

УДК 523.4-852:524.3-17

ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ТЕПЛОВОЙ ПОТЕРИ АТМОСФЕРЫ ГОРЯЧЕЙ ЭКЗОПЛАНЕТЫ НА НИЗКОЙ ОРБИТЕ С УЧЕТОМ ЭЛЛИПТИЧНОСТИ

© 2023 А. А. Симонова^{1,2}, В. И. Шематович¹¹Институт астрономии РАН, Москва, 119017 Россия²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия

Поступила в редакцию 13 февраля 2023 года; после доработки 21 февраля 2023 года; принята к публикации 24 февраля 2023 года

В работе представлены результаты расчетов при помощи приближенного подхода к оценке тепловой потери атмосферы горячей экзопланеты. Объектом моделирования была выбрана система желтого карлика спектрального класса G с экзопланетой типа горячий субнептун или суперземля. Получены оценки темпа потери атмосферы для горячего субнептуна на слабо и сильно эллиптических орбитах. Расчеты показали, что усредненная за период обращения модельного горячего субнептуна потеря атмосферы \dot{M}_T меняется от значения 5.8×10^{17} г для орбиты с $e = 0.0$ до 2.6×10^{18} г для орбиты с $e = 0.8$, то есть возрастает почти в 4.5 раза. Причем при $e = 0.2, 0.4$ и 0.6 значения \dot{M}_T равны 6.3×10^{17} , 7.6×10^{17} и 1.2×10^{18} г соответственно. Используя полученные средние за орбиту потери массы атмосферы, можно приблизительно оценить время полной потери атмосферы рассматриваемого субнептуна — при $e = 0.0$ это время примерно равно 0.32 млрд лет, а при $e = 0.8$ — приблизительно 0.07 млрд лет. Соответственно, можно заключить, что исходная эллиптичность орбиты горячей экзопланеты является важным фактором при оценке темпа потери первичной водород-гелиевой атмосферы для субнептунов и суперземель.

Ключевые слова: *методы: численные — экзопланеты — планеты и спутники: атмосферы*

1. ВВЕДЕНИЕ

При всем многообразии экзопланет наибольший интерес представляют две их характеристики: сходство с Землей и близость к зоне обитаемости — области пространства вокруг звезды, внутри которой на поверхности каменной планеты может существовать жидкая вода. Внесолнечные планеты занимают широкий диапазон значений по массе и эффективной температуре. В данном исследовании объектом была выбрана модель системы желтого карлика спектрального класса G и экзопланеты типа горячий субнептун или суперземля. Особенность таких планет заключается в том, что они состоят из твердого каменного ядра радиусом порядка нескольких земных (обычно до $2-3 R_{\oplus}$) и окружены протяженной водород-гелиевой оболочкой с относительно большой массой, вплоть до массы Земли. Эффективные температуры таких планет находятся в диапазоне 700–1200 К. Данный тип экзопланет особенно интересен тем, что из-за своей малой массы и близкого расположения относительно родительской звезды они подвергаются воздействию приливных сил, которые могут

заставить экзопланету мигрировать в сторону светила, выводя ее в зону потенциальной обитаемости. Здесь же экзопланета класса горячих субнептунов попадет под высокие потоки звездного излучения в диапазонах мягкого рентгена и жесткого ультрафиолета, а ее разогрев приведет к существенным тепловым потерям исходной водород-гелиевой атмосферы (Owen, 2019) и обнажению каменного ядра, окруженного оболочкой с оставшимися более тяжелыми летучими соединениями — молекулярным азотом, углекислым газом и парами воды, — что может сделать планету потенциально пригодной для обитания (Sproß et al., 2021). Безусловно, существует множество факторов, которые препятствуют превращению горячих субнептунов и суперземель в прямых двойников Земли (Luger et al., 2015). Здесь многое зависит от типа и возраста родительской звезды. Если жесткое излучение родительской звезды будет испарять атмосферу такой планеты слишком медленно, то она сохранит относительно плотную водород-гелиевую газовую оболочку. В обратной ситуации ядро выйдет на поверхность раньше нужного времени и все его водные запасы будут унесены в космос (Luger et al.,

