

ТЕМП ПОТЕРИ МАССЫ АТМОСФЕРЫ ГОРЯЧИМ НЕПТУНОМ GJ 436b

© 2022 г. Е. С. Калиничева^{1, *}, В. И. Шематович¹, И. С. Саванов¹

¹ Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: kalinicheva@inasan.ru

Поступила в редакцию 14.09.2022 г.

После доработки 30.09.2022 г.

Принята к публикации 30.09.2022 г.

В данной работе представлены результаты моделирования верхней атмосферы экзопланеты GJ 436b, выполненные с помощью ранее разработанной одномерной самосогласованной астрономической модели. Используемая модель учитывает вклад надтепловых частиц, что значительно уточняет функцию нагрева атмосферы. Получены высотные профили температуры, скорости и плотности, рассчитан темп потери атмосферы. Проведено сравнение расчетов темпа потери атмосферы с результатами, полученными из наблюдений и при помощи других моделей.

Ключевые слова: экзопланеты, потеря массы атмосферы, кинетические модели

DOI: 10.31857/S0004629922110081

1. ВВЕДЕНИЕ

Результаты миссии Кеплер показали наличие большого разнообразия планетных систем, чья структура и геометрия существенно отличаются от параметров Солнечной системы. Обнаружение большого числа внесолнечных планет с массами и радиусами в промежутке между радиусами и массами Земли и Нептуна является особенно показательным [1]. Так называемые супер-земли и мини-нептуны, отсутствующие в Солнечной системе, являются ярким примером отличия других планетных систем. Они очень распространены и легче поддаются обнаружению по сравнению с планетами меньших масс, поэтому такие планеты вызывают большой интерес и находятся среди первичных целей для миссий по обнаружению и характеристике планет, таких как CHEOPS [2], TESS [3], CUTE [4], PLATO [5], ARIEL [6] и Спектр-УФ [7].

Считается, что планеты формируются внутри газопылевого протопланетного диска и накапливают свои первичные атмосферы, состоящие преимущественно из легких элементов. Каменистые планеты, вероятнее всего, теряют свою первичную водородную атмосферу вследствие ее убегания, в то время как газовые гиганты с низкой плотностью удерживают ее на протяжении всей жизни. В [8] обнаружены две области в распределении радиусов планет у супер-земель и мини-нептунов, открытых миссией Кеплер (см. также [9, 10]). В работах [11, 12] интерпретировали это как результат процессов атмосферного убегания, индуцированных фотоиспарением и происходя-

щих во время первых нескольких сотен миллионов лет после рассеивания протопланетного диска (авторы [13] предлагают другую точку зрения). В работе [14] показано, что атмосферное убегание, вероятно, играет важную роль в формировании имеющейся наблюдаемой популяции экзопланет и распределения масса–радиус. Поскольку верхние атмосферы горячих экзопланет (планет, чья большая полуось орбиты не превышает 0.1 а.е.) могут быть нагреты рентгеновским и жестким ультрафиолетовым (XUV) излучением родительской звезды [15, 16] до крайне высоких температур (в случае газовых гигантов больше 10000 К), они могут испытывать гидродинамический отток водородных атмосфер.

В соответствии с данными [17] атмосферное убегание определяется как гидродинамический режим, который заменяет газокинетическое убегание, когда тепловая энергия kT на атом или молекулу превышает ее гравитационную энергию. В литературе обсуждаются различные сценарии испарения водородной атмосферы ([15, 16, 18–25]). В работе [26] показано, что в случае планет, чья атмосфера практически полностью заполняет свою полость Роша, наблюдается существенное (до нескольких раз) повышение темпа оттока атмосферы в сравнении с референтным случаем, когда граница полости Роша находится бесконечно далеко от планеты и эффектом наличия приливных сил от родительской звезды можно пренебречь. В той же работе предложены аппроксимационные формулы для вычисления темпа оттока для случая близости атмосферы планеты к

полости Роша, а также показано, что горячий газовый гигант с горячей и плотной верхней атмосферой может испытывать гидродинамическое убегание более охотно, чем экзопланеты под таким же XUV-потокотом, но для которых приливные силы родительской звезды пренебрежимо малы. Этот эффект может иметь большое влияние на эволюцию короткопериодических газовых гигантов с водородными атмосферами.

