

ВЛИЯНИЕ ПОТОКА ЖЕСТКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗДЫ НА СТРУКТУРУ ВОДОРОДНО-ГЕЛИЕВОЙ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ГОРЯЧЕГО ЮПИТЕРА

© 2024 г. А. Г. Жилкин^{1,*}, Ю. Г. Гладышева¹, В. И. Шематович¹,
Г. Н. Цуриков¹, Д. В. Бисикало^{2,1}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение Российской академии наук
Институт астрономии, Москва, Россия

²Национальный центр физики и математики, Саров, Россия

*E-mail: zhilkin@inasan.ru

Поступила в редакцию 22.05.2024 г.

После доработки 05.07.2024 г.

Принята в печать 15.08.2024 г.

В работе исследуется структура водородно-гелиевой верхней атмосферы горячего юпитера в зависимости от потока жесткого ультрафиолетового излучения родительской звезды. Для расчетов используется одномерная аэрономическая модель, основанная на приближении одножидкостной многокомпонентной гидродинамики. В численной модели учтены химические реакции, процессы нагрева-охлаждения, приливное воздействие от звезды, диффузия и теплопроводность. Расчеты проведены для горячего юпитера HD 209458b. Во всех полученных решениях формируется трансзвуковой планетный ветер, приводящий к гидродинамическому оттоку атмосферы. Учет приливной силы приводит к росту оттока вещества атмосферы в 2.5 раза по сравнению со случаем, в котором учитывается только гравитация планеты. Зависимость темпа потери массы планеты от потока жесткого ультрафиолетового излучения получилась нелинейной. Это может быть обусловлено различным доминирующим механизмом преобразования поглощаемой лучистой энергии в верхней атмосфере в пределах слабого и сильного ультрафиолетовых потоков.

Ключевые слова: горячие юпитеры, аэрономия, численное моделирование, гидродинамика, химические реакции, тепловой баланс

DOI: 10.31857/S0004629924110015 EDN: JLRQQO

1. ВВЕДЕНИЕ

Звездное излучение в явлениях космической погоды включает звездные вспышки, корональные выбросы массы и звездные протонные события, которые сопровождаются воздействием на планетную атмосферу жесткого УФ излучения (XUV) с энергиями фотонов в диапазоне 10–120 эВ, а также звездными ветром и лучами с энергией заряженных частиц вплоть до 10 МэВ–10 ГэВ [1, 2]. Эффекты, вызванные космической погодой, включают потери планетной атмосферы [3] и изменения в фотохимии и динамическом состоянии верхней атмосферы [4, 5, 6]. Часть звездной светимости излучается в XUV-диапазоне, что может существенным образом влиять на атмосферу и ее структуру [7]. Эти эффекты могут иметь большое значение для холодных звезд, таких как М-карлики, чьи обитаемые зоны расположены близко к родительской звезде ($\approx 0.01 - 1$ а. е.), поскольку такая близость делает потенциально обита-

емые планеты очень уязвимыми к потерям атмосферы [8, 5, 9, 10], вызванным космической погодой.

УФ излучение звезды нагревает атмосферу планеты и может привести к гидродинамическому оттоку (см., напр., [11]). Другие пути потери атмосферы включают атмосферное убегание как за счет экзотермической фотохимии, так и воздействия плазмы звездного ветра, сопровождающегося захватом ионосферных ионов, реакциями перезарядки, и «разбрызгиванием» атмосферного газа магнитосферной плазмой (напр., [3], и ссылки в статье). Однако исследования показали, что тепловой гидродинамический отток с большой вероятностью, является доминирующим в тех случаях, когда атмосферой поглощается большое количество энергии звездного жесткого УФ излучения (напр., [12, 4]). Тепловые потери атмосферы могут быть оценены на основе общего количества тепла, выделяющегося в атмосфере, которое пропорционально энергии жесткого УФ излучения звезды в стационарном состоянии или во время

вспышки. Это можно сделать, например, с помощью формулы тепловой потери атмосферы с ограничением по энергии [11].

Влияние потока жесткого УФ излучения звезды на состояние атмосферы горячей экзопланеты можно рассматривать как в нестационарном, так и в стационарном режимах. В первом случае речь идет о влиянии активных процессов, происходящих на звезде. В самом деле, наблюдения с помощью космических телескопов Kepler, Gaia и TESS показали, что активные звезды могут излучать энергию в диапазоне энергий $10^{30} - 10^{38}$ эрг [13, 14, 15], часть которой излучается в диапазоне жесткого УФ. Во втором случае речь идет о постоянном высоком потоке жесткого УФ излучения звезды. Такая ситуация может возникать, если родительской звездой горячей экзопланеты является молодая звезда типа T Tau (см., напр., [16]).

Однако высокие значения потока в жестком УФ диапазоне могут реализовываться и у молодых родительских звезд солнечного типа, т. е. звезд, которые относительно недавно вышли на главную последовательность. При этом величина XUV потока постепенно спадает с возрастом звезды. Так, например, в работе [17] на основе анализа наблюдений (на обсерваториях HST, FUSE, EUVE) шести звезд солнечного типа (спектральных классов G0–G2) разных возрастов (от 0.1 до 6.7 млрд. лет) было определено, что поток жесткого УФ излучения в разных полосах может изменяться с возрастом по степенному закону $F_{\text{XUV}} = \alpha t^{-\beta}$, где t — возраст звезды в млрд. лет, α и β — фитируемые параметры для каждой отдельной XUV полосы (см. [17, табл. 5]). Показатель степени β при этом убывает с ростом длины волны. В соответствии с представленными данными XUV поток при изменении возраста звезды с 0.1 млрд. лет до 6.7 млрд. лет спадает в 70 раз на длине волны 92 нм и в 200 раз на длине волны 10 нм. Более того, из реальных и модельных данных в работе [17, табл. 4] следует, что интегральный поток жесткого УФ излучения в интервале длин волн 10–92 нм у звезд EK Dra (возраст 0.1 млрд. лет), κ Ceti (0.67 млрд. лет), β Com (1.6 млрд. лет) в 78, 28 и 3.5 раза соответственно больше, чем у Солнца. Поток в мягком рентгеновском диапазоне (1–10 нм) у этих звезд больше солнечного в 310, 21 и 4 раза соответственно.

Стоит отметить, что представленная степенная зависимость получена всего по шести точкам. Безусловно, для построения более полной картины эволюции потока жесткого УФ излучения звезды требуется больше наблюдательных данных. При этом наблюдения звезд солнечного типа в этом диапазоне, особенно в интервале длин волн 36–92 нм, ограни-

чено из-за межзвездного поглощения и отсутствия соответствующих инструментов [18, 19]. Поэтому в последнее время разрабатываются методы определения F_{XUV} , связанные с нахождением корреляций между этим потоком и потоками в отдельных эмиссионных линиях звезды. В качестве таких эмиссионных линий обычно рассматривают H I Ly α [20], N V и Si IV [19], а также линии Ca II, H и K [18]. В последнем примере [18] с помощью разработанной методики авторы определили интегральные потоки жесткого УФ излучения для 51 звезды со спектральными классами G0–G9 в радиусе 50 пк от Земли. Анализ результатов этой работы показал, что у 34 звезд солнечного типа (среди представленной выборки), поток жесткого УФ излучения существенно превышает соответствующий поток от Солнца.

Структуру внешней атмосферы горячей экзопланеты можно исследовать в рамках одномерной аэрономической модели. Эти модели можно условно разделить на стационарные и нестационарные. В стационарных моделях [21, 22] изначально предполагается, что все гидродинамические величины (плотность, температура, скорость, концентрации компонентов) не зависят от времени и являются только функциями радиуса. В нестационарных моделях получаемое решение либо стремится к стационарному на больших временах, либо является квазистационарным. При этом уравнения гидродинамики можно решать как в лагранжевых [23, 24], так и в эйлеровых переменных [25, 26, 27, 28, 29, 30, 31]. Следует сказать, что применимость одномерных аэрономических моделей существенно ограничивают влияние звёздного ветра, гравитация материнской звезды, силы инерции, обусловленные орбитальным движением планеты, магнитное поле, а также неравномерный прогрев атмосферы.

В нашей недавней работе [6] была предложена одномерная аэрономическая модель, основанная на эйлеровых переменных. Первоначально предполагалось, что она будет использоваться для более корректного задания начальных условий в верхней атмосфере в рамках более полной трехмерной численной МГД модели протяженной оболочки горячего юпитера [7, 32, 33, 34, 35, 36, 37]. Однако после ряда доработок наша аэрономическая модель может использоваться и как самостоятельный инструмент для анализа тепловых и нетепловых процессов потери атмосферы и атмосферных эмиссий. В данной работе мы провели модификацию нашей модели с целью учета приливной силы, диффузии компонентов и теплопроводности. С помощью модифицированной модели мы изучаем структуру водородно-гелиевой верхней атмосферы горячего юпитера в зависимости

от величины потока жесткого УФ излучения родительской звезды.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 приведено описание численной модели. В разделе 3 представлены результаты численных расчетов для исследования зависимости структуры верхней атмосферы горячего юпитера от приливной силы, а также от величины потока жесткого УФ излучения родительской звезды. Основные выводы по работе сформулированы в Заключение.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

2.1. Основные уравнения

Для описания структуры верхней атмосферы горячего юпитера используется одномерная сферически-симметричная модель, основанная на приближении одножидкостной многокомпонентной гидродинамики [6]. В данной работе мы внесли несколько важных дополнений по сравнению с исходным вариантом модели. Поэтому для полноты изложения приведем использованную нами систему уравнений. В эйлеровых переменных (время t и радиальная координата r , отсчитываемая от центра планеты) эти уравнения можно записать в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{GM_{\text{pl}}}{r^2} + f_{\text{tidal}}, \quad (2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + \frac{P}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) = \quad (3)$$

$$= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \Gamma - \Lambda, \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_\alpha v) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_\alpha w_\alpha) + K_\alpha - n_\alpha L_\alpha.$$

Здесь ρ — плотность вещества, v — средняя массовая радиальная скорость, P — полное давление, ε — удельная внутренняя энергия, T — температура, G — гравитационная постоянная, M_{pl} — масса планеты. Последнее слагаемое f_{tidal} в правой части уравнения (2) описывает силу приливного взаимодействия от звезды. В уравнении энергии (3) λ — коэффициент теплопроводности, а величины Γ и Λ представляют собой объемные коэффициенты нагрева и охлаждения соответственно (измеряются в $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$). Для каждого компонента сорта α определены концентрация n_α , темп производства

K_α ($\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) и скорость расхода L_α (с^{-1}). Величина w_α определяет диффузионную скорость компонента сорта α , т. е. разность между средней массовой скоростью v и средней скоростью компонента v_α .