2015; Owen, 2019). Поскольку горячие субнептуны расположены близко к родительским звездам, то взаимодействие со звездой играет определяющую роль в формировании их оболочек. Существуют как тепловые процессы потери атмосферы, — такие, в которых процессы убегания вызваны нагревом верхних слоев атмосферы планеты, при котором кинетическая энергия газа возрастает настолько, что его скорость начинает превышать скорость убегания, например, джинсовское убегание и планетный ветер (Lammer et al., 2003; Owen, 2019), так и нетепловые, когда скорости убегających частиц не зависят от температуры (Shematovich and Marov, 2018). Из тепловых процессов, ведущих к нагреву атмосферы, наиболее важными считаются нагрев жестким звездным излучением и нагрев за счет высыпания электронов в верхнюю атмосферу экзопланеты. Среди нетепловых процессов следует отметить диссоциацию молекулярного водорода (Shematovich, 2010; Avtaeva and Shematovich, 2021, 2022), а также фотоионизацию атомарного водорода в верхних слоях термосферы. В данном исследовании был рассмотрен один из тепловых механизмов, а именно — гидродинамическое убегание, происходящее из-за нагрева экзосферы под действием звездного XUV-излучения (UV — жесткий УФ, X — мягкий рентген). XUV-фотоны поглощаются в нижних слоях термосферы, где они нагревают газ за счет ионизации атомов водорода и диссоциации его молекул. Этот нагрев сбалансирован адиабатическим расширением верхних слоев атмосферы; газ же охлаждается из-за рекомбинационного излучения. При достаточно большом потоке XUV-фотонов газ в атмосфере разгоняется до сверхзвуковых скоростей. Атомы, достигая верхних слоев атмосферы, имеют достаточную кинетическую энергию для преодоления гравитационного притяжения планеты и убегания из атмосферы.

В данном исследовании внимание уделено учету влияния эллиптичности орбиты горячей экзопланеты на скорость потери атмосферы. В наблюдениях космического телескопа Кеплер было совершено революционное открытие множества экзопланет переходного между Землей и Нептуном типа — так называемых суб- или мини-нептунов, планет с размерами меньше четырех радиусов Земли. Статистика экзопланет показывает, что орбиты некоторых объектов из каталога открытых экзопланет (см., например, сайт exoplanetarchive.lpsc.caltech.edu) обладают достаточно высокими значениями эксцентриситета. Однако формы орбит (параметризованные эксцентриситетами) для большинства планет, открытых на телескопе Кеплер (далее планеты Кеплера), остаются неизвестными. В недавнем исследовании Xie et al. (2016) были впервые получены распределения эксцентриситета для представительной и однородной

выборки из 698 планет Кеплера. Была обнаружена дихотомия в эксцентриситетах: системы с одиночными транзитными планетами, которые составляют половину выборки, имеют большой средний эксцентриситет ($e \sim 0.3$), тогда как кратные планетные системы находятся на почти круговых орбитах. Актуальные исследования (Xie et al., 2016; Van Eylen et al., 2019) показали, что круговые и копланарные орбиты в кратных экзопланетных системах, подобные орбитам в Солнечной системе, вероятно, являются типичными для нашей Галактики. Установленная дихотомия эксцентриситетов (Xie et al., 2016; Van Eylen et al., 2019) показывает, что распределение эксцентриситета в планетных системах Кеплера с одиночными транзитами характеризуется средним эксцентриситетом $e = 0.32 \pm 0.02$. Напротив, орбиты планет Кеплера в кратных планетных системах согласуются с тем, что они круглые и почти копланарные, со средним эксцентриситетом $e < 0.07$. Другими словами, население планет Кеплера дихотомично по эксцентриситетам — по крайней мере, некоторые из одиночных транзитов происходят от популяции многопланетных систем, динамически более горячей, чем основная. Оказалось, что предложенная в работе Xie et al. (2016) модель с двумя популяциями обеспечивает статистически значимое улучшение по сравнению с моделью с одной популяцией в сопоставлении с наблюдениями. Было установлено, что горячая популяция составляет небольшую часть выборки ($F_{\text{hot}} \sim 16\text{--}36\%$) с еще более высоким средним эксцентриситетом ($e_{\text{hot}} > 0.47$), указывает на то, что и в наблюдаемых системах с одиночными планетами, вероятно, преобладает холодная популяция ($F_{\text{cold}} = 1 - F_{\text{hot}} \sim 64\text{--}84\%$). В отличие от низкого эксцентриситета систем с несколькими транзитами, средний эксцентриситет систем с одним транзитом намного выше и аналогичен эксцентриситету планет, обнаруженных в ходе исследований методом радиальных скоростей (RV; Butler et al. (2006)). Но в отличие от RV-планет, большинство систем с одним транзитом в статистике планет Кеплера являются планетами размером меньше Нептуна, то есть субнептунами и суперземлями.

Поскольку горячие субнептуны расположены близко к родительским звездам, взаимодействие со звездой играет определяющую роль в формировании их оболочек. В данной работе рассмотрен один из тепловых механизмов, а именно — гидродинамическое убегание, происходящее из-за высокого темпа нагрева верхней атмосферы экзопланеты под действием высокого потока звездного XUV-излучения (Shematovich and Marov, 2018; Bisikalo et al., 2021). При помощи стандартной аппроксимации аэрономической модели (Bisikalo et al., 2021) атмосферы горячей экзопланеты получены оценки темпа потери атмосферы для мо-

дельного горячего субнептуна в зависимости от возможной эллиптичности орбиты.