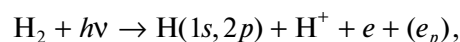
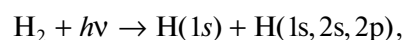
Открытие протяженной убегающей атмосферы горячего юпитера HD 209458b [27] способствовало развитию многих теоретических и наблюдательных работ, имеющих целью изучение и понимание планетных атмосфер, в частности процесса диссипации и его роли в эволюции планет. Темп потери массы атмосферы, таким образом, стал одним из ключевых параметров как наблюдательных, так и теоретических исследований верхних атмосфер экзопланет. За последние несколько лет было разработано множество различных вычислительных кодов с целью моделирования верхней атмосферы и ее убегания для различных экзопланет [16, 22, 28–40]. Эти сложные инструменты моделирования учитывают множество физических и химических процессов, описывающих взаимодействие между планетной атмосферой и XUV-излучением звезды и ее ветром. Работа этих вычислительных кодов занимает длительное время и больше подходит для детального изучения отдельных систем. Изучение эволюции экзопланет и моделирование различных популяций тяготеют к использованию аналитических аппроксимаций, требуют значительно меньше времени на вычисления, но и дают существенно менее точные результаты.

В данной статье приведены результаты расчетов темпа тепловой потери атмосферы для горячего нептона GJ 436b, полученные при помощи усовершенствованной аэрономической модели [35]. Также проведено сравнение результатов расчетов с данными наблюдений, расчетами других авторов и оценками, полученными при помощи часто используемых аналитических аппроксимаций темпа потери массы атмосферы горячими экзопланетами.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В данной работе с помощью одномерной самоогласованной аэрономической модели с учетом надтепловых фотоэлектронов, описанной в работе [35], были получены высотные профили температуры, скорости, плотности атмосферы активно наблюдаемого горячего нептона GJ 436b. Преимущество модели в сравнении с аналогичными состоит в учете вклада надтепловых частиц, что позволяет уточнить темп нагрева атмосферы. Взаимодействие излучения с веществом атмосферы

осуществляется посредством реакций ионизации и диссоциации:



где $h\nu$ – проходящий от родительской звезды фотон, e_p – фотоэлектрон, e – вторичный электрон. Энергия проходящего фотона распределяется между внутренней энергией продуктов реакции и их кинетической энергией. Если кинетическая энергия образовавшегося при ионизации фотоэлектрона превосходит тепловую более, чем на порядок величины, такую частицу называют надтепловой.

Надтепловые фотоэлектроны могут вступать во вторичные реакции с компонентами атмосферы, и их кинетическая энергия в свою очередь расходуется на внутреннюю и кинетическую энергию продуктов вторичной реакции. Таким образом, учет вклада надтепловых частиц ведет к уменьшению части энергии излучения родительской звезды, проходящейся на нагрев атмосферы. Особенно важен этот эффект в случае горячих экзопланет.

Данная модель предполагает реализацию принципа расщепления по физическим процессам и включает в себя три последовательных блока: блок Монте-Карло, блок химической кинетики и газодинамический блок. Модуль Монте-Карло использует кинетический метод Монте-Карло из работ [41, 42] с учетом адаптации к водородной атмосфере, осуществляет решение уравнения Больцмана для надтепловых фотоэлектронов в предположении, что атмосферный газ характеризуется локальным равновесным максвелловским распределением скоростей. В данном блоке производится расчет интенсивности нагрева атмосферы с учетом влияния надтепловых фотоэлектронов, а также скорости ионизации, диссоциации и возбуждения атомов атмосферы на основе входных данных о распределении температуры и концентраций компонентов. Данные о скоростях реакций передаются в химический блок, обновляющий распределения концентраций компонентов и включающий в себя 9 компонентов (H , H_2 , e^- , H^+ , H_2^+ , H_3^+ , He , He^+ , HeH^+) и 19 реакций. Газодинамический модуль производит расчет профилей макроскопических характеристик с учетом вычисленных ранее темпа нагрева и распределения компонентов с высотой. Особенностью газодинамического модуля является ис-

пользование лагранжевых координат, что предполагает подвижность границ ячеек. Параметры планеты приведены в табл. 1, масса и радиус планеты выражены в единицах массы и радиуса Юпитера [43], в качестве граничного условия было выбрано внешнее давление 1×10^{-6} дин/см², что имитирует наличие давления ветра родительской звезды. Начальная атмосфера состоит на 85% из молекулярного водорода и на 15% из гелия. Высота начальной атмосферы была выбрана эмпирически с тем условием, чтобы включать в себя полосу нагрева от приходящего XUV-излучения от родительской звезды.

