

УДК 523.4-852:524.3-17

ЭВОЛЮЦИОННАЯ ИСТОРИЯ АТМОСФЕРЫ МОЛОДОГО МИНИ-НЕПТУНА HD 207496b

© 2025 г. Р. А. Евдокимов^a, В. И. Шематович^b, *

^a ПАО РКК “Энергия им. С.П. Королева”, Королев МО, Россия

^b Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*e-mail: shematov@inasan.ru

Поступила в редакцию 16.09.2024 г.

После доработки 14.10.2024 г.

Принята к публикации 27.11.2024 г.

Рассмотрены результаты моделирования процесса убегания первичной атмосферы под воздействием теплового потока от ядра для экзопланеты HD 207496b. Показано, что данный механизм потери газовой оболочки недостаточно эффективен в силу сравнительно невысокой равновесной температуры экзопланеты, а также из-за относительно большой массы. Ранее для HD 207496b была показана высокая эффективность фотоиспарения водородно-гелиевой атмосферы под воздействием жесткого УФ-излучения (Burgos и др., 2023). Было продемонстрировано, что если HD 207496b обладает скалистым ядром без водной мантии, окруженным оболочкой первичного состава, то масса атмосферы должна составлять около 0.5% массы экзопланеты, и оболочка будет полностью утрачена через ≈ 500 млн лет. В этом случае начальная массовая доля первичной атмосферы для HD 207496b должна была составлять порядка 2.2% (возраст экзопланеты – около 520 млн лет). Однако механизм убегания под воздействием теплового потока от ядра не может в данном случае привести к заметной потере атмосферы. Вместе с тем полученный результат сильно зависит от равновесной температуры и массы экзопланеты. Соответственно, HD 207496b может быть достаточно близка к границе, когда влияние теплового потока от ядра на эволюцию газовой оболочки становится существенным, а полученный результат – модельно зависимым. В этой связи целесообразно в дальнейших исследованиях учесть ряд дополнительных факторов: возможность наличия водной мантии, тепловой поток радиогенной природы, а также приливные эффекты.

Ключевые слова: численные методы, атмосферы экзопланет, атмосферы планет и спутников

DOI: 10.31857/S0320930X25020025, EDN: KXMPEW

ВВЕДЕНИЕ

Изучение молодых экзопланет, радиусы которых соответствуют зазору Фултона (1.6–1.8 R_{\oplus}) (Fulton и др., 2017), либо близки к нему, может дать важную информацию о формировании планетных систем и эволюции планет. В том числе, могут быть получены оценки:

– начальных массовых долей первичных водородно-гелиевых (H/He) оболочек и водных мантий в зависимости от типа родительской звезды, ее металличности, массы и орбитальных параметров экзопланет;

– темпов убегания оболочек первичного состава посредством различных физических механизмов в зависимости от параметров экзопланеты, родительской звезды, а также строения планетной системы (наличия других тел, способных оказывать влияние на приливную эволюцию экзопланеты);

– точного положения и ширины зазора Фултона (который, вероятно, разделяет две популяции экзопланет – мини-нептуны и суперземли) в зависимости от характеристик родительской звезды;

– остаточных значений массовой доли водородно-гелиевых атмосфер, а также водных

оболочек в зависимости от параметров родительской звезды, планеты и их возраста.

Последний из указанных пунктов важен с точки зрения оценки потенциальной обитаемости экзопланет. Так, в работе (Owen, Mohanty, 2016) показано, что суперземли и даже планеты с массами вплоть до $0.8\text{--}0.9 M_{\oplus}$, находясь в классической зоне потенциальной обитаемости (Kasting и др., 1993; Коррагари и др., 2013) своих звезд, могут сохранить массивные Н/Не-оболочки, создающие на поверхности планеты температуры и давления, не совместимые с существованием известных форм жизни. С другой стороны, наличие подобных, умеренных по массе (с массовой долей от 10^{-5} до 10^{-3}) первичных атмосфер способно обеспечить существование жидкой воды на поверхности экзопланет (суперземли, гикеаны), орбиты которых находятся значительно дальше от родительской звезды, чем внешняя граница классической зоны потенциальной обитаемости (Madhusudhan и др., 2021; Mol Lous и др., 2022).

Характерным примером молодой экзопланеты, относящейся к классу мини-нептунов (имеют массы до $10 M_{\oplus}$ при радиусе – от 2 до $4 R_{\oplus}$) и находящейся вблизи зазора Фултона, является HD 207496b (TOI-1099), открытая в 2023 г., в ходе миссии TESS (Barros и др., 2023). Данная экзопланета и ее родительская звезда были исследованы с помощью ряда космических и наземных инструментов (TESS, Gaia, GALEX, LCOGT, HARPS, SOAR, Gemini), что позволило с достаточно высокой точностью определить параметры HD 207496b, предложить варианты ее внутреннего строения и оценить темпы убегания

Таблица 1. Характеристики экзопланеты HD 207496b (Barros и др., 2023)

Параметр	Значение
Масса планеты M_p, M_{\oplus}	6.1 ± 1.6
Радиус планеты R_p, R_{\oplus}	$2.25^{+0.12}_{-0.10}$
Средняя плотность $\rho_p, \text{ г/см}^3$	$3.17^{+0.97}_{-0.91}$
Равновесная температура $T_{\text{eq}}, \text{ К}$	743 ± 26
Период обращения $P, \text{ дни}$	6.441008 ± 0.000011
Большая полуось орбиты $a, \text{ а. е.}$	0.0629 ± 0.0011
Эксцентриситет орбиты e	$0.231^{+0.042}_{-0.049}$

атмосферы в настоящий момент и в прошлом (Barros и др., 2023).

Темпы потери Н/Не-оболочки, и, соответственно, ее начальная и современная массовые доли оценивались в (Barros и др., 2023), исходя из ведущей роли фотоиспарения, т.е. потери атмосферы под воздействием жесткого (XUV) излучения звезды в мягком рентгеновском (X-rays, 1–10 нм) и крайнем ультрафиолетовом (EUV, 10–100 нм) диапазонах. Другие механизмы не рассматривались. В настоящей работе изучена возможность убегания атмосферы HD 207496b под воздействием теплового потока от ядра. Этот процесс в ряде случаев может быть не менее эффективным, чем фотоиспарение, и также отвечать за формирование зазора Фултона (Ginzburg и др., 2018). В реальности указанные процессы могут дополнять друг друга, действуя на различных эволюционных стадиях (Owen, Schlichting, 2024). В этой связи целесообразно исследовать подверженность гипотетической Н/Не-оболочки HD 207496b убеганию под воздействием указанного альтернативного механизма.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И МОДЕЛИ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ HD207496B

В соответствии с данными, приведенными в (Barros и др., 2023; табл. 1), мини-нептун с явлениями транзита HD 207496b (TOI-1099) обращается вокруг родительской звезды спектрального класса K2.5V, находящейся на расстоянии 23.638 ± 0.012 пк и обладающей следующими основными характеристиками: масса звезды $0.80 \pm 0.04 M_{\odot}$, радиус $0.769 \pm 0.026 R_{\odot}$, возраст 0.52 ± 0.26 млрд лет.

Основные характеристики экзопланеты и параметры ее орбиты, полученные в результате обработки данных наблюдений (Barros и др., 2023), представлены в таблице.

Относительно невысокая средняя плотность планеты указывает на наличие в ее составе значительного количества летучих элементов. В статье (Barros и др., 2023) рассматриваются два возможных варианта строения планеты – скалистое (железно-силикатное) ядро, окруженное протяженной газовой оболочкой первичного, водородно-гелиевого состава, а также практически лишенный атмосферы водный мир – океанида, имеющая железное ядро, силикатную мантию и толстый водный слой, фазовое состояние которого определяется термодинамическими условиями. Эти варианты, очевидно,

являются крайними возможностями, а модель внутреннего строения подобной экзопланеты неизбежно является вырожденной (Barros и др., 2023): одним и тем же значениям массы и радиуса, определенного по транзиту, могут соответствовать разные доли воды и H/He-атмосферы в составе экзопланеты. Вероятно, HD 207496b обладает как водным слоем, так и достаточно массивной газовой оболочкой. Тем не менее на данном этапе исследований целесообразно изучить крайне возможные варианты строения, соответствующие различным сценариям убегания атмосферы.

