

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ АСТРОНОМИИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

УДК 524.523

Калиничева Евгения Сергеевна

**Исследование эволюции атмосфер экзопланет:
от субнептунов до экзоземель**

Специальность 01.03.02

«астрофизика и звездная астрономия»

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-
математических наук

Научный руководитель
д.ф.-м.н. В.И. Шематович

Москва 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава 1. Аэрономические модели верхних атмосфер горячих экзопланет	9
1.1 Аэрономия верхних атмосфер горячих экзопланет - потери атмосферы	9
1.2 Газодинамические и кинетические модели - достоинства и недостатки	15
1.3 Гибридная модель	19
Глава 2. Горячие нептуны GJ 436b и GJ3470b	28
2.1 Субнептун GJ 436b.....	28
2.2 Субнептун GJ 3470b.....	33
Глава 3. Супер-земля Pi Men c	38
Глава 4. Сравнительный анализ темпа потери атмосферы для горячих экзопланет вблизи перехода от суб-нептунов к супер-землям.....	43
4.1 GJ 436b	46
4.2 GJ 3470b	48
4.3 Pi Men c	50
Заключение.....	52
Список литературы.....	54

Введение

Актуальность. Экзопланеты – это планеты, находящиеся за пределами Солнечной системы. Открытие экзопланет, безусловно, является одним из самых значимых достижений современной астрономии. За последние десятилетия мы прошли путь от предположений об их существовании до обнаружения нескольких тысяч внесолнечных планет [1]. Космический телескоп Кеплер показал неожиданные конфигурации планетных систем, отличающихся от Солнечной. Наблюдаемое распределение радиусов экзопланет, определенных в транзитных наблюдениях, является непрерывным [2], простираясь от планет земного типа с размерами меньше радиуса Земли до планет-гигантов с радиусами больше четырех радиусов Юпитера. Многие из них могут иметь каменные ядра, окруженные тонкими оболочками газов водорода и гелия.

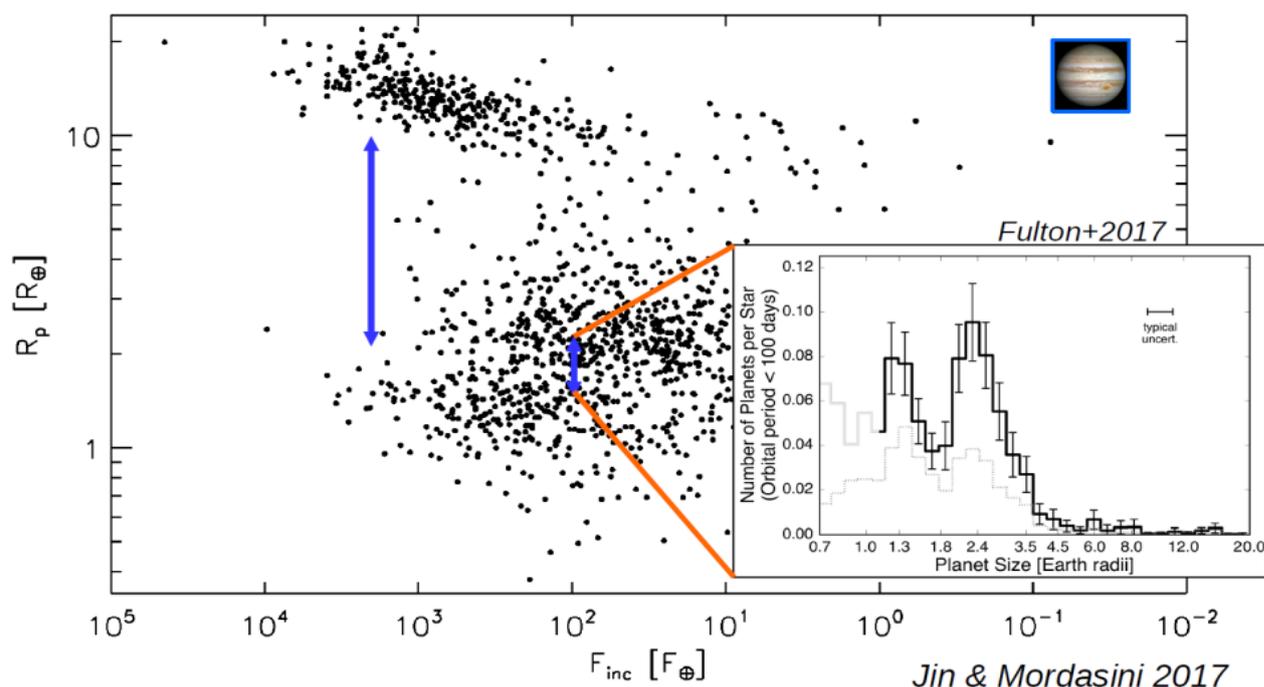


Рисунок 1. Иллюстрация разнообразия наблюдаемых планетных систем в Галактике

Недавний анализ подобных Нептуну экзопланет с низкой плотностью показал, что они не должны удерживать свои водородные оболочки из-за чрезвычайно высоких газодинамических темпов атмосферных потерь, если

текущие оценки их больших радиусов или малых масс точны [3, 4]. Из этих результатов можно сделать вывод, что в некоторых случаях используемые оценки могут занижать массы или преувеличивать радиусы планет (из-за облаков на больших высотах). Или можно заключить, что горячие нептунуны способны иметь более высокие альбедо, чем экзопланеты, подобные Юпитеру [3].

Атмосферы экзопланет очень разнообразны. Именно они являются ключом к пониманию физики и общих свойств экзопланет. Например, неожиданным оказалось открытие нескольких каменных планет низкой массы с оболочками из легких газов H_2 и/или H_2O . Это указывает на то, что многие планеты, которые можно рассматривать как планеты земного типа, могут не полностью потерять свою первоначальную протоатмосферу из водорода и гелия [5-8]. Все вышесказанное выводит на передний план вопросы моделирования наблюдательных проявлений атмосфер экзопланет в целом и биомаркеров в частности, ведь одним из мировоззренческих аспектов изучения экзопланет является вопрос о существовании жизни на них.

