbf{B} = B_r(r)\mathbf{n}_r + B_\varphi(r, \theta)\mathbf{n}_\varphi, \quad (2)$$

$$\mathbf{v} = v_r\mathbf{n}_r + v_\varphi(r, \theta)\mathbf{n}_\varphi.$$

В отличие от [31] в этих выражениях учтена зависимость B_φ и v_φ от угла θ , поскольку наша модель является трехмерной. Кроме того, в окрестности планеты радиальный компонент скорости ветра v_r для простоты будем считать постоянной величиной, равной v_w .

В таком приближении структура звездного ветра описывается системой уравнений, состоящей из уравнения непрерывности

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v_r) = 0, \quad (3)$$

уравнения Максвелла ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$)

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 B_r) = 0, \quad (4)$$

уравнения для углового момента

$$\frac{\rho v_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\varphi) = \frac{B_r}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi) \quad (5)$$

и уравнения индукции

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r B_\varphi - r v_\varphi B_r) = 0. \quad (6)$$

Из уравнения непрерывности (3) находим

$$\rho = \rho_w \left(\frac{A}{r} \right)^2, \quad (7)$$

где A — большая полуось орбиты планеты, ρ_w — плотность звездного ветра на орбите планеты. Из уравнения Максвелла (4) получаем

$$B_r = B_0 \left(\frac{R_s}{r} \right)^2 = B_w \left(\frac{A}{r} \right)^2, \quad (8)$$

где R_s — радиус звезды, B_0 — величина поля на поверхности звезды, B_w — величина радиального компонента поля на орбите планеты.

Заметим, что из уравнений (2) и (3) следует

$$\frac{B_r}{4\pi \rho v_r} = \frac{r^2 B_r}{4\pi r^2 \rho v_r} = \text{const}. \quad (9)$$

Это обстоятельство позволяет из уравнений (5) и (6) получить два интеграла движения:

$$r v_\varphi - \frac{B_r}{4\pi \rho v_r} r B_\varphi = L(\theta), \quad (10)$$

$$r v_r B_\varphi - r v_\varphi B_r = F(\theta). \quad (11)$$

Функция $F(\theta)$ может быть найдена из граничных условий на поверхности звезды ($r = R_s$):

$$B_\varphi = 0, \quad B_r = B_0, \quad v_\varphi = \Omega_s R_s \sin \theta, \quad (12)$$

где Ω_s — угловая скорость собственного вращения звезды. Поэтому

$$F(\theta) = -\Omega_s R_s^2 \sin \theta B_0 = -\Omega_s r^2 \sin \theta B_r. \quad (13)$$

С учетом этого выражения решения уравнений (5) и (6) можно записать в виде:

$$v_\varphi = \frac{\Omega_s \sin \theta r - \lambda^2 L(\theta)/r}{1 - \lambda^2}, \quad (14)$$

$$B_\varphi = \frac{B_r}{v_r} \lambda^2 \frac{\Omega_s \sin \theta r - L(\theta)/r}{1 - \lambda^2}. \quad (15)$$

Здесь через λ обозначено альфвеновское число Маха для радиальных компонентов скорости и магнитного поля,

$$\lambda^2 = \frac{4\pi \rho v_r^2}{B_r^2}. \quad (16)$$

Вблизи поверхности звезды радиальная скорость ветра v_r должна быть меньше альфвеновской скорости $u_A = |B_r|/\sqrt{4\pi\rho}$, а параметр $\lambda < 1$. На больших расстояниях радиальная скорость v_r , наоборот, превосходит альфвеновскую скорость u_A ($\lambda > 1$). Это означает, что на некотором расстоянии от центра звезды $r = a$ (альфвеновская точка) значение параметра λ оказывается равным 1. Область $r < a$ можно назвать *субальфвеновской* зоной звездного ветра, а область $r > a$ соответственно *сверхальфвеновской* зоной.

Величины v_φ и B_φ в выражениях (14) и (15) должны оставаться непрерывными в альфвеновской точке $r = a$. Поэтому необходимо положить

$$L(\theta) = \Omega_s \sin \theta a^2. \quad (17)$$

В результате находим окончательное решение:

$$v_\varphi = \Omega_s \sin \theta r \frac{1 - \lambda^2 a^2/r^2}{1 - \lambda^2}, \quad (18)$$

$$B_\varphi = \frac{B_r}{v_r} \Omega_s \sin \theta r \lambda^2 \frac{1 - a^2/r^2}{1 - \lambda^2}. \quad (19)$$

Эти соотношения используются в нашей численной модели для описания структуры звездного ветра.

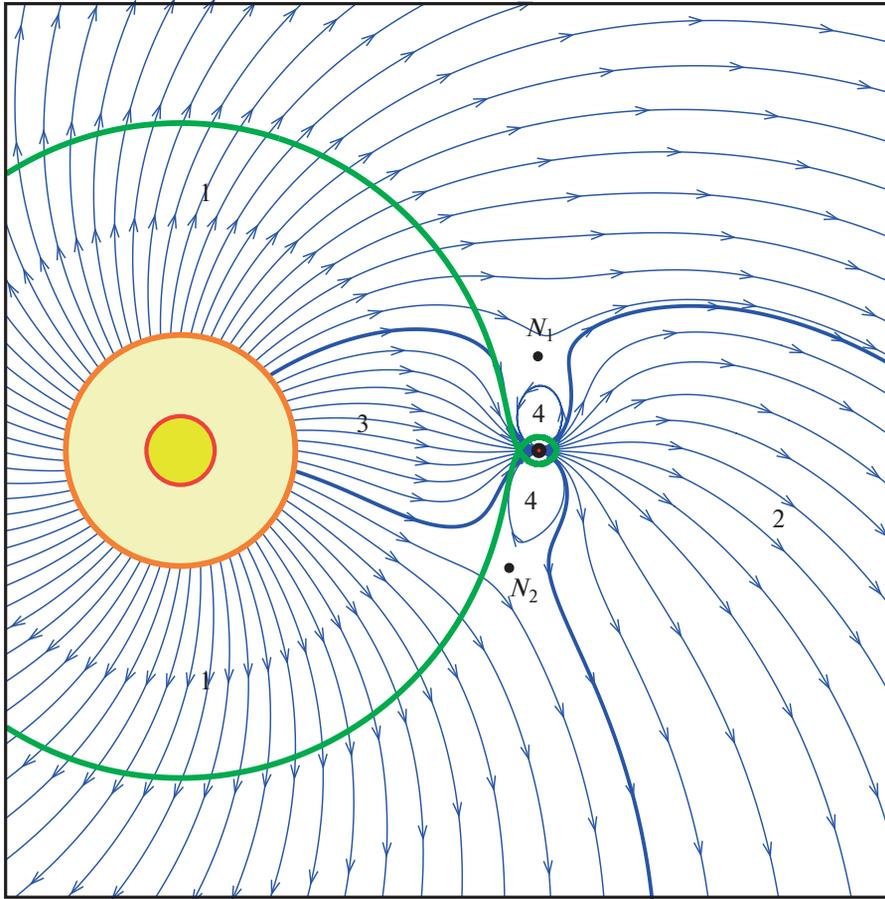


Рис. 2. Начальное распределение магнитного поля в экваториальной плоскости для случая $B_0 = 10^{-3}$ Гс. Сплошной жирной линией показана полость Роша. Звезда обозначена заполненным цветом кольцом, внутренний радиус которого соответствует радиусу звезды, а внешний радиус — радиусу короны. Цифрами обозначены четыре магнитные зоны. Нейтральные точки отмечены символами N_1 и N_2 .