В работе (Barros и др., 2023) сделана оценка темпов испарения первичной атмосферы HD 207496b под воздействием звездного XUV-излучения для обоих случаев. В настоящей работе, при изучении процесса убегания газовой оболочки под воздействием теплового потока от ядра, ограничимся первым случаем (безводная планета). Для корректного сопоставления результатов расчета убегания атмосферы в результате различных механизмов, воспользуемся моделью внутреннего строения планеты, приведенной в статье (Barros и др., 2023). При разработке данной модели авторы использовали полуэмпирическую зависимость масса—радиус для скалистого ядра из работы (Otegi и др., 2020), а также модель MESA для численного расчета атмосфер мини-нептунов (Chen, Rogers, 2016). В итоге было получено, что наблюдаемый при транзите радиус $2.25 R_{\oplus}$, который условно принимается за границу атмосферы, а также масса $6.1 M_{\oplus}$ соответствуют радиусу ядра $R_c = 1.74 \pm 0.14 R_{\oplus}$ при его массе $M_c = 6.07 \pm 1.6 M_{\oplus}$ и высоте H/He-атмосферы $0.51 \pm 0.19 R_{\oplus}$. Соответственно, отношение массы газовой оболочки к массе планеты:

$$f_{\text{env}} = M_{\text{env}}/M_p = (M_p - M_c)/M_p = 0.005 \pm 0.004.$$

Предельные отклонения рассчитаны с учетом погрешностей определения характеристик планеты, родительской звезды и орбитальных параметров.

ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ПОТЕРИ ПЕРВИЧНЫХ АТМОСФЕР СУПЕРЗЕМЛЯМИ И МИНИ-НЕПТУНАМИ

Существует большое разнообразие физических механизмов потери планетами своих газовых оболочек (Shematovich, Marov, 2018). Данные механизмы могут быть разделены на две

основные группы — тепловые и нетепловые. Темпы тепловых потерь определяются температурой на экзобазе (Shematovich, Marov, 2018). В нетепловых процессах частицы газа приобретают скорости убегания относительно планеты за счет различных эффектов, не связанных с внутренней тепловой энергией вещества. В частности, возможны импактная эрозия атмосферы при столкновении планет с крупными телами (Cameron, 1983; Ahrens, 1993; Genda, Abe, 2005; Schlichting и др., 2015), взаимодействие газа со звездным ветром (Cohen и др., 2011; Hazra и др., 2022), реакции атмосферной фотохимии, а также взаимодействие ионов с электрическими и магнитными полями (Marov и др., 1996; Shizgal, Arkos, 1996; Shematovich, Marov, 2018).

Для суперземель и мининептунов ведущую роль должны играть тепловые процессы убегания, поскольку именно с ними связаны достаточно мощные источники энергии, способные обеспечить большой поток массы (Ginzburg и др., 2016; Micela и др., 2022). Эта группа процессов может быть классифицирована по режиму убегания (джинсовский и гидродинамический режимы), а также типу энергетического источника. Если атмосфера вблизи экзобазы находится в гидростатическом равновесии, то локальное распределение частиц по скоростям следует распределению Максвелла и процесс называется джинсовским убеганием (или испарением атмосферы) (Chamberlain, 1962; Shizgal, Arkos, 1996; Johnson и др., 2008; Shematovich, Marov, 2018). В противном случае возникает гидродинамический отток (планетный ветер), который может привести к практически полной утрате первичной атмосферы.

Источником энергии, обеспечивающим преодоление газом гравитации планеты, может служить XUV-излучение родительской звезды (так называемое фотоиспарение) (Watson и др., 1981; Kasting, Pollack, 1983; Lammer и др., 2003; Tian, 2015; Owen, 2019). Альтернативным источником может являться внутренний тепловой поток, связанный с высокой температурой недр (Biersteker, Schlichting, 2019; 2021; Gupta, Schlichting, 2019). Он обусловлен охлаждением и сжатием планеты, распадом радиоактивных элементов, выделением приливного тепла и т.п. (Mordasini и др., 2012; Linder и др., 2019; Mordasini, 2020; Mol Lous и др., 2022).

Оба указанных тепловых механизма активно изучались применительно к потере первичных атмосфер суперземлями и мини-нептунами и, соответственно, к их роли в формировании

зазора Фултона. Как правило, оба механизма рассматривались по отдельности (Erkaev и др., 2007; Murray-Clay и др., 2009; Owen, Wu, 2013; Biersteker, Schlichting, 2019; 2021; Gupta, Schlichting, 2019). Однако, учитывая важность уточнения физики атмосферных потерь для понимания формирования популяций суперземель и мини-нептунов, а также свойств остаточных первичных, либо вторичных атмосфер (Zahnle, Kasting, 1986; Misener, Schlichting, 2021), была изучена и возможность их совместного действия (Modirrousta-Galian, Korenaga, 2023; Owen, Schlichting, 2024). Было показано, что указанные процессы могут доминировать на различных эволюционных стадиях экзопланет, имея различные характерные временные шкалы.

В этой связи при изучении эволюционной истории мини-нептуна HD 207496b представляется интерес оценка темпов убегания атмосферы не только в связи с фотоиспарением, но и под влиянием теплового потока от ядра.

ОЦЕНКИ ТЕМПОВ ФОТОИСПАРЕНИЯ АТМОСФЕРЫ HD 207496B

Процесс фотоиспарения атмосферы обусловлен поглощением жесткого УФ-излучения верхними слоями газовой оболочки. В результате нагрева температура на экзобазе достигает значений, при которых формируется интенсивный планетный ветер.

Для оценки темпов фотоиспарения первичной атмосферы HD 207496b в работе (Barros и др., 2023) были выполнены расчеты с помощью программного кода *photoevolver code* (Программный код для моделирования эволюции экзопланет доступен на GitHub по адресу: <https://github.com/jorgefz/photoevolver>).

В качестве исходных данных для расчетов использовалась модель зависимости потока XUV-излучения звезды HD 207496 от времени. Данная модель была получена авторами работы (Barros и др., 2023) на основе зависимости потока рентгеновского излучения от периода вращения звезды, представленной в (Pizzolato и др., 2003; Wright и др., 2011; 2018). Использовались также модель эволюции периода вращения звезды (Johnstone и др., 2021) и связь между потоками мягкого рентгеновского и УФ-излучения (King и др., 2018). Для уточнения и верификации модели привлекались данные о текущем периоде вращения HD 207496, известном из наблюдений (12.36 ± 0.12 сут.), а также о рентгеновской светимости в настоящее время по данным измерений

на ИСЗ XMM-Newton ($5.3^{+3.6}_{-1.6} \times 10^{28}$ эрг/с в диапазоне энергий от 0.1 до 2.4 кэВ). Необходимо отметить, что модель эволюции потока XUV-излучения дает достаточно большой разброс для его величины в заданные моменты времени (см. рис. 13 в статье (Barros и др., 2023)), что связано не только с погрешностями самой модели, но и со значительной погрешностью в определении возраста звезды (см. выше).

Алгоритм *photoevolver code* включает модель, позволяющую рассчитать атмосферные потери на основе данных о потоке XUV-излучения, а также модель Н/Не-оболочки планеты, необходимую для расчета текущих значений ее внешнего радиуса. Модель убегания атмосферы заимствована из (Kubyshkina, Fossati, 2021) и базируется на гидродинамических численных расчетах, а в качестве модели строения газовой оболочки использована модель MESA (Chen, Rogers, 2016).

Была прослежена эволюция параметров атмосферы HD 207496b как назад во времени (до возраста 10 млн лет), так и вперед (на 5 млрд лет). Текущий возраст планеты принимался равным 520 млн лет, шаг по времени – 0.1 млн лет.

В статье (Barros и др., 2023) представлены результаты расчетов для обоих вариантов внутреннего строения планеты (скалистое ядро, окруженное газовой оболочкой, и океанида). Для океаниды принималось, что к настоящему моменту атмосфера практически утрачена – добавлялась минимальная газовая оболочка, которая может быть потеряна за один шаг расчета во времени, вычислялась масса и протяженность Н/Не-атмосферы в прошлом.

В случае скалистого ядра эволюция начинается с мини-нептуна радиусом около $3.1 R_{\oplus}$. Массовая доля атмосферы в этот момент составляет около 2.2%. В результате фотоиспарения атмосферы радиус, определенный по транзиту, снижается к современной эпохе до наблюдаемого значения $2.25 R_{\oplus}$, а величина f_{env} падает до 0.5%. Модель фотоиспарения предсказывает, что в следующие 500 млн лет атмосфера будет утрачена полностью, сохранится только скалистое ядро с радиусом $1.74 R_{\oplus}$. Фактически, планета станет суперземлей, радиус которой будет соответствовать зазору Фултона. Модель океаниды предсказывает существование в прошлом еще более мощной Н/Не-оболочки.

Таким образом, результаты расчетов, выполненных в (Barros и др., 2023), указывают на потенциально высокую эффективность механизма фотоиспарения атмосферы мини-нептуна

HD 207496b и возможность его перехода в категорию суперземель, либо океанид. Также результаты расчетов демонстрируют многообразие возможных эволюционных сценариев, обусловленное погрешностями в определении параметров экзопланеты.