Исследования планетных экзосфер не могут быть успешными без рассмотрения термосфер и ионосфер, которые обычно называются верхними атмосферами. И именно со структурой и свойствами верхних атмосфер связаны вопросы влияния родительских звезд. Верхняя атмосфера планеты под сильным звездным УФ-излучением может расширяться на большие расстояния от центра планеты. Это приводит к быстрым атмосферным потерям [9–11]. Такое явление, так называемое газодинамическое истечение (или планетный ветер), было теоретически изучено для планет Солнечной системы на ранних стадиях их эволюции [12–15]. Только в последние десятилетия появились возможности наблюдений газодинамического истечения для нескольких близких экзопланет [16–19]. Были предприняты попытки численного моделирования этого явления [20 – 26]. В том числе были исследованы трехмерные эффекты, связанные с влиянием звездного ветра и магнитного поля на структуру и наблюдательные проявления экзопланет [27, 28].

Как видно из этих работ, теоретическое изучение атмосфер планет активно развивается. Классической можно считать задачу о динамике сферически-симметричной атмосферы, имеющей непосредственное отношение к вопросу о диссипации газовой оболочки. Эта задача близка к задаче о звездном ветре, аналитическое решение которой было получено еще в 60-е годы XX века в работах Паркера [29, 30]. Однако планетные атмосферы обладают своей спецификой, связанной с процессами нагрева и охлаждения.

Исследования образования и эволюции первичных и вторичных атмосфер и потенциальной обитаемости экзопланет имеют первостепенное значение для ряда современных естественно-научных проблем, важнейшими из которых являются космогония Солнечной системы и происхождение жизни на Земле. В особенности это касается планет земного типа (суб-, экзо- и супер-земель) и планет класса суб-нептунов и планет-океанов, не имеющих аналогов в Солнечной системе.

Цели данной работы состоят в следующем:

1. Создание эффективного инструмента для математического моделирования газовых оболочек экзопланет различных масс, вплоть до экзо-земель, с использованием методов газодинамики и кинетической теории разреженных газов.
2. Моделирование различных хорошо известных планетных систем различных масс, получение высотных профилей температуры, скорости, плотности.
3. Оценка темпа потери атмосферы горячих экзопланет различных классов, сравнение и анализ эволюции атмосфер экзопланет.

Научная новизна

Результаты, полученные впервые:

1. С помощью одномерной самосогласованной аэрономической модели с учетом вклада надтепловых частиц проведено моделирование атмосфер горячих нептунов GJ 436b, GJ 3470b и супер-земли Pi Men c.
2. Получены высотные профили атмосфер указанных экзопланет.

3. Посчитан темп потери массы атмосферы с учетом влияния надтепловых частиц.

Научная и практическая значимость

Рассчитанные высотные профили температуры, скорости и плотности моделируемых атмосфер существенно отличаются от результатов других авторов, так как учет фотоэлектронов ведет к снижению темпа нагрева атмосферы и, соответственно, скорости потери атмосферы, что сказывается на эволюции газовой оболочки горячей экзопланеты на астрономических временах. Таким образом, отсутствие учета вклада надтепловых частиц в других моделях приводит к завышению оценок темпов потери газовых оболочек даже у планет-гигантов. В случае уменьшения массы моделируемой планеты снижается и пороговая для преодоления притяжения планеты энергия частиц, что в свою очередь ведет к еще более завышенным оценкам темпа оттока и времени потери первичной атмосферы по сравнению с более массивными планетами.

Положения выносимые на защиту

- Положение 1. Учет вклада надтепловых частиц в скорость нагрева атмосферы позволил уточнить долю поглощенной энергии излучения родительской звезды, приходящейся на нагрев атмосферы, что заметно влияет на получаемые при моделировании высотные профили плотности, температуры и массовой скорости для атмосфер горячих планет.
- Положение 2. Использование более точных подходов к вычислению функции нагрева атмосферы приводит к появлению в структуре атмосфер горячих планет разбиения на относительно плотную часть атмосферы и протяженную планетную корону, которые характеризуются разными шкалами высот.
- Положение 3. В рамках одномерной самосогласованной астрономической модели были получены уточненные оценки темпа оттока атмосферы в направлении планета-звезда, что значительно влияет на эволюцию атмосфер горячих экзопланет.

Методы, используемые при проведении исследования

Исследование выполнено при помощи одномерной самосогласованной астрономической модели. Все вычисления выполнены на кластере ИНАСАН.

Личное участие автора

Соискатель принимал участие в выработке целей и задач, редактировании программного кода, оценке и обработке полученных результатов моделирования.

Апробация

Основные результаты опубликованы в рецензируемых научных журналах. Также представлены как на российских и зарубежных конференциях, семинарах и симпозиумах.

Публикации по теме диссертации

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК

1. Isakova, Pavlyuchenkov, Kalinicheva & Shematovich (2021) Comparative Analysis of the Model for Exoplanet Atmosphere Outflow // *Astronomy Reports* — 2021. — V. 65. — Pp. 445-454.
2. Kalinicheva, Shematovich, & Savanov (2022) Atmospheric Mass Loss Rate of Close-in Neptune GJ 436b // *Astronomy Reports* (submitted).
3. Kalinicheva, Shematovich (2022) Thermal atmospheric escape of close-in exoplanets // IAU Symposium No. 362 Proceedings (in press).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, разбитых на разделы, заключения и библиографии. Общий объем диссертации составляет 61 страницу, 10 рисунков и 6 таблиц. Библиография содержит 102 наименования.

Введение содержит краткий обзор исследуемой научной области. Приведена актуальность работы, цели, задачи, указана новизна и научная значимость результатов, а также указан список научных публикаций и апробация научной работы.

В **Главе 1** дан обзор существующих моделей верхних атмосфер экзопланет и различных подходов к их построению. Описана выбранная в данной работе модель, ее преимущества и недостатки.

В **Главе 2** приведены результаты работы используемой модели на примере горячих непутнов GJ 436b и GJ 3470b. Представлены высотные профили температуры, плотности, скорости планет, концентрации химических компонент. Приведены оценки темпа потери атмосферы указанными планетами

В **Главе 3** приведены результаты работы модели на примере супер-земли Pi Men c. Представлены высотные профили температуры, плотности, скорости планет, концентрации химических компонент.

В **Глава 4** посвящена анализу и сравнению полученных темпов потери атмосферы для горячих экзопланет вблизи перехода от суб-нептунов к супер-землям.

В **Заключении** представлены основные результаты диссертационной работы и перспективы дальнейших исследований по теме.