2. МЕТОД РАСЧЕТОВ

Экзопланета класса горячий субнептун, обращаясь по орбите на близком расстоянии к родительской звезде, с течением времени будет терять свою водород-гелиевую атмосферу. Подсчет такой потери осуществлялся с помощью аппроксимационной формулы (см., например, Lammer et al. (2003)), записанной в рамках модели ограничения по энергии, предполагающей, что поток жесткого УФ-излучения поглощается в тонком слое радиуса R_{XUV} , где оптическая толщина для звездных XUV-фотонов равна единице. Эта аппроксимация в последующем была дополнена за счет учета приливного эффекта (Erkaev et al., 2007), который в случае достаточно близких планет сказывается сильнее. Из-за притяжения звезды энергия, необходимая для удерживания газа гравитационным полем планеты, уменьшается настолько, что атмосфера достигает радиуса Роша и темп истечения газа возрастает.

В представленных ниже расчетах использовалась следующая формула:

$$\frac{dM_p}{dt} = -\frac{\pi\eta_{XUV}F_{XUV}R_pR_{XUV}^2}{GM_pK_t(\xi)}, \quad (1)$$

где η_{XUV} — параметр эффективности нагрева, равный 0.2 ± 0.05 (Shematovich et al., 2014) для мининептунов и суперземель; G — гравитационная постоянная; F_{XUV} — поток XUV-фотонов; R_p — радиус планеты; M_p — масса планеты; R_{XUV} — радиус поглощения XUV-фотонов; $K_t(\xi)$ — приливный параметр (Erkaev et al., 2007). Приливный параметр вычисляется следующим образом:

$$K_t(\xi) = 1 - \frac{3}{2\xi} + \frac{1}{2\xi^3}, \quad (2)$$

где параметр ξ определяется как

$$\xi = \frac{R_{Roche}}{R_{XUV}}. \quad (3)$$

При этом радиус максимального поглощения XUV-фотонов изменяется в диапазоне $R_{XUV} = 1.2-1.4R_{\oplus}$, а радиус Роша R_{Roche} — минимальный радиус круговой орбиты, на котором планета не разрушается под действием притяжения звезды:

$$R_{Roche}(t) = r(t) \left(\frac{M_p}{3M_s} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

где $r(t)$ — расстояние между звездой и планетой, M_s — масса звезды.

Отметим, что уравнение (1) представляет собой отношение скорости нагрева верхней атмосферы планеты (в эрг s^{-1}), когда поток звездного XUV-излучения F_{XUV} (в эрг $cm^{-2} s^{-1}$) падает на площадь поперечного сечения πR_{XUV}^2 атмосферы планеты, нагревая ее с эффективностью η_{XUV} , к гравитационному потенциалу планеты (в эрг g^{-1}) с поправочным коэффициентом — приливным параметром $K_t(\xi)$. Ограничения этого формализма хорошо изучены (см., например, Kubyshkina et al. (2018); Owen (2019)). Подробные гидродинамические модели показывают, что эффективность η_{XUV} сильно зависит от ряда факторов, включая массу планеты, радиус, состав атмосферы, предполагаемые процессы нагрева и звездный спектр (Shematovich et al., 2014). Несмотря на известные ограничения данной аппроксимации, уравнение (1) предлагает удобный способ прогнозирования потери массы атмосферы горячими экзопланетами без дорогостоящих по компьютерным ресурсам гидродинамических вычислений (Kubyshkina et al., 2020). Так, например, оно широко использовалось для моделирования образования долины радиусов для планет Кеплера за счет процесса фотоиспарения (Owen, 2019).

Следует отметить, что выражение (2) верно лишь для круговых орбит, поэтому в качестве $K_t(\xi)$ в работе Luger et al. (2015) определена функция $K_e(\xi)$, в которой учитывается эксцентриситет орбиты. Она может быть приближенно представлена следующим выражением:

$$K_e(\xi) = \sqrt{1 - \frac{3}{\xi} - \frac{9}{4\xi^2} - e^2}. \quad (5)$$

Убывающая протяженность полости Роша для эксцентрических орбит оказывает существенное влияние на величину потери массы атмосферы, особенно для небольших значений параметра ξ и для больших — эксцентриситета e . Кроме того, чем выше значение эксцентриситета, тем при больших значениях большой полуоси орбиты происходит переполнение полости Роша по сравнению с круговой орбитой, поскольку атмосфера планеты может переполнять полость Роша вблизи перигелия орбиты, а это приводит к локальному темпу потери массы атмосферы с величиной потенциально на несколько порядков выше.