Для замыкания системы уравнений (1)–(4) используются уравнения состояния идеального газа

$$P = \frac{k_B \rho T}{\mu m_p}, \quad \varepsilon = \frac{k_B T}{(\gamma - 1) \mu m_p}, \quad (5)$$

где k_B — постоянная Больцмана, m_p — масса протона, $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты, μ — средний молекулярный вес. Мы рассматривали водородно-гелиевую атмосферу горячего юпитера. Учитывались следующие компоненты: H , H^- , H^+ , H_2 , H_2^+ , H_3^+ , He , He^+ , He H^+ , а также электроны e^- . Если известны концентрации всех ионных компонентов, то концентрацию электронов n_e можно найти из условия квазинейтральности плазмы. В нашей модели учитывались 32 двухчастичные химические реакции, включающие процессы фотоионизации и фотодиссоциации. Учитывалась также трехчастичная реакция образования молекул H_2 из двух атомов водорода, которая идет с участием некоторой дополнительной частицы.

Численный метод решения уравнений (1)–(4) описан в нашей работе [6]. Решение строится в расчетной области $r_{\min} \leq r \leq r_{\max}$ на неравномерной сетке с координатами узлов r_i , $i = 0, \dots, N$. Алгоритм основан на применении техники расщепления по физическим процессам и сводится к последовательному решению отдельных задач. Если в момент времени t^n распределение всех величин в расчетной области известно, то их значения в следующий момент времени $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ можно получить на отдельном этапе путем решения соответствующей подсистемы. В исходном варианте модели [6] использовались три подсистемы, которые соответствовали многокомпонентной гравитационной гидродинамике, химической кинетике, а также учету процессов нагрева и охлаждения. Уравнения многокомпонентной гидродинамики решаются численно с помощью схемы Роу-Эйнфельдта-Ошера [38], которая имеет повышенный порядок точности. В текущей версии численной модели добавляются два дополнительных этапа алгоритма, описывающие диффузию и теплопроводность. Эти блоки более подробно описаны в разделах 2.3 и 2.4 соответственно.

2.2. Приливная сила

В неинерциальной системе отсчета, вращающейся вместе с двойной системой «звезда-планета»

с угловой скоростью $\vec{\Omega}$, поле потенциальных сил в точке $\vec{r}$ описывается потенциалом Роша (см., напр., [38])

$$\Phi = -\frac{GM_{\text{pl}}}{|\vec{r} - \vec{r}_{\text{pl}}|} - \frac{GM_{\text{st}}}{|\vec{r} - \vec{r}_{\text{st}}|} - \frac{1}{2} \left[\vec{\Omega} \times (\vec{r} - \vec{r}_{\text{c}}) \right]^2, \quad (6)$$

где M_{st} — масса звезды, а векторы $\vec{r}_{\text{pl}}$, $\vec{r}_{\text{st}}$, $\vec{r}_{\text{c}}$ определяют положения центра планеты, центра звезды и центра масс соответственно. Абсолютная величина угловой скорости $\Omega = \sqrt{G(M_{\text{pl}} + M_{\text{st}}) / A^3}$, где A — большая полуось орбиты планеты. Рассмотрим сферическую систему координат (r, θ, φ) с началом в центре планеты. Будем считать, что центр звезды располагается в точке с координатами $r = A$, $\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$. Тогда выражение для потенциала Роша примет следующий вид:

$$\Phi = -\frac{GM_{\text{pl}}}{r} - \frac{GM_{\text{st}}}{\sqrt{r^2 + A^2 - 2A \sin \theta \cos \varphi}} - \frac{\Omega^2}{2} (r^2 \sin^2 \theta + r_{\text{c}}^2 - 2rr_{\text{c}} \sin \theta \cos \varphi). \quad (7)$$

Радиальный компонент удельной силы, действующей на элемент атмосферы, будет определяться радиальным компонентом градиента потенциала Роша,

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial r} = -\frac{GM_{\text{pl}}}{r^2} + f_{\text{tidal}}. \quad (8)$$

При этом приливная сила оказывается равной

$$f_{\text{tidal}} = -\frac{GM_{\text{st}}(r - A \sin \theta \cos \varphi)}{(r^2 + A^2 - 2Ar \sin \theta \cos \varphi)^{3/2}} + \frac{G(M_{\text{pl}} + M_{\text{st}})}{A^3} \sin \theta \left(r \sin \theta - \frac{AM_{\text{st}}}{M_{\text{pl}} + M_{\text{st}}} \cos \varphi \right). \quad (9)$$

Для горячих юпитеров типичное значение отношения масс $M_{\text{pl}} / M_{\text{st}} \approx 10^{-3}$. Поэтому в последнем слагаемом правой части (9) можно пренебречь массой планеты по сравнению с массой звезды. Кроме того, в аэрономической модели величину r / A можно считать малой. Разлагая правую часть (9) в ряд по степеням r / A и ограничиваясь линейным членом, находим

$$f_{\text{tidal}} = \frac{GM_{\text{st}}}{A^3} r (3 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi - \cos^2 \theta). \quad (10)$$

В приводимых ниже расчетах мы рассматривали структуру атмосферы в направлении на центр звезды

(подзвездная точка). Такому направлению соответствуют углы $\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$. Выражение для приливной силы в этом случае упрощается и принимает вид:

$$f_{\text{tidal}} = \frac{3GM_{\text{st}}r}{A^3}. \quad (11)$$

В точках, расположенных с противоположной стороны планеты (ночная сторона), приливная сила определяется тем же выражением (11). На линии орбиты $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$, $3\pi/2$ приливная сила оказывается равной нулю. Вдоль оси вращения планеты $f_{\text{tidal}} < 0$. В этом случае действие приливной силы будет приводить к замедлению планетного ветра.

Точность такого приближения можно оценить, сравнивая положения соответствующих внутренних точек Лагранжа L_1 . Для горячего юпитера HD 209458b точка L_1 расположена на расстоянии $r_1 = 0.058A$ от центра планеты. Из приближенной формулы (11) для приливной силы получаем

$$r_1 = A \left(\frac{1}{3} \frac{M_{\text{pl}}}{M_{\text{st}}} \right)^{1/3} = 0.056A, \quad (12)$$

что дает погрешность порядка 9%.

2.3. Диффузия

На этапе учета диффузии задача сводится к решению уравнения

$$\frac{\partial n_{\alpha}}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_{\alpha} w_{\alpha}). \quad (13)$$

Диффузионная скорость определяется следующим выражением (см., напр., [39]):

$$w_{\alpha} = D_{\alpha} \left[\frac{\partial}{\partial r} \ln \frac{n_{\alpha}}{n} + \left(1 - \frac{m_{\alpha}}{m} \right) \frac{\partial}{\partial r} \ln P + \alpha_{T,\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \ln T \right] + K_E \frac{\partial}{\partial r} \ln \frac{n_{\alpha}}{n}, \quad (14)$$

где D_{α} — коэффициент молекулярной диффузии, $\alpha_{T,\alpha}$ — коэффициент термодиффузии, K_E — коэффициент турбулентной (eddy) диффузии, n — полная концентрация газа, m_{α} — масса частицы сорта α , m — средняя молекулярная масса смеси. С учетом уравнения состояния $P = k_B n T$ удобно это соотношение переписать в виде

$$w_{\alpha} = \eta_{\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \ln n_{\alpha} + u_{\alpha}, \quad (15)$$

где

$$\eta_\alpha = D_\alpha + K_E, \quad (16)$$

$$u_\alpha = D_\alpha \left(1 - \frac{m_\alpha}{m} + \alpha_{T,\alpha} \right) \frac{\partial}{\partial r} \ln T - \left(\frac{m_\alpha}{m} D_\alpha + K_E \right) \frac{\partial}{\partial r} \ln n. \quad (17)$$

Коэффициенты молекулярной диффузии определяются парными столкновениями частиц. Если обозначить через $D_{\alpha\beta}$ соответствующий коэффициент для пары частиц сортов α и β , то полный коэффициент диффузии можно найти с помощью усреднения по смеси [40],

$$\frac{1}{D_\alpha} = \frac{1}{n} \sum_{\beta \neq \alpha} \frac{n_\beta}{D_{\alpha\beta}}. \quad (18)$$

Коэффициенты диффузии $D_{\alpha\beta}$ определяются отдельными выражениями для каждого типа парных столкновений.