Глава 1. Аэрономические модели верхних атмосфер горячих экзопланет

1.1 Аэрономия верхних атмосфер горячих экзопланет - потери атмосферы

Диссипация или убегание атмосферы - процесс потери планетой ее газовой оболочки. Убегание атмосферы может быть вызвано как тепловыми, так и нетепловыми процессами, однако в случае горячих экзопланет, расположенных менее чем на 0.1 а.е. от родительской звезды, тепловые эффекты имеют большее значение ввиду большого ультрафиолетового потока излучения, получаемого такими планетами от родительской звезды.

Одним из наиболее важных параметров, определяющих характер убегания атмосферы, является отношение гравитационной энергии к тепловой энергии частицы газа

$$\lambda = \frac{GM\mu m}{kTR} = \frac{3}{2} \left(\frac{v_{esc}}{v_{rms}} \right)^2 \quad (1)$$

где G - гравитационная постоянная,

M – масса планеты,

μ - средняя масса частицы в атомных единицах массы,

m - масса атома водорода,

k - постоянная Больцмана,

T – температура верхних слоев атмосферы, где происходит основное поглощение ультрафиолетового излучения звезды,

R – радиус планеты,

v_{esc} – скорость убегания,

v_{rms} – средняя скорость частиц газа.

Случаи $\lambda < 1.5$ означают, что внутренняя энергия газа заметно превышает гравитационную энергию его частиц. Такой процесс называют убеганием в режиме “blow-off”, в этом случае атмосферный газ просто вытекает из атмосферы планеты [35]. В случаях большого значения λ , молекулы газа связаны с планетой и простого вытекания газа не происходит. В таких случаях убегание атмосферы реализуется за счет джинсовского убегания [36].

С увеличением высоты атмосферы ее плотность, наоборот, уменьшается. Чем более газ разрежен, тем реже происходят столкновения между его частицами, в конечном итоге его плотность достигает такой низкой величины, что средний пробег частиц между столкновениями становится сравним со шкалой высоты атмосферы. Высота атмосферы, на которой достигается такое значение плотности, называется экзобазой.

Само отношение среднего свободного пробега частиц газа к шкале высот атмосферы называется числом Кнудсена (Kn). Газ, имеющий $Kn \ll 1$, подчиняется уравнениям газовой динамики, в то время как для газа, имеющего $Kn \geq 1$ они больше не применимы. В случае, если собственные скорости частиц газа превышают вторую космическую скорость на уровне экзобазы, то они, скорее всего, преодолеют гравитационное притяжение планеты, в то время как частицы с меньшими скоростями не смогут. Такой процесс называется джинсовским убеганием.

При $\lambda \gg 1$ можно записать:

$$\lambda \equiv \frac{3}{2} \left(\frac{v_{esc}}{v_{rms}} \right)^2 \quad (2)$$

Это описывает случай, когда средняя скорость частиц газа много меньше скорости убегания. Таким образом, только небольшая часть газовых частиц, присутствующих на экзобазе, имеет возможность преодолеть гравитационное притяжение планеты. В [38] изучались режимы потери атмосферы горячими юпитерами, было показано, что, если экзобаза не достигает размеров полости Роша,

то эффект джинсовского убегания не имеет значительного вклада в темп потери и вряд ли оказывает значительное влияние на эволюцию атмосферы планеты. В других случаях, когда атмосфера полностью заполняет полость Роша планеты, то газ имеет возможность свободно вытекать, это называется геометрическим оттоком.

Отдельного рассмотрения требуют случаи экзопланет, облучаемых большим высокоэнергетичным потоком излучения от родительской звезды с относительно большими шкалами высот. В таком случае атмосферная шкала высоты стремится к бесконечности, а плотность газа и его давление постепенно выходят на постоянное значение при большой высоте. Такие условия в точности отражают рассмотренный в [39] сценарий в приложении к гидростатической солнечной короне. Особенность этой идеи заключалась в том, что для уравнивания гидростатической короны требуется внешнее давление. При его отсутствии равновесие будет нарушено, и возможным становится только гидродинамический отток, который и объясняет уменьшение плотности и давления на внешнем крае.

В [40] высказана идея о том, что в случае гидродинамического решения возможен только один вариант решения, при котором отток начинается в дозвуковом режиме, и проходя критическую точку (где скорость газа становится равной скорости звука), переходит в сверхзвуковой. Сверхзвуковой режим истечения газа отражается на его плотности, которая становится пропорциональна $\frac{1}{r^2}$ на больших высотах. Такое решение уникально, положение звуковой точки r_s в случае изотермического сферического оттока можно найти следующим образом [41]:

$$r_s \approx \frac{GM}{2c_s^2} \quad (3)$$

где c_s – скорость звука.

Роль звуковой точки имеет решающее значение. Поскольку поток за пределами звуковой точки движется со сверхзвуковой скоростью, он не может

передавать какую-либо информацию верхним слоям. Следовательно, если поток становится бесстолкновительным (таким, что уравнения гидродинамики больше не могут быть применимы) на радиусе, большем, чем точка звука, это не может повлиять на сам отток с планеты в целом. Более того, если бы отток взаимодействовал со звездным ветром или магнитным полем родительской звезды за пределами звуковой точки, это не могло бы оказать никакого влияния на отток, исходящий от планеты.

Альтернативно, если поток становится бесстолкновительным до звуковой точки, описанное сверхзвуковое решение неверно. Именно градиенты давления газа разгоняют газ до скорости звука; они не могут работать в бесстолкновительном режиме, поэтому поток никогда не может достигают сверхзвуковых скоростей. Вместо этого профили плотности и давления газа становятся ближе к гидростатическому, и отток газа, вероятно, будет происходить в джинстовском режиме, где распределение скоростей на внешней базе несколько смещенно [42].

Рассмотрим также так называемый “отток с ограничением по энергии”. Основные физические законы сохранения гласят, что оттоки должны быть связаны сохранением энергии. Однако этот термин “отток с ограничением по энергии” стал означать специфическую форму ограничения на темп потери массы, который несколько изменился по сравнению с первоначальным описанием ограниченных по энергии потоков. Основой для вычисления оттока с ограничением по энергии стали расчеты гидродинамического убегания атмосфер Земли и Венеры, описанные в [43].