В работе (Barros и др., 2023) не учитывалась эллиптичность орбиты HD 207496b. Однако, как показано в работе (Simonova, Shematovich, 2023), существенный эксцентриситет может увеличить темпы потери атмосферы экзопланеты (как за счет возрастания потока XUV-излучения вperiастре, так и в связи с уменьшением радиуса Рюша при приближении к родительской звезде).

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОТЕРИ АТМОСФЕРЫ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА ИЗ НЕДР ПЛАНЕТЫ

В отличие от фотоиспарения, процесс убегания атмосферы планеты под воздействием теплового потока от ядра практически не зависит от XUV-излучения родительской звезды. Темпы потери газовой оболочки в данном случае определяются только балометрической светимостью звезды, а также величиной теплового потока из недр. В данном случае планетный ветер формируется благодаря нагреву внешних слоев атмосферы тепловым излучением планеты. Причем от балометрической светимости звезды напрямую зависит равновесная температура планеты T_{eq} , определяющая указанный поток теплового излучения (см. ниже). Тепловой поток из недр влияет на распределение температуры и плотности в газовой оболочке и, соответственно, высоту атмосферы. Планеты, обладающие горячими недрами, будут иметь более “раздутые” газовые оболочки и, соответственно, более высокую плотность газа на радиусе Бонди. Тепловой поток из недр, фактически, обеспечивает подъем газа к радиусу Бонди, откуда возможно его убегание от планеты.

В настоящей работе для расчета убегания первичной газовой оболочки HD 207496b под воздействием теплового потока от ядра использовалась упрощенная аналитическая модель, представленная в (Ginzburg и др., 2018). Указанная модель также детально рассмотрена и обоснована в (Ginzburg и др., 2016), где комплексно исследуются процессы формирования первичных атмосфер мини-нептунов путем акреции газа из протопланетного диска на ядра планет, потери внешних слоев газовых оболочек после рассеяния диска, а также их дальнейшая эволюция с учетом теплового потока от ядер

(рассматривается самосогласованная модель). В рамках работы (Ginzburg и др., 2016) выполнено сопоставление предсказаний предложенной модели с данными наблюдений популяции суперземель (диаграммы масса–радиус и масса – равновесная температура). Показано согласие модели с наблюдательными данными. Получены простые аналитические зависимости для параметров атмосферы и ядра планеты, а также темпов убегания газовой оболочки. Показано, в общем случае, что в зависимости от мощности газовой оболочки могут реализовываться различные сценарии ее эволюции: атмосфера может быть толстой, тонкой и ультратонкой. Границы между этими состояниями определяются соотношением между толщиной (высотой) атмосферы (ΔR), радиусом ядра (R_c) и радиусом Бонди (R_B). Атмосфера является толстой, если выполняется условие: $1 \leq \Delta R/R_c \leq R_B/R_c$. Тонкая атмосфера соответствует неравенству $R_c/R_B \leq \Delta R/R_c \leq 1$, а ультратонкая $-\Delta R/R_c \leq R_c/R_B$.

Радиус Бонди вычисляется по формуле

$$R_B = \frac{GM_c\mu}{k_B T_{\text{eq}}}, \quad (1)$$

где G – гравитационная постоянная, μ – молекулярная масса газа, k_B – постоянная Больцмана, T_{eq} – температура газа (которая для внешних слоев атмосферы принимается равной равновесной температуре планеты).

Если атмосфера является толстой, то температура на границе газовой оболочки и ядра остается практически неизменной – ядро не отдает аккумулированную при формировании тепловую энергию атмосфере (Ginzburg и др., 2016). В итоге атмосфера охлаждается и сжимается, убегание не играет существенной роли. Наибольший интерес представляет тонкая атмосфера. Во-первых, как показало моделирование (Ginzburg и др., 2016), после рассеивания протопланетного диска, падения внешнего давления и отделения верхних слоев первичной газовой оболочки, мини-нептуны сохраняют атмосферу, начальная высота которой близка к радиусу ядра (вне зависимости от массы оболочки в достаточно широких пределах), т.е. $\Delta R_0 \approx R_c$. Таким образом, первичные атмосферы мини-нептунов в начальной стадии своей эволюции близки к режиму тонкой атмосферы. Во-вторых, планеты, радиусы которых попадают в зазор Фултона, по определению должны иметь тонкие атмосферы. “Выживание” тонких атмосфер, как показали оценки, выполненные в (Ginzburg и др., 2016), зависит от их массы. Если газовые оболочки

достаточно массивные (с массой не менее 5% от массы планеты), то времененная шкала их охлаждения и сжатия будет короче, чем характерное время убегания. В итоге значительная часть атмосферы сохранится. В противном случае тепловой поток от ядра будет нагревать атмосферу, препятствуя ее сжатию, что может привести к полной потере газовой оболочки (причем темпы потерь возрастают в процессе убегания атмосферы). Темпы убегания зависят от конкретных условий – равновесной температуры, массы планеты. Модель предсказывает, что в ряде случаев (см. ниже), часть оболочки может сохраниться. В (Ginzburg и др., 2018) показано, что фундаментальное значение имеет соотношение между теплоемкостью ядра и атмосферы. Если тепловая энергия, аккумулированная при формировании ядра, превосходит соответствующую энергию газовой оболочки, то атмосфера будет утрачена, в противном случае – возможно охлаждение и сжатие атмосферы.

В основе модели, разработанной в (Ginzburg и др., 2018) и представленной ниже, лежат следующие основные допущения:

– рассматриваются не слишком массивные газовые оболочки – доля атмосферы в массе планеты составляет не более десятков процентов (т.е. исследуются суперземли и мини-нептуны, а не газовые гиганты);

– принимается, что атмосфера состоит из двух слоев – внутреннего, конвективного (с адиабатическим температурным профилем) и внешнего, изотермичного, где тепловой поток переносится излучением;

– считается, что вся масса атмосферы сконцентрирована в конвективном слое, а радиационно-конвективная граница с радиусом R_{rcb} , фактически, принимается за внешнюю границу атмосферы, грубо соответствующую наблюдаемому радиусу, определенному при транзите (такое допущение принимается, поскольку высота однородной атмосферы значительно меньше радиуса ядра);

– поскольку наружный слой атмосферы считается изотермичным, то температура на радиационно-конвективной границе принимается равной равновесной температуре планеты: $T_{\text{rcb}} = T_{\text{eq}}$;

– начальная высота атмосферы: $\Delta R_0 = R_{\text{rcb}0} - R_c$ (здесь $R_{\text{rcb}0}$ – начальный радиус радиационно-конвективной границы);

– ядро планеты считается жидким (расплавленным), полностью конвективным и практически несжимаемым, что позволяет считать его

изотермичным, с температурой T_c , соответствующей также температуре на границе ядра и газовой оболочки;

– возможность формирования твердой коры на поверхности ядра не учитывается (оценка начальных значений температур подтверждает обоснованность этого допущения); соответственно, принимается, что тепловой поток из недр лимитируется диффузионным переносом энергии излучением в газе вблизи радиационно-конвективной границы;

– принимается, что весь тепловой поток от ядра идет на нагрев и испарение атмосферы, не учитывается коэффициент эффективности нагрева, значение которого порядка единицы;

– в соотношениях, где используются молекулярная масса газа и показатель адиабаты, принимается, что атмосфера состоит только из водорода, причем не учитывается его диссоциация (соответственно, показатель адиабаты $\gamma = 7/5$, как для двухатомного газа).

С учетом представленных допущений, в (Ginzburg и др., 2016) был получен ряд приближенных аналитических соотношений.

Масса атмосферы в любой момент времени может быть найдена по формуле

$$M_{\text{env}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} 4\pi R_c^2 \rho_{\text{rcb}} \Delta R \left(\frac{R'_B \Delta R}{R_c^2} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, \quad (2)$$

где ρ_{rcb} – плотность атмосферы на радиационно-конвективной границе, R'_B – модифицированный радиус Бонди, ΔR – высота атмосферы ($\Delta R = R_{\text{rcb}} - R_c$).

При этом модифицированный радиус Бонди следует из соотношения

$$R'_B = \frac{\gamma - 1}{\gamma} R_B. \quad (3)$$

Температура на границе ядра и газовой оболочки (а значит и температура изотермичного ядра) находится из соотношения

$$k_B T_c = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{GM_c \mu}{R_c^2} \Delta R. \quad (4)$$

Полная внутренняя энергия планеты (тепловая и гравитационная), связанная как с газовой оболочкой, так и ядром, записывается как

$$E_{\text{cool}} = g \Delta R \left(\frac{\gamma}{2\gamma - 1} M_{\text{env}} + \frac{1}{\gamma} \frac{\gamma - 1}{\gamma_c - 1} \frac{\mu}{\mu_c} M_c \right), \quad (5)$$

где γ_c, μ_c – показатель адиабаты и молекулярная масса вещества ядра, $g = \frac{GM_c}{R_c^2}$ – ускорение свободного падения на поверхности ядра планеты.