Для аппроксимации столкновений нейтралов с нейтралами в работе [40, общая ф-ла (15.22)] в предположении, что сталкиваются сферы, отличающиеся от жестких сфер, для парного коэффициента диффузии (в единицах $\text{см}^2/\text{с}$) получено выражение вида:

$$D_{\alpha\beta} = 1.96 \times 10^6 \left(\frac{1}{m_\alpha} + \frac{1}{m_\beta} \right)^{1/2} \frac{T^{1/2}}{n}. \quad (19)$$

Для аппроксимации коэффициентов диффузии в случае столкновений ионов с нейтралами в работе [41] приведена формула:

$$D_{\alpha\beta} = 4.13 \times 10^{-8} \frac{1}{\sqrt{\gamma_n Z_i^2}} \left(\frac{1}{m_\alpha} + \frac{1}{m_\beta} \right)^{1/2} \frac{T}{n}, \quad (20)$$

где Z_i — зарядовое число иона, а коэффициент γ_n описывает поляризуемость нейтрального атома или молекулы. Эта величина для различных нейтральных частиц изменяется незначительно и приблизительно равна 10^{-24}см^3 (см. [42, табл. 4.1]). Для атома водорода, атома гелия и молекулы водорода значения этого коэффициента приведены в табл. 1. В случае столкновений ионов с ионами в работе [41] для коэффициентов диффузии предложено использовать выражение

$$D_{\alpha\beta} = 1.29 \times 10^{-3} \frac{1}{Z_\alpha^2 Z_\beta^2 \ln \Lambda_K} \left(\frac{1}{m_\alpha} + \frac{1}{m_\beta} \right)^{1/2} \frac{T^{5/2}}{n}, \quad (21)$$

Таблица 1. Некоторые коэффициенты, используемые для описания процессов, связанных с нейтральными частицами

Компонент	$\gamma_n 10^{-24} \text{см}^3$	A_α	β_α
H	0.67	379	0.69
He	0.21	223	0.77
H ₂	0.82	299	0.69

Примечание. Параметр γ_n характеризует поляризуемость нейтральной частицы $[\text{см}^3]$. Коэффициенты A_α и β_α определяют аппроксимацию (28) коэффициента теплопроводности λ $[\text{эрг} \cdot \text{см}^{-1} \text{с}^{-1} \text{K}^{-1}]$ для нейтральных частиц.

где $\ln \Lambda_K$ — кулоновский логарифм,

$$\Lambda_K = 1.26 \times 10^4 \left(\frac{T^3}{n_e} \right)^{1/2}. \quad (22)$$

Коэффициенты термодиффузии для нейтральных частиц были взяты равными $\alpha_T = -0.38$, а для частиц всех остальных сортов $\alpha_T = 0$ [40]. Значение коэффициента турбулентной диффузии в нашей модели верхней атмосферы горячего юпитера принималось равным постоянному значению $K_E = 10^8 \text{см}^2/\text{с}$ [27].

Для численного решения уравнения диффузии (13) в нашей модели использовалась неявная абсолютно устойчивая разностная схема [43]. Поскольку при этом получается система нелинейных алгебраических уравнений, то для реализации схемы организуется итерационный процесс. Расчет продолжается до сходимости итерационного процесса. Возникающие на каждом шаге итераций системы линейных алгебраических уравнений решаются методом скалярной прогонки. При этом мы используем потоковый вариант прогонки [44], который дает более точное решение в случае жестких задач диффузии.

Следует заметить, что диффузионное приближение остается справедливым, если скорость диффузии w_α не слишком высока. Однако во внешних частях гидростатической атмосферы, модель которой мы используем в начальных условиях, значения коэффициентов диффузии могут получиться очень большие. Поэтому в нашей модели использовались ограничения скорости диффузии следующего вида:

$$\left| \eta_\alpha \frac{\partial n_\alpha}{\partial r} \right| \leq n_\alpha w_{\max}, \quad |u_\alpha| \leq w_{\max}, \quad (23)$$

где $w_{\max}$ — параметр ограничителя. В расчетах мы задавали $w_{\max}$ равным 10% скорости звука. В качестве граничных условий использовались условия

отсутствия диффузионного потока $n_\alpha w_\alpha$ на внутренней $r = r_{\min}$ и внешней $r = r_{\max}$ границах.

2.4. Теплопроводность

Учет теплопроводности на отдельном этапе алгоритма сводится к решению уравнения для температуры:

$$\rho c_V \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (24)$$

где величина

$$c_V = \frac{k_B}{(\gamma - 1) \mu m_p} \quad (25)$$

представляет собой удельную теплоемкость идеального газа при постоянном объеме. На этапе решения задачи теплопроводности предполагается, что все величины, за исключением температуры T , не изменяются со временем.

Для ионной теплопроводности в нашей модели используются следующие выражения [40]:

$$\lambda_{\alpha'} = 7.37 \times 10^{-8} \sqrt{\frac{m_p}{m_{\alpha'}}} T^{5/2}, \quad (26)$$

$$\lambda_i = \frac{1}{n_i} \sum_{\alpha'} n_{\alpha'} \lambda_{\alpha'}, \quad (27)$$

где n_i — концентрация ионов, а суммирование проводится по всем сортам ионов α' . Для теплопроводности, обусловленной нейтралами, используются выражения из работы [27]:

$$\lambda_{\alpha''} = A_{\alpha''} T^{\beta_{\alpha''}}, \quad (28)$$

$$\lambda_n = \frac{1}{n_n} \sum_{\alpha''} n_{\alpha''} \lambda_{\alpha''}, \quad (29)$$

где n_n — концентрация нейтралов, а суммирование проводится по всем сортам нейтральных частиц α'' . Значения аппроксимационных коэффициентов $A_{\alpha''}$ и $\beta_{\alpha''}$ приведены в табл. 1. Для электронной теплопроводности мы используем выражение [40]:

$$\lambda_e = 1.2 \times 10^{-6} T^{5/2}. \quad (30)$$

Заметим, что здесь не учитываются столкновения электронов с нейтралами, поскольку такая поправка проявляет себя только при очень низких степенях ионизации. Полный коэффициент молекулярной теплопроводности определяется выражением

$$\lambda = \lambda_n + \lambda_i + \lambda_e. \quad (31)$$

Также, как и для уравнения диффузии, для численного решения уравнения теплопроводности (24) используется неявная абсолютно устойчивая разностная схема [43]. Коэффициент теплопроводности λ зависит от температуры. Поэтому для реализации схемы организуется итерационный процесс, который выполняется до сходимости. На каждом шаге итераций система линейных алгебраических уравнений решается методом скалярной прогонки. При этом используется потоковый вариант прогонки [44], дающий более точное решение.

На внешней границе $r = r_{\max}$ задавалось условие отсутствия теплового потока $\lambda \partial T / \partial r = 0$. На внутренней границе $r = r_{\min}$ необходимо учесть тепловой поток, идущий из недр планеты. Дело в том, что в приближении лучистой теплопроводности полный коэффициент $\lambda = \lambda_{\text{mol}} + \lambda_{\text{rad}}$, где λ_{mol} — коэффициент молекулярной теплопроводности (31), а

$$\lambda_{\text{rad}} = \frac{4ac}{3\kappa} T^3 \quad (32)$$

определяет лучистую теплопроводность. Здесь a — постоянная Стефана, c — скорость света, κ — удельный коэффициент поглощения, усредненный по Росселанду. Вблизи фотометрической поверхности удельную непрозрачность можно оценить на основе данных, приведенных в работах [45, 46]. В первой работе [45] усредненные значения непрозрачностей были вычислены для околозвездного пространства в диапазоне температур $10^{2.8} - 10^6$ К и давлений $10^{-10} - 10^6$ дин/см². В работе [46], в свою очередь, расчеты коэффициента непрозрачности были произведены для более холодных сред — атмосфер ультрахолодных карликов и планет-гигантов. Диапазон температур в работе [46], таким образом, составил $10^{1.9} - 10^{3.6}$ К. В этой работе авторы также расширили диапазон по давлению до $10^0 - 10^{8.5}$ дин/см² по сравнению с более ранней работой [47]. Из [45] для солнечного химического состава путем двумерной интерполяции по давлению P и температуре T находим $\kappa = 7.3 \times 10^{-3}$ см²/г. Значение удельной непрозрачности для наших параметров атмосферы получается равным $\kappa = 3.5 \times 10^{-4}$ см²/г. С учетом этих значений в верхней атмосфере лучистой теплопроводностью можно пренебречь. Однако в области под фотометрической поверхностью этот процесс играет важную роль и, в частности, определяет наблюдаемую эффективную температуру $T_{\text{atm}} \approx 1000$ К горячего юпитера.