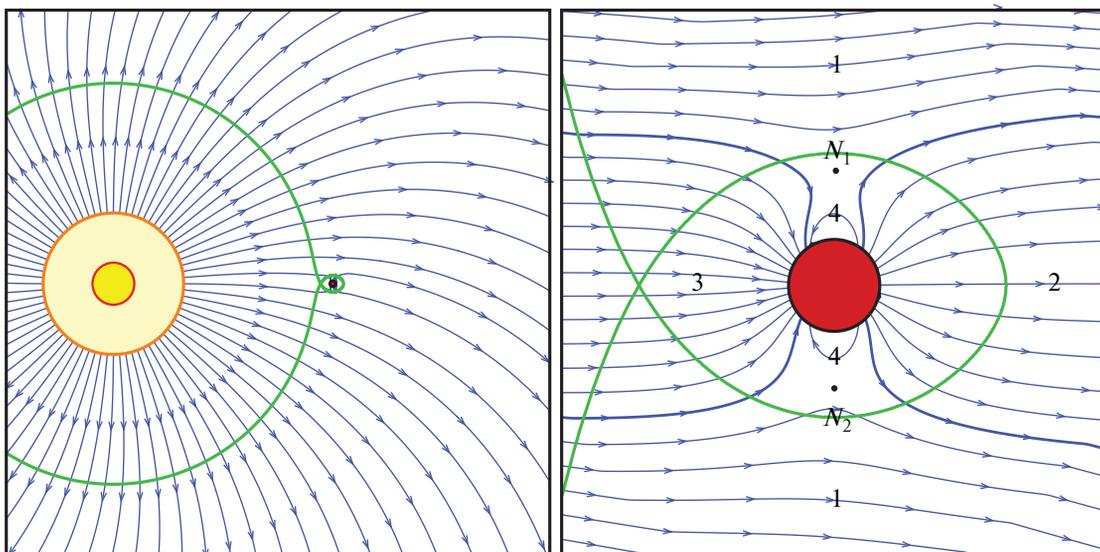


Рис. 3. Начальное распределение магнитного поля в экваториальной плоскости для случая $B_0 = 1$ Гс (слева). Справа показана увеличенная область вблизи планеты. Обозначения те же, что и на рис. 2.

На рис. 2 и 3 показана начальная (без учета истечений из оболочки) структура магнитного поля в окрестности горячего юпитера HD 209458b, для которого мы проводили численное моделирование в данной работе. Параметры магнитного поля (величина поля и ориентация магнитной оси) планеты соответствуют тем, что были заданы в расчетах (см. раздел 5). На рис. 2 изображено распределение магнитных силовых линий для случая $B_0 = 10^{-3}$ Гс, что соответствует слабому полю ветра. Звезда находится слева, а планета справа. Звезда обозначена заполненным цветом кольцом. При этом внутренний радиус кольца соответствует поверхности звезды, а внешний радиус — поверхности короны. Радиус короны примерно в три раза превосходит радиус звезды. Жирная сплошная линия обозначает границу полости Роша. Магнитные силовые линии показаны сплошными линиями со стрелками. Нетрудно видеть, что магнитное поле можно четко разделить на четыре магнитные зоны, которые помечены соответствующими цифрами. Зона 1 определяется открытыми силовыми линиями звезды, в которой магнитные линии начинаются на поверхности звезды и уходят на бесконечность. Зона 2 определяется соответствующими открытыми магнитными силовыми линиями планеты. В зоне 3 магнитные линии являются общими для звезды и планеты, они начинаются на поверхности звезды и заканчиваются на поверхности планеты. Наконец, зона 4 состоит из замкнутых линий планеты. В нейтральных точках направление магнитного поля оказывается неопределенным. В экваториальной плоскости эти точки обозначены через N_1 и N_2 . В пространстве множество этих точек формирует нейтральную линию, близкую к окружности, форма которой определяется параметрами ориентации магнитной оси планеты.

На рис. 3 изображено распределение магнитных силовых линий для случая $B_0 = 1$ Гс, что соответствует сильному полю ветра. Аналогично предыдущему случаю здесь также можно выделить все четыре магнитные зоны и определить положение нейтральных точек (см. правую диаграмму рисунка). Следует отметить, что эта ситуация вовсе не является экзотической, поскольку такая величина поля должна быть типичной для звезд рассматриваемого типа (звезда HD 209458 имеет спектральный класс G0V). Например, хорошо известно, что среднее магнитное поле на поверхности Солнца (с учетом пятен) составляет примерно 1 Гс.

3. МАГНИТОСФЕРЫ ГОРЯЧИХ ЮПИТЕРОВ

В предположении постоянной радиальной скорости звездного ветра $v_r = v_w$ можно получить

простое выражение для альфвеновского числа Маха,

$$\lambda^2 = \frac{4\pi\rho_w v_w^2}{B_w^2} \left(\frac{r}{A}\right)^4 = \lambda_w^2 \left(\frac{r}{A}\right)^4, \quad (20)$$

где

$$\lambda_w = \frac{\sqrt{4\pi\rho_w} v_w}{B_w} \quad (21)$$

определяет значение λ на орбите планеты. При этом альфвеновская точка определяется выражением

$$a = \frac{A}{\sqrt{\lambda_w}}. \quad (22)$$

В солнечном ветре альфвеновский радиус [31]

$$a = 0.1 \text{ а.е.} = 22 R_\odot. \quad (23)$$

Поскольку большая полуось орбиты самой внутренней планеты Меркурия равна $0.38 \text{ а.е.} = 82 R_\odot$, все планеты Солнечной системы находятся в сверхальфвеновской зоне солнечного ветра. Звуковая точка, где скорость ветра сравнивается со скоростью звука, в солнечном ветре находится еще ближе к Солнцу на расстоянии примерно $0.05 \text{ а.е.} = 11 R_\odot$. Отсюда следует, что магнитосферы (если имеются) всех планет в Солнечной системе имеют схожую структуру, подобную структуре магнитосферы Земли. Они характеризуются следующим набором основных элементов: головная ударная волна, переходная область, магнитопауза, радиационные пояса, магнитосферный хвост.

В случае горячих юпитеров из-за их близости к родительской звезде структура магнитосферы может быть совершенно иной. Рассмотрим в качестве примера два типичных горячих юпитера HD 209458b и WASP 12b. Для первой планеты имеем: $A = 10.2 R_\odot$, $B_w = 0.0125$ Гс, $\lambda_w = 0.37$, $a = 16.8 R_\odot$. При этом на орбите планеты отношение $B_\varphi/B_r = 0.12$. Для второй планеты: $A = 4.9 R_\odot$, $B_w = 0.1$ Гс, $\lambda_w = 0.045$, $a = 23.2 R_\odot$, а отношение азимутального поля к радиальному на орбите планеты равно $B_\varphi/B_r = 0.01$. Таким образом, мы видим, что эти горячие юпитеры находятся в субальфвеновской зоне звездного ветра. Учет орбитального движения может частично ситуацию поменять. В самом деле, полная скорость ветра относительно планеты в этом случае будет равна $v = \sqrt{v_r^2 + v_\varphi^2}$, где $v_\varphi = \Omega A$, $\Omega = \sqrt{GM/A^3}$ — орбитальная угловая скорость планеты, G — гравитационная постоянная, $M = M_p + M_s$ — полная масса системы, M_p — масса планеты, M_s — масса звезды. Подставляя значения соответствующих параметров на орбитах, находим отношение

$v/u_A = 0.65$ для планеты HD 209458b и $v/u_A = 0.11$ для планеты WASP 12b. Как видно, в первом случае величина полной скорости ветра оказывается достаточно близкой к величине альфвеновской скорости. Поэтому можно сказать, что планета HD 209458b расположена в пограничной области между субальфвеновской и сверхальфвеновской зонами ветра, поскольку даже небольших флуктуаций магнитного поля (с фактором 1.5–2) будет достаточно для смены режима обтекания.

Поскольку для этих горячих юпитеров альфвеновское число Маха $\lambda = v_r/u_A$ оказывается меньшим единицы, то отношение v_r/u_F , где $u_F = \sqrt{c_s^2 + u_A^2}$, а c_s — скорость звука, также будет меньше единицы, так как, очевидно, что $u_F > u_A$ и, следовательно, отношение $v_r/u_F < v_r/u_A$. Иными словами, в окрестности горячего юпитера скорость звездного ветра будет меньше быстрой магнитозвуковой скорости. В обычной газодинамике этот случай соответствует дозвуковому обтеканию тела, при котором головная ударная волна не формируется. Таким образом, мы приходим к следующему выводу: обтекание такого горячего юпитера звездным ветром должно быть *безударным*. В структуре магнитосферы горячего юпитера головная ударная волна должна отсутствовать.