Поток теплового излучения от планеты, обеспечивающий ее охлаждение (“светимость”), можно получить из формулы

$$L = -\dot{E}_{\text{cool}} = \frac{64\pi}{3} \frac{\sigma T_{\text{rcb}}^4 R_{\text{B}}'}{k \rho_{\text{rcb}}}, \quad (6)$$

где σ – постоянная Стефана–Больцмана, k – непрозрачность на радиационно-конвективной границе.

В достаточно широком интервале значений температур ($500 \text{ K} < T_{\text{rcb}} < 2000 \text{ K}$) непрозрачность (с учетом молекулярных линий поглощения и поглощения щелочными металлами) может быть вычислена с помощью соотношения (Freedman и др., 2008)

$$\frac{k}{0.1 \text{ см}^2 \text{ Г}^{-1}} = \left(\frac{\rho_{\text{rcb}}}{10^{-3} \text{ г см}^{-3}} \right)^{0.6}. \quad (7)$$

Максимальный темп потери массы атмосферы может быть ограничен либо подводимой энергией, т.е. светимостью (энергетический лимит), либо скоростью звука на радиусе Бонди (предел Бонди) (Ginzburg и др., 2018).

Энергетический лимит скорости потери атмосферы (потока массы) рассчитывается по формуле

$$\dot{M}_{\text{env}}^{\text{E}} = \frac{L}{g R_{\text{c}}}. \quad (8)$$

Для предела Бонди имеется соотношение

$$\dot{M}_{\text{env}}^{\text{B}} = 4\pi R_{\text{B}}^2 \rho(R_{\text{B}}) C_{\text{s}}, \quad (9)$$

где C_{s} – скорость звука, $\rho(R_{\text{B}})$ – плотность газа на радиусе Бонди.

Скорость звука на радиусе Бонди можно получить из формулы

$$C_{\text{s}} \cong \left(\frac{k_{\text{B}} T_{\text{eq}}}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (10)$$

Поскольку внешний, расположенный выше радиационно-конвективной границы слой атмосферы считается изотермичным, то справедливо следующее соотношение для расчета плотности на радиусе Бонди:

$$\frac{\rho(R_{\text{B}})}{\rho_{\text{rcb}}} = \exp \left(-\frac{R_{\text{B}}}{R_{\text{rcb}}} + 1 \right) \quad (11)$$

Если в некоторый момент времени известны M_{c} и f_{env} , то, очевидно, известна и масса газовой оболочки M_{env} . Тогда, зная высоту атмосферы ΔR и воспользовавшись (2), можно найти плотность газа на радиационно-конвективной границе – ρ_{rcb} . С помощью формул (6) и (7)

отыскивается величина внутреннего теплового потока (светимости) L . По формулам (8)–(10) находятся максимальные значения потока массы, определяемые подводом энергии и пределом Бонди. Минимальная из этих величин принимается в качестве текущего темпа потери атмосферы. Формула (5) позволяет найти запас энергии планеты в заданный момент времени.

Далее может быть прослежена эволюция газовой оболочки планеты. В каждый момент могут быть рассчитаны текущие оценки времени охлаждения планеты и времени убегания ее атмосферы: $t_{\text{cool}} = E_{\text{cool}}/L$ и $t_{\text{env}} = M_{\text{env}}/\min(\dot{M}_{\text{env}}^{\text{E}}, \dot{M}_{\text{env}}^{\text{B}})$. Эти характерные шкалы времени позволяют выбрать шаг при численном моделировании процесса испарения газовой оболочки. Значение шага по времени Δt задается как малая доля (в (Ginzburg и др., 2018) – 1%, а в настоящей работе – 0.1%) от $t_{\text{scale}} = \min(t_{\text{cool}}, t_{\text{env}})$.

При заданном шаге Δt на каждой итерации, исходя из значений на предыдущем шаге, мы рассчитываем величину внутренней энергии планеты, а также текущую массу атмосферы:

$$E_{\text{cool}} = E_{\text{cool}} - L \Delta t, \quad (12)$$

$$M_{\text{env}} = M_{\text{env}} - \min(\dot{M}_{\text{env}}^{\text{E}}, \dot{M}_{\text{env}}^{\text{B}}) \Delta t. \quad (13)$$

С помощью соотношения (5) далее вычисляется новое значение высоты атмосферы ΔR , а с использованием (2) – новое значение плотности газа на радиационно-конвективной границе ρ_{rcb} . Затем, с использованием формул (6)–(13), рассчитываются остальные параметры планеты, включая светимость L и темп потери атмосферы.

Цикл повторяется до тех пор, пока не закончится выбранное время моделирования, либо не будет зафиксирована полная утрата газовой оболочки планеты. В работе (Ginzburg и др., 2018) атмосфера считалась полностью утраченной, если $f_{\text{env}} < 10^{-6}$, однако следует отметить, что безоблачные атмосферы мини-нептунов при давлении менее 10 бар должны быть оптически тонкими, (Mol Lous M и др., 2022). В этом случае использование соотношения (6) для расчета светимости L становится некорректным. Данный уровень давления у поверхности ядра может соответствовать величине $f_{\text{env}} \approx 10^{-5}$. Возможно, указанная величина в большей степени соответствует границе применимости модели.

Как было указано выше, большое значение имеет соотношение между энергиями газовой оболочки и ядра (первый и второй члены в (5)). Вместо выполнения оценок γ_{c} , μ_{c} для

соответствующих расчетов, как и в работе (Ginzburg и др., 2018), здесь использована известная прямая оценка данного соотношения для газовой оболочки первичного состава и скалистого ядра: $E_{\text{env}}/E_c \approx 17f_{\text{env}}$.

Следует отметить, что в приведенных ниже результатах расчетов не учтена эволюция родительской звезды. Данное допущение приемлемо, поскольку звезда HD 207496 относится к спектральному классу K2.5V, и ее болометрическая светимость изменяется не более, чем на несколько процентов за миллиард лет. Таким образом, соответствующее изменение равновесной температуры экзопланеты HD 207496b не должно превышать 1% (нескольких градусов кельвина), что находится в пределах погрешности ее оценки. На интервале времени порядка 10 млрд лет соответствующая погрешность уже может достичь 10%, что должно учитываться в дальнейших исследованиях.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

В настоящей работе были выполнены расчеты убегания атмосферы HD 207496b под воздействием теплового потока от ядра в соответствии с представленной выше моделью из (Ginzburg и др., 2018).

Первый расчетный случай соответствует современному начальному состоянию экзопланеты HD 207496b: $\Delta R = 0.51 R_{\oplus}$, $f_{\text{env}} = 0.005$. Исследовалась возможность потери современной атмосферы в будущем. Результаты представлены

в виде графиков на рис. 1. На левой панели рис. 1 дана зависимость от времени f_{env} , а на правой — высоты атмосферы в тысячах километров. За нулевой момент времени принята текущая эпоха. В рамках данной работы приводятся графики именно для высоты атмосферы, поскольку этот тип зависимости лучше иллюстрирует эволюционные изменения газовой оболочки.

На левой панели рис. 1 видно, что массовая доля атмосферы практически не изменяется даже на шкале времени порядка 10 млрд лет. Другими словами, испарение атмосферы, обусловленное тепловым потоком от ядра, для HD 207496b в современную эпоху пренебрежимо мало, атмосферные потери определяются фотоиспарением. Тем не менее, как видно из графика на правой панели, охлаждение и сжатие атмосферы само по себе может привести к уменьшению ее высоты почти в 3 раза на рассмотренном промежутке времени. Тогда, даже без учета фотоиспарения и потери массы, внешний радиус планеты, определенный по транзиту, с $2.25 R_{\oplus}$ уменьшится до $1.9 R_{\oplus}$.