Предположим, что перенос тепла в верхней атмосфере осуществляется только за счет молекулярной теплопроводности, а под фотометрической поверхностью — только за счет лучистой теплопроводности. Поскольку мы решаем задачу в области верхней атмосферы, то в качестве внутреннего граничного условия необходимо использовать соотношение

$$-\lambda_{\text{mol}} \frac{\partial T}{\partial r} = q_{\text{rad}}, \quad (33)$$

где тепловой поток от планеты

$$q_{\text{rad}} = \frac{ac}{4} T_{\text{atm}}^4. \quad (34)$$

Однако в данной постановке задачи это условие неудобно тем, что приводит к слишком сильным градиентам температуры вблизи внутренней границы. Поэтому в нашей модели вместо выражения (33) используется более мягкое граничное условие, позволяющее сгладить градиент температуры. Введем фиктивный поглощающий слой, толщина Δr которого равна размеру самой внутренней ячейки расчетной сетки. При этом центр этого слоя совпадает с положением внутренней границы $r = r_{\text{min}}$. Тогда, пренебрегая в этом слое молекулярной теплопроводностью λ_{mol} , граничное условие в разностной схеме можно написать как

$$-\lambda_{\text{rad}} \frac{T_{1/2} - T_{-1/2}}{\Delta r} = q_{\text{rad}}, \quad (35)$$

где $T_{1/2}$ и $T_{-1/2}$ — значения температуры в соседних ячейках справа и слева от внутренней границы. На каждом шаге p итерационного процесса это условие принимает вид

$$T_{-1/2}^{(p+1)} - T_{1/2}^{(p+1)} = \frac{3}{16} \Delta \tau T_{\text{atm}}^4 \left(T_{1/2}^{(p)} \right)^{-3}, \quad (36)$$

где $\Delta \tau = \kappa \rho \Delta r$ — оптическая толщина поглощающего слоя. Для используемых нами параметров верхней атмосферы значения $\Delta \tau$ получаются порядка $10^{-3} - 10^{-2}$. Однако с помощью фиктивного поглощающего слоя мы учитываем поток излучения из недр планеты, а не из верхней атмосферы. Поскольку плотность вещества под фотометрической поверхностью может быть существенно выше, то в наших расчетах мы принимали значение $\Delta \tau = 10$.

Заметим, что эффект от использования граничного условия (36) проявляется лишь в моделях с достаточно высоким значением давления на внутренней границе. Если это давление низкое, вещество атмосферы полностью прогревается жестким излучением

звезды. В этом случае тепловой поток от планеты не будет играть существенной роли. Если давление на внутренней границе достаточно высокое, то поток жесткого излучения от звезды будет поглощаться атмосферой. Поэтому в этом случае без учета теплового потока от планеты мы получили бы на фотометрической поверхности температуру, которая была бы ниже наблюдаемой эффективной температуры.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

3.1. Параметры моделей

Моделирование структуры верхней атмосферы проведено для типичного горячего юпитера HD 209458b [48]. Масса данной планеты $M_{\text{pl}} = 0.69 M_J$, а фотометрический радиус $R_{\text{pl}} = 1.38 R_J$, где M_J и R_J — масса и радиус Юпитера соответственно. Родительская звезда относится к спектральному классу G0. Период обращения планеты вокруг звезды составляет 84.6 ч., а большая полуось орбиты $A = 10.2 R_{\odot}$.

Внутренняя точка Лагранжа L_1 , как следует из формулы (12), расположена на расстоянии $4.2 R_{\text{pl}}$ от центра планеты. За пределами полости Роша горячего юпитера решение задачи будет существенно отличаться от сферически-симметричного. Из этих соображений внешняя граница расчетной области была задана равной $r_{\text{max}} = 5 R_{\text{pl}}$. В качестве внутренней границы использовалась фотометрическая поверхность, $r_{\text{min}} = R_{\text{pl}}$.

В начальный момент времени химический состав верхней атмосферы задавался постоянным. Во всех моделях параметр $[\text{He} / \text{H}]$, равный отношению числа ядер гелия к числу ядер водорода, считался равным 0.05, что приблизительно соответствует солнечному химическому составу. Предполагалось, что в начальный момент времени верхняя атмосфера находится в состоянии гидростатического равновесия при заданном профиле температуры $T(r)$. На фотометрическом радиусе фиксировалось постоянное значение давления P_{atm} . При задании граничных условий для остальных величин использовались экстраполяции второго порядка по значениям во внутренних ячейках. На внешней границе использовались свободные граничные условия.

Величину P_{atm} удобно представить в виде: $P_{\text{atm}} = k_B n_{\text{atm}} T_{\text{atm}}$, где эффективная температура фиксировалась значением $T_{\text{atm}} = 1200$ К, а концентрация n_{atm} варьировалась. Мы рассмотрели модели с значениями концентрации n_{atm} равными 10^{12} см^{-3} , 10^{13} см^{-3} и 10^{14} см^{-3} . Кроме того, мы варьировали величину потока жесткого УФ излучения звезды.

Обозначим соответствующий поток для современного спокойного Солнца через F_{XUV}^0 . В наших расчетах задавались значения потока жесткого излучения F_{XUV} , равные F_{XUV}^0 (модели 1X), $10 F_{\text{XUV}}^0$ (модели 10X) и $100 F_{\text{XUV}}^0$ (модели 100X). Таким образом, полная сетка моделей содержит 9 вариантов. Подчеркнем, что в качестве исходной величины F_{XUV}^0 в модели использовалось не полное значение потока излучения, а его спектральная зависимость от длины волны для спокойного Солнца. С помощью этой зависимости путем интегрирования по всем длинам волн из XUV диапазона вычисляются скорости фотоионизации и фотодиссоциации, которые входят в правые части уравнения (4), а также функция нагрева Γ , входящая в правую часть уравнения энергии (3).

Модели верхней атмосферы горячего юпитера 10X и 100X с повышенным значением потока жесткого излучения реализуются, например, в случае молодых родительских звезд типа Т Тау. Кроме того, как было отмечено во Введении, такими высокими значениями

потока в жестком УФ диапазоне характеризуются и некоторые молодые родительские звезды солнечного типа, относительно недавно вышедшие на главную последовательность. Анализ, проведенный в работе [18], показал, что в выборке из 51 звезды со спектральными классами G0 V–G9 V в радиусе 50 пк от Земли у 9 из этих звезд $F_{\text{XUV}} > 10 F_{\text{XUV}}^0$, а у одной звезды (EK Dra) $F_{\text{XUV}} > 100 F_{\text{XUV}}^0$. Таким образом, рассмотрение моделей 10X и 100X в нашей работе является вполне приемлемым.

3.2. Влияние приливной силы

Для исследования эффекта приливной силы мы провели два расчета, соответствующим значениям параметров $n_{\text{atm}} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и 1X. В одном варианте приливная сила учитывалась, а в другом нет. Результаты расчетов представлены на рис. 1. На графиках показаны высотные профили плотности ρ , температуры T , скорости v и степени ионизации $x_{\text{ion}} = \rho_i / \rho$, где ρ_i — плотность ионов.

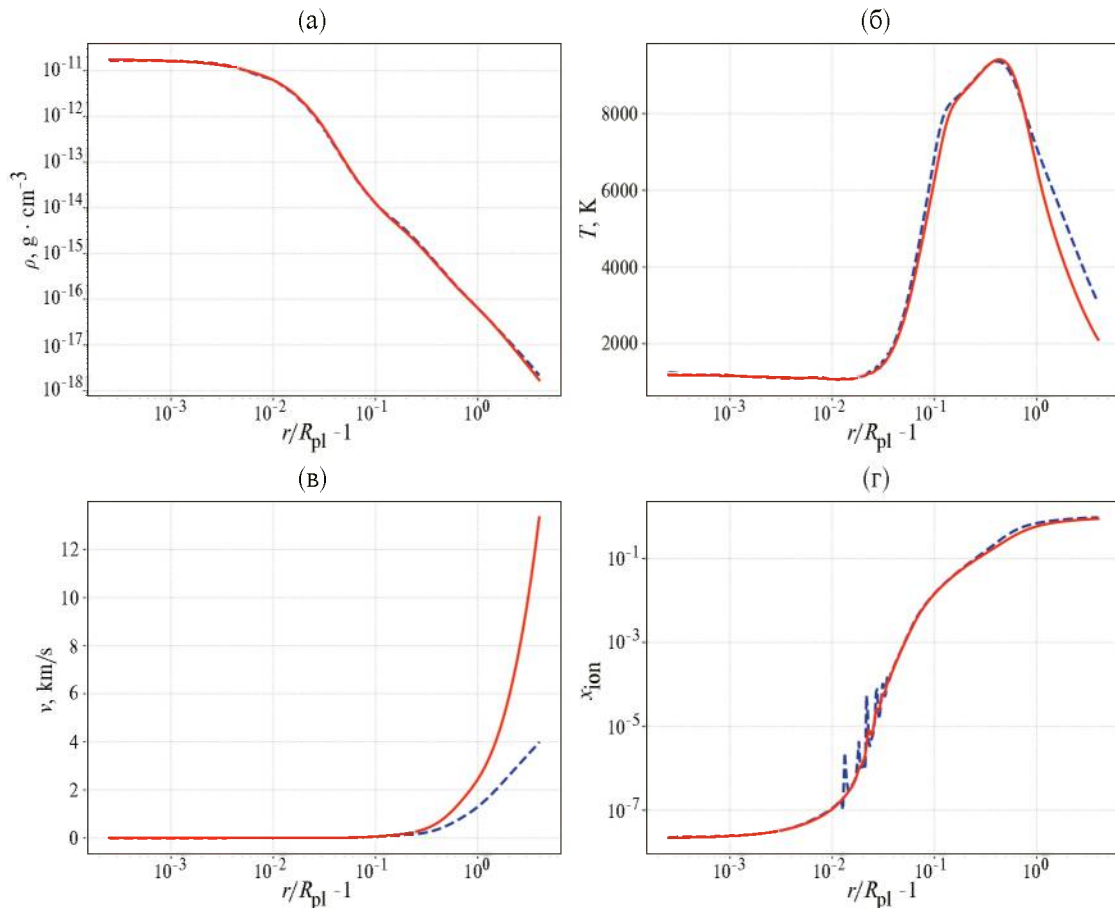


Рис. 1. Профили плотности (вверху слева), температуры (вверху справа), скорости (внизу слева) и степени ионизации (внизу справа) в верхней атмосфере горячего юпитера, полученные с учетом (красные сплошные линии) и без учета (синие штриховые линии) приливной силы.