3. ОЦЕНКА ТЕМПА ПОТЕРИ МАССЫ

Применение аэрономической модели позволяет получить оценки темпа потери атмосферы \dot{M} по следующей формуле:

$$\dot{M} = 4\pi r \nu R_{\text{esc}}^2, \quad (1)$$

где r – плотность атмосферы, ν – скорость на заданной высоте. R_{esc} – расстояние, на котором массовая скорость атмосферного газа равна локальной скорости звука. Для получения оценок темпа потери атмосферы планеты без детального моделирования системы широко используются различные аппроксимационные подходы, в том числе аппроксимация на основе системы параметров – это уравнение ограничения по энергии [44]:

$$\dot{M} = \frac{\pi n R_{\text{pl}}^3 F_{\text{XUV}}}{GM_{\text{pl}}}, \quad (2)$$

или его вариация, учитывающая влияние края полости Роша [26]:

$$\dot{M} = \frac{\pi n R_{\text{pl}} R_{\text{XUV}}^2 F_{\text{XUV}}}{GM_{\text{pl}} K}, \quad (3)$$

где R_{pl} – фотометрический радиус планеты, R_{XUV} – эффективный радиус, на котором излучение звезды наиболее эффективно поглощается в верхней атмосфере планеты [26, 45], G – гравитационная постоянная, n – эффективность нагрева, F_{XUV} – получаемый планетой поток XUV излучения от родительской звезды, M_{pl} – масса планеты, K – фактор полости Роша [26]. В общем случае формула хорошо воспроизводит темпы убегания, полученные с помощью детального гидродинамического моделирования верхней атмосферы, особенно для горячих газовых гигантов с атмосферой в гидродинамическом режиме [37, 46–49].

Аналитическая форма позволяет проводить вычисления быстро, поэтому такой подход к моделированию атмосферного убегания применяется в большей части моделей планетной эволюции

Таблица 1. Параметры модели атмосферы GJ 436b

Параметр	Значение
Масса планеты	$0.07 M_J$
Радиус планеты	$0.35 R_J$
Равновесная температура	750 К
Поток УФ излучения	1760 эрг/с/см^2
Плотность на внутренней границе	10^{-11} г/см^3
Давление на внешней границе	$1.3 \times 10^{-6} \text{ дин/см}^2$

и популяции экзопланет [11, 12, 50–53]. Тем не менее данное приближение существенно недооценивает темп потери массы для планет, обладающих низкой плотностью и при этом испытывающих сильное облучение потоком от родительской звезды. У таких планет убегание контролируется как внутренней тепловой энергией планеты, так и ее низкой гравитацией [11, 54–56]. Также уравнение существенно переоценивает темп потери массы для планет с гидростатическими атмосферами, где процесс контролируется джинсовским убеганием [48, 57]. Кроме того, это уравнение не учитывает эффекты диссоциации и ионизации молекулярного водорода, и не учитывает, что в сверхзвуковых атмосферах большая часть входной энергии в итоге переходит в кинетическую энергию газа, которая сильно влияет на гидродинамическую модель.

В [39] был расширен подход [58], который предполагал программирование малой сетки гидродинамических моделей верхних атмосфер и экстракцию темпа потери массы методом интерполяции между ячейками сетки. В [58] такой подход использовался для моделирования возможной эволюции атмосферы молодой Земли и для обхода допущений, связанных с использованием аналитических формул. Этот подход дает более надежные вычисления в планетной эволюции, подходящий для использования с различными режимами оттока и позволяющий увидеть гладкий переход между ними. В [39] представлена большая сетка гидродинамических моделей верхних атмосфер, вычисленных для параметров планет в диапазоне (1–40) масс Земли, а также метод интерполяции для получения модельных выходных параметров, таких как атмосферная температура, скорости, плотности, обилие производных водорода и итоговые темпы оттока для любой планеты внутри границ сетки. Такой подход может быстро дать результат полного моделирования верхней атмосферы без необходимости проведения длительного расчета. В [59] представлено аналитическое выражение для вычисления темпа потери массы как функции системы параметров, разработанное на основе результатов предыдущих

го метода. По конструкции это выражение имеет преимущество над уравнением ограничения по энергии и корректно учитывает R_{XUV} и более адекватно воспроизводит темп потери массы даже для случаев, где уравнение ограничения по энергии не применимо (например, случаи горячих планет с низкой средней плотностью и планет с гидростатическими атмосферами).