Во втором расчетном случае рассматривалась эволюция атмосферы HD 207496b, начиная с момента формирования экзопланеты. Принималось (в соответствии с (Ginzburg и др., 2016; 2018)), что начальная высота атмосферы равна радиусу ее ядра, т.е. $\Delta R_0 = 1.74 R_{\oplus}$. В этом случае начальный радиус планеты, определенный по транзиту, оказывается $3.48 R_{\oplus}$, что в целом не противоречит результатам моделирования, представленным в (Barros и др., 2023). Начальное

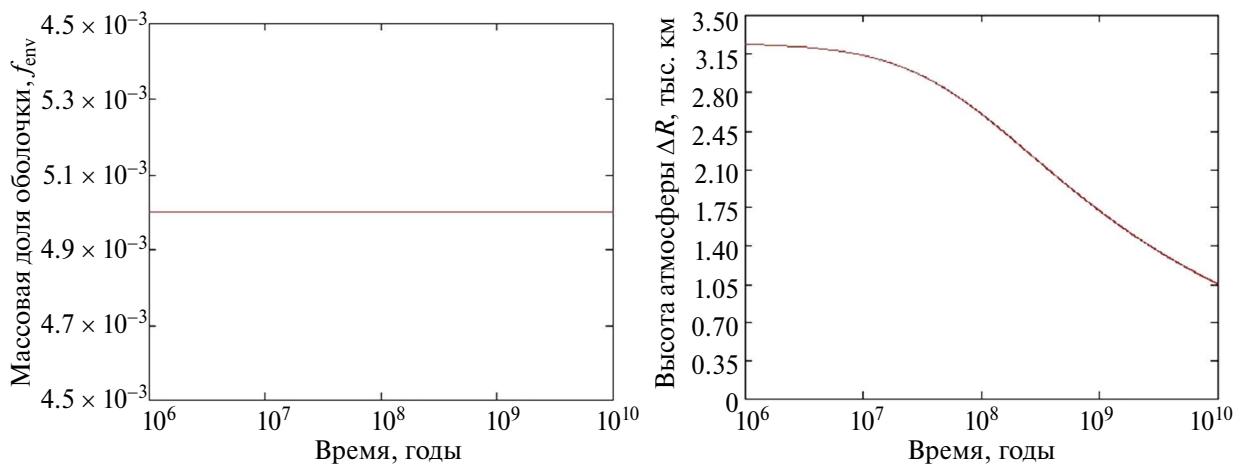


Рис. 1. Эволюция массовой доли атмосферы f_{env} и ее высоты ΔR для HD 207496b при рассмотрении в качестве начального современного состояния экзопланеты и ее газовой оболочки. Убегание атмосферы в связи с потоком тепловой энергии от ядра практически отсутствует, снижение высоты со временем определяется ее охлаждением и сжатием.

значение массовой доли атмосферы принималось равным $f_{\text{env}} = 0.022$, т.е. соответствующим предсказаниям гипотезы фотоиспарения. Результаты расчетов представлены на рис. 2. Видно, что влияние теплового потока от ядра на процесс убегания атмосферы и для данного расчетного случая оказывается пренебрежимо малым. Данный механизм не способен заметно изменить массовую долю газовой оболочки, в отличие от фотоиспарения. Тем не менее и в этом случае имеют место охлаждение и заметное сжатие атмосферы. Модель предсказывает, что высота атмосферы (при неизменной массе) должна была бы составить в современную эпоху (через 520 млн лет после формирования экзопланеты) около $0.57 R_{\oplus}$, а радиус экзопланеты, определенный по транзиту, – около $2.31 R_{\oplus}$, что незначительно превышает наблюдаемое значение. Таким образом, изменение высоты атмосферы в силу постепенного охлаждения необходимо учитывать наряду с процессами испарения.

Как отмечается в (Ginzburg и др., 2016), сжатие может продолжаться до некоторой максимальной плотности газа $\rho_{\text{max}} \sim \mu/a_0^3$, где a_0 – радиус Бора. Причем показано, что массивные газовые оболочки к моменту достижения рассматриваемого тонкого режима имеют плотность порядка $1/7 \rho_{\text{max}}$. Соответственно, высота атмосферы в результате сжатия, обусловленного охлаждением, может измениться примерно в 7 раз. Масштабы изменения высоты атмосферы на рис. 2 находятся в пределах данного ограничения.

Степень сжатия атмосферы ограничивается также предельно достижимым охлаждением,

обусловленным равновесной температурой, т.е. потоком энергии от родительской звезды.

Для второго расчетного случая в начальный момент времени внутренний тепловой поток составляет порядка 1.24×10^{18} Вт. Этот поток мог бы обеспечить скорость убегания атмосферы около 5.7×10^9 кг/с. Однако предел Бонди составляет только 1.4×10^6 кг/с, что связано с достаточно низкой плотностью газа на радиусе Бонди. Низкая плотность газа, в свою очередь, обусловлена относительно большой величиной R_{B} в силу сравнительно низкой T_{eq} . Соответственно, характерное время охлаждения экзопланеты на три порядка меньше, чем время испарения ее атмосферы.

В работе (Ginzburg и др., 2016) приведен аналитический критерий, позволяющий оценить возможность “выживания” тонких атмосфер мини-нептунов, если их массовая доля – менее 5% от массы планеты.

При выполнении условия $M_c > 6.3(T_{\text{eq}}/1000 \text{ K})^{4/3} M_{\oplus}$ характерная шкала времени убегания атмосферы превысит возраст планеты, т.е. если планета будет достаточно холодной и массивной, газовая оболочка может частично сохраняться. В частности, для HD 207496b при равновесной температуре 743 К критическое значение массы ядра составляет около $4.24 M_{\oplus}$. Соответственно, представленный выше результат ожидаем. Однако видно, что данная экзопланета находится достаточно близко к границе, когда потери атмосферы под воздействием теплового потока от ядра могли бы стать значимыми, что подтверждается результатами, представленными ниже.

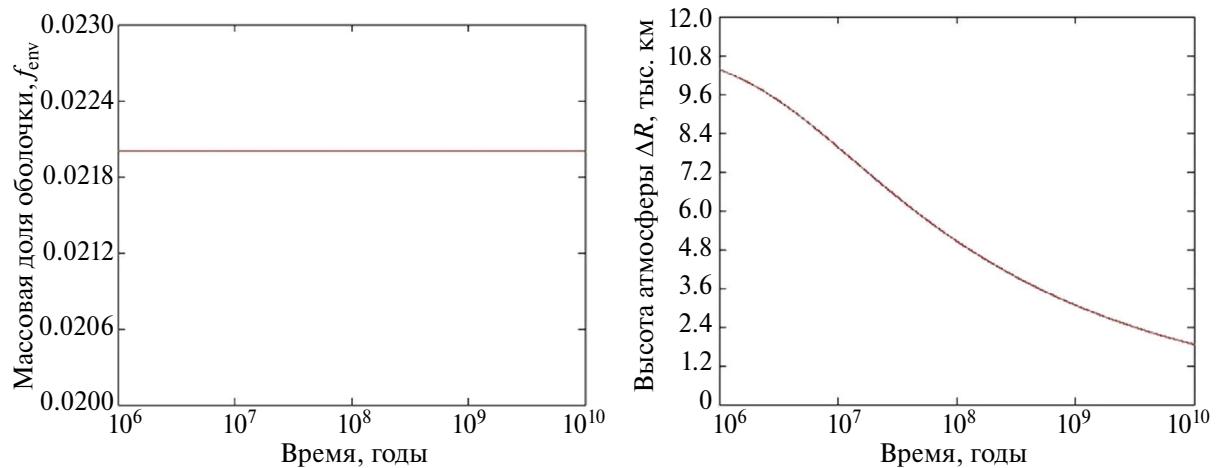


Рис. 2. Эволюция массовой доли атмосферы f_{env} и ее высоты ΔR для HD 207496b с момента формирования планеты. Убегание атмосферы практически отсутствует, изменение ΔR с момента формирования планеты определяется охлаждением и сжатием.

Характеристики экзопланеты HD 207496b (особенно масса) оценены со значительной погрешностью, поэтому целесообразно исследовать устойчивость полученного выше результата к изменению некоторых параметров модели.

Нами было изучено влияние на темпы потери атмосферы в результате рассматриваемого механизма экзопланетой типа HD 207496b равновесной температуры T_{eq} и массы ядра M_{c} . Рассматривался второй расчетный случай – эволюция экзопланеты с момента формирования, когда высота газовой оболочки принимается равной радиусу ядра. Во всех случаях считалось, что начальная величина $f_{\text{env}} = 0.022$.

На рис. 3 представлены результаты расчетов для различных значений равновесной температуры: $T_{\text{eq}} = 743$ К; 900 К; 1000 К; 1100 К; 1300 К. Все остальные параметры фиксированы и не отличаются от приведенных ранее для второго расчетного случая.

Отметим, что заметные отклонения от приведенной выше оценки T_{eq} могут возникать в силу отличия реального значения альбедо Бонда экзопланеты от принятой в расчетах величины. Также изменение равновесной температуры может произойти в будущем, в силу роста светимости HD 207496 на этапе схода с главной последовательности. На оценку T_{eq} также может оказывать влияние и эксцентрисичность орбиты экзопланеты при заданном значении большой полуоси.