Первоначальное описание выглядит следующим образом: планета поглощает весь поток высоких энергий тонким слоем атмосферы с радиусом R_{HE} около места, где оптическая толщина фотонов высоких энергий равна единице. При отсутствии других источников нагрева или охлаждения подаваемый поток высокой энергии F_{HE} должен соответствовать работе по преодолению гравитации планеты. Таким образом, массовый поток на стерадиан:

$$\dot{M} = \frac{F_{HE} R_{HE}^2}{GM} \quad (4)$$

Таким образом, вычисление скорости потери массы сводится к вычислению R_{HE} . Простое предположение о том, что по мере увеличения плотности атмосферного газа высокоэнергетичные фотоны поглощаются на больших расстояниях от планеты и массопоток увеличивается не обязательно верно. Поскольку между R и R_{HE} нет атмосферного источника нагрева, то по мере удаления газа от планеты он расширяется и охлаждается.

В [43] утверждается, что проводимость компенсирует такое охлаждение. В конечном счете, максимальная величина темпа потери массы достигается тогда, когда температуры газа между R и R_{HE} приближается к нулю. Любое увеличение плотности атмосферы сдвигает R_{HE} в сторону больших высот, уменьшая тем самым температурный градиент и вместе с тем тепловой поток в сторону R , поскольку температура газа не может упасть ниже нуля. Такое уменьшение потока должно быть уравновешено уменьшением охлаждения PdV за счет снижения оттока газа.

Таким образом, темп потери массы как бы “ограничен энергией” поднимающегося теплового потока, чтобы сбалансировать адиабатическое охлаждение расширяющегося газа по мере его приближения к R_{HE} . Описанные выводы были использованы позднее в [44] для определения гидродинамических скоростей убегания атмосфер горячих Юпитеров. Полученные значения на два порядка превосходят величины, посчитанные ранее с учетом джинсовского убегания. В литературе часто используется формула темпа потери массы на основе ограничения по энергии, однако связь с первоначальным “энергетическим пределом” теплового потока была утрачена.

Общая скорость потери массы часто записывается как:

$$\dot{M} = \eta \frac{\pi R^3 F_{HE}}{GMK} \quad (5)$$

где η – коэффициент эффективности поглощения энергии,

K – коэффициент влияния близости полости Роша.

Этот коэффициент был впервые показан в [45] и используется для учета того, что газ утекает не в бесконечность, а вытекает за пределы полости Роша, что приводит к увеличению темпа потери массы.

Это уравнение широко используется в литературе (например, [46]), иногда с применением различных добавочных множителей, возникающих вследствие разности площадей поверхности самой планеты и площади области поглощения потока родительской звезды, поскольку для точных вычислений необходимо знать детальное перераспределение энергии по поверхности планеты.

К основным недостаткам приведенного уравнения можно отнести наличие коэффициента η , значение которого не может быть точно определено и демонстрирует отсутствие точных знаний о процессах получения и потери энергии. Также недостатком является отсутствие точного понимания, какой именно диапазон длин волн излучения родительской звезды должен входить в определение потока F_{HE} , поскольку излучение высокоэнергетичных фотонов возможно в широком диапазоне длин волн от дальнего ультрафиолетового до жесткого рентгеновского. Необходимо отметить, что описанное уравнение не показывает, какой именно режим оттока, гидродинамический или джинсовский более подходит в каждом конкретном случае.

1.2 Газодинамические и кинетические модели - достоинства и недостатки

Описанные выше недостатки аппроксимационного подхода к вычислению темпа потери атмосферы говорят в пользу необходимости детального численного моделирования. В настоящее время не существует завершенной численной модели гидродинамического оттока, которая включала бы весь необходимый спектр явлений, таких как перенос излучения, термодинамика и химия. Даже одномерные модели делают упор только на один или несколько аспектов, давая в итоге лишь приблизительные оценки. Считается, что горячие экзопланеты приливно связаны и потому имеют постоянные дневную и ночную стороны. Сравним отношение гравитационного ускорения (g) к ускорению, возникающему из-за силы Кориолиса (a):

$$\frac{g}{a} \sim \frac{g}{c_s \Omega} \sim \left(\frac{l}{H}\right) \left(\frac{c_s}{v}\right) \quad (6)$$

где Ω - угловая частота обращения планеты по орбите радиуса l ;

H – шкала высот.

Поскольку ниже звуковой точки $H \lesssim R$ ниже звуковой точки, и $l \gg R$, то получается, что сила гравитации превосходит силу Кориолиса до звуковой точки [47]. Это означает, что направление течения в дозвуковом режиме не будут заметно отклоняться силой Кориолиса. Таким образом, линия тока из подзвездной точки на планете протянется вдоль линии звезда-планета. Основное сходство большинства одномерных вычислений заключается в предположении существования обтекаемых линий потока, соединяющих звезду и планету, вдоль которых и решается задача переноса, а затем и гидродинамики.

Горячий юпитер HD 209458b является одной из первых подтвержденных экзопланет, достаточно хорошо изучена и часто используется в качестве эталона для сравнения. В модели [42] были включены сетка химических реакций,

ионизация водорода и гелия. Важным в этой работе было предположение о том, что 63% энергии фотоэлектронов преобразуется в тепло. Результаты моделирования показали, что темп потери массы линейно зависит от потока энергии, падающего на планету. А также, что при потоках, которые испытывают старые горячие юпитеры, работа PdV имела решающее значение для охлаждения. Было показано и то, что расчеты [44] с учетом подхода ограничения по энергии в среднем переоценивали темп оттока в десять раз. Был сделан вывод о том, что при таком темпе оттока значительных изменений в величине массы с течением времени не происходит.

В [48] представлена схожая с предыдущей модель, однако в данной модели была возможность варьировать долю постоянного поглощения энергии от 10 до 60%. Эти расчеты также показали, что применение подхода [43] к горячим юпитерам приводит к значительному завышению оценок темпа потери массы. Также в этой работе была проверена достоверность гидродинамического приближения, было показано, что экзобаза находится ниже звуковой точки. Этот факт подтверждает предположение о гидродинамическом оттоке и атмосфере, имеющей как дозвуковой, так и сверхзвуковой участок. Подход, основанный на принимаемом постоянстве эффективности нагрева, был принят в дальнейшем в большом количестве расчетов, изучающих планеты разных классов. Самым важным результатом таких моделей можно назвать вывод о том, что темп потери массы у горячих юпитеров недостаточен для оказания существенного влияния на их эволюцию со временем, в то время как горячие планеты меньшей массы с атмосферами, состоящими из легких элементов, заметно изменяются.