Наличие приливной силы приводит к дополнительному ускорению планетного ветра. Скорость ветра на внешней границе в модели без приливной силы оказывается равной $1/3$ от скорости ветра в модели с приливной силой. В результате учет приливной силы приводит к меньшим значениям плотности и температуры (из-за адиабатического охлаждения) вблизи внешней границы. Профили степени ионизации оказываются практически одинаковыми. Небольшие вариации x_{ion} на высотах порядка $0.05 R_{\text{pl}}$ обусловлены формированием облачного слоя, который был обнаружен нами в нашей недавней работе [6].

Как уже говорилось в разделе 2.2, приливная сила f_{tidal} обращается в нуль на линии орбиты планеты. Однако все эти точки лежат на терминаторе, на котором условия освещенности существенно отличаются от условий в подзвездной точке. Решение без приливной силы удобнее интерпретировать как решение на дневной стороне, соответствующее значению азимутального угла $\varphi = 0$. В этом случае условие равенства нулю приливной силы (10) дает $\theta = \pi/3$ и $\theta = 2\pi/3$. Условия освещенности для этих двух направлений можно описать с помощью зенитного угла $\chi = \pi/6$. Поэтому оптическая толщина в этих двух направлениях приблизительно изменится на фактор $1/\cos\chi = 2/\sqrt{3}$, близкий к единице.

Полученные стационарные решения характеризуются постоянным значением параметра $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v$, определяющего темп потери массы планеты вследствие планетного ветра. При учете приливной силы f_{tidal} решение, вообще говоря, не является строго сферически-симметричным. Мы рассматриваем решение вдоль некоторого направления, которое определяется значением углов θ и φ . Поэтому параметр $\dot{M}$ не совпадает с точным значением темпа потери массы $\dot{M}_{\text{pl}}$ и может отличаться от него в несколько раз.

В представленных решениях мы получили следующие значения параметра $\dot{M}$. В решении без учета приливной силы $\dot{M} = 2.98 \times 10^{10}$ г/с, а в решении с учетом приливной силы $\dot{M} = 7.32 \times 10^{10}$ г/с. Таким образом, учет приливной силы приводит к росту $\dot{M}$ в 2.5 раза. Эти параметры определяют минимальное и максимальное значения $\dot{M}$ на дневной стороне планеты. Планетный ветер вблизи терминатора и, тем более, на ночной стороне планеты по своим характеристикам должен сильно отличаться от ветра на дневной стороне в силу существенных отличий в условиях освещенности.

3.3. Влияние потока жесткого излучения

В данном разделе представлены результаты расчетов для сетки моделей, в которых варьировались давление P_{atm} на фотометрической поверхности (соответствующие концентрации n_{atm} задавались равными 10^{12} см^{-3} , 10^{13} см^{-3} и 10^{14} см^{-3}) и величина потока жесткого УФ излучения F_{XUV} (1X, 10X, 100X). Во всех вариантах расчета учитывалась приливная сила (11).

На рис. 2 показаны полученные высотные профили плотности (слева) и температуры (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для всех указанных моделей. В целом можно сказать, что увеличение потока жесткого излучения приводит к росту плотности и температуры в атмосфере планеты. В моделях $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ во внутренних частях атмосферы наблюдается некоторое понижение плотности (левая верхняя панель на рис. 2). Это обусловлено тем, что при заданных в этой модели условиях данная область эффективно прогревается излучением звезды, что приводит к росту температуры (правая верхняя панель на рис. 2). Напомним, что в каждой нашей модели значение давления на фотометрической поверхности поддерживалось постоянным.

Профили температуры имеют стандартный для горячих юпитеров вид (см., напр., [21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31]). В самых глубоких слоях атмосферы температура оказывается близкой к эффективной температуре планеты $T_{\text{atm}} = 1200$ К. Исключения составляют модели с низким значением концентрации $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, в которых происходит существенный прогрев внутренних слоев. На высотах порядка $0.5 R_{\text{pl}}$ температура достигает максимума. При этом чем выше поток жесткого излучения, тем больше максимальное значение температуры. В этой области происходит формирование планетного ветра. Во внешней зоне температура монотонно падает с высотой.

Формирующееся гидродинамическое истечение является трансзвуковым. На рис. 3 показаны высотные профили скорости газа v (жирные линии) и скорости звука $c_s = \sqrt{\gamma P / \rho}$ (тонкие линии) для всех рассчитанных моделей. Как следует из рисунка, во внутренних частях атмосферы течение является дозвуковым, а во внешних частях становится сверхзвуковым. Увеличение потока жесткого УФ излучения родительской звезды приводит к росту скорости планетного ветра. Исключением являются модели $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ 10X и 100X (верхняя панель на рис. 3), в которых наблюдается насыщение скорости

ветра. Звуковая точка, в которой происходит смена режима течения, с увеличением потока излучения приближается к фотометрической поверхности. Характерные скорости на внешней границе лежат в диапазоне от 12 до 25 км/с.

На левых панелях рис. 4 показаны высотные профили концентраций компонентов n_α для моделей $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ 1X, 10X и 100X. В самых глубоких слоях атмосферы доминирует молекулярный водо-

род, хотя концентрации атомарного водорода и гелия также относительно высоки. В переходной зоне концентрация молекулярного водорода падает, а вещество атмосферы состоит в основном из нейтральной смеси атомов водорода и гелия. Во внешних частях атмосфера ионизируется излучением звезды и состоит из водородно-гелиевой плазмы. Концентрации остальных фракций остаются относительно низкими. Среди них важную роль играют молекулы H_3^+ ,

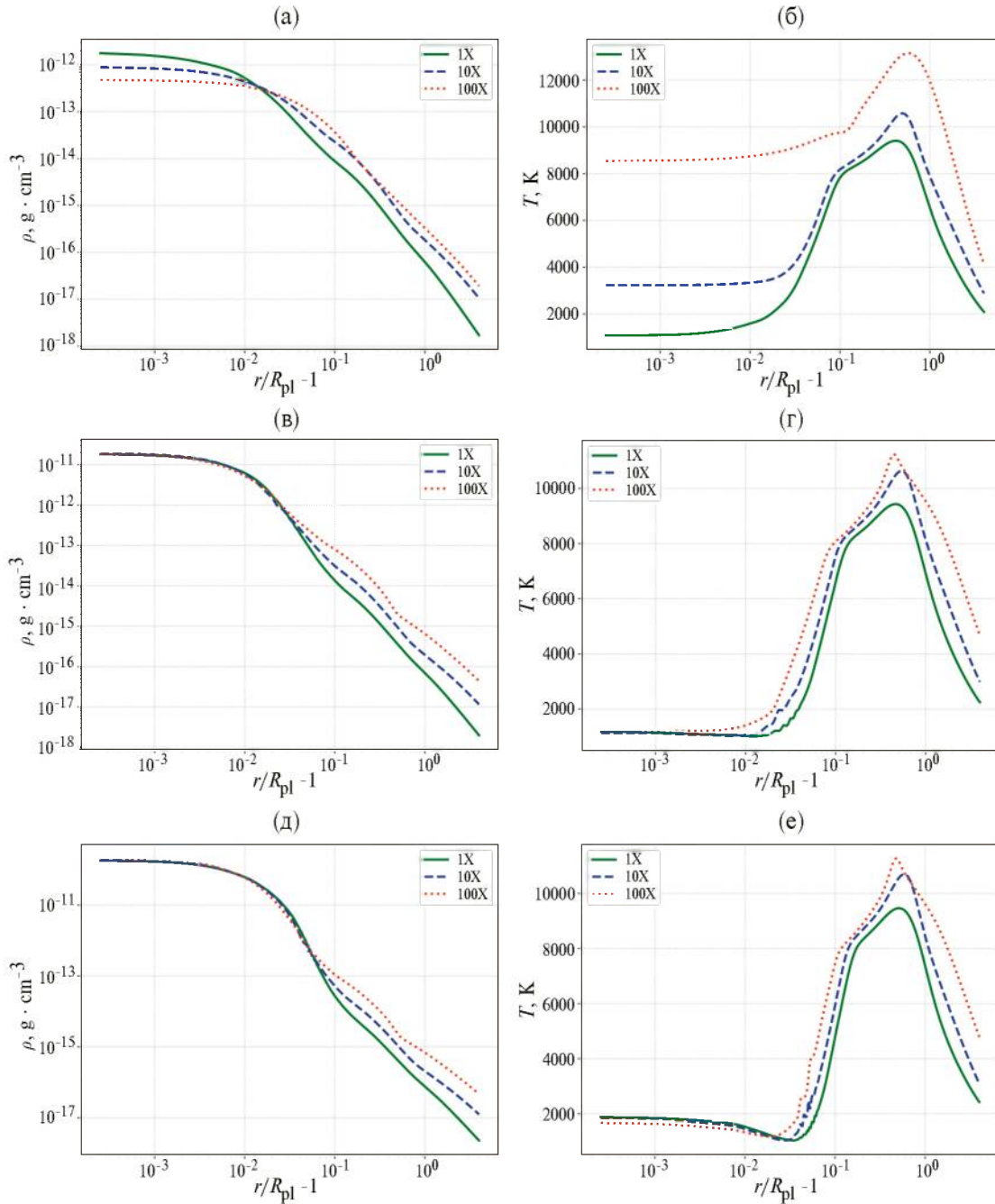


Рис. 2. Профили плотности (слева) и температуры (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для моделей $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (вверху), $n_{\text{atm}} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (в центре) и $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (внизу).