Как видно из рис. 3, темпы потери атмосферы весьма сильно зависят от равновесной температуры. Если рост T_{eq} до 900 К приводит лишь к незначительной потере газовой оболочки (не более 7% от начального значения массы), после

чего она охлаждается и сжимается практически так же, как и при температуре 743 К (см. правую панель на рис. 3), то дальнейшее ее увеличение приводит к быстрой потере атмосферы. Это связано с уменьшением радиуса Бонди, а также пропорциональным четвертой степени температуры ростом теплового потока из недр планеты (см. формулу (6)). Особенностью убегания атмосферы под действием теплового потока от ядра является ускоряющийся характер процесса (Ginzburg и др., 2016). Уменьшение массы атмосферы приводит к снижению плотности на радиационно-конвективной границе ρ_{rcb} , падает непрозрачность среды и, соответственно, растет тепловой поток из недр (светимость) – см. формулы (6) и (7). В итоге светимость быстро растет, а значит растет и темп потери газовой оболочки. Как следствие, большая часть атмосферы утрачивается за сравнительно короткий промежуток времени. В частности, из графика на левой панели рис. 3 (кривые 3–5) видно, что основные потери атмосферы для планеты типа HD 207496b по указанному механизму должны были иметь место в первые 3–4 млн лет. В полном соответствии с предложенной в (Ginzburg и др., 2016) моделью, на этапе интенсивного испарения атмосферы радиус планеты остается практически неизменным (тепловой поток от ядра не позволяет ей сжаться и охладиться, несмотря на потерю массы). В то же время (см. кривые 1 и 2 на графике правой панели рис. 3), если светимость недостаточна для обеспечения высоких темпов испарения, атмосфера успевает охладиться и сжаться.

Как видно из рис. 3, после стадии быстрой потери атмосферы может наступить стабилизация

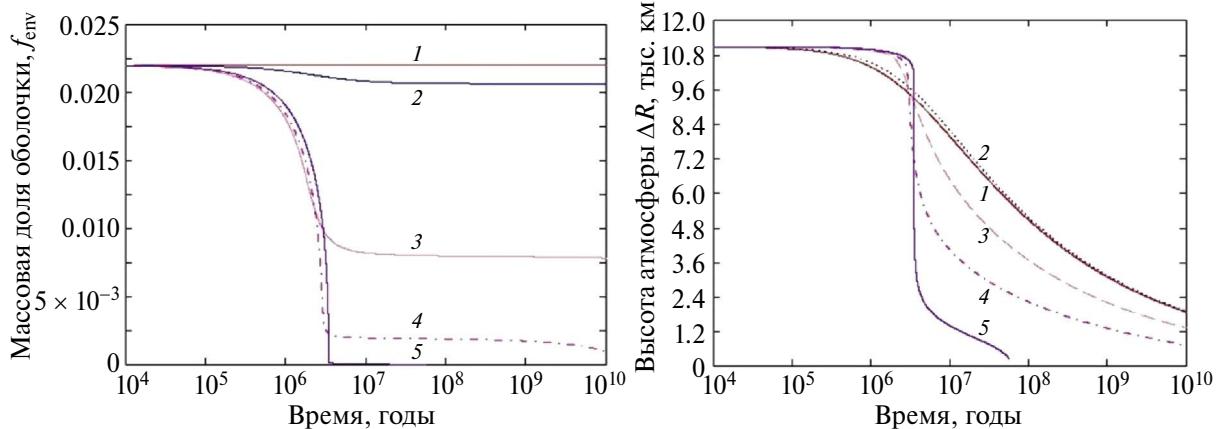


Рис. 3. Эволюция массовой доли атмосферы f_{env} и ее высоты ΔR для экзопланеты типа HD 207496b с момента формирования для разных значений равновесной температуры: 1 – $T_{\text{eq}} = 743$ К; 2 – 900 К; 3 – 1000 К; 4 – 1100 К; 5 – 1300 К.

процесса: сохранится некоторая остаточная газовая оболочка, которая перейдет к фазе охлаждения и сжатия и сможет существовать миллиарды лет. Это связано с тем, что темпы потерь атмосферы достигают предела Бонди (скорость течения газа на радиусе Бонди R_B достигает скорости звука), после чего уже не могут возрастать. Более того, в процессе дальнейшей потери атмосферы падает плотность на радиусе Бонди и, соответственно, снижаются темпы испарения. Появляется возможность для охлаждения и сжатия атмосферы, темпы потерь снижаются за счет прогрессирующего снижения ρ_B , обусловленного как снижением массы газовой оболочки в целом, так и смещением ближе к ядру радиационно-конвективной границы из-за сжатия атмосферы. Указанный эффект отмечен в (Ginzburg и др., 2016; 2018) и подтверждается расчетами в настоящей работе. Заметим, что, поскольку в рамках рассматриваемой модели учитывается только гравитация ядра (в силу малой массовой доли газовой оболочки), то величина радиуса Бонди остается неизменной в процессе потери атмосферы. Мощность остаточной оболочки будет зависеть от конкретных начальных условий процесса, включая T_{eq} . Из рис. 3 (левая панель) видно, что для аналога экзопланеты HD 207496b массовая доля остаточной атмосферы снижается с 0.02 практически до нуля при росте равновесной температуры от 900 К до 1300 К. При более высоких температурах оболочка утрачивается полностью на стадии быстрой потери атмосферы. На больших интервалах времени (см. наклон кривых 3 и 4 на левой панели рис. 3) остаточные оболочки также могут быть постепенно утрачены, хотя

характерное время их сравнительно стабильного существования может составить миллиарды лет. Эта особенность поведения остаточных оболочек подтверждает выводы работ (Ginzburg и др., 2016; 2018) – атмосферы с массовой долей менее $\approx 5\%$ оказываются нестабильными, но время их существования будет определяться равновесной температурой и массой планеты.

Результаты расчетов эволюции массовой доли и высоты атмосферы для различных масс ядра экзопланеты типа HD 207496b приведены на рис. 4. В этом случае варьировалась только масса ядра экзопланеты, рассматривались значения $M_c = 6.07 M_\oplus$; $5.0 M_\oplus$; $4.5 M_\oplus$; $4.0 M_\oplus$. Для каждого значения массы ядра рассчитывался радиус. Аналогично подходу в (Barros S.C.C. и др., 2023) (для корректности сопоставления результатов расчетов) использовалась зависимость между радиусом и массой ядра из (Otegi и др., 2020): $R_c \approx 1.03 \times M_c^{0.29}$ (для ядер со средней плотностью выше 3.3 г/см^3). Поскольку зависимость носит полуэмпирический характер, то в (Otegi и др., 2020) для показателя степени и коэффициента при M_c даны предельные отклонения, но, как и в (Barros и др., 2023), здесь использованы математические ожидания. Полученные значения радиусов R_c для приведенных выше масс составляют: $1.74 R_\oplus$; $1.64 R_\oplus$; $1.59 R_\oplus$; $1.54 R_\oplus$. Для всех значений массы ядра доля газовой оболочки в массе планеты $f_{env} = 0.022$. Другие параметры фиксировались, в частности, $T_{eq} = 743 \text{ К}$.

Как видно из рис. 4 (левая панель), снижение массы ядра планеты в данном случае также может привести к появлению убегания атмосферы под воздействием внутреннего теплового потока, что

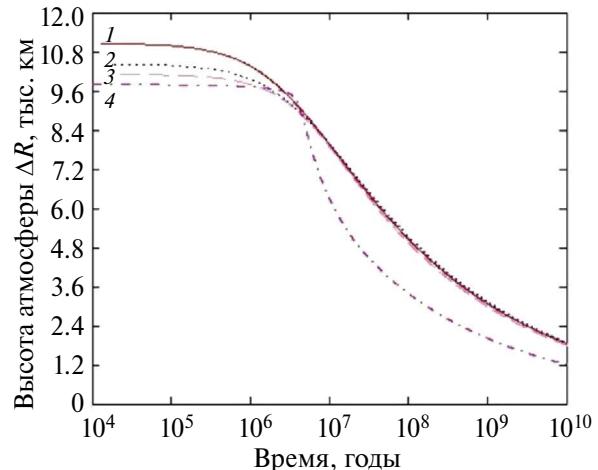
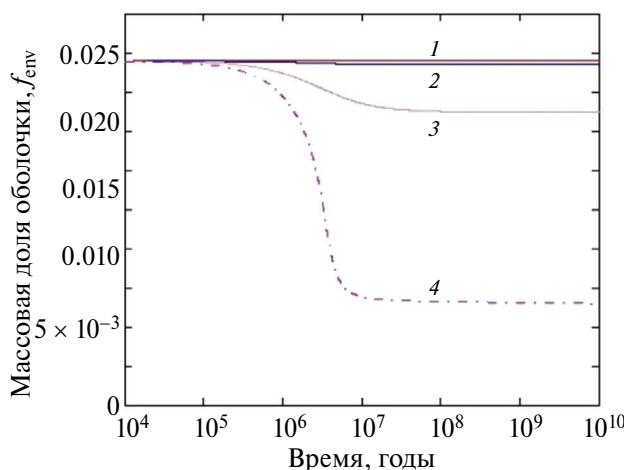


Рис. 4. Эволюция массовой доли атмосферы f_{env} и ее высоты ΔR для экзопланеты типа HD 207496b с момента формирования для разных значений массы ядра: 1 – $M_c = 6.07 M_\oplus$; 2 – $5.0 M_\oplus$; 3 – $4.5 M_\oplus$; 4 – $4.0 M_\oplus$.