Гидродинамическая аппроксимация основана на решетке из почти 7000 одномерных гидродинамических моделей водородной верхней атмосферы, покрывающих системы, удовлетворяющие следующим ограничениям: планета массой (1–39) масс Земли, радиусом (1–10) радиусов Земли, равновесной температурой 300–2000 К, родительская звезда массой (0.4–1.3) масс Солнца, радиус орбиты 0.002–1.3 а.е. и светимость в диапазоне XUV около $10^{26}–5 \times 10^{30}$ эрг/с. Данная аппроксимация задается выражением

$$\dot{M} = e^{\beta} F_{XUV}^{\alpha_1} d^{\alpha_2} R^{\alpha_3} L^{\zeta + \theta \ln d}, \quad (4)$$

где β , α_1 , α_2 , α_3 , ζ , θ – вычисленные в работе [59] коэффициенты, выбираемые в зависимости от режима истечения оболочки, d – радиус орбиты в астрономических единицах, R – радиус планеты в радиусах Земли, L – джинсовский параметр системы.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлены высотные профили плотности, температуры и скорости атмосферы экзопланеты GJ 436b. Хорошо заметно, что температура атмосферы, полученная с помощью описанной в данной работе модели, в отличие от работ [43, 60], не поднимается выше 3700 К. Также обращает на себя внимание факт смещения пика температуры в сторону более плотных слоев атмосферы в нашей модели. Это объясняется в том числе тем, что ограничения нашей модели не позволяют учитывать влияние звездного ветра, а также осуществить моделирование более удаленных слоев атмосферы.

Профили газодинамической скорости совпадают качественно, однако в нашей модели скорость не превышает 3 км/с, в то время как линии, соответствующие другим моделям, поднимаются выше этой отметки. Профиль плотности показывает схожие результаты, однако именно на профиле, полученном с помощью нашей модели, хорошо видна двусоставность атмосферы. Слева (до $1.1 R_{pl}$) выделяется тонкий слой стационарной атмосферы, постепенно переходящий в протяженную разреженную планетную корону. Именно аккуратный расчет степени нагрева атмосферы с учетом вклада надтепловых частиц позволяет увидеть эту картину более ясно. На нижней пане-

ли рис. 2, где показана степень ионизации вещества, хорошо видно, что доля нейтральных частиц ожидаемо быстро убывает с удалением от фотометрического радиуса планеты. Таким образом, описанная выше протяженная планетная корона более, чем на 80% состоит из ионизованных частиц. Профиль концентраций компонентов атмосферы представлен на верхней панели рис. 2 и показывает неожиданно резкое падение количества молекул водорода. Таким образом, молекулярный водород практически не выходит за пределы стационарной части атмосферы и полностью отсутствует в планетной короне. Концентрация же нейтральных атомов водорода достигает пика в месте, где атмосфера перестает быть стационарной и начинается переходная к короне область. Нейтральный гелий также уменьшается в переходной области. Интересно, что и нейтральные атомы, хотя и перестают быть основными компонентами после $1.5 R_{pl}$, сохраняются в заметном количестве на протяжении практически всей планетной короны.

Полученная в ходе моделирования оценка темпа потери атмосферы (1) составила 1.9×10^9 г/с (строка 4 в табл. 2). Описанные в предыдущем разделе аппроксимационные подходы к оценке убегания атмосферы также используются достаточно широко и требуют знания таких параметров системы, как эффективность поглощения излучения родительской звезды, а также высота атмосферы планеты, на которой поглощение максимально. С использованием выходных данных представленной в данной работе модели

Таблица 2. Темп оттока атмосферы

№	Источник	\dot{M} , 10^9 г/с
1	[61]	22
2	[63]	0.1–1
3	[62]	0.0037–1.1
4	Аэрономическая модель (1)	1.9
5	Подход ограничения по энергии (2)	2.0
6	Подход ограничения по энергии с учетом влияния полости Роша (3)	3.3
7	Аналитическое выражение гидродинамической аппроксимации (4)	2.5
8	Гидродинамическая аппроксимация [59]	2.3
9	[43]	4
10	[60]	3.1
11	[38]	10
12	[48]	4.5

Примечание. В круглых скобках приведены номера уравнений, согласно которым вычислены значения \dot{M} .