Этот вывод основан на анализе параметров двух типичных горячих юпитеров HD 209458b и WASP 12b. Однако, по-видимому, он останется справедливым и для многих других экзопланет данного типа. Для проверки этого утверждения мы обработали актуальные данные для выборки из 210 горячих юпитеров, взятых из базы данных сайта www.exoplanet.eu. Выборка осуществлялась по массам планет (масса планеты $M_p > 0.5M_{\text{Jup}}$, где M_{Jup} — масса Юпитера), орбитальному периоду ($P_{\text{orb}} < 10$ дней) и большой полуоси орбиты ($A < 10 R_{\odot}$). Кроме того, оставались только те планеты, для которых известны все необходимые данные.

В качестве модели звездного ветра в непосредственной окрестности Солнца на расстояниях $1 R_{\odot} < r < 10 R_{\odot}$ использовались результаты расчетов, выполненные в работе [32]. По полученным профилям плотности $\rho(r)$ и радиальной скорости $v_r(r)$ для каждого горячего юпитера из выборки вычислялись динамическое давление ветра на орбите планеты

$$P_{\text{dyn}} = \rho(A) \left[v_r^2(A) + \frac{G(M_s + M_p)}{A} \right] \quad (24)$$

и магнитное давление

$$P_{\text{mag}} = \frac{B_r^2(A)}{8\pi}, \quad (25)$$

где величина радиального поля рассчитывалась по формуле $B_r(A) = B_0(R_{\odot}/A)^2$ с параметром $B_0 = 1$ Гс. Полученное распределение горячих юпитеров на двумерной диаграмме $P_{\text{mag}} - P_{\text{dyn}}$ представлено на рис. 4. На левой диаграмме рисунка при расчете альфвеновского числа Маха учитывалась только радиальная скорость ветра. На правой диаграмме представлено распределение планет с учетом их орбитальной скорости. Положениям планет отвечают центры кружков, размеры которых в логарифмическом масштабе определяются массой M_p . Сплошная линия показывает положение альфвеновской точки, которой соответствует простое соотношение $P_{\text{dyn}} = 2P_{\text{mag}}$.

Как видно из полученного распределения, многие горячие юпитеры из данной выборки оказались в субальфвеновской зоне звездного ветра. Учет орбитальной скорости существенно сдвигает на диаграмме всю последовательность вверх в сторону сверхальфвеновской зоны ветра. Отметим, что большинство планет на этой диаграмме образуют некоторую регулярную последовательность (нижний левый угол диаграммы). Эти планеты расположены достаточно далеко от звезды, где зависимости плотности и скорости ветра от радиуса хорошо описываются степенными законами. Близкие к звезде планеты разбросаны на диаграмме весьма хаотично. Для этих планет величина динамического давления ветра определяется в основном их орбитальной скоростью. Заметим, что орбитальная скорость планеты зависит не только от радиуса орбиты, но и (хоть и в достаточно слабой степени) от массы планеты.

Следует иметь в виду, что данное распределение получено для солнечного ветра в модели спокойного Солнца. При этом мы считали, что среднее значение магнитного поля на поверхности Солнца составляет 1 Гс. Даже для Солнца в течение его цикла активности положение горячих юпитеров на диаграмме рис. 4 по отношению к альфвеновской точке может измениться как в ту, так и в другую сторону. В реальности каждая планета из нашей выборки обтекается не солнечным ветром, а звездным ветром родительской звезды. Параметры этого ветра могут существенно отличаться от солнечного. Это означает, что режим обтекания атмосферы планеты звездным ветром необходимо исследовать отдельно в каждом конкретном случае, с учетом индивидуальных особенностей планеты и родительской звезды. В частности, в рамках нашей численной модели мы можем варьировать величину среднего поля B_0 на поверхности звезды (т.е. при $r = R_s$, а не на поверхности Солнца при $r = R_{\odot}$). Величина среднего магнитного поля у звезд солнечного типа может лежать в пределах от примерно 0.1 Гс до приблизительно 5 Гс [27]. Кроме

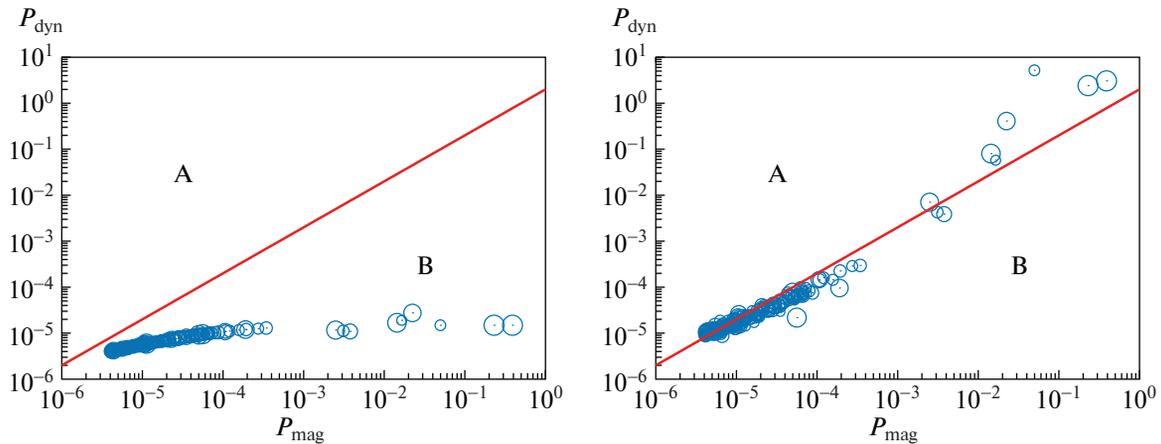


Рис. 4. Распределение горячих юпитеров на двумерной диаграмме $P_{\text{mag}} - P_{\text{dyn}}$ (см. пояснение в тексте). На левой диаграмме альфвеновские числа Маха рассчитаны с учетом только скорости ветра, на правой диаграмме учтены орбитальные скорости планет. Параметры планет взяты из базы данных сайта www.exoplanet.eu. Использованы данные для 210 горячих юпитеров. Положениям планет отвечают центры кружков. Размеры кружков в логарифмическом масштабе соответствуют массам планет. Сплошная линия показывает положение альфвеновской точки. Буквами обозначены: “А” — сверхальфвеновская зона, “В” — субальфвеновская зона.

того, радиусы звезд могут быть как меньше солнечного, так и больше. Например, радиус звезды WASP 12 в 1.57 раз превосходит радиус Солнца. Поэтому, если взять соответствующую величину среднего поля $B_0 = 1$ Гс, то индукция магнитного поля в окрестности планеты WASP 12b окажется примерно в 2.5 раза больше индукции магнитного поля солнечного ветра на том же расстоянии от Солнца. С помощью этого нехитрого приема можно смоделировать в расчетах формирование всех основных типов магнитосфер горячих юпитеров.

Будем характеризовать магнитосферу тремя характерными параметрами: размером *ионосферной оболочки* R_{env} , радиусом магнитопаузы R_{mp} и радиусом головной ударной волны R_{sw} . Под ионосферной оболочкой мы понимаем верхние слои атмосферы горячего юпитера, которые состоят из почти полностью ионизованного газа [22]. В нашей терминологии замкнутая ионосферная оболочка соответствует случаю, когда атмосфера горячего юпитера целиком располагается внутри его полости Роша. Открытая ионосферная оболочка соответствует случаю, когда горячий юпитер переполняет свою полость Роша, в результате чего формируются планетные истечения из окрестностей точек Лагранжа L_1 и L_2 . Для магнитопаузы и ударной волны можно брать расстояния от центра планеты до соответствующей точки лобового столкновения. В зависимости от соотношения между этими параметрами можно предложить следующую простую классификацию возможных типов магнитосфер горячих юпитеров.

Тип А. Параметр $\lambda_w > 1$ и поэтому перед магнитосферой устанавливается головная ударная вол-

на, $R_{\text{sw}} < \infty$. С учетом соотношения между оставшимися параметрами получаем два частных случая.

Подтип А1 (ударная собственная магнитосфера): $R_{\text{env}} < R_{\text{mp}}$. В этом случае магнитное поле планеты является достаточно сильным, поэтому магнитопауза расположена снаружи ионосферной оболочки. Соответствующая схема строения такой магнитосферы для случаев замкнутой и открытой ионосферных оболочек показана на рис. 5. В Солнечной системе такая ситуация для замкнутой ионосферной оболочки соответствует, например, магнитосферам Земли и Юпитера.