В качестве объекта исследования в данной работе была рассмотрена модель горячего субнептуна со следующими параметрами системы «звезда–планета»:

- масса планеты $M_p = 8 M_{\oplus}$;
- радиус ядра планеты $R_p = 2 R_{\oplus}$;
- масса атмосферы планеты $M_{env} = 1 M_{\oplus}$;

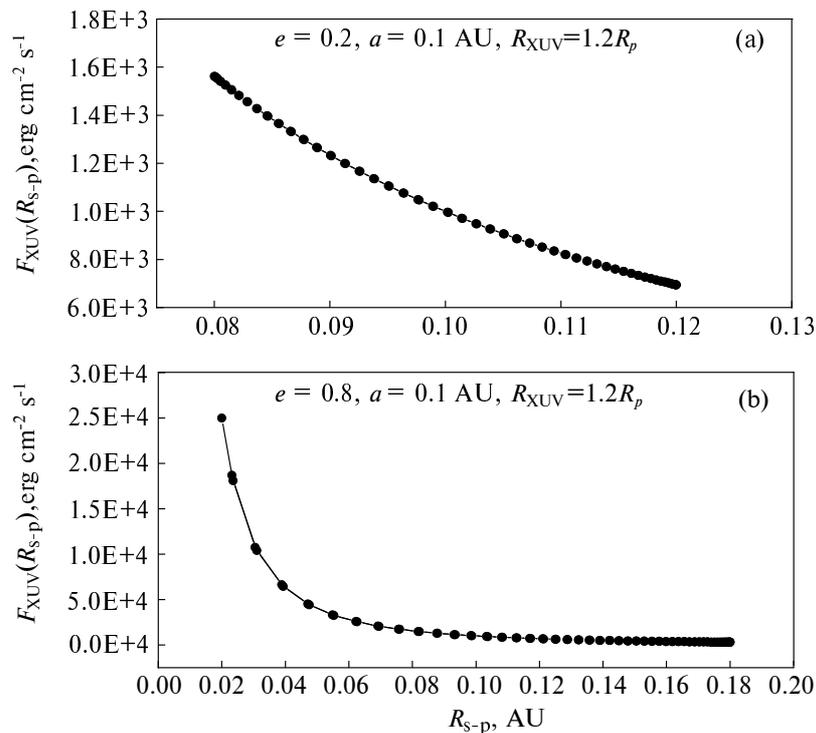


Рис. 1. Изменения потока излучения звездных XUV-фотонов в зависимости от расстояния «звезда–планета» для значений эксцентриситета орбиты $e = 0.2$ (а) и $e = 0.8$ (б).

- масса звезды $M_s = 1 M_\odot$;
- радиус поглощения $R_{\text{XUV}} = 1.2\text{--}1.4 R_\oplus$;
- поток от звезды $F_{\text{XUV}} = 10 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Рассматривались модели для следующих значений эксцентриситета: $e = 0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ — при заданной большой полуоси орбиты горячего субнептуна ($a = 0.1 \text{ а.е.}$), а также заданного значения радиуса поглощения XUV-фотонов $R_{\text{XUV}} = 1.2 R_\oplus$ (Shematovich et al., 2014). Для демонстрации результатов детально представлены только два предельных случая: сильно эллиптическая орбита с $e = 0.8$ и орбита, близкая к круговой ($e = 0.2$). Отметим также, что были получены значения потери массы атмосферы за период обращения планеты, и, кроме того, время полной потери атмосферы планетой.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты проводились по следующей стандартной процедуре: орбита горячей экзопланеты с заданными параметрами (большой полуосью и эксцентриситетом) разбивалась на некоторое число секторов. Затем для каждого сектора рассчитывались расстояние «планета–звезда» $r(t)$, время пребывания Δt планеты на этом секторе и локальный поток звездного XUV-излучения F_{XUV} . Далее по формулам (1)–(5) вычислялся локальный темп

потери массы атмосферы для каждого из рассмотренных секторов. Для проверки точности расчета количество секторов увеличивалось вдвое и, если локальные скорости потери массы не изменялись, то проводились расчеты потери массы атмосферы за период обращения экзопланеты. На рис. 1 продемонстрированы зависимости потока звездного XUV-излучения от расстояния «звезда–планета». Величина потока довольно сильно меняется между точками перигелия и афелия при прохождении орбиты планетой, что и следовало ожидать.

Результаты численного расчета темпа потери массы атмосферы планеты представлены на рис. 2. Отметим, что величина изменения темпа потери массы атмосферы планеты пропорциональна изменению с расстоянием «планета–звезда» величины потока жесткого излучения родительской звезды (см. рис. 1) согласно аппроксимации (1).