связано с уменьшением ускорения свободного падения на поверхности ядра и, соответственно, радиуса Бонди. Этот эффект тем не менее слабо выражен при массах ядра выше $4.5 M_{\oplus}$. Поскольку с учетом погрешностей измерений нижний предел массы HD207496b оценивается в $4.6 M_{\oplus}$, то очевидно, что для рассматриваемой модели этой экзопланеты тепловое испарение газовой оболочки под воздействием ядра не могло играть существенной роли. Однако видно, что дальнейшее снижение массы (уменьшение гравитации ядра) должно привести к быстрому нарастанию потерь с появлением эволюционной стадии, когда тепловой поток от ядра играет важную роль.

Если в составе ядра планеты присутствует существенное количество воды, то его радиус будет заметно выше, чем для скалистого, а ускорение свободного падения — ниже. Соответственно, эффект проявится при больших значениях массы. Поскольку присутствие водной мантии у HD 207496b весьма вероятно, то вполне возможно, что экзопланета проходила соответствующую стадию эволюции. Указанный вопрос требует дальнейшего исследования.

Отметим, что включение в состав ядра большого количества воды приводит к росту величины аккумулированной тепловой энергии. Это также может способствовать развитию испарения газовой оболочки под воздействием ядра, как и восполнение запаса теряемой в процессе охлаждения тепловой энергии в силу выделения радиогенного и приливного тепла, а также в силу сжатия самого ядра. Перечисленные эффекты в данной работе не учитываются и будут рассмотрены в дальнейших исследованиях. Эллиптичность орбиты экзопланеты также может оказаться на темпах испарения как в силу колебаний T_{eq} при орбитальном движении, так и в связи с изменением радиуса полости Роша. Отличие эксцентриситета орбиты от нулевого значения также приводит к упомянутой генерации приливного тепла в ядре.

Заметим, что на рис. 4 эволюция атмосферы для разных значений массы ядра начинается с разных значений высоты ΔR , поскольку начальная высота равна радиусу ядра, зависящему от массы. Тем не менее для интервала значений масс ядра от $4.5 M_{\oplus}$ до $6.07 M_{\oplus}$ эволюция атмосферы спустя 5 млн лет идет практически по одному сценарию. Высота атмосферы в настоящую эпоху (520 млн лет) практически не отличается для кривых 1–3. Поскольку радиус ядра также находится для них в интервале от 1.59 до $1.74 R_{\oplus}$, то все эти случаи дают радиус, определенный

по транзиту, около 2.1 – $2.25 R_{\oplus}$, что совместимо с результатами наблюдений. Для четвертой кривой высота атмосферы в настоящую эпоху оказывается почти в 1.5 раза меньше, а радиус ядра — $1.54 R_{\oplus}$. Радиус, определенный по транзиту, — около $1.92 R_{\oplus}$, что уже заметно отличается от результатов наблюдений.

ВЫВОДЫ

1. Выполнено моделирование процесса убегания атмосферы мини-нептуна HD 207496b под воздействием теплового потока от ядра. Рассматривался вариант внутреннего строения экзопланеты, когда скалистое (железо-силикатное) ядро окружено водородно-гелиевой атмосферой. Изучена как возможность потери современной атмосферы, составляющей для данной модели внутреннего строения 0.5% по массе, так и начальной, с массой около 2.2%.

2. Показана низкая эффективность рассматриваемого механизма убегания атмосферы для заданной равновесной температуры экзопланеты (743 К) и массы скалистого ядра около $6.07 M_{\oplus}$. Сделан вывод о преобладающей роли фотоиспарения в потере газовой оболочки HD 207496b для принятых параметров модели.

3. Продемонстрировано, что полученный результат существенным образом зависит от принятых значений массы и равновесной температуры HD 207496b.

Учитывая погрешности в определении характеристик планеты (особенно массы), а также то, что в модели не рассматриваются дополнительные источники тепловой энергии (радиогенной, приливной) нельзя исключить, что в эволюционной истории HD 207496b могла быть стадия потери газовой оболочки под воздействием теплового потока от ядра.

Целесообразен также анализ возможности более высоких значений равновесной температуры HD 207496b в прошлом в силу, например, более низкого значения альбедо Бонда.

4. Принципиальное значение имеет присутствие воды в составе ядра HD 207496b. При наличии водного слоя, составляющего значительную часть массы ядра, темпы потери атмосферы могут быть существенно выше, и это требует дальнейших исследований.

Исследование выполнено в рамках проекта “Исследование звезд с экзопланетами” по гранту Правительства РФ для проведения научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (соглашение № 075-15-2022-1109).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ahrens T.J.* Impact erosion of terrestrial planetary atmospheres // *Ann. Rev. Earth and Planet. Sci.* 1993. V. 21. P. 525–555.
<https://doi.org/10.1146/annurev.ea.21.050193.002521>
2. *Barros S.C.C., Demangeon O.D S., Armstrong D.J., Delgado Mena E., Acuña L., Fernández Fernández J., Deleuil M., Collins K.A., Howell S.B., Ziegler C., and 32 co-authors.* The young mini-Neptune HD207496b that is either a naked core or on the verge of becoming one // *Astron. and Astrophys.* 2023. V. 673. Id. A4 (18 p.).
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245741>
3. *Biersteker J.B., Schlichting H.E.* Atmospheric mass-loss due to giant impacts: The importance of the thermal component for hydrogen-helium envelopes // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2019. V. 485. P. 4454–4463.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stz738>
4. *Biersteker J.B., Schlichting H.E.* Losing oceans: The effects of composition on the thermal component of impact-driven atmospheric loss // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2021. V. 501. P. 587–595.
<https://doi.org/10.1093/mnras/staa3614>
5. *Cameron A.G.W.* Origin of the atmospheres of the terrestrial planets // *Icarus.* 1983. V. 56. P. 195–201.
[https://doi.org/10.1016/0019-1035\(83\)90032-5](https://doi.org/10.1016/0019-1035(83)90032-5)
6. *Chamberlain J.W.* Upper atmospheres of the planets // *Astrophys. J.* 1962. V. 136. P. 582–586.
<https://doi.org/10.1086/147409>
7. *Chen H., Rogers L.A.* Evolutionary analysis of gaseous sub-Neptune-mass planets with MESA // *Astrophys. J.* 2016. V. 831. Id. 180 (18 p.).
<https://doi.org/10.3847/0004-637X/831/2/180>
8. *Cohen O., Kashyap V.L., Drake J.J., Sokolov I.V., Gombosi T.I.* The dynamics of stellar coronae harboring hot Jupiters. II. A space weather event on a hot Jupiter // *Astrophys. J.* 2011. V. 738. Id. 166 (13 p.).
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/738/2/166>
9. *Erkaev N.V., Kulikov Y., Lammer H., Selsis F., Langmayr D., Jaritz G.F., Biernat H.K.* Roche lobe effects on the atmospheric loss from “hot Jupiters” // *Astron. and Astrophys.* 2007. V. 472. P. 329–334.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066929>
10. *Freedman R.S., Marley M.S., Lodders K.* Gaseous mean opacities for giant planet and ultracool dwarf atmospheres over a range of metallicities and temperatures // *Astrophys. J. Suppl.* 2008. V. 174. P. 50–74.
<https://doi.org/10.1086/521793>
11. *Fulton B.J., Petigura E.A., Howard A.W., Isaacson H., Marcy G.W., Cargile P.A., Hebb L., Weiss L.M., Johnson J.A., Morton T.D., and 3 co-authors.* The California-Kepler Survey. III. A gap in the radius distribution of small planets // *Astrophys. J.* 2017. V. 154. Id. 109 (19 p.).
<https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa80eb>
12. *Ginzburg S., Schlichting H.E., Sari R.* Super-Earth atmospheres: Self-consistent gas accretion and retention // *Astrophys. J.* 2016. V. 825. Id. 29 (12 p.).
<https://doi.org/10.3847/0004-637X/825/1/29>
13. *Ginzburg S., Schlichting H.E., Sari R.* Core-powered mass loss and the radius distribution of small exoplanets // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2018. V. 476. P. 759–765.
<https://doi.org/10.1093/mnras/sty290>
14. *Gupta A., Schlichting H.E.* Sculpting the valley in the radius distribution of small exoplanets as a by-product of planet formation: The core-powered mass-loss mechanism // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2019. V. 487. P. 24–33.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stz1230>
15. *Genda H., Abe Y.* Enhanced atmospheric loss on protoplanets at the giant impact phase in the presence of oceans // *Nature.* 2005. V. 433. P. 842–844.
<https://doi.org/10.1038/nature03360>
16. *Hazra G., Vidotto A.A., Carolan S., Villarreal D’Angelo C., Manchester W.* The impact of coronal mass ejections and flares on the atmosphere of the hot Jupiter HD189733b // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2022. V. 509. P. 5858–5871.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stab3271>
17. *Johnson R.E., Combi M.R., Fox J.L., Ip W.-H., Leblanc F., McGrath M.A., Shematovich V.I., Strobel D.F., Waite J.H., Jr.* Exospheres and atmospheric escape // *Space Sci. Rev.* 2008. V. 139. P. 355–397.
<https://doi.org/10.1007/s11214-008-9415-3>
18. *Johnstone C.P., Bartel M., Güdel M.* The active lives of stars: A complete description of the rotation and XUV evolution of F, G, K, and M dwarfs // *Astron. and Astrophys.* 2021. V. 649. Id. A96 (26 p.).
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038407>
19. *Kasting J.F., Pollack J.B.* Loss of water from Venus. I. Hydrodynamic escape of hydrogen // *Icarus.* 1983. V. 53. P. 479–508.
[https://doi.org/10.1016/0019-1035\(83\)90212-9](https://doi.org/10.1016/0019-1035(83)90212-9)
20. *Kasting J.F., Whitmire D.P., Reynolds R.T.* Habitable zones around main sequence stars // *Icarus.* 1993. V. 101. P. 108–128.
<https://doi.org/10.1006/icar.1993.1010>
21. *King G.W., Wheatley P.J., Salz M., Bourrier V., Czesla S., Ehrenreich D., Kirk J., Lecavelier des Etangs A., Louden T., Schmitt J., Schneider P.C.* The XUV environments of exoplanets from Jupiter-size to super-Earth // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2018. V. 478. P. 1193–1208.
<https://doi.org/10.1093/mnrasl/slz003>