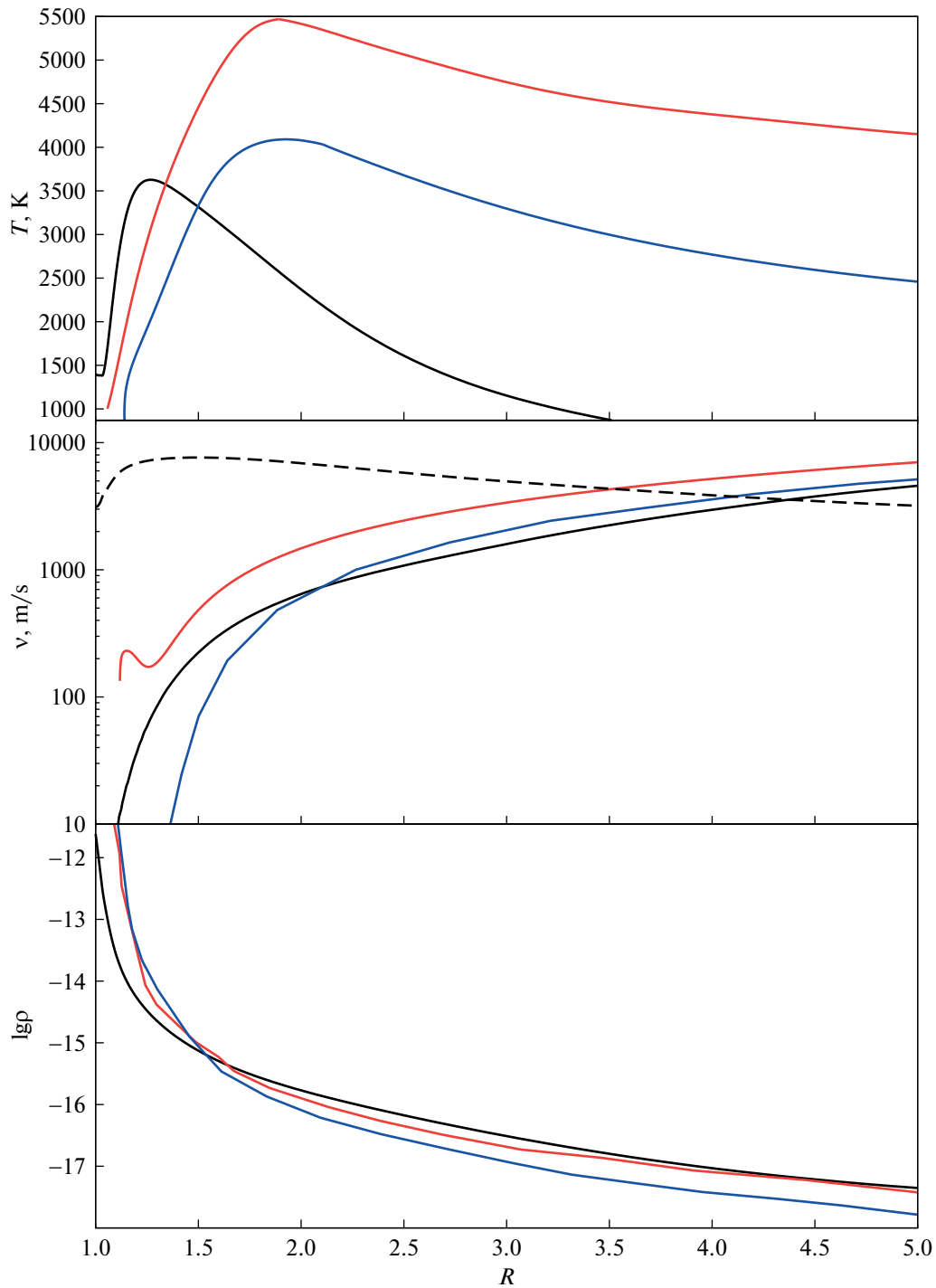


Рис. 1. Верхняя панель – высотные профили температуры, средняя панель – скорости и нижняя панель – плотности атмосферы GJ 436b. Черные линии показывают профили, полученные в данной работе, красные – результаты расчетов из работы [43], синие – из работы [60]. Видно, что аэрономическая модель (1) показывает ожидаемо менее высокий уровень нагрева. На средней панели видно, что скорости, получаемые в модели (1), также в основном меньше по сравнению с другими моделями, черной штриховой линией обозначена скорость звука для аэрономической модели (1). Массовая скорость атмосферного газа и локальная скорость звука сравниваются на высоте $R_{\text{esc}} = 4.4 R_{\text{pl}}$. На нижней панели, где даны зависимости плотности газа от высоты $\rho(R)$ в логарифмической шкале, заметно разделение на более плотную стационарную атмосферу и разреженную корону.