Подтип А2 (ударная наведенная магнитосфера): $R_{\text{env}} > R_{\text{mp}}$. В этом случае магнитное поле планеты является слабым и, следовательно, магнитопауза расположена внутри ионосферной оболочки. Схема строения такой магнитосферы для случаев замкнутой и открытой ионосферной оболочек показана на рис. 6. В Солнечной системе эта ситуация для случая замкнутой ионосферной оболочки соответствует магнитосфере Венеры (и в некотором смысле Марса).

Наведенная или индуцированная магнитосфера [33] формируется токами, которые возбуждаются в верхних слоях ионосферы. Механизм возбуждения этих токов связан с явлением униполярной индукции [34], возникающим при движении проводника перпендикулярно магнитному полю. Наведенные в ионосфере токи частично экранируют магнитное поле ветра. В результате магнитные линии получающегося поля обволакивают ионосферу планеты, формируя своеобразный магнитный барьер (*ионопауза*). Головная ударная волна устанавливается непосредственно перед

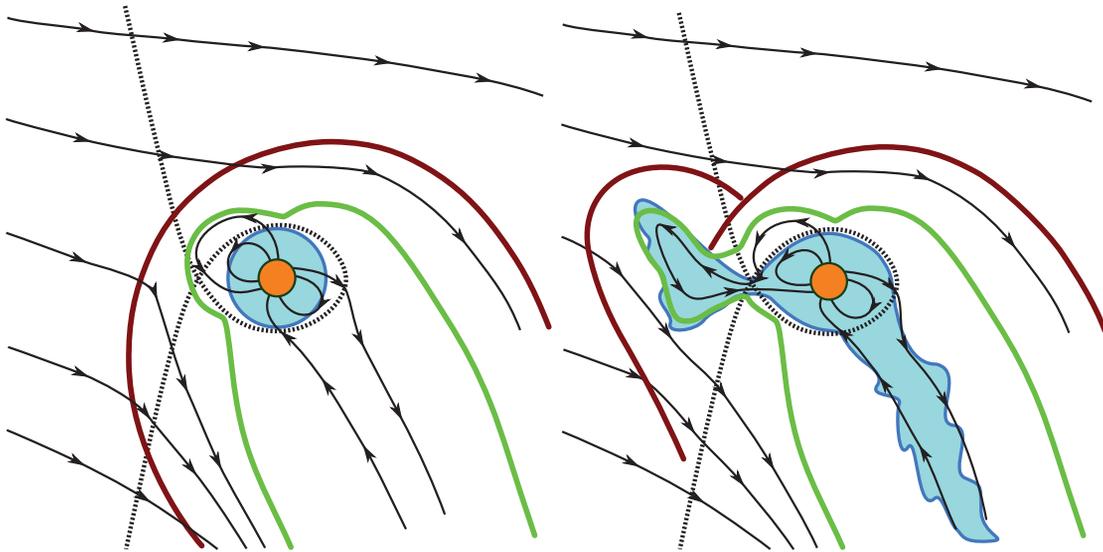


Рис. 5. Схематическое изображение структуры магнитосферы подтипа *A1* в случае замкнутой (слева) и открытой (справа) ионосферной оболочки горячего юпитера. Линии со стрелками соответствуют магнитным силовым линиям. Пунктирная линия показывает границу полости Роша. Закрашенная область соответствует газовой оболочке планеты. Показаны положения ударной волны (внешняя сплошная линия) и магнитопаузы (внутренняя сплошная линия).

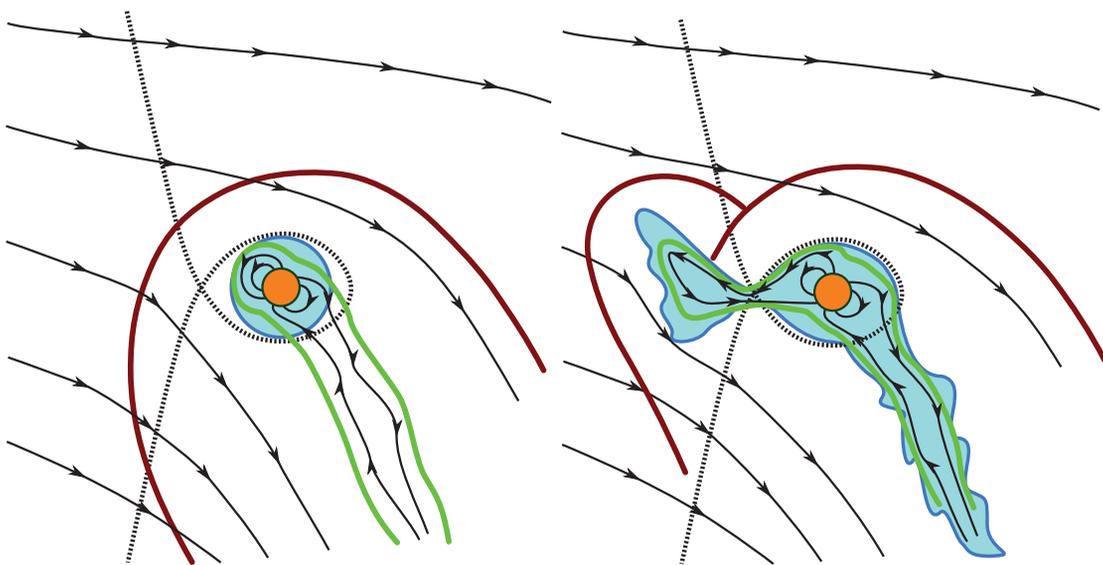


Рис. 6. Схематическое изображение структуры магнитосферы подтипа *A2* в случае замкнутой (слева) и открытой (справа) ионосферной оболочки горячего юпитера. Обозначения те же, что и на рис. 5.

этим барьером. На ночной стороне формируется магнитосферный хвост, который может частично наполняться плазмой из ионосферы. В отличие от собственной магнитосферы ориентация магнитного поля в наведенной магнитосфере полностью определяется полем ветра. В результате вся структура магнитосферы будет отслеживать направление на звезду при движении планеты по своей орбите.

Тип В. Параметр $\lambda_w < 1$ и головная ударная волна не формируется. Поэтому формально можно

считать, что $R_{sw} = \infty$. Снова можно выделить два частных случая.

Подтип В1 (безударная собственная магнитосфера): $R_{env} < R_{mp}$. Эта ситуация возникает в случае достаточно сильного собственного магнитного поля планеты. В результате граница магнитопаузы будет располагаться снаружи ионосферной оболочки. Схема строения магнитосферы такого типа для случаев замкнутой и открытой ионосферных оболочек показана на рис. 7. Следует заметить, что, по-видимому, этот случай является достаточно

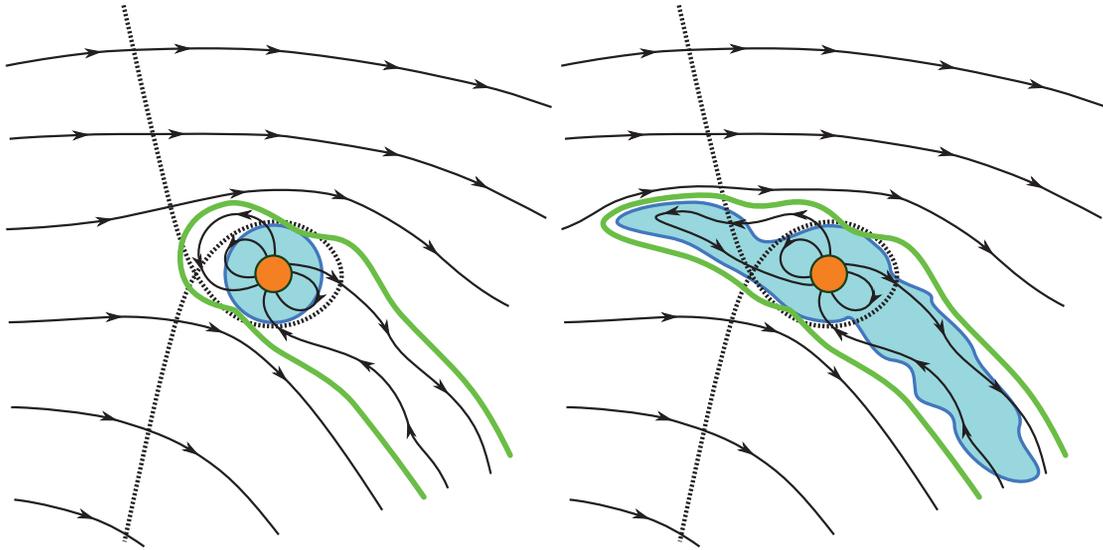


Рис. 7. Схематическое изображение структуры магнитосферы подтипа *B1* в случае замкнутой (слева) и открытой (справа) ионосферной оболочки горячего юпитера. Обозначения те же, что и на рис. 5.