которые определяют тепловой баланс внутренних слоев атмосферы. В области формирования облачного слоя $1.03 R_{\text{pl}} \leq r \leq 1.07 R_{\text{pl}}$ появляются заметные колебания значений концентрации ряда компонентов, обусловленные, по-видимому, развитием тепловой неустойчивости [49] в химически реагирующем газе [50]. Это явление обсуждалось в нашей работе [6].

С увеличением потока жесткого УФ излучения звезды структура внутренней части атмосферы изменяется слабо. Однако внешние слои атмосферы горячего юпитера становятся более ионизованными. В частности, высоты, на которых выполняются равенства концентраций нейтралов и ионов $n_{\text{H}} = n_{\text{H}^+}$ и $n_{\text{He}} = n_{\text{He}^+}$ с увеличением потока излучения смещаются в более глубокие слои атмосферы. Интересно отметить, что рост потока жесткого излучения приводит к диссипации облачного слоя. При этом его положение и толщина не изменяются.

На правых панелях рис. 4 показаны высотные профили диффузионных скоростей компонентов w_{α} .

Во внутренних частях атмосферы диффузионные скорости малы. Во внешних частях наиболее значимыми являются диффузионные скорости нейтральных фракций (молекулярный водород, атомарный водород и атомарный гелий). Кроме того, диффузия дает заметный вклад в области формирования облачного слоя. Наряду с теплопроводностью диффузия приводит к стабилизации неустойчивости, вызывающей образование облаков. С ростом потока жесткого УФ излучения родительской звезды роль диффузии ослабевает.

В нашей астрономической численной модели [6] основным источником нагрева верхней атмосферы горячих экзопланет-гигантов является поглощение жесткого УФ излучения родительской звезды. Соответствующая функция нагрева Γ_{ph} обусловлена всеми процессами фотоионизации и фотодиссоциации. Полная функция охлаждения Λ определяется суммой частных функций:

$$\Lambda = \Lambda_{\text{ff}} + \Lambda_{\text{rec}} + \Lambda_{\text{lin}} + \Lambda_{\text{ion}} + \Lambda_{\text{rad}}, \quad (37)$$

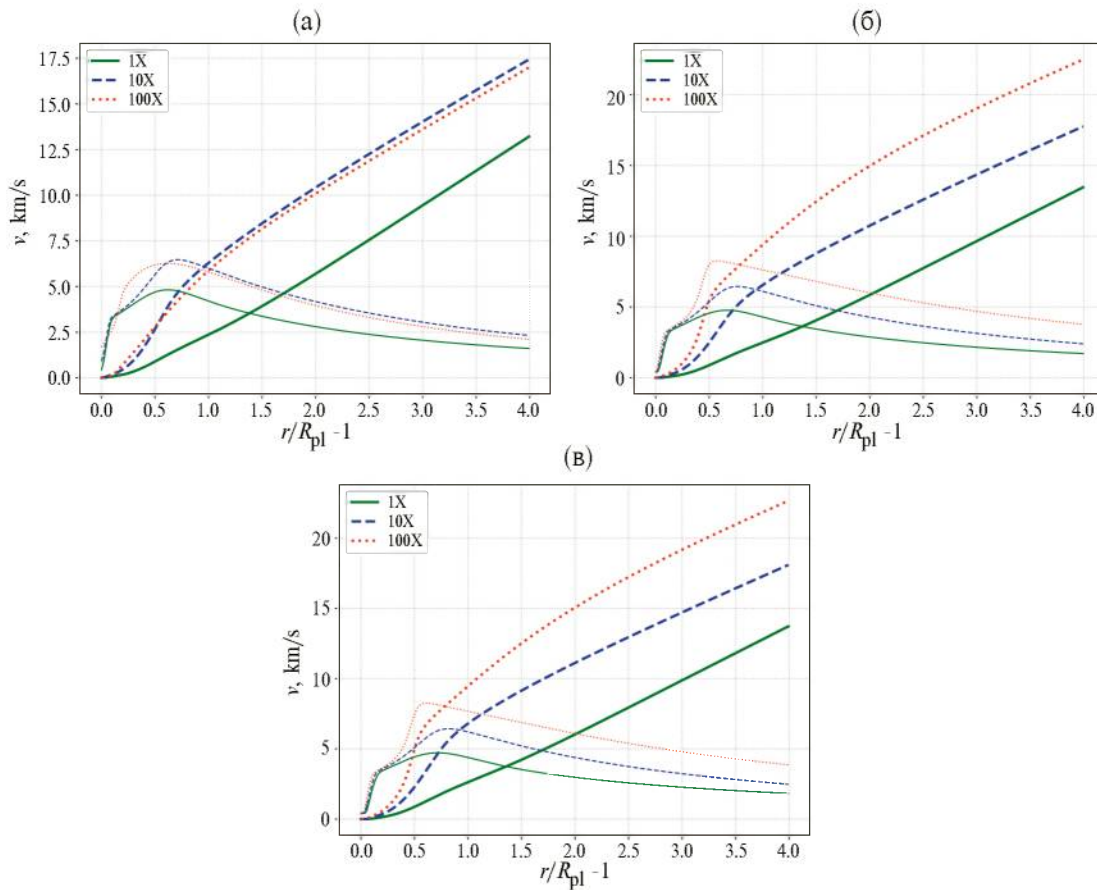


Рис. 3. Профили скорости газа v (жирные линии) и скорости звука c_s (тонкие линии) в верхней атмосфере горячего юпитера для моделей $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (вверху), $n_{\text{atm}} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (в центре) и $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (внизу).

где Λ_{ff} определяет охлаждение за счет излучения в непрерывном спектре вследствие свободно-свободных переходов, Λ_{rec} описывает охлаждение за счет рекомбинационного излучения, Λ_{lin} — функция охлаждения за счет излучения в линиях, Λ_{ion} — функция охлаждения за счет ионизации электронным ударом, Λ_{rad} — функция охлаждения за счет излучения молекул H_3^+ . Кроме того, определенный

вклад в тепловой баланс вносит теплопроводность, с которой можно соотнести функцию

$$\Lambda_{\text{cond}} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (38)$$

В отличие от функций охлаждения (37) эта функция может изменять знак. Поэтому она может

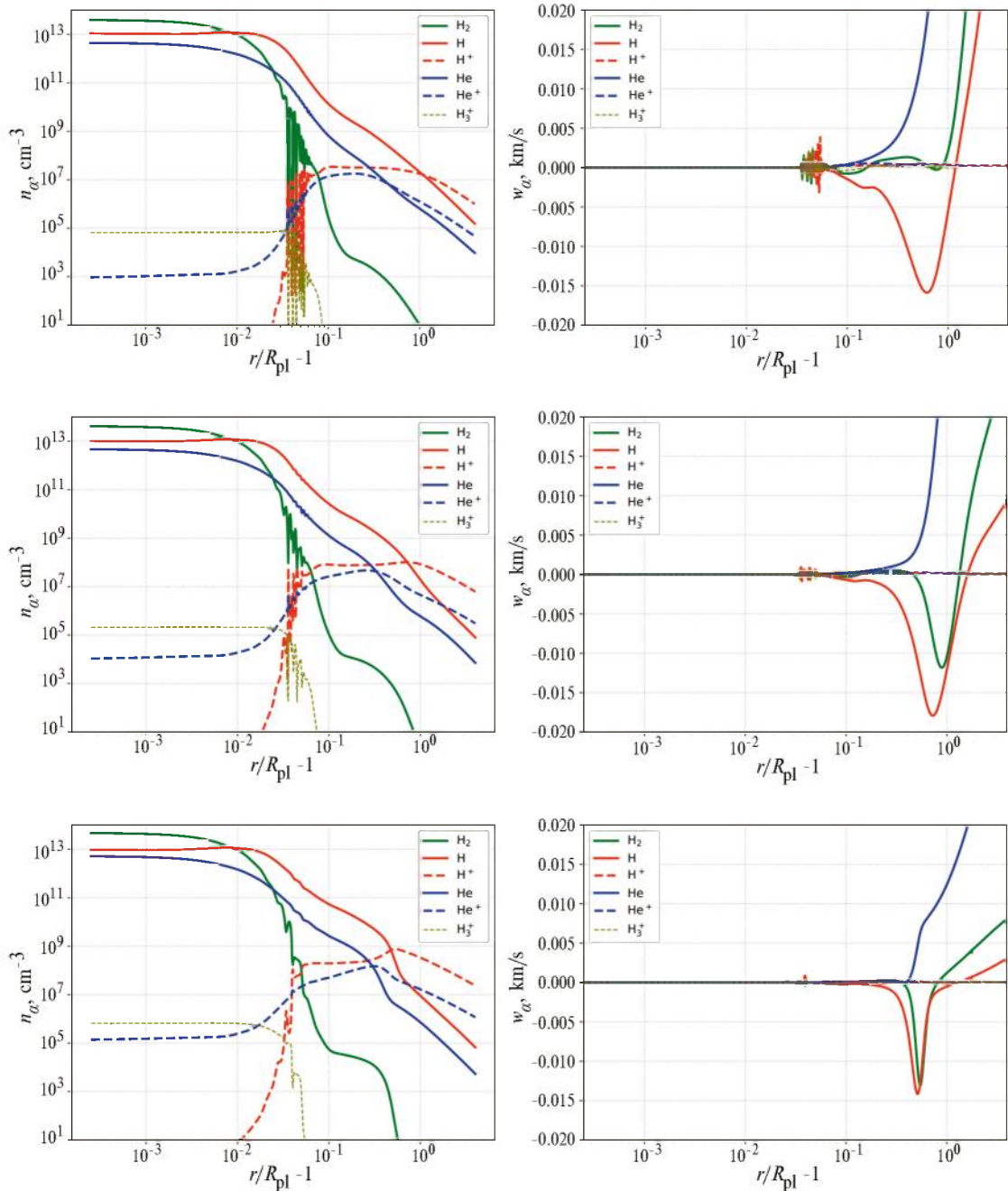


Рис. 4. Профили концентраций n_α (слева) и диффузионных скоростей w_α основных компонентов (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для модели $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ для потока жесткого излучения звезды 1X (вверху), 10X (в центре) и 100X (внизу).