В [47] также изучаются горячие юпитеры, но с учетом действия переноса излучения и гидродинамики исключительно водородной атмосферы. Было показано, что существуют два четких режима гидродинамического убегания газовой оболочки: режим при высоких потоках, где скорость потери массы пропорциональна квадратному корню из приходящего потока, и режим при низких потоках излучения, при котором темп потери массы линейно зависит от приходящего потока. При высоких оттоках радиационная рекомбинация водорода

производила достаточное количество ионизирующих фотонов, чтобы повлиять на ионизацию водорода глубоко в атмосфере. При низких оттоках более низкие плотности приводили к гораздо более длительному времени рекомбинации. Поскольку рекомбинация является одним из доминирующих механизмов охлаждения, потери энергии при радиационном охлаждении были невелики, а работа PdV доминировала при газовом охлаждении. В этом случае отток становится более похожим на случай ограничения по энергии и линейно пропорционален приходящему ультрафиолетовому потоку излучения звезды. В [49] показан переход от оттока, ограниченного по энергии, к оттоку, ограниченному рекомбинацией, в контексте широкого спектра планет, а не только применительно к горячим юпитерам. У последних ограничением было то, что оттоки, ограниченные рекомбинацией, происходили, когда временные рамки рекомбинации были короче, чем шкала времени оттока, а отток с ограничением по энергии происходил, когда шкала времени рекомбинации была больше, чем шкала времени оттока.

В 50 использовались результаты детальных расчетов переноса рентгеновского и ультрафиолетового излучения для определения температуры газа в зависимости от параметра ионизации. Выбранное соотношение температуры и ионизации затем использовалось для проведения гидродинамических расчетов в широком диапазоне параметров. Было показано, что такой эффективный параметр не был постоянным, и имел тенденцию к уменьшению с увеличением гравитации ввиду большой эффективности радиационного охлаждения на длительных временах. Также было установлено, что рентгеновская часть спектра приходящего излучения оказывает большее влияние при высоких темпах оттока, а ультрафиолетовая – при более низких.

Многомерный расчет [51] показал, что неизменность дневной и ночной сторон планеты приводит к анизотропному нагреву верхних слоев атмосферы. Большой градиент давления, возникающий на терминаторе планеты, приводит к тому, что поток оказался перенаправлен на ночную сторону. Подобное было получено в [52], где была реализована простая схема переноса излучения EUV в

двумерный гидродинамический расчет, и в [53], где был использован метод из [47] в трехмерном моделировании. Кроме того, трехмерные расчеты показывают, что поток на ночной стороне нестабилен, возможно, из-за нестабильности Кельвина-Гельмгольца, которая возникает из-за большого контраста между дневной и ночной стороной. При этом средние скорости потери массы были аналогичны тем, которые получены из одномерных расчетов.

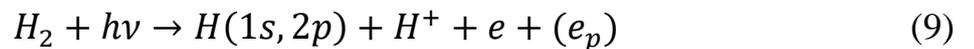
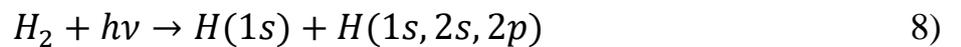
Одним из наименее изученных аспектов оттока атмосферы горячих экзопланет является влияние магнитных полей. Чрезвычайно высокоэнергетическое излучение исходящих потоков означает, что они сильно ионизированы и, следовательно, связаны с магнитным полем планеты. В [54] утверждается, что сильное дипольное магнитное поле приведет к замкнутым силовым линиям вблизи подзвездной точки, но на более высоких широтах силовые линии будут открыты давлением атмосферы, нагретой XUV-лучами или полем самой звезды. Эта картина была подтверждена двумерным численным моделированием, которое предполагало изотермический отток [55] и включало перенос излучения [52]. Разрешение истечения только вдоль линий поля на широтах выше подзвездной точки значительно снизило получаемые скорости потери массы по сравнению с решениями без учета магнитных полей. В [56] и [57] обнаружено, что темп потери массы снижается на порядок при увеличении напряженности поля до высоких величин (порядка величины поля Юпитера). Влияние на отток атмосферы магнитных полей планет класса суперземель и мини-нептунов остается неисследованным, однако поправка на порядок величины скорости потери массы, которую можно взять из одномерных расчетов, будет иметь значительные последствия для эволюции горячих экзопланет с малой массой.

1.3 Гибридная модель

1.3.1 Нагрев

В данной работе с помощью ранее описанной в [58] одномерной самосогласованной аэрономической модели с учетом надтепловых фотоэлектронов были получены высотные профили температуры, скорости, плотности атмосферы горячего нептона GJ 436b, наблюдения которого активно проводятся.

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 $h\nu$ – приходящий от родительской звезды фотон,

e_p – фотоэлектрон,

e – вторичный электрон.

Энергия приходящего 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, то 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, приходящейся 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 [59] 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 компонент.

1.3.2 Химия

Данные о скоростях реакций передаются в химический блок, обновляющий распределения концентраций компонент и включающий в себя 9 компонент (H , H_2 , H^+ , e^- , H_2^+ , H_3^+ , He , He^+ , HeH^+) и 19 реакций.

1.3.3 Гидродинамика

Воспроизведение динамики экзопланетной атмосферы основано на решении системы уравнений газодинамики:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \frac{GM\mathbf{r}}{r^3} \quad (13)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon = -\frac{P}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{v} - \Gamma \quad (14)$$

где ρ – плотность,

\mathbf{v} – скорость,

P – давление,

G – гравитационная постоянная,

M – масса планеты,

ε – удельная тепловая энергия (на единицу массы),

Γ – функция нагрева-охлаждения, рассчитываемая на единицу массы вещества.

При записи данной системы было сделано предположение о том, что масса атмосферы мала по сравнению с массой планеты, т.е. не учитывается самогравитация атмосферы. Плотность, температура и давление связаны между собой уравнением состояния идеального газа:

$$P = nkT \quad (15)$$

где $n = \frac{\rho}{m}$ – концентрация молекул,

m – масса молекулы,

k – постоянная Больцмана,

T – температура

Связь тепловой энергии и температуры задается соотношением:

$$\varepsilon = \frac{i}{2} \frac{kT}{m} = \frac{1}{\gamma-1} \frac{kT}{m} \quad (16)$$

где i – число степеней свободы молекулы,

γ – показатель адиабаты газа.