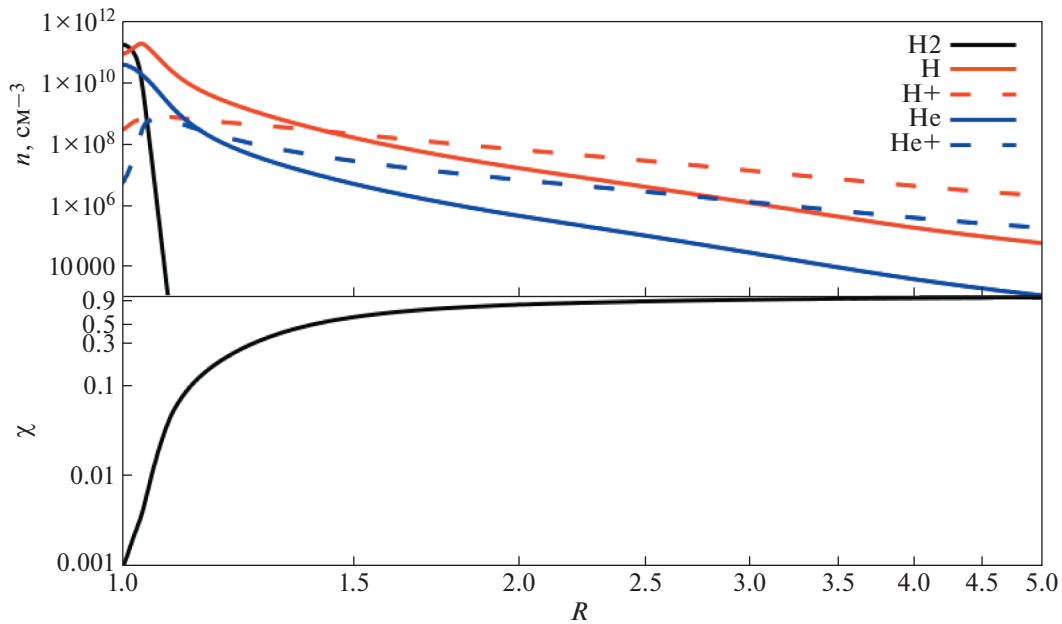


Рис. 2. Вверху – высотные профили концентраций компонентов атмосферы. Внизу – изменение степени ионизации атмосферы с высотой.

($R_{\text{XUV}} = 1.2R_{\text{p1}}$, $n = 0.2$) и в рамках описанных выше подходов (2)–(4) был вычислен темп оттока атмосферы для данной системы (строки 4–7 в табл. 2), что наглядно демонстрирует, как сильно используемый подход влияет на итоговый результат.

Также в табл. 2 представлены данные из литературы, основанные как на наблюдениях (строки 1–3 в табл. 2), так и на моделировании (строки 8–12 в табл. 2). Самый большой отток ($\dot{M} = 10^{10}$ г/с и более) указан в работах [38, 61]. Другие исследования называют более низкие оценки ($\dot{M} = (1\text{--}4.5) \times 10^9$ г/с). Самые низкие оценки основаны на наблюдениях и предложены в работах [62, 63] ($\dot{M} \leq 10^9$ г/с). Оценки с использованием выходных данных нашей модели показывают сравнительно низкий отток ($\dot{M} = 1.9 \times 10^9$ г/с). Использование аппроксимационной формулы (2) дает близкий результат ($\dot{M} = 2.2 \times 10^9$ г/с). Учет влияния полости Роша (3) дает более высокий темп оттока ($\dot{M} = 3.3 \times 10^9$ г/с). Следует отметить, что результат, полученный согласно (4) с использованием выходных данных нашей модели ($\dot{M} = 2.5 \times 10^9$ г/с), очень близок к результату гидродинамической аппроксимации из работы [59] ($\dot{M} = 2.3 \times 10^9$ г/с), что говорит в пользу предлагаемого в [59] подхода.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было проведено моделирование внешней газовой оболочки известного горячего нептона GJ 436b с учетом вклада надтепловых частиц, а также сделаны оценки скорости убегания атмосферы различными способами. Сравнение полученных высотных профилей атмосферы с результатами работ других авторов показывает ожидаемо более низкий уровень нагрева атмосферы, а также более явно показывает деление моделируемой атмосферы на узкую стационарную часть и разреженную протяженную планетную корону. Вычисление темпа потери массы атмосферы в рамках различных подходов, описанных в разделе 3, но с использованием выходных данных модели, демонстрирует различие (наибольшее – в три раза) между этими подходами и указывает на важность выбора метода оценивания темпа потери массы. Чрезвычайная схожесть результатов (отличие 10%) вычисления темпа потери массы с использованием гидродинамической аппроксимации (4) и результата моделирования из работы [59] говорит в пользу надежности предлагаемого в упомянутой работе подхода. Сравнение полученного темпа потери атмосферы с расчетами других авторов показывает в среднем ожидаемо более низкий уровень оттока. Данный результат показывает важность учета вклада надтепловых частиц, пренебрежение которым может привести к значительным ошибкам в оценке темпа потери массы, в особенности у горячих экзопланет.