приводить как к охлаждению, так и к нагреву. Следует заметить, что в движущейся среде полный тепловой баланс определяется также адвекцией внутренней энергии и адиабатическим охлаждением.

На рис. 5 представлены профили функций нагрева Γ_{ph} (сплошная жирная линия) и частных функций охлаждения Λ_{ff} , Λ_{rec} , Λ_{lin} , Λ_{ion} , Λ_{rad} и Λ_{cond} для моделей $n_{atm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ 1X, 10X и 100X. В тех случаях, когда функция Λ_{cond} оказывается положительной, она для удобства обозначена как функция нагрева Λ_{cond} .

Анализ рис. 5 позволяет заключить, что основным механизмом охлаждения во внутренних частях атмосферы горячего юпитера является излучение молекул H_3^+ . В области формирования облачного слоя существенную роль в установлении теплового баланса играет также теплопроводность. В промежуточной зоне среди механизмов охлаждения доминирует излучение в линиях нейтральных атомов (в основном, в линии $\text{Ly}\alpha$). В самых внешних частях атмосферы, где вещество оказывается почти полностью ионизованным, доминирует охлаждение за

счет свободно-свободных переходов. Однако еще больший вклад в этой области дает адиабатическое охлаждение в планетном ветре. Остальные механизмы охлаждения в тепловой баланс верхней атмосферы горячего юпитера не вносят какого-либо существенного вклада.

С увеличением потока жесткого УФ излучения звезды растет функция нагрева Γ_{ph} . Этот эффект проявляется даже в самых внутренних слоях атмосферы. Роль функций охлаждения не изменяется, поскольку зоны доминирования соответствующих механизмов остаются прежними. Однако во внешней части атмосферы локальные значения самих частных функций охлаждения в целом возрастают.

В табл. 2 приведены значения параметра $\dot{M}$ для всех рассчитанных моделей. Темп потери массы растет по мере увеличения потока жесткого УФ излучения звезды F_{XUV} . Для каждого значения концентрации n_{atm} мы рассматривали только три варианта потока. Тем не менее, во всех случаях получается нелинейная зависимость $\dot{M}$ от величины потока

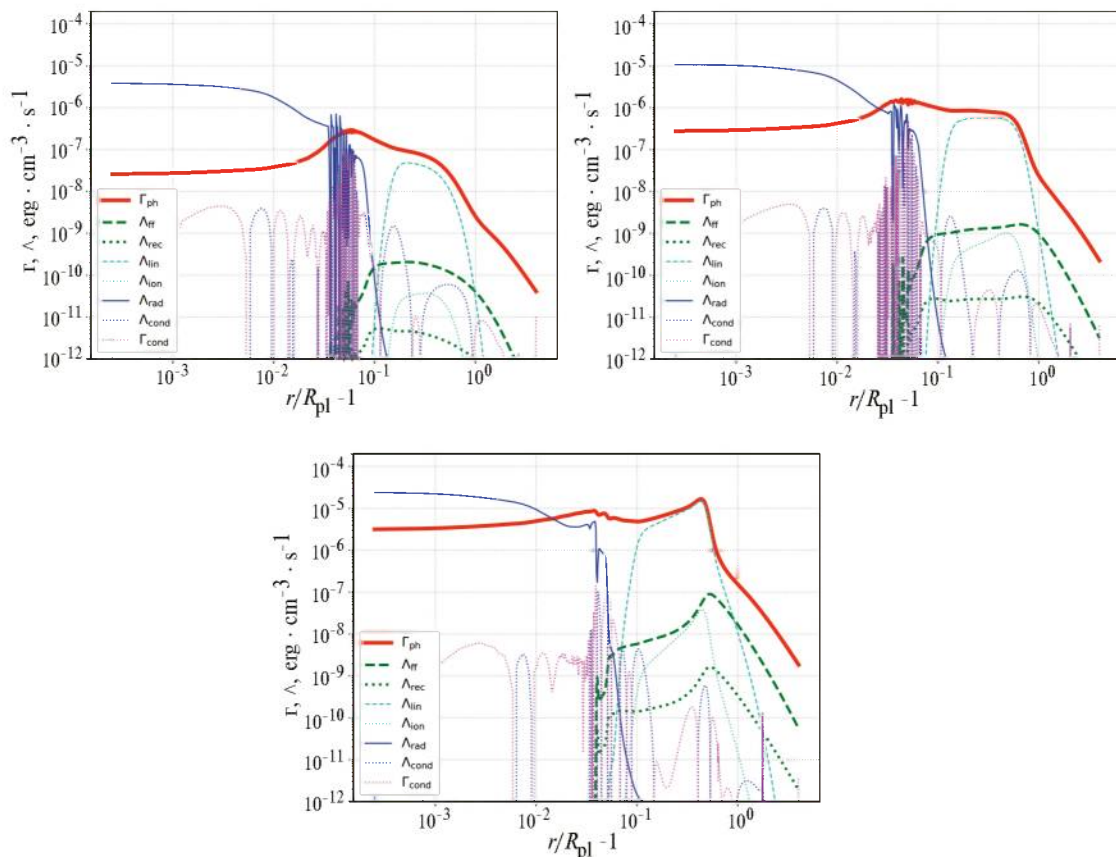


Рис. 5. Профили функций нагрева Γ и охлаждения Λ в верхней атмосфере горячего юпитера для модели $n_{atm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для потока жесткого излучения звезды 1X (вверху), 10X (в центре) и 100X (внизу).

Таблица 2. Параметр $\dot{M}$, определяющий верхнюю оценку темпа потери массы $\dot{M}_{pl}$ для различных вариантов расчета

Модель	Концентрация n_{atm}		
	10^{12} см^{-3}	10^{13} см^{-3}	10^{14} см^{-3}
1X	6.9×10^{10}	8.1×10^{10}	9.6×10^{10}
10X	5.6×10^{11}	6.2×10^{11}	6.9×10^{11}
100X	9.9×10^{11}	3.0×10^{12}	3.2×10^{12}

излучения F_{XUV} . Например, в случае $n_{atm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ переход от 1X к 10X можно описать степенной зависимостью $\dot{M} \propto F_{XUV}^k$ с показателем $k = 0.86$, а переходу от 10X к 100X соответствует показатель степени $k = 0.67$. Как обсуждалось в работе [21] в случае слабого потока жесткого излучения основная часть лучистой энергии преобразуется в работу, совершаемую над газом (адиабатическое охлаждение). Это приводит к линейной зависимости темпа потери массы от величины потока, $\dot{M} \propto F_{XUV}$. В случае сильного потока жесткого излучения основная часть его энергии излучается в линиях. В таком пределе темп потери массы $\dot{M}$ оказывается пропорциональным величине потока F_{XUV} в степени $1/2$. Как видно, в нашем случае получаются близкие значения соответствующих степеней.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для описания структуры водородно-гелиевой верхней атмосферы горячего юпитера мы модифицировали нашу одномерную аэрономическую модель, представленную в работе [6]. В основе этой численной модели лежат уравнения одножидкостной многокомпонентной гидродинамики. С учетом предполагаемого водородно-гелиевого химического состава атмосферы учитываются 10 компонентов (включая электроны). Сетка химических реакций содержит 32 двухчастичные реакции (в том числе процессы фотоионизации и фотодиссоциации), а также одну трехчастичную реакцию образования молекул H_2 из двух атомов водорода, которая реализуется с участием дополнительной частицы. Тепловой баланс атмосферы поддерживается процессами нагрева вследствие поглощения излучения родительской звезды, а также процессами охлаждения за счет свободно-свободных переходов, рекомбинационного излучения, излучения в линиях, ионизации электронным ударом и излучения молекул H_3^+ .

Исходный вариант модели предполагалось использовать в целях подготовки начальных условий для трехмерного численного кода, который применялся нами для исследования процесса обтекания горячей экзопланеты звездным ветром [36, 37]. Поскольку при этом обе модели должны быть согласованными, то в первоначальной версии одномерной аэрономической модели нами не учитывались некоторые важные физические факторы. В данной работе мы дополнительно учли приливное воздействие от звезды, диффузию компонентов (молекулярную и турбулентную) и теплопроводность.

Все расчеты проведены для типичного горячего юпитера HD 209458b. Во всех вариантах формируется трансзвуковой планетный ветер, приводящий к гидродинамическому оттоку атмосферы. Учет приливной силы приводит к дополнительному ускорению планетного ветра. При этом скорость ветра на внешней границе возрастает в три раза, а темп потери массы увеличивается в 2.5 раза.