В дальнейшем мы будем предполагать сферическую симметрию атмосферы, что делает возможным ее аналитическое рассмотрение.

Стационарное истечение атмосферы в случае ненулевой функции нагрева и охлаждения можно описать следующей системой уравнений для переменных v и ε :

$$\left[v - (\gamma - 1) \frac{\varepsilon}{v} \right] \frac{dv}{dr} + (\gamma - 1) \frac{d\varepsilon}{dr} = (\gamma - 1) \frac{2\varepsilon}{r} - \frac{GM}{r^2} \quad (17)$$

$$v \frac{d\varepsilon}{dr} + (\gamma - 1) \varepsilon \frac{dv}{dr} = -(\gamma - 1) \frac{2\varepsilon v}{r} + \Gamma \quad (18)$$

При реалистичных функциях нагрева и охлаждения получение аналитических решений этой системы становится проблематичным. Сложным также является и численное интегрирование данной системы (например, методом Рунге–Кутты) в связи с возможным наличием (заранее неизвестных) критических точек. Проблема численного интегрирования заключается также в выборе внутреннего граничного условия, соответствующего устойчивому физическому решению. Путем элементарных преобразований можно получить альтернативную систему уравнений:

$$\frac{d}{dr} \left[\frac{v^2}{2} + \gamma \varepsilon - \frac{GM}{r} \right] = \frac{\Gamma}{v} \quad (19)$$

$$\frac{d}{dr} [\varepsilon v^{\gamma-1} r^{2\gamma-2}] = \frac{\Gamma r^{2\gamma-2}}{v^{2\gamma-2}} \quad (20)$$

Особенностью такого вида уравнений является то, что при адиабатическом процессе выражения в квадратных скобках сохраняются. Сложностью при численном интегрировании данной системы является необходимость одновременно разрешать нелинейную связь между выражениями в квадратных скобках, что сводится к изолированию корней соответствующего нелинейного уравнения. Кроме того, остается проблема выбора граничного условия,

реализующего устойчивое решение. Поэтому для исследования истечения атмосфер экзопланет широко используется газодинамическое моделирование, то есть непосредственное решение нестационарной системы уравнений гидродинамики.

Выбор газодинамического метода, в свою очередь, является ответственной задачей, поскольку метод должен правильно воспроизводить характерные особенности решения и не приводить к артефактам. Для моделирования динамики сферически-симметричной атмосферы в работе [25] использовался полностью консервативный лагранжевый неявный метод, описанный в книге [32]. Этот метод хорошо зарекомендовал себя при решении задачи о коллапсе протозвездного облака, см. [33]. В задаче о коллапсе облака данный метод успешно воспроизводит все особенности аналитического решения [34]. Однако корректность применения данного метода к задаче расчета истечения атмосферы в работе [25] показана не была. В данном разделе мы продемонстрируем как данный численный метод справляется с задачей изотермического истечения атмосферы, для которой известно точное решение.

Используемый численный метод основан на конечно-разностной аппроксимации исходной системы газодинамических уравнений и является лагранжевым, то есть газ не перетекает через границы ячеек, но сами ячейки движутся и сжимаются (растягиваются) вместе с веществом. Значения всех величин, кроме скорости, задаются в центрах ячеек, а скорость – на границах ячеек. При расчетах использовалась 501 ячейка, при этом начальная дискретная сетка имеет однородное разбиение по r . Левая граница расчетной области жестко зафиксирована, т.е. скорость на левой границе равна нулю. Правая граница расчетной области может двигаться, при этом в качестве граничного условия задается давление во внешней среде (во вспомогательной ячейке, прилегающей справа к границе). Положение границы атмосферы отслеживается автоматически по координате границы последней ячейки. Более подробно метод описан в работе [25].

Рассмотрим атмосферу вокруг планеты с массой 0.07 масс Юпитера и радиусом $a = 0.35$ радиусов Юпитера. Эти значения близки к параметрам теплового нептона GJ 436b (подробнее в Главе 2). Температуру искусственно выберем равной 8575 К, что соответствует безразмерному параметру Джинса $\lambda = 10$ – отношению гравитационной энергии на внутренней границе к тепловой энергии (без учета фактора $\frac{i}{2}$):

$$\lambda = \frac{GMm/a}{kT_0} \quad (21)$$

Где T_0 – температура изотермической атмосферы.

Пусть плотность на внутренней границе атмосферы $\rho_0 = 10^{-12}$ г/см³. Введем безразмерную плотность в виде $\eta = \rho/\rho_0$. Левая граница расчетной области жестко привязана к значению $x=1$, где $x=r/a$. В начальный момент времени правая граница атмосферы находится на безразмерном расстоянии $x=2$, а распределение плотности внутри области $1 \leq x \leq 2$ соответствует гидростатическому, за исключением условия на границе, при котором давление в последней ячейке может не совпадать с давлением во внешней среде. Рассмотрим результаты для нескольких граничных условий. В качестве первого граничного условия на правой границе было зафиксировано давление, соответствующее безразмерной плотности $\eta_b = 4 \times 10^{-5}$. Данное значение меньше плотности на внешней границе первоначальной атмосферы ($\eta \approx 7 \times 10^{-3}$ при $x=2$), поэтому начальное распределение должно эволюционировать вследствие расширения внешних областей атмосферы под действием градиента давления на границе атмосферы. Значение η_b на порядок выше значения $\eta_\infty \approx 4.5 \times 10^{-5}$, соответствующего равновесной плотности изотермической атмосферы на бесконечности для изотермического случая, $\eta_\infty = e^{-\lambda}$. На верхних панелях Рисунок 2 показаны результаты численного моделирования динамики данной атмосферы в безразмерных переменных η и y , где y – отношение кинетической энергии молекулы газа к ее тепловой энергии (без учета фактора $\frac{i}{2}$):