22. *Kopparapu R.K., Ramirez R., Kasting J.F., Eymet V., Robinson T.D., Mahadevan S., Terrien R.C., Domagal-Goldman Sh., Meadows V., Deshpande R.* Habitable zones around main-sequence stars: New estimates // *Astrophys. J.* 2013. V. 765. Id. 131 (16 p.).
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/765/2/131>
23. *Kubyshkina D.I., Fossati L.* Extending a grid of hydrodynamic planetary upper atmosphere models // *Res. Notes AAS.* 2021. V. 5. Id. 74.
<https://doi.org/10.3847/2515-5172/abf498>
24. *Lammer H., Selsis F., Ribas I., Guinan E.F., Bauer S.J., Weiss W.W.* Atmospheric loss of exoplanets resulting from stellar X-ray and extreme-ultraviolet heating // *Astrophys. J. Lett.* 2003. V. 598. P. L121–L124.
<https://doi.org/10.1086/380815>
25. *Linder E.F. Mordasini C., Mollière P., Marleau G.-D., Malik M., Quanz S.P., Meyer M.R.* Evolutionary models of cold and low-mass planets: cooling curves, magnitudes, and detectability // *Astron. and Astrophys.* 2019. V. 623. Id. A85 (24 p.).
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833873>
26. *Madhusudhan N., Piette A.A.A., Constantinou S.* Habitability and biosignatures of hycean worlds // *Astrophys. J.* 2021. V. 918. P. 1–10.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/abfd9c>
27. *Marov M.Ya., Shematovich V.I., Bisikalo D.V.* Nonequilibrium processes in the planetary and cometary atmospheres. A kinetic approach to modeling // *Space Sci. Rev.* 1996. V. 76. P. 1–202.
<https://doi.org/10.1007/BF00240583>
28. *Micela G., Cecchi-Pestellini C., Colombo S., Locci D., Petralia A.* Planet interactions at a young age // *Astron. Nachrichten.* 2022. V. 343. Id. e10097.
<https://doi.org/10.1002/asna.20210097>
29. *Misener W., Schlichting H.E.* To cool is to keep: residual H/He atmospheres of super-Earths and sub-Neptunes // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2021. V. 503. P. 5658–5674.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stab895>
30. *Modirrousta-Galian D., Korenaga J.* The three regimes of atmospheric evaporation for super-Earths and sub-Neptunes // *Astrophys. J.* 2023. V. 943. Id. 11 (27 p.).
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac9d34>
31. *Mol Lous M., Helled R., Mordasini C.* Potential long-term habitable conditions on planets with primordial H-He atmospheres // *Nature Astron.* 2022. V. 6. P. 819–828.
<https://doi.org/10.1038/s41550-022-01699-8>
32. *Mordasini C.* Planetary evolution with atmospheric photoevaporation. I. Analytical derivation and numerical study of the evaporation valley and transition from super-Earths to sub-Neptunes // *Astron. and Astrophys.* 2020. V. 38. Id. A52.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935541>
33. *Mordasini C., Alibert Y., Georgy C., Dittkrist K.-M., Klahr H., Henning T.* Characterization of exoplanets from their formation. II. The planetary mass-radius relationship // *Astron. and Astrophys.* 2012. V. 547. Id. A112 (36 p.).
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118464>
34. *Murray-Clay R.A., Chiang E.I., Murray N.* Atmospheric escape from hot Jupiters // *Astrophys. J.* 2009. V. 693. P. 23–42.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/693/1/23>
35. *Otegi J.F., Bouchy F., Helled R.* Revisited mass-radius relations for exoplanets below $120 M_{\oplus}$ // *Astron. and Astrophys.* 2020. V. 634. Id. A43.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936482>
36. *Owen J.E.* Atmospheric escape and the evolution of close-in exoplanets // *Ann. Rev. Earth and Planet. Sci.* 2019. V. 47. P. 67–90.
<https://doi.org/10.1146/annurev-earth-053018-060246>
37. *Owen J.E., Mohanty S.* Habitability of terrestrial-mass planets in the HZ of M Dwarfs – I. H/He-dominated atmospheres // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 459. P. 4088–4108.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stw959>
38. *Owen J.E., Schlichting H.E.* Mapping out the parameter space for photoevaporation and core-powered mass-loss // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2024. V. 528. P. 1615–1629.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stad3972>
39. *Owen J.E., Wu Y.* Kepler planets: A tale of evaporation // *Astrophys. J.* 2013. V. 775. Id. 105.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/775/2/105>
40. *Pizzolato N., Maggio A., Micela G., Sciortino S., Ventura P.* The stellar activity-rotation relationship revisited: Dependence of saturated and non-saturated X-ray emission regimes on stellar mass for late-type dwarfs // *Astron. and Astrophys.* 2003. V. 397. P. 147–157.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021560>
41. *Schlichting H.E., Sari R., Yalinewich A.* Atmospheric mass loss during planet formation: The importance of planetesimal impacts // *Icarus.* 2015. V. 247. P. 81–94.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.09.053>
42. *Shematovich V.I., Marov M.Ya.* Escape of planetary atmospheres: Physical processes and numerical models // *Physics Uspekhi.* 2018. V. 61. P. 217–246.
<https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.09.038212>
43. *Shizgal B.D., Arkos G.G.* Nonthermal escape of the atmospheres of Venus, Earth, and Mars // *Rev. Geophys.* 1996. V. 34. P. 483–505.
<https://doi.org/10.1029/96RG02213>
44. *Simonova A.A., Shematovich V.I.* Approximate calculation of the thermal loss of the atmosphere of a

- hot exoplanet in a low orbit with taking into account the ellipticity // *Astrophys. Bull.* 2023. V. 78. P. 214–221.
<https://doi.org/10.1134/S1990341323020098>
45. *Tian F.* Atmospheric escape from Solar system terrestrial planets and exoplanets // *Ann. Rev. Earth and Planet. Sci.* 2015. V. 43. P. 459–476.
<https://doi.org/10.1146/annurev-earth-060313-054834>
46. *Watson A.J., Donahue T.M., Walker J.C.G.* The dynamics of a rapidly escaping atmosphere: Applications to the evolution of Earth and Venus // *Icarus*. 1981. V. 48. P. 150–166.
[https://doi.org/10.1016/0019-1035\(81\)90101-9](https://doi.org/10.1016/0019-1035(81)90101-9)
47. *Wright N.J., Drake J.J., Mamajek E.E., Henry G.W.* The stellar-activity-rotation relationship and the evolution of stellar dynamos // *Astrophys. J.* 2011. V. 743. Id. 48 (16 p.).
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/743/1/48>
48. *Wright N.J., Newton E.R., Williams P.K.G., Drake J.J., Yadav R.K.* The stellar rotation-activity relationship in fully convective M dwarfs // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2018. V. 479. P. 2351–2360.
<https://doi.org/10.1093/mnras/sty1670>
49. *Zahnle K.J., Kasting J.F.* Mass fractionation during transonic escape and implications for loss of water from Mars and Venus // *Icarus*. 1986. V. 68. P. 462–480.
[https://doi.org/10.1016/0019-1035\(86\)90051-5](https://doi.org/10.1016/0019-1035(86)90051-5)