С увеличением потока жесткого УФ излучения звезды F_{XUV} возрастает и энергия, поглощаемая атмосферой в единицу времени. В частности, эта энергия преобразуется в тепловую и кинетическую энергию вещества. Это приводит к целому ряду эффектов, в том числе к росту темпа потери массы $\dot{M}$. Причем в наших расчетах зависимость $\dot{M}$ от F_{XUV} получилась нелинейной. Такой результат можно объяснить тем, что в пределах слабого и сильного УФ потоков могут доминировать разные механизмы преобразования поглощаемой лучистой энергии в верхней атмосфере [21]. В случае слабого потока жесткого излучения нагрев компенсируется в основном за счет адиабатического охлаждения. В случае сильного потока основным механизмом выхолаживания становится излучение в линиях. В общем случае, излучение происходит во всех линиях атома водорода, однако основной вклад дает линия Ly α .

Модифицированная одномерная аэрономическая модель для горячих юпитеров позволит впоследствии проводить интерпретацию спектральных наблюдений верхних атмосфер этих экзопланет на планируемой к запуску космической обсерватории Спектр-УФ [51, 52]. Актуальной задачей для этой модели является определение параметров звездного ветра и корональных выбросов массы у звезд солнечного типа по наблюдениям атмосфер горячих юпитеров [53]. Это, в свою очередь, исключительно важно для изучения космической погоды и солнечно-земных связей. Влияние спорадической вспышечной активности родительских звезд на верхние атмосферы горячих юпитеров мы будем исследовать в следующей работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке программы 10 «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика» Национального центра физики и математики.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят И. Ф. Шайхисламова и Я. Н. Павлюченкова за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. J. Tylka, C. M. S. Cohen, W. F. Dietrich, M. A. Lee, et al., *Astrophys. J. Suppl.* 164(2), 536 (2006).
2. O. Raukunen, M. Paasilta, R. Vainio, J. V. Rodriguez, et al., *J. Space Weath. and Space Climat* 10, id. 24 (2020).
3. V. I. Shematovich and M. Ya. Marov, *Physics Uspekhi* 61(3), 217 (2018).
4. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, A. A. Cherenkov, L. Fossati, and C. Moestl, 869(2), id. 108 (2018).
5. M. A. Tilley, A. Segura, V. Meadows, S. Hawley, and J. Davenport, *Astrobiology* 19, 64 (2019).
6. А. Г. Жилкин, Ю. Г. Гладышева, В. И. Шематович, Д. В. Бусикало, *Астрон. журн.* 100(12), 1190 (2023).
7. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, P. V. Kaygorodov, and A. G. Zhilkin, *Physics Uspekhi* 64(8), 747 (2021).
8. A. Segura, L. M. Walkowicz, V. Meadows, J. Kasting, and S. Hawley, *Astrobiology* 10(7), 751 (2010).
9. D. Atri and S. R. C. Mogan, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Letters* 500(1), L1 (2021).
10. L. N. R. do Amaral, L. Barnes, A. Segura, and R. Luger, 928(1), id. 12 (2022).
11. H. Lammer, F. Selsis, I. Ribas, E. F. Guinan, S. J. Bauer, and W. W. Weiss, 598(2), L121 (2003).
12. R. Luger, R. Barnes, E. Lopez, J. Fortney, B. Jackson, and V. Meadows, *Astrobiology* 15(1), 57 (2015).
13. H. Maehara, T. Shibayama, S. Notsu, Y. Notsu, et al., *Nature* 485(7399), 478 (2012).
14. Y. Notsu, H. Maehara, S. Honda, S. L. Hawley, et al., 876(1), id. 58 (2019).
15. M. N. Günther, Z. Zhan, S. Seager, P. B. Rimmer, et al., *Astron. J.* 159(2), id. 60 (2020).
16. D. J. Hollenbach, H. W. Yorke, and D. Johnstone, in *Protostars and Planets IV*, edited by V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell (Tucson, AZ: University of Arizona Press, 2000), p. 401.
17. I. Ribas, E. F. Guinan, M. Gudel, and M. Audard, 622(1), 680 (2005).
18. A. G. Sreejith, L. Fossati, A. Youngblood, K. France, and S. Ambily, *Astron. and Astrophys.* 644, id. A67 (2020).
19. K. France, N. Arulanantham, L. Fossati, A. F. Lanza, R. O. P. Loyd, S. Redfield, P. C. Schneider, *Astrophys. J. Supl.* 239(1), id. 16, (2018).
20. J. L. Linsky, J. Fontenla, and K. France, 780(1), id. 61, (2014).
21. R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, 693(1), 23 (2009).
22. J. H. Guo, 733(2), id. 98 (2011).
23. D. E. Ionov, V. I. Shematovich, and Ya. N. Pavlyuchenkov, *Astron. Rep.* 61(5), 387 (2017).
24. D. E. Ionov, Y. N. Pavlyuchenkov, and V. I. Shematovich, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 476(4), 5639 (2018).
25. R. V. Yelle, *Icarus* 170(1), 167 (2004).
26. F. Tian, O. B. Toon, A. A. Pavlov, and H. De Sterck, 621(2), 1049 (2005).
27. A. Garcia Muñoz, *Planet. Space Sci.* 55(10), 1426 (2007).
28. T. Penz, N. V. Erkaev, Yu. N. Kulikov, D. Langmayr, et al., *Planet. Space Sci.* 56(9), 1260 (2008).
29. T. T. Koskinen, J. Y-K. Cho, N. Achilleos, and A. D. Aylward, 722(1), 178 (2010).
30. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Yu. L. Sasunov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, and N. V. Erkaev, 795(2), id. 132 (2014).
31. M. Salz, S. Czesla, P. C. Schneider, and J. H. M. M. Schmitt, *Astron. and Astrophys.* 586, id. A75 (2016).
32. A. S. Arakcheev, A. G. Zhilkin, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, *Astron. Rep.* 61(11), 932 (2017).
33. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.* 63(7), 550 (2019).
34. A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaygorodov, *Astron. Rep.* 64(3), 259 (2020).
35. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.* 64(7), 563 (2020).
36. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Universe* 7(11), id. 422 (2021).
37. A. G. Zhilkin, *Astron. Rep.* 67(4), 307 (2023).
38. Д. В. Бусикало, А. Г. Жилкин, А. А. Боярчук, *Газодинамика тесных двойных звезд* (М.: Физматлит, 2013).
39. C. P. Johnstone, M. Güdel, H. Lammer, and K. G. Kislyakova, *Astron. and Astrophys.* 617, id. A107 (2018).

40. *P. M. Banks and G. Kockarts*, Aeronomy (New York: Academic Press, 1973).
41. *A. Garcia Muñoz*, Planet. Space Sci. 55(10), 1414 (2007).
42. *R. W. Schunk and A. F. Nagy*, Ionospheres: physics, plasma physics, and chemistry (Cambridge Univ. Press, 2nd Ed., 2000, 2009).
43. *A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo*, Astron. Rep. 66(11), 1008 (2022).
44. *A. A. Самарский, Е. С. Николаев*, Методы решения сеточных уравнений (М.: Наука, 1978).
45. *M. G. Malygin, R. Kuiper, H. Klahr, C. P. Dullemond, and Th. Henning*, Astron. and Astrophys. 568, id. A91 (2014).
46. *R. S. Freedman, J. Lustig-Yaeger, J. J. Fortney, R. E. Lupu, M. S. Marley, and K. Lodders*, Astrophys. J. Supl. 214(2), id. 25 (2014).
47. *R. S. Freedman, M. S. Marley, and K. Lodders*, Astrophys. J. Supl. 174(2), 504 (2008).
48. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hebrard, and M. Mayor*, Nature 422(6928), 143 (2003).
49. *G. B. Field*, 142, 531 (1965).
50. *T. Yoneyama*, Publ. Astron. Soc. Japan 25, 349 (1973).
51. *A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al.*, Astron. Rep. 60(1), 1 (2016).
52. *B. M. Shustov, M. E. Sachkov, S. G. Sichevsky, R. N. Arkhangel'sky, et al.*, Solar System Res. 55(7), 677 (2021).
53. *В. И. Шематович, И. Ф. Шайхисламов, А. Г. Жилкин, И. С. Саванов, Г. Н. Цуриков, Д. В. Бисикало*, ФИЗМАТ 1, 33 (2023).

THE EFFECT OF THE STAR HIGH ENERGY RADIATION FLUX ON THE STRUCTURE OF THE HYDROGEN-HELIUM UPPER ATMOSPHERE OF HOT JUPITER

**A. G. Zhilkin^{1,*}, Y. G. Gladysheva¹, V. I. Shematovich¹,
G. N. Tsurikov¹, D. V. Bisikalo^{2,1}**

¹*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²*National center of physics and mathematics, Sarov, Russia*

*E-mail: zhilkin@inasan.ru

In the paper the structure of the hydrogen-helium upper atmosphere of hot Jupiter depending on the flux of hard ultraviolet radiation from the parent star is investigated. Aeronomic 1D model based on the approximation of single-fluid multicomponent hydrodynamics is used for calculations. The numerical model takes into account chemical reactions, heating-cooling processes, tidal action from the star, diffusion and thermal conductivity. Calculations were performed for the hot Jupiter HD 209458b. In all the solutions obtained a transonic planetary wind is formed leading to a hydrodynamic outflow of the atmosphere. Taking into account the tidal force leads to increase the outflow of atmosphere by 2.5 times compared to the case in which only the gravity of the planet is considered. The dependence of mass loss rate of the planet on the flux of hard ultraviolet radiation turned out to be nonlinear. This may be due to a different dominant mechanism of conversion of absorbed radiant energy in the upper atmosphere within the limits of weak and strong ultraviolet fluxes.

Keywords: hot jupiters, aeronomy, numerical simulations, hydrodynamics, chemical reactions, thermal balance