$$y = \frac{mv^2}{2} / kT_0 \quad (22)$$

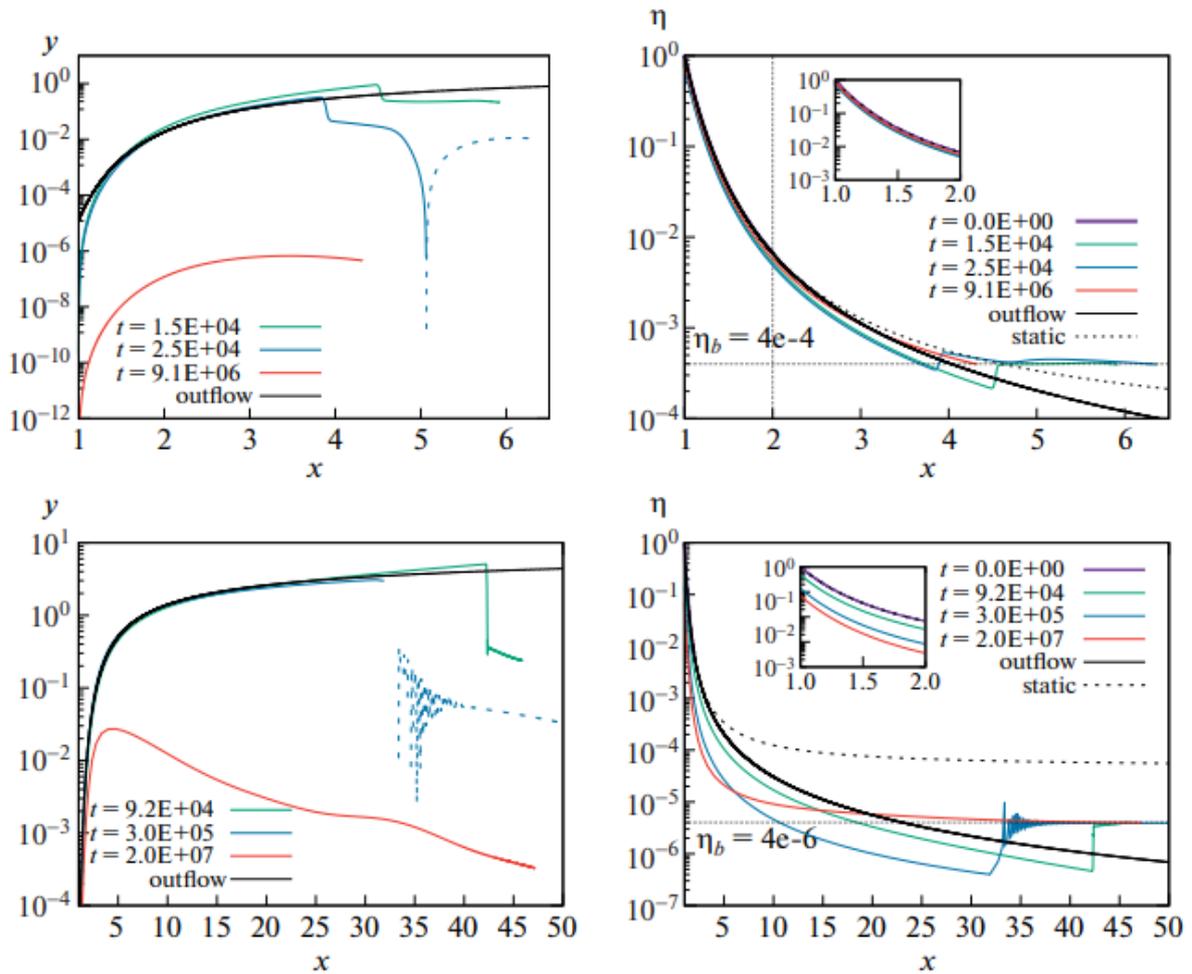


Рисунок 2. Результаты газодинамического моделирования изотермической атмосферы с фиксированными внешними граничными условиями на плотность. Верхние диаграммы: для граничной безразмерной плотности $\eta_b = 4 \times 10^{-4}$, нижние диаграммы – для $\eta_b = 4 \times 10^{-6}$. Штриховые линии на левых панелях соответствуют отрицательным скоростям, непрерывные линии – положительным скоростям.

На момент времени 1.5×10^4 с атмосфера расширяется, при этом ее правая граница достигает значения $x=6$, а значения y близки к аналитическим стационарным значениям. Достигнув $x=6.5$ на момент 2.5×10^4 с, атмосфера прекращает расширение – ее самые внешние слои начинают сжиматься под действием внешнего давления. Скачки на распределениях $y(x)$ и $\eta(x)$ являются следствием неравновесности начальных распределений. В дальнейшем атмосфера осциллирует, при этом ее внешняя граница колеблется возле значения $x=4.3$. Со временем атмосфера постепенно приходит к равновесию, причем полученное

распределение плотности очень близко к аналитическому гидростатическому распределению. Таким образом, при фиксированном граничном условии на плотность $\eta_b > \eta_\infty$, атмосфера приходит к гидростатическому равновесию, причем ее граница соответствует тому x , на котором плотность аналитической гидростатической атмосферы совпадает с граничным условием.

В том случае, если плотность на внешней границе выбрать ниже значения η_∞ , т.е. $\eta_b < \eta_\infty$, расширение атмосферы будет происходить до больших радиусов, но она со временем также придет к равновесию. Это связано с тем, что в использованном лагранжевом методе масса атмосферы конечна, а внутренняя граница расчетной области неподвижна. При расширении атмосферы область разрежения достигает первой ячейки, в результате чего плотность в ней падает. Со временем плотность во всей атмосфере падает настолько сильно, что внешнее граничное условие начинает соответствовать гидростатическому решению. Этот случай проиллюстрирован на нижних панелях Рисунок 2, где показана модель с граничным условием $\eta_b = 4 \times 10^{-6}$. Отметим, что на промежуточных временах (см. кривые для 9.2×10^4 с на нижних панелях на Рисунок 2) профили распределений и по форме близки к аналитическим для стационарного изотермического ветра. Осцилляции на распределениях $y(x)$ и $\eta(x)$ связаны с недостаточно эффективным подавлением численной неустойчивости искусственной вязкостью.