Хорошо прослеживается, как с ростом эксцентриситета меняется зависимость от линейной к более экспоненциальной. Также можно отметить, что при рассмотрении моделей с разными значениями эксцентриситета, но с одним значением большой полуоси, как продемонстрировано на рис. 2, скорость потери будет нелинейно возрастать.

Согласно изначально заданным параметрам, рассматривалась модель планеты с массой атмосферы, равной одной земной массе. Для получения потери атмосферы планеты орбита разбивалась

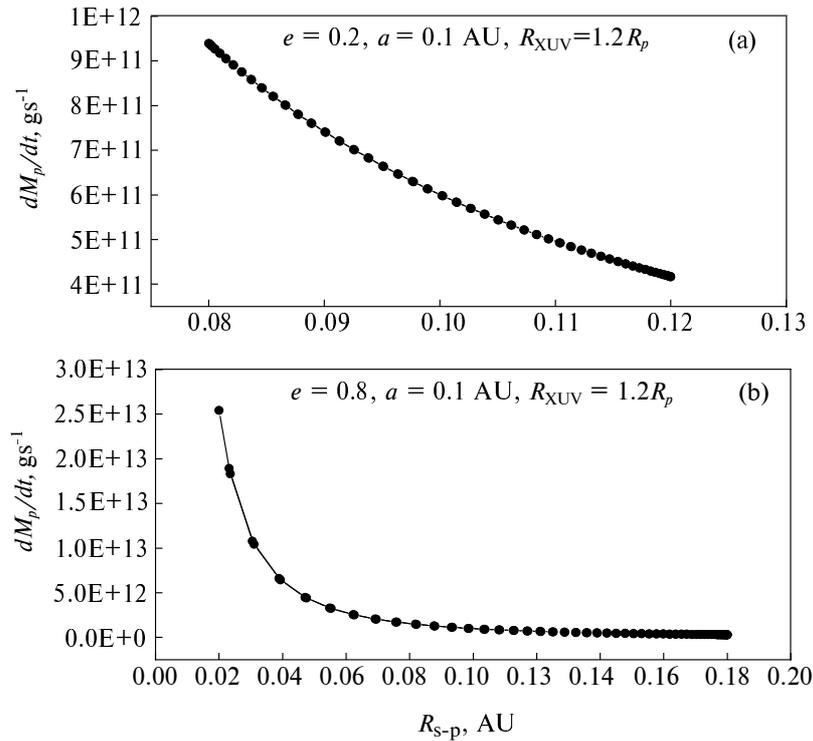


Рис. 2. Зависимости темпа потери массы атмосферы планеты от расстояния «звезда–планета» для значений эксцентриситета $e = 0.2$ (а) и $e = 0.8$ (б).

на произвольное число секторов и подсчитывалось, за какие интервалы времени δt планета пробегает по орбите выбранные секторы. Таким образом, был получен следующий график распределения времени движения планеты по орбите, представленный на рис. За, где по оси абсцисс отобразено расстояние «звезда–планета», а по оси ординат — тот интервал времени, за который планета пробегает по орбите выбранный сектор, указанный по оси абсцисс. На рис. Зб представлен результат для потери массы атмосферы планеты в зависимости от расстояния «звезда–планета» на тех же интервалах времени, что и на графике рис. За. Как можно видеть, скорость потери массы уменьшается с ростом расстояния между звездой и планетой, то есть по мере ее удаления к точке афелия, что также является ожидаемым результатом.

Период обращения планеты по орбите для заданных параметров составляет $T = 11^d 5669$. Потеря атмосферы за один период орбиты (\dot{M}_T) с эксцентриситетом $e = 0.2$ равна приблизительно $\dot{M}_T = 6.3 \times 10^{17}$ г, что соответствует среднему значению темпа потери массы атмосферы 6.3×10^{11} г с $^{-1}$. Также было получено значение для приблизительного интервала времени, который требуется для полного убегания атмосферы:

0.3 млрд лет. В рамках задачи в случае рассматриваемой эксцентричной орбиты время потери носит оценочный характер, и считалось усреднением по временам потери в нескольких разных точках вдоль орбиты. На рис. 4 представлены результаты для сильно эллиптической орбиты. Были подсчитаны те же параметры, что и для низкой орбиты с небольшим эксцентриситетом.