ФИНАНСОВАЯ ПОДДЕРЖКА

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90149.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *F. Mullally, J. L. Coughlin, S. E. Thompson, J. Rowe, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **217**(2), id. 31 (2015).
2. *C. Broeg, A. Fortier, D. Ehrenreich, Y. Alibert, et al.*, *Hot Planets and Cool Stars*, Garching, Germany, edited by R. Saglia, *EPJ Web of Conferences* **47**, id. 03005 (2013).
3. *G. R. Ricker, J. N. Winn, R. Vanderspek, D. W. Latham, et al.*, *J. Astron. Telesc. Instrum. and Systems* **1**, id. 014003 (2015).
4. *B. T. Fleming, K. C. France, N. Nell, R. A. Kohnert, et al.*, *J. Astron. Telesc. Instrum. and Systems* **4**, id. 014004 (2018).
5. *H. Rauer, C. Catala, C. Aerts, T. Appourchaux, et al.*, *Exp. Astron.* **38**, 249 (2014).
6. *G. Tinetti, P. Drossart, P. Eccleston, P. Hartogh, et al.*, *European Planetary Science Congress 2017*, held 17–22 September, 2017 in Riga, Latvia, *EPSC2017* **11**, id. 713 (2017).
7. *B. M. Shustov, M. E. Sachkov, D. V. Bisikalo, and A.-I. G. de Castro*, *Astrophys. Space Sci. Library* **411**, 275 (2015).
8. *B. J. Fulton, E. A. Petigura, A. W. Howard, H. Isaacson, et al.*, *Astron. J.* **154**, id. 109 (2017).
9. *V. Van Eylen, C. Agentoft, M. S. Lundkvist, H. Kjeldsen, J. E. Owen, B. J. Fulton, E. Petigura, and I. Snellen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **479**, 4786 (2018).
10. *B. J. Fulton and E. A. Petigura*, *Astron. J.* **156**, id. 264 (2018).
11. *J. E. Owen and Y. Wu*, *Astrophys. J.* **817**, id. 107 (2016).
12. *S. Jin and C. Mordasini*, *Astrophys. J.* **853**, id. 163 (2018).
13. *S. Ginzburg, H. E. Schlichting, and R. Sari*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, 759 (2018).
14. *M. S. Lundkvist, H. Kjeldsen, S. Albrecht, G. R. Davies, et al.*, *Nature Comm.* **7**, id. 11201 (2016).
15. *H. Lammer, F. Selsis, I. Ribas, E. F. Guinan, S. J. Bauer, and W. W. Weiss*, *Astrophys. J.* **598**, L121 (2003).
16. *R. V. Yelle*, *Icarus* **170**, 167 (2004).
17. *E. J. Öpik*, *Geophys. J.* **7**(4), 490 (1963).
18. *D. Sasselov*, *Astrophys. J.* **596**, 1327 (2003).
19. *A. Lecavelier des Etangs, A. Vidal-Madjar, J. C. McConnell, and G. Hébrard*, *Astron. and Astrophys.* **418**, L1 (2004).
20. *A. Vidal-Madjar, J.-M. Désert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hébrard, et al.*, *Astrophys. J.* **604**, L69 (2004).
21. *I. Baraffe, F. Selsis, G. Chabrier, T. S. Barman, F. Allard, P. H. Hauschildt and H. Lammer*, *Astron. and Astrophys.* **419**, L13 (2004).
22. *F. Tian, O. B. Toon, A. A. Pavlov, and H. De Sterck*, *Astrophys. J.* **621**, 1049 (2005).
23. *R. V. Yelle*, *Icarus* **183**, 508 (2006).
24. *A. Lecavelier Des Etangs*, *Astron. and Astrophys.* **461**, 1185 (2007).
25. *T. Penz, N. V. Erkaev, Yu. N. Kulikov, D. Langmayr, et al.*, *Planet. Space Sci.* **56**, 1260 (2008).
26. *N. V. Erkaev, Yu. N. Kulikov, H. Lammer, F. Selsis, D. Langmayr, G. F. Jaritz and H. K. Biernat*, *Astron. and Astrophys.* **472**, 329 (2007).
27. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor*, *Nature* **422**(6928), 143 (2003).
28. *R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray*, *Astrophys. J.* **693**, 23 (2009).
29. *J. E. Owen and A. P. Jackson*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **425**, 2931 (2012).
30. *D. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, V. Shematovich, and L. Fossati*, *Astrophys. J.* **764**, id. 19 (2013).
31. *T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas*, *Icarus* **226**, 1678 (2013).
32. *K. G. Kislyakova, M. Holmström, H. Lammer, P. Odert, and M. L. Khodachenko*, *Science* **346**(6212), 981 (2014).
33. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Yu. L. Sasunov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, and N. V. Erkaev*, *Astrophys. J.* **795**, id. 132 (2014).
34. *V. I. Shematovich, D. E. Ionov, and H. Lammer*, *Astron. and Astrophys.* **571**, id. A94 (2014).
35. *D. E. Ionov, V. I. Shematovich, and Ya. N. Pavlyuchenkov*, *Astron. Rep.* **61**(5), 387 (2017).
36. *M. Salz, R. Banerjee, A. Mignone, P. C. Schneider, S. Czesla, and J. H. M. M. Schmitt*, *Astron. and Astrophys.* **576**, id. A21 (2015).
37. *N. V. Erkaev, H. Lammer, P. Odert, K. G. Kislyakova, C. P. Johnstone, M. Güdel, and M. L. Khodachenko*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **460**, 1300 (2016).
38. *J. H. Guo and L. Ben-Jaffel*, *Astrophys. J.* **818**, id. 107 (2016).
39. *D. Kubyshkina, M. Lendl, L. Fossati, P. E. Cubillos, H. Lammer, N. V. Erkaev, and C. P. Johnstone*, *Astron. and Astrophys.* **612**, id. A25 (2018).
40. *C. P. Johnstone, M. Güdel, H. Lammer and K. G. Kislyakova*, *Astron. and Astrophys.* **617**, id. A107 (2018).
41. *V. I. Shematovich*, in: *Rarified Gas Dynamics*, Proc. of the 26th Intern. Symp. on Rarified Gas Dynamics, AIP Conf. Proc. **1084**, 1047 (2008).
42. *V. I. Shematovich*, *Solar System Res.* **44**, 96 (2010).
43. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 5315 (2018).
44. *A. J. Watson, T. M. Donahue, and J. C. G. Walker*, *Icarus* **48**, 150 (1981).
45. *N. V. Erkaev, H. Lammer, P. Odert, Yu. N. Kulikov and K. G. Kislyakova*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **448**, 1916 (2015).
46. *H. Lammer, P. Odert, M. Leitzinger, M. L. Khodachenko, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **506**, 399 (2009).
47. *L. Fossati, K. France, T. Koskinen, I. G. Juvan, C. A. Haswell, and M. Lendl*, *Astrophys. J.* **815**, id. 118 (2015).
48. *M. Salz, P. C. Schneider, S. Czesla and J. H. M. M. Schmitt*, *Astron. and Astrophys.* **585**, id. L2 (2016).
49. *N. V. Erkaev, P. Odert, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **470**, 4330 (2017).