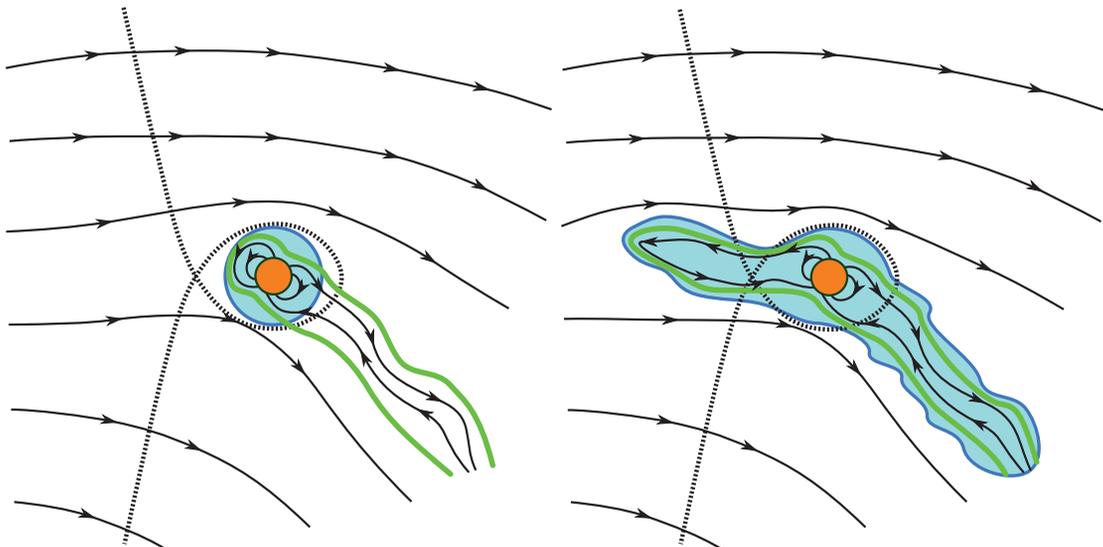


Рис. 8. Схематическое изображение структуры магнитосферы подтипа *B2* в случае замкнутой (слева) и открытой (справа) ионосферной оболочки горячего юпитера. Обозначения те же, что и на рис. 5.

экзотическим, поскольку собственное магнитное поле горячих юпитеров должно быть относительно слабым.

Подтип *B2* (*безударная наведенная магнитосфера*): $R_{env} > R_{mp}$. Возможно, что для горячих юпитеров это наиболее распространенная ситуация. В этом случае магнитопауза формально расположена внутри ионосферной оболочки. Поэтому истечения из оболочки взаимодействуют непосредственно с магнитным полем звездного ветра. Схема строения магнитосферы такого типа для случаев замкнутой и открытой ионосферных оболочек показана на рис. 8. С учетом возможных типов газо-

вых оболочек горячих юпитеров [18] здесь можно выделить дополнительные подтипы, соответствующие, например, замкнутым, квазизамкнутым и незамкнутым оболочкам.

Тип *C*. Параметр $\lambda_w \approx 1$. Это промежуточный тип магнитосфер, соответствующий “серой” зоне. В частности, в этом случае сама планета может находиться в суб- или в сверхальфвеновской зоне ветра в то время, как истекающая ионосферная оболочка из-за ее достаточно большой протяженности может пересекать альфвеновскую точку и частично перетекать в противоположную зону ветра. Такая необычная ситуация для горячих юпитеров может оказаться достаточно распространен-

ной, поскольку их орбиты, как правило, расположены близко к альфвеновской точке (см. распределение горячих юпитеров на диаграмме рис. 4). Этот случай необходимо исследовать отдельно.

4. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

4.1. Основные уравнения

Для описания структуры течения в окрестности горячего юпитера будем использовать систему уравнений идеальной одножидкостной магнитной гидродинамики с фоновым полем [24, 35, 36]. В этом подходе полное магнитное поле \mathbf{B} представляется в виде суперпозиции фонового магнитного поля \mathbf{H} и магнитного поля \mathbf{b} , индуцированного токами в самой плазме, $\mathbf{B} = \mathbf{H} + \mathbf{b}$. Поскольку в рассматриваемой задаче фоновое поле создается источниками, находящимися за пределами расчетной области, то в самой расчетной области оно должно удовлетворять условию потенциальности, $\nabla \times \mathbf{H} = 0$. Именно это свойство внешнего поля используется для его частичного исключения из уравнений магнитной гидродинамики [37, 38]. Кроме того, в нашей модели мы предполагаем, что фоновое магнитное поле является стационарным, $\partial \mathbf{H} / \partial t = 0$, что соответствует случаю, когда собственное вращение горячего юпитера синхронизировано с его орбитальным движением.

С учетом условия $\nabla \times \mathbf{H} = 0$ уравнения идеальной магнитной гидродинамики могут быть записаны в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (26)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla P - \mathbf{b} \times \nabla \times \mathbf{b} - \mathbf{H} \times \nabla \times \mathbf{b} - \rho \mathbf{f}, \quad (27)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{b} + \mathbf{v} \times \mathbf{H}), \quad (28)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon \right] + P \nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (29)$$

Здесь ρ — плотность, \mathbf{v} — скорость, P — давление, ε — удельная внутренняя энергия. Для удобства численного моделирования в этих уравнениях использована система единиц, в которой множитель 4π не возникает. Предполагается, что вещество может рассматриваться как идеальный газ, для которого выполняется уравнение состояния

$$P = (\gamma - 1) \rho \varepsilon, \quad (30)$$

где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты.

Расчеты проводились во вращающейся системе отсчета, в которой положения центров звезды и

планеты не менялись. В этом случае вектор угловой скорости вращения системы отсчета $\boldsymbol{\Omega}$ совпадает с орбитальной угловой скоростью двойной системы “звезда-планета”. В такой вращающейся системе отсчета удельная внешняя сила определяется выражением

$$\mathbf{f} = -\nabla \Phi - 2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}). \quad (31)$$

Здесь первое слагаемое в правой части описывает силу, обусловленную градиентом потенциала Роша

$$\Phi = -\frac{GM_s}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|} - \frac{GM_p}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|} - \frac{1}{2} [\boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}_c)]^2, \quad (32)$$

где M_s — масса звезды, M_p — масса планеты, \mathbf{r}_s — радиус-вектор центра звезды, \mathbf{r}_p — радиус-вектор центра планеты, \mathbf{r}_c — радиус-вектор центра масс системы. Второе слагаемое описывает силу Кориолиса.

Фоновое магнитное поле задавалось в виде $\mathbf{H} = \mathbf{H}_p + \mathbf{H}_s$. Первое слагаемое \mathbf{H}_p описывает собственное магнитное поле планеты. В нашей модели предполагалось, что магнитное поле горячего юпитера является дипольным,

$$\mathbf{H}_p = \frac{\mu}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|^3} [3(\mathbf{d} \cdot \mathbf{n}_p) \mathbf{n}_p - \mathbf{d}], \quad (33)$$

где μ — магнитный момент, $\mathbf{n}_p = (\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) / |\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|$, \mathbf{d} — единичный вектор, направленный вдоль магнитной оси, вектор магнитного момента $\boldsymbol{\mu} = \mu \mathbf{d}$. Второе слагаемое \mathbf{H}_s описывает радиальное магнитное поле звездного ветра,

$$\mathbf{H}_s = \frac{B_0 R_s^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|^2} \mathbf{n}_s, \quad (34)$$

где R_s — радиус звезды, а вектор $\mathbf{n}_s = (\mathbf{r} - \mathbf{r}_s) / |\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|$. Нетрудно убедиться, что такое фоновое магнитное поле удовлетворяет условию потенциальности, $\nabla \times \mathbf{H} = 0$. Таким образом, в нашей модели в начальный момент времени собственное магнитное поле плазмы \mathbf{b} будет определяться только азимутальным компонентом магнитного поля звездного ветра (19).