Установлено, что за период обращения $T \approx 12$ дней потеря массы атмосферы равна $\dot{M}_T = 2.6 \times 10^{18}$ г, а время полной потери атмосферы оценивается величиной примерно в 0.07 млрд лет. Потеря за период ожидаемо больше, чем для низкой орбиты с небольшим эксцентриситетом, а время для полного убегания атмосферы, соответственно, меньше. Однако изначально упоминалась круговая орбита, для которой были получены следующие результаты: период обращения: $T \approx 12$ дней; потеря атмосферы за один период $\dot{M}_T = 5.8 \times 10^{17}$ г, а примерное время полной потери атмосферы — 0.32 млрд лет. Потеря атмосферы за период получилась значительно меньше, чем при эксцентриситете в 0.8, но близко к значению, рассчитанному для орбиты с эксцентриситетом в 0.2. Что касается времени полной потери атмосферы — оно получилось самым большим из представленных трех моделей, но схоже со значением при эксцентриситете в 0.2. Полученные

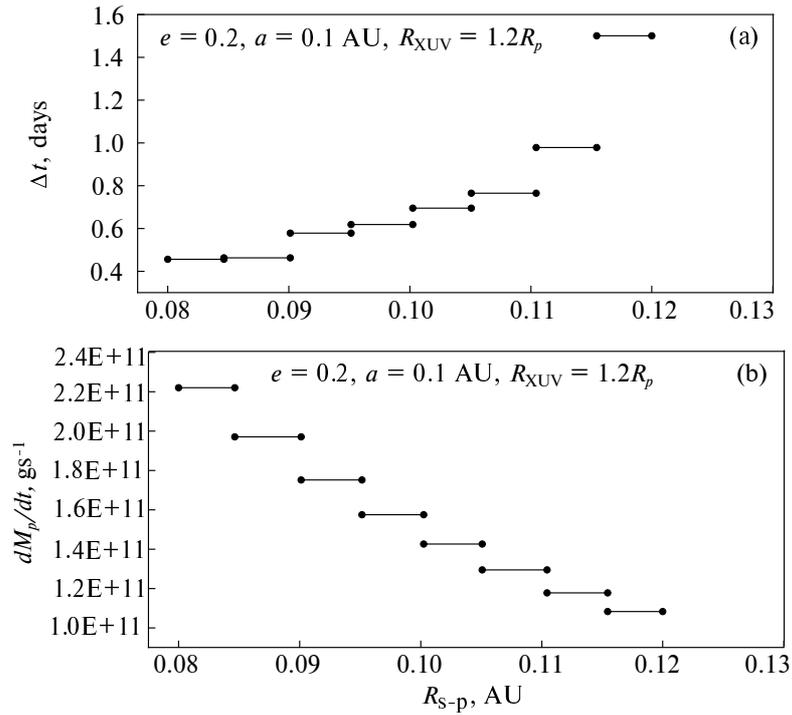


Рис. 3. Распределения времени движения по орбите (a) и темпа потери атмосферы (b) для горячего субнептуна в зависимости от расстояния «звезда–планета» для значения эксцентриситета орбиты $e = 0.2$.

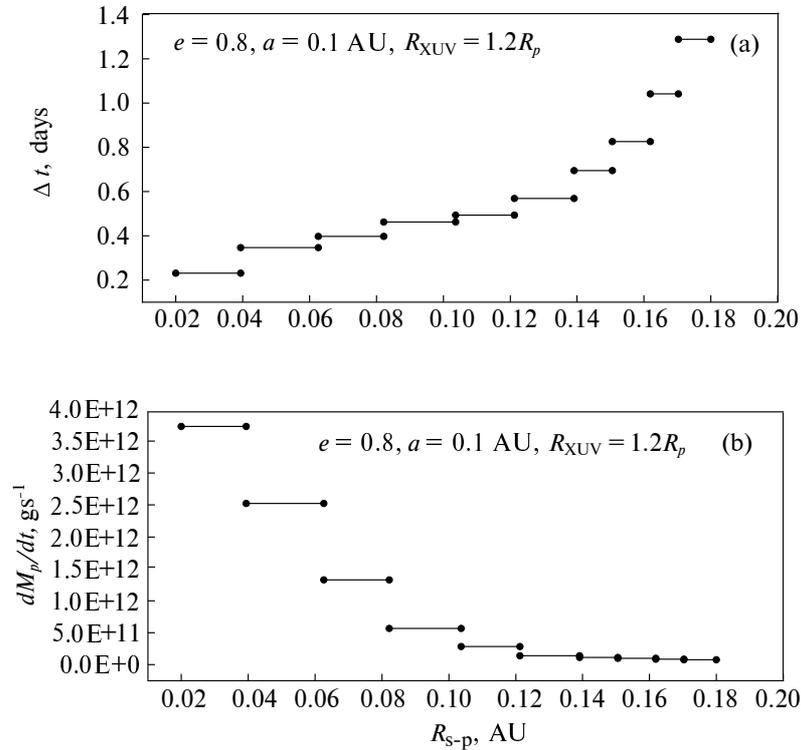


Рис. 4. Распределения времени движения по орбите (a) и темпа потери атмосферы (b) для горячего субнептуна в зависимости от расстояния «звезда–планета» для значения эксцентриситета орбиты $e = 0.8$.