50. *A. P. Jackson, T. A. Davis, and P. J. Wheatley*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **422**, 2024 (2012).
51. *E. D. Lopez and J. J. Fortney*, *Astrophys. J.* **776**, id. 2 (2013).
52. *S. Jin, C. Mordasini, V. Parmentier, R. van Boekel, T. Henning, and J. Ji*, *Astrophys. J.* **795**, id. 65 (2014).
53. *E. D. Lopez*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **472**, 245 (2017).
54. *H. Lammer, N. V. Erkaev, L. Fossati, I. Juvan, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **461**, L62 (2016).
55. *A. Stökl, E. A. Dorfi, C. P. Johnstone, and H. Lammer*, *Astrophys. J.* **825**, id. 86 (2016).
56. *L. Fossati, N. V. Erkaev, H. Lammer, P. E. Cubillos, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **598**, id. A90 (2017).
57. *L. Fossati, T. Koskinen, K. France, P. E. Cubillos, C. A. Haswell, A. F. Lanza, and I. Pillitteri*, *Astron. J.* **155**, id. 113 (2018).
58. *C. P. Johnstone, M. Güdel, A. Stökl, H. Lammer, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **815**, id. L12 (2015).
59. *D. Kubyshkina, L. Fossati, N. V. Erkaev, P. E. Cubillos, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **866**, id. L18 (2018).
60. *R. O. P. Loyd, T. T. Koskinen, K. France, C. Schneider, and S. Redfield*, *Astrophys. J. Letters* **834**, id. L17 (2017).
61. *V. Bourrier and A. Lecavelier des Etangs*, *Astron. and Astrophys.* **557**, id. A124 (2013).
62. *J. R. Kulow, K. France, J. Linsky, and R. O. P. Loyd*, *Astrophys. J.* **786**, id. 132 (2014).
63. *D. Ehrenreich, V. Bourrier, P. J. Wheatley, A. Lecavelier des Etangs, et al.*, *Nature* **522**(7557), 459 (2015).