4.2. Численный метод

Для численного решения уравнений магнитной гидродинамики, выписанных в предыдущем разделе, мы используем комбинацию разностных схем Роу [39] и Лакса-Фридрихса [40, 41]. Алгоритм решения состоит из нескольких последовательных этапов, возникающих в результате применения метода расщепления по физическим процессам. Допустим, что нам известно распределение всех величин на расчетной сетке в момент времени t^n .

Тогда для получения значений в следующий момент времени $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ разложим полную систему уравнений (26)–(29) на две подсистемы.

Первая подсистема соответствует идеальной магнитной гидродинамике с собственным магнитным полем плазмы \mathbf{b} без учета фонового магнитного поля \mathbf{H} :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (35)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla P - \mathbf{b} \times \nabla \times \mathbf{b} - \rho \mathbf{f}, \quad (36)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{b}), \quad (37)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon \right] + P \nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (38)$$

В нашей численной модели для решения этой системы использовалась схема Роу [42, 43] (см. также монографию [35]) для уравнений магнитной гидродинамики с повышающей поправкой Ошера [44]. Магнитогидродинамический вариант схемы Роу был представлен в коде таким образом, чтобы в отсутствие магнитного поля ($\mathbf{b} = 0$) эта схема в точности переходила в схему Роу–Эйнфельдта–Ошера, использовавшуюся нами в чисто газодинамических расчетах [18].

Вторая подсистема соответствует учету влияния фонового поля:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\mathbf{H} \times \nabla \times \mathbf{b}, \quad (39)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{H}). \quad (40)$$

Первое уравнение в этой подсистеме описывает влияние электромагнитной силы, обусловленной фоновым полем, а второе уравнение описывает генерацию магнитного поля. При этом считается, что на данном этапе плотность ρ и удельная внутренняя энергия ε не меняются. Для решения второй подсистемы использовалась схема Лакса–Фридрихса с повышающими TVD (total variation diminishing) поправками [35].

Для очистки дивергенции магнитного поля \mathbf{b} мы использовали метод обобщенного множителя Лагранжа [45]. Выбор этого метода обусловлен тем, что течение в окрестности горячего юпитера является существенно нестационарным, особенно в спутном потоке, формирующем магнитосферный хвост.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В качестве примера, демонстрирующего изложенные в статье идеи, мы численно промоделировали структуру течения в окрестности горячего юпитера HD 209458b. Это первый транзитный горячий юпитер, открытый в 1999 г. [46]. Основные параметры модели соответствовали значениям, использованным в наших предыдущих работах (см., напр., [18]). Родительская звезда относится к спектральному классу G0, имеет массу $M_s = 1.15 M_\odot$, 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 $M_p = 0.71 M_{\text{жур}}$ и фотометрический радиус $R_p = 1.38 R_{\text{жур}}$, где $M_{\text{жур}}$ и $R_{\text{жур}}$ — масса и радиус Юпитера. Большая полуось орбиты планеты $A = 10.2 R_\odot$, что соответствует периоду обращения вокруг звезды $P_{\text{orb}} = 84.6 \text{ ч}$.

В начальный момент времени вокруг планеты задавалась сферически-симметричная изотермическая атмосфера, распределение плотности в которой определялась следующим выражением:

$$\rho = \rho_{\text{atm}} \exp \left[-\frac{GM_p}{R_{\text{gas}} T_{\text{atm}}} \left(\frac{1}{R_p} - \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|} \right) \right], \quad (41)$$

где ρ_{atm} — плотность на фотометрическом радиусе, T_{atm} — температура атмосферы, R_{gas} — газовая постоянная. Радиус атмосферы определялся из условия равновесия по давлению с веществом звездного ветра. В расчетах использовались следующие параметры атмосферы: температура $T_{\text{atm}} = 7500 \text{ К}$, 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 $10.2 R_\odot$ 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 описании численной модели.

В работе [47] по данным наблюдений было получено, что величина магнитного момента μ горячего юпитера HD 209458b не может превышать значение $0.1 \mu_{\text{жур}}$, где $\mu_{\text{жур}} = 1.53 \times 10^{30} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$ — магнитный момент Юпитера. Оценка согласно [48] для случая HD 209458b дает величину магнитного момента, равную примерно $0.08 \mu_{\text{жур}}$. В наших расчетах мы принимали значение магнитного момента горячего юпитера HD 209458b равным $\mu = 0.1 \mu_{\text{жур}}$. Ось магнитного диполя была наклонена на угол 30° по отношению к оси вращения планеты в противоположную от звезды сторону. При этом мы считали, что собственное вращение планеты

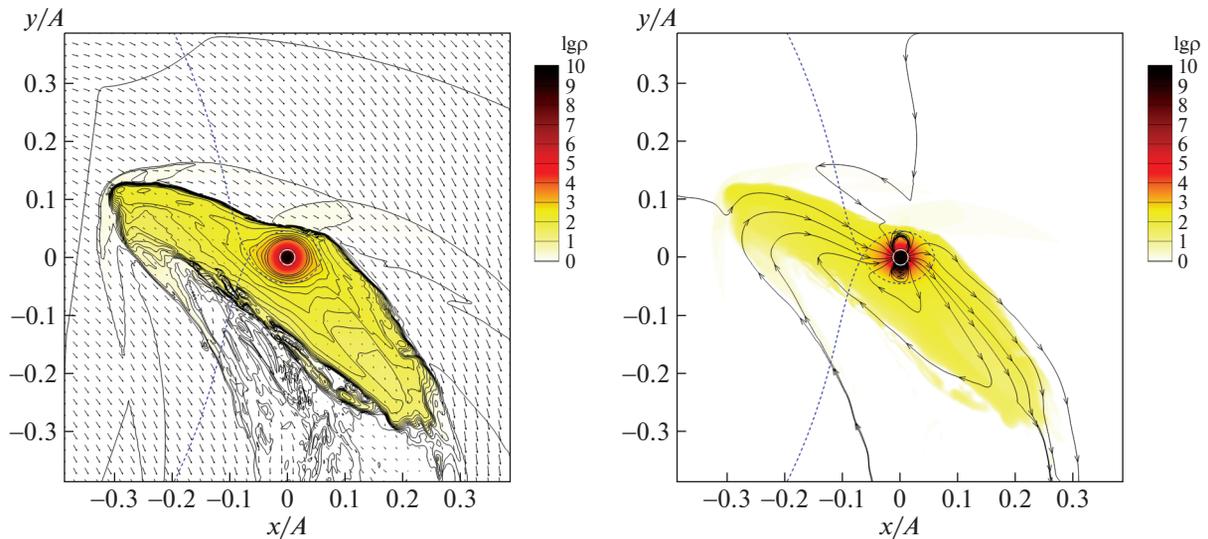


Рис. 9. Распределение плотности (градация цвета и изолинии) скорости (стрелки, левая диаграмма) и магнитного поля (линии со стрелками, правая диаграмма) в плоскости орбиты горячего юпитера для случая слабого магнитного поля ветра (модель 1). Решение представлено на момент времени $0.23 P_{\text{orb}}$ от начала счета. Штриховой линией показана граница полости Роша. Светлая окружность соответствует фотометрическому радиусу планеты.

является синхронизованным с орбитальным вращением, а ось собственного вращения коллинеарна оси орбитального вращения.