результаты совпадают с выводами недавней работы Kaugorodov and Bisikalo (2022), в которой использована трехмерная численная газодинамическая модель для исследования структуры течения в оболочках горячих юпитеров с эллиптическими орбитами. Расчеты структуры течения в протяженной оболочке горячего юпитера, движущегося по орбите с эксцентриситетом $e = 0.2$, показали, что эксцентricность орбиты приводит к периодическим изменениям потока вещества, теряемого атмосферой планеты после прохождения планетой периастра. При этом средний темп потери массы атмосферы примерно соответствует величине, полученной в модели с круговой орбитой при том же размере большой полуоси.

Процентные соотношения темпов потери массы атмосферы для круговой и рассмотренных эллиптических орбит равны: $\dot{M}_T(e = 0.0) = 92\%$ от $\dot{M}_T(e = 0.2)$ и $\dot{M}_T(e = 0.0) = 22\%$ от $\dot{M}_T(e = 0.8)$.

Как можно видеть, случай эллиптической орбиты при эксцентриситете в 0.2 довольно схож с круговой, а модель, где рассматривалась сильно эллиптическая орбита, характеризуется гораздо более высоким значением темпа потери массы атмосферы за период обращения по сравнению с круговой орбитой.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены оценки потери атмосферы за период обращения планеты, равный $T \approx 12$ дней, а также приближенные оценки времени полной потери атмосферы планетой — модельным горячим субнептуном. Расчеты показали, что усредненная за период обращения планеты потеря атмосферы \dot{M}_T меняется от значения 5.8×10^{17} г для $e = 0.0$ до 2.6×10^{18} г для орбиты с $e = 0.8$, то есть возрастает почти в 4.5 раза, причем при $e = 0.2, 0.4$ и 0.6 значения \dot{M}_T равны 6.3×10^{17} г, 7.6×10^{17} г и 1.2×10^{18} г соответственно. Используя полученные средние за орбиту потери массы атмосферы, можно приблизительно оценить время полной потери атмосферы рассматриваемого субнептуна — при $e = 0.0$ это время около 0.32 млрд лет, а при $e = 0.8$ порядка 0.07 млрд лет. Следовательно, можно заключить, что исходная эллиптичность орбиты горячей экзопланеты является важным фактором при оценке темпа потери первичной водород-гелиевой атмосферы для субнептунов и суперземель. На основании полученных результатов и учтенных эффектов можно полагать, что горячие субнептуны заданной массы могут достаточно быстро терять свою исходную водород-гелиевую атмосферу в случае движения на высокоэллиптических орбитах. Стоит отметить, что в данном исследовании не учитывались многие другие явления

(например, нетепловые процессы), которые также влияют на потерю планетой атмосферы (Bisikalo et al., 2021; Avtaeva and Shematovich, 2022), Принятый в данной работе аппроксимационный подход к исследованию эволюции атмосфер горячих экзопланет является составным звеном комплекса разработанных астрономических и кинетических моделей (Avtaeva and Shematovich, 2022; Bisikalo et al., 2021), предназначенных для оценки темпа потери атмосферы за счет тепловых и нетепловых процессов для горячих планет переходного класса — субнептунов и суперземель.

Известно (см., например, Jackson et al. (2016) и Bisikalo et al. (2021)), что многие газовые экзопланеты на короткопериодических орбитах находятся в процессе переполнения полости Роша (RLO). Более того, анализ орбитальной стабильности показывает, что приливный захват может заставить многие горячие юпитеры неизбежно вращаться по спирали к своим родительским звездам. Таким образом, связанные процессы орбитальной эволюции и RLO, вероятно, формируют наблюдаемое распределение близких экзопланет и, возможно, ответственны за образование некоторых короткопериодических каменных планет земного типа. Отметим, что планеты, быстро теряющие массу атмосферы, должны двигаться наружу из-за изменения орбитального момента импульса в их звездно-планетных системах. Так, в недавнем исследовании Fujita et al. (2022) была изучена орбитальная эволюция суперземли за счет испарения водород-гелиевой атмосферы жестким XUV-излучением вокруг звезд типа FGK. Показано, что скорость увеличения радиуса орбиты планеты с испаряющейся атмосферой приблизительно пропорциональна скорости потери массы атмосферы во время стадии высокого уровня звездного XUV-излучения. В частности, установлено, что суперземли со скалистым ядром $M_p = 10 M_{\oplus}$ и водород-гелиевой атмосферой на орбитах 0.03–0.1 а.е. вокруг звезды G-типа склонны к миграции наружу, вызванной атмосферными потерями за счет фотоиспарения. Хотя изменения в орбитах планет были бы небольшими (Fujita et al., 2022), однако они могут привести к изменениям орбитальных конфигураций компактных многопланетных систем, таких как система TRAPPIST-1.