Вычисления проводились в декартовой системе координат, начало которой располагалось в центре планеты. Ось x соединяла центры звезды и планеты и при этом была направлена от звезды. Ось y была направлена вдоль орбитального вращения планеты, а ось z — вдоль ее оси собственного вращения. Использовалась расчетная область с размерами $-30 \leq x/R_p \leq 30$, $-30 \leq y/R_p \leq 30$, $-15 \leq z/R_p \leq 15$ с числом ячеек $N = 480 \times 480 \times 240$. Для повышения пространственного разрешения в области атмосферы планеты мы использовали экспоненциально сгущающуюся к центру планеты сетку. Характерный размер ячейки на фотометрическом радиусе планеты составлял величину $0.02 R_p$, в то время как на внешнем краю расчетной области размер ячейки был равен примерно $0.4 R_p$. Граничные условия задавались такие же, как и в нашей недавней работе [24].

Мы провели два расчета, которые отличались между собой лишь значением параметра B_0 , определяющего величину среднего магнитного поля на поверхности звезды. В первом варианте (модель 1) было принято значение $B_0 = 10^{-4}$ Гс, что соответствует слабому магнитному полю звездного ветра. Во втором варианте (модель 2) использовалось значение $B_0 = 1$ Гс (сильное поле), что соответствует среднему магнитному полю спокойного Солнца. Результаты расчетов представлены на рис. 9 и 10. На рисунках показаны распределения плотности (градация цвета и изолинии), скорости

(стрелки на левых диаграммах) и магнитного поля (линии со стрелками на правых диаграммах) в орбитальной плоскости горячего юпитера. Плотность нормирована на значение плотности ветра ρ_w на орбите планеты. Представленные численные решения соответствуют моменту времени $0.23 P_{\text{orb}}$ от начала счета. Граница полости Роша показана пунктирной линией. Планета расположена в центре расчетной области и изображена светлой окружностью, радиус которой соответствует фотометрическому радиусу.

В обеих моделях формируются два мощных потока из окрестностей точек Лагранжа L_1 и L_2 . Первый поток формируется на дневной стороне, направлен в сторону звезды и поэтому движется против ветра под действием ее гравитации. Второй поток начинается на ночной стороне и формирует за планетой широкий турбулентный шлейф.

В модели 1 в результате взаимодействия звездного ветра с оболочкой планеты формируется хорошо заметная на рис. 9 отошедшая ударная волна. Можно сказать, что она состоит из двух отдельных ударных волн, одна из которых возникает вокруг атмосферы планеты, а другая — вокруг струи из внутренней точки Лагранжа L_1 . На правой диаграмме рис. 9 видно, что внутри полости Роша планеты магнитное поле остается близким к дипольному. Однако в истечениях магнитные силовые линии вытягиваются потоками плазмы. Магнитное поле звездного ветра в данном варианте является настолько слабым, что не играет никакой динамической роли. Фактически, оно проявляет себя в роли своеобразной пассивной примеси, присутствующей в плазме ветра. Такая магнитосфера,

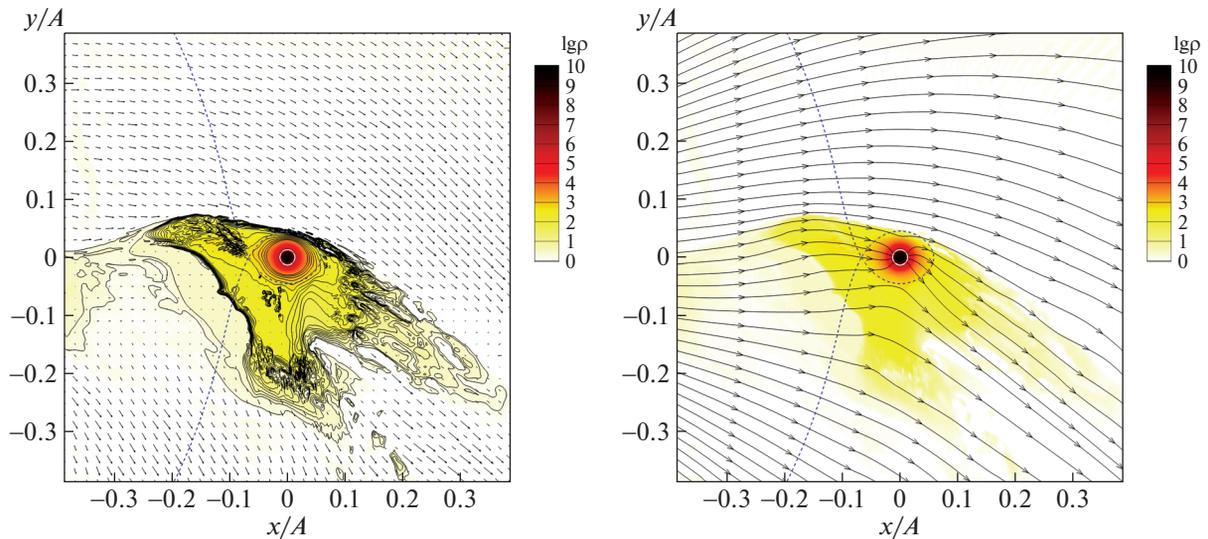


Рис. 10. То же, что на рис. 9, для модели 2.

очевидно, соответствует подтипу $A1$ в случае открытой ионосферной оболочки горячего юпитера, структура которой схематически показана на правой диаграмме рис. 5.

В модели 2 процесс взаимодействия звездного ветра с оболочкой планеты носит безударный характер. На левой диаграмме рис. 10 видно, что отошедшая ударная волна не формируется ни вокруг атмосферы планеты, ни вокруг струи из точки L_1 . Сильное магнитное поле ветра препятствует свободному движению вещества в поперечном к силовым линиям направлении. Поэтому форма потока в этой модели существенно отличается от модели 1, поскольку в данном случае, кроме гравитации звезды, центробежной силы и силы Кориолиса, существенную роль также играет электромагнитная сила, обусловленная магнитным полем ветра. Шлейф за планетой также ориентирован под другим углом, поскольку потоки в нем выстраиваются преимущественно вдоль магнитных силовых линий. Магнитное поле ветра потоками от планеты немного искажается (см. правую диаграмму на рис. 10), но в целом сохраняет свою первоначальную структуру. Магнитосфера в модели 2 соответствует подтипу $B2$ в случае открытой ионосферной оболочки горячего юпитера, структура которой схематически показана на правой диаграмме рис. 8.

Из сравнения результатов расчетов для двух моделей можно сделать следующие выводы. Магнитное поле звездного ветра является важным эффектом, влияющим на процесс истечения ионосферной оболочки из полости Роша горячего юпитера. В случае слабого поля ветра главным сдерживающим фактором является динамическое давление ветра. С ростом величины поля полное давление ветра увеличивается. В результате при одинаковых

прочих параметрах уменьшается размер квазизамкнутой ионосферной оболочки. В направлении на звезду (ось x) в модели 2 размер оболочки оказался примерно в полтора раза меньше по сравнению со случаем слабого поля (модель 1). В направлении орбитального движения планеты (ось y) в модели 1 оболочка уходит от планеты на расстояние примерно в 10 ее фотометрических радиусов, тогда как в модели 2 это расстояние равно примерно 5 фотометрическим радиусам. Отметим, что именно эти характеристики оболочки (в направлении орбитального движения планеты) определяют наблюдаемые явления во время транзита, связанные с ранним началом затмения в ближнем ультрафиолетовом диапазоне [7]. Следовательно, наблюдаемые свойства раннего начала затмения во время транзита оказываются зависящими в том числе и от величины магнитного поля ветра.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ, проведенный в данной работе, приводит к выводу о том, что многие горячие юпитеры могут располагаться в субальфвеновской зоне звездного ветра родительской звезды. Это означает, что при исследовании процесса обтекания звездным ветром атмосферы горячего юпитера магнитное поле ветра является чрезвычайно важным фактором, учет которого совершенно необходим как при построении теоретических моделей, так и при интерпретации наблюдательных данных. Дело в том, что в субальфвеновской зоне магнитное давление звездного ветра превышает его динамическое давление даже с учетом орбитального движения планеты.

В работе на основе довольно простых соображений модельного характера, а также обобщения

результатов проведенных численных экспериментов предложена классификация возможных магнитосфер горячих юпитеров. В частности, хорошо изученные магнитосферы Земли и Юпитера в нашей классификации относятся к подтипу *A1* (ударная собственная магнитосфера) с замкнутыми оболочками. Как показал анализ наблюдательных данных, магнитосферы многих горячих юпитеров могут относиться к подтипу *B2* (безударная наведенная магнитосфера). В этом случае магнитное поле ветра является достаточно сильным и поэтому характер обтекания звездным ветром атмосферы планеты оказывается безударным. Отошедшие ударные волны вокруг атмосферы и потока из точки Лагранжа L_1 не формируются. Структура такой магнитосферы принципиально отличается от магнитосферы земного типа.

Однако, поскольку характеристики звездного ветра могут довольно сильно варьироваться (приблизительно в полтора-два раза) с течением времени, то часть горячих юпитеров попадает в область параметров, которую мы образно назвали “серой зоной”. В этой зоне характер обтекания планеты звездным ветром является промежуточным между ударным и безударным. Изучение структуры магнитосфер подобного типа представляет собой отдельную задачу.

Для исследования процесса обтекания горячих юпитеров веществом звездного ветра с учетом как собственного магнитного поля планеты, так и магнитного поля ветра, мы развили соответствующую трехмерную магнитогидродинамическую численную модель. В основе нашей численной модели лежит разностная схема Роу-Эйнфельда-Ошера повышенного порядка аппроксимации для уравнения идеальной магнитной гидродинамики. В нашей численной модели полное магнитное поле представляется в виде суперпозиции внешнего магнитного поля и магнитного поля, индуцированного электрическими токами в самой плазме. В качестве внешнего поля использовалась суперпозиция дипольного магнитного поля планеты и радиального компонента магнитного поля ветра. В численном алгоритме факторы, связанные с наличием внешнего магнитного поля, учитывались на отдельном этапе с помощью соответствующей разностной схемы годуновского типа.

Мы провели расчет двух вариантов, которые различаются между собой только величиной среднего магнитного поля на поверхности звезды. В первой модели магнитное поле ветра было слабым и картина течения хорошо соответствовала как чисто газодинамическим расчетам [18], так и расчетам с учетом только магнитного поля планеты [24]. Эти модели дают схожую картину сверхзвукового обтекания, поскольку собственное магнитное поле горячего юпитера является достаточно слабым. С

точки зрения нашей классификации соответствующая магнитосфера относится к подтипу *A1* (ударная собственная магнитосфера) с открытой ионосферной оболочкой. При таких параметрах планета оказывается в сверхальфвеновской зоне ветра и при ее взаимодействии с ветром формируется отошедшая ударная волна. Во второй модели магнитное поле ветра соответствовало магнитному полю солнечного ветра, которое определяется средним магнитным полем спокойного Солнца. В этом случае горячий юпитер попадает в субальфвеновскую зону ветра и поэтому отошедшая ударная волна не формируется, что мы и наблюдаем в расчетах. С точки зрения нашей классификации такая магнитосфера относится к подтипу *B2* (безударная наведенная магнитосфера) с открытой ионосферной оболочкой.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 18-12-00447).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят П.В. Кайгородова за полезные обсуждения. Расчеты выполнялись на суперкомпьютере Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Е. С. Беленькая, Успехи физ. наук **179**(8), 809 (2009).
2. М. Сондерс, *Космическая магнитная гидродинамика*, под ред. Э. Прист, А. Худ (М.: Мир, 1995), с. 366.
3. R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, *Astrophys. J.* **693**, 23 (2009).
4. M. Mayor and D. Queloz, *Nature* **378**, 355 (1995).
5. D. Lai, C. Hellwig, and E. P. J. van den Heuvel, *Astrophys. J.* **721**, 923 (2010).
6. S.-L. Li, N. Miller, D. N. C. Lin, and J. J. Fortney, *Nature* **463**, 1054 (2010).
7. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor, *Nature* **422**, 143 (2003).
8. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor, *Astrophys. J.* **676**, L57 (2008).
9. L. Ben-Jaffel, *Astrophys. J.* **671**, L61 (2007).
10. A. Vidal-Madjar, J.-M. Désert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hébrard, et al., *Astrophys. J.* **604**, L69 (2004).
11. L. Ben-Jaffel and S. Sona Hosseini, *Astrophys. J.* **709**, 1284 (2010).
12. J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, J. C. Green, J. T. Stocke, and S. N. Osterman, *Astrophys. J.* **717**, 1291 (2010).

13. R. V. Yelle, *Icarus* **170**, 167 (2004).
14. A. Garcia Munoz, *Planetary and Space Science* **55**, 1426 (2007).
15. T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas, *Icarus* **226**, 1678 (2013).
16. Д. Э. Ионов, В. И. Шематович, Я. Н. Павлюченков, *Астрон. журн.* **94**, 381 (2017).
17. D. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, V. Shematovich, H. Lammer, and L. Fossati, *Astrophys. J.* **764**, id. 19 (2013).
18. Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, Д. Э. Ионов, В. И. Шематович, *Астрон. журн.* **90**, 779 (2013).
19. А. А. Черенков, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, *Астрон. журн.* **91**, 775 (2014).
20. Д. В. Бисикало, А. А. Черенков, *Астрон. журн.* **93**, 139 (2016).
21. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, L. Fossati, and C. Mostl, *Astrophys. J.* **846**, id. 31 (2017).
22. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 605 (2018).
23. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, A. A. Cherenkov, L. Fossati, and C. Mostl, *Astrophys. J.* **869**, id. 108 (2018).
24. А. С. Аракчеев, А. Г. Жилкин, П. В. Кайгородов, Д. В. Бисикало, А. Г. Косовичев, *Астрон. журн.* **94**, 927 (2017).
25. Д. В. Бисикало, А. С. Аракчеев, П. В. Кайгородов, *Астрон. журн.* **94**, 920 (2017).
26. W.-H. Ip, A. Kopp, and J. H. Hu, *Astrophys. J.* **602**, L53 (2004).
27. D. Fabbian, R. Simoniello, R. Collet, S. Criscuoli, et al., *Astron. Nachricht.* **338**, 753 (2017).
28. H. Lammer, M. Güdel, Y. Kulikov, I. Ribas, et al., *Earth, Planets and Space* **64**, 179 (2012).
29. M. J. Owens and R. J. Forsyth, *Liv. Rev. Solar Physics* **10**, 5 (2013).
30. E. N. Parker, *Astrophys. J.* **128**, 664 (1958).
31. В. Б. Баранов, К. В. Краснобаев, *Гидродинамическая теория космической плазмы* (М.: Наука, 1977).
32. G. L. Withbroe, *Astrophys. J.* **325**, 442 (1988).
33. C. T. Russell, *Rep. Prog. Phys.* **56**, 687 (1993).
34. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, *Электродинамика сплошных сред* (М.: Физматлит, 2001).
35. Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин, А. А. Боярчук, *Газодинамика тесных двойных звезд* (М.: Физматлит, 2013).
36. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, *Успехи физ. наук* **182**, 121 (2012).
37. T. Tanaka, *J. Comp. Phys.* **111**, 381 (1994).
38. K. G. Powell, P. L. Roe, T. J. Linde, T. I. Gombosi, and D. L. de Zeeuw, *J. Comp. Phys.* **154**, 284 (1999).
39. P. L. Roe, *Lecture Notes in Physics* **141**, 354 (1980).
40. P. D. Lax, *Comm. on Pure and App. Mathematics* **7**, 159 (1954).
41. R. O. Friedrihs, *Comm. on Pure and App. Mathematics* **7**, 345 (1954).
42. P. Cargo and G. Gallice, *J. Comp. Phys.* **136**, 446 (1997).
43. А. Г. Куликовский, Н. В. Погорелов, А. Ю. Семенов, *Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений* (М.: Физматлит, 2001).
44. S. R. Chakravarthy and S. Osher, *Amer. Inst. Aeronautics and Astronautics* № 85–0363 (1985).
45. A. Dedner, F. Kemm, D. Kroner, C.-D. Munz, T. Schnitzer, and M. Wesenberg, *J. Comp. Phys.* **175**, 645 (2002).
46. D. Charbonneau, T. M. Brown, D. W. Latham, M. Mayor, *Astrophys. J.* **529**, L45 (2000).
47. K. G. Kislyakova, M. Holmström, H. Lammer, P. Odert, and M. L. Khodachenko, *Science* **346**, 981 (2014).
48. D. J. Stevenson, *Rep. Prog. Phys.* **46**, 555 (1983).