Используемая в данной работе модель, бесспорно, требует дополнений и сравнения с полученными данными о реальных экзопланетах, что будет проведено в последующих исследованиях. Действительно, изучение эволюции атмосфер и протяженных оболочек экзопланет, таких как горячие субнептуны, может служить источником важной информации, необходимой для поиска потенциально обитаемых планет земного типа. С

помощью УФ-наблюдений можно оценить температуру, давление и динамику верхних слоев атмосферы планеты, а также получить представление об их природе (структуре и составе) и ограничить многочисленные модели эволюции атмосферы, которые используются для исследования и определения потенциальной обитаемости экзопланет.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-00909).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. A. Avtaeva and V. I. Shematovich, *Solar System Research* **55** (2), 150 (2021).
2. A. A. Avtaeva and V. I. Shematovich, *Solar System Research* **56** (2), 67 (2022).
3. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, P. V. Kaygorodov, and A. G. Zhilkin, *Physics Uspekhi* **64** (8), 747 (2021).
4. R. P. Butler, J. T. Wright, G. W. Marcy, et al., *Astrophys. J.* **646** (1), 505 (2006).
5. N. V. Erkaev, Y. N. Kulikov, H. Lammer, et al., *Astron. and Astrophys.* **472** (1), 329 (2007).
6. N. Fujita, Y. Hori, and T. Sasaki, *Astrophys. J.* **928** (2), id. 105 (2022).
7. B. Jackson, E. Jensen, S. Peacock, et al., *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* **126** (1–3), 227 (2016).
8. P. V. Kaygorodov and D. V. Bisikalo, *Astronomy Reports* **66** (11), 1017 (2022).
9. D. Kubyshkina, L. Fossati, N. V. Erkaev, et al., *Astrophys. J.* **866** (2), article id. L18 (2018).
10. D. Kubyshkina, A. A. Vidotto, L. Fossati, and E. Farrell, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **499** (1), 77 (2020).
11. H. Lammer, F. Selsis, I. Ribas, et al., *Astrophys. J.* **598** (2), L121 (2003).
12. R. Luger, R. Barnes, E. Lopez, et al., *Astrobiology* **15** (1), 57 (2015).
13. J. E. Owen, *Annual Rev. Earth and Planetary Sci.* **47**, 67 (2019).
14. V. I. Shematovich, *Solar System Research* **44** (2), 96 (2010).
15. V. I. Shematovich, D. E. Ionov, and H. Lammer, *Astron. and Astrophys.* **571**, id. A94 (2014).
16. V. I. Shematovich and M. Y. Marov, *Physics Uspekhi* **61** (3), 217 (2018).
17. L. Sproß, M. Scherf, V. I. Shematovich, et al., *Astronomy Reports* **65** (4), 275 (2021).
18. V. Van Eylen, S. Albrecht, X. Huang, et al., *Astron. J.* **157** (2), article id. 61 (2019).
19. J.-W. Xie, S. Dong, Z. Zhu, et al., *Proc. National Academy Sci.* **113** (41), 11431 (2016).

Approximate Calculation of the Thermal Loss of the Atmosphere of a Hot Exoplanet in a Low Orbit with Taking into Account the Ellipticity

A. A. Simonova¹ and V. I. Shematovich¹

¹Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119017 Russia

The paper presents the results of calculations using an approximate approach to estimating the thermal loss of the atmosphere of a hot exoplanet. The objective of simulation was to study a system of a yellow dwarf of the spectral type G with an exoplanet like a hot sub-Neptune or super-Earth. Estimates of the atmospheric loss rate for a hot sub-Neptune in weakly and strongly elliptical orbits are obtained. Calculations have shown that the atmospheric loss \dot{M}_T averaged over the orbital period of the model hot sub-Neptune varies from 5.8×10^{17} g for an orbit with $e = 0.0$ to 2.6×10^{18} g for an orbit with $e = 0.8$, that is, it increases by almost 4.5 times. Moreover, for $e = 0.2, 0.4,$ and 0.6 the values of \dot{M}_T are equal to 6.3×10^{17} g, 7.6×10^{17} g, and 1.2×10^{18} g respectively. Using the average atmospheric mass loss per orbit, we can approximately estimate the time of total atmospheric escape of the considered sub-Neptune—at $e = 0.0$, this time is approximately equal to 0.32 billion years, and at $e = 0.8$ —approximately 0.07 billion years. Accordingly, we can conclude that the initial ellipticity of the hot exoplanet's orbit is an important factor in estimating the loss rate of the primary hydrogen-helium atmosphere for sub-Neptunes and super-Earths.

Keywords: *methods: numerical—exoplanets—planets and satellites: atmospheres*