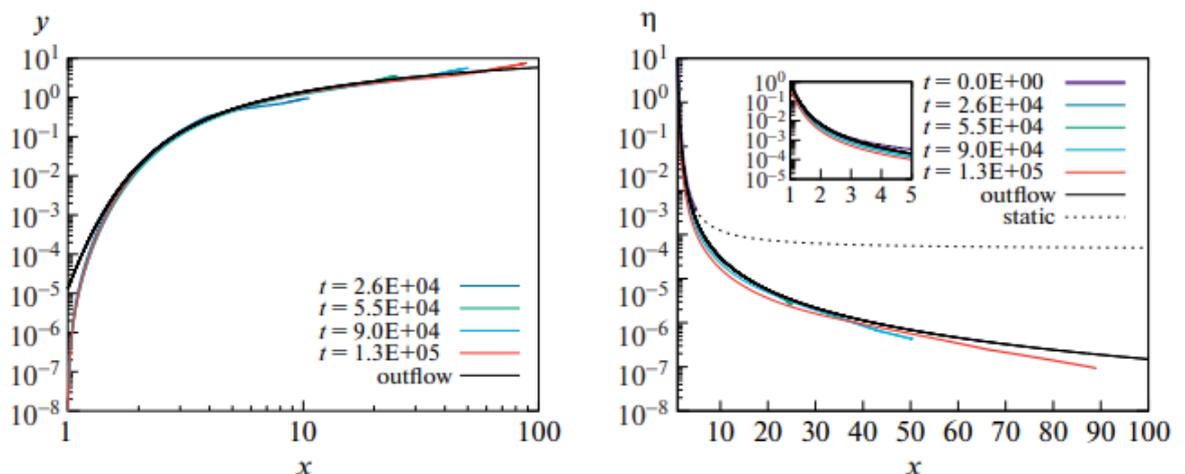


Рисунок 3. Газодинамическое решение с граничным условием по давлению на правой границе, взятым из стационарного решения. Решение представлено в безразмерном виде.

На Рисунок 3 показано численное решение для случая, когда плотность на внешней границе атмосферы на каждом временном шаге адаптивно меняется в соответствии с аналитическим решением для стационарного истечения. Другими словами, $\eta_b(x)$ берется из аналитической зависимости $\eta(x)$ для изотермического ветра. В данном случае полученные распределения $y(x)$ и $\eta(x)$ близки к аналитическим для изотермического ветра. Наибольшие отличия между численным и аналитическим решениями видны на распределении $y(x)$ в окрестности левой границы атмосферы. Это связано с тем, что внутренняя граница атмосферы в методе зафиксирована, т.е. скорость на границе равна нулю. В то же время в аналитическом стационарном решении скорость на левой границе не равна нулю, а соответствует конкретному значению u_0 .

Проведенные тесты позволяют нам утверждать, что используемый газодинамический метод пригоден для моделирования истечения атмосфер экзопланет.

Глава 2. Горячие нептуны GJ 436b и GJ3470b

2.1 Субнептун GJ 436b

На данный момент было обнаружено более пяти тысяч внесолнечных планет, однако далеко не все из них подходят для детального анализа. Только те планеты, у которых есть точные оценки массы, радиуса и, как следствие, средней плотности оказывают наибольшее влияние на наше общее понимание этих объектов [60]. Дальнейшие точные наблюдения самых ярких из этих систем во время первичных и вторичных транзитов даже позволили непосредственно изучать атмосферы планет ([61] – [63]).

Сначала эта группа состояла только из газовых планет-гигантов. Существование меньших планет с массами 1 - 25 M_{\oplus} было не так давно обнаружено в результате исследований лучевой скорости ([64], [65]), что вызывает непосредственные вопросы об их строении. Объекты в этом диапазоне масс могут состоять в основном из водородного газа, водяного льда, камня или железа. Обнаружение фотометрических транзитов таких объектов дало предварительный ответ на эти вопросы. Фотометрическая точность, необходимая для выполнения такого обнаружения, выходит за рамки возможностей наземных телескопов в случае, если родительская звезда принадлежит к солнечному типу. Однако это не относится к M-карликам: их малый радиус позволяет обнаруживать с земли транзиты планет размером с Нептун и даже меньших размеров.

Экзопланета GJ 436b была обнаружена посредством наземных наблюдений с использованием 0,6-метрового телескопа в обсерватории Франсуа-Ксавье Бануд (OFXB, Швейцария), подтверждена с помощью 1,2-метрового телескопа Эйлера (La Silla) и 1-метрового и 0,46-метрового телескопов в обсерватории Wise (Израиль).

GJ 436 - близкая ($d = 10,2$ пк) звезда типа M2.5V со звездной величиной в видимом диапазоне 10,67. Она имеет низкую скорость вращения и не проявляет

особенно сильной хромосферной активностью или фотометрической переменностью, что указывает на возраст, превышающий 3 миллиарда лет. В [64] говорится о периодическом доплеровском сигнале, свидетельствующем о присутствии планетарного компаньона малой массы. Новые доплеровские измерения, представленные в [66], дали для планеты минимальную характеристику на массу и период обращения вокруг родительской звезды $P = 2,64385 \pm 0,00009$ суток. Также есть указания на эксцентричную орбиту с эксцентриситетом $= 0,16 \pm 0,02$. Также выявлены периодические отклонения, указывающие на возможное присутствие отдаленного спутника.

Звезда была включена в программу регулярного фотометрическому мониторинга на предмет транзитов ее близкой планеты с массой Нептуна. Данные инфракрасной фотометрии транзита и затмения планеты позволили определить ее радиус R_p и яркостную температуру на дневной стороне с достаточно высокой точностью

Таким образом, экзопланета GJ 436b была первой открытой внесолнечной планетой, которую можно отнести к классу горячих нептун. Однако, знание этих параметров не позволяет точно указать химический состав и структуру планеты, она может оказаться как каменной планетой с железным ядром и первичной водородной атмосферой, так и водным миром или планетой-океаном. Из серии наблюдений на инструменте STIS на космическом телескопе Хаббл [67] был сделан вывод о наличии глубокого транзита в линии Ly-alpha с поглощением более 50% потока от родительской звезды в этой линии.

Ниже представлены результаты моделирования атмосферы горячего нептона GJ 436b с помощью описанной в Главе 1 модели. Принимаемые начальные параметры планеты указаны в Таблица 1.

Таблица 1. Параметры планеты GJ 436b

Параметр	Значение
Масса планеты	$0.07 M_J$
Радиус планеты	$0.35 R_J$
Равновесная температура	750 К
Поток УФ излучения	$1760 \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$
Плотность на внутренней границе	$10^{-11} \text{ г см}^{-3}$
Давление на внешней границе	$1.3 \times 10^{-6} \text{ дин см}^{-2}$

На Рисунок 4 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 [68] и [69], не поднимается выше 3700 К. Также обращает на себя внимание факт смещения пика температуры в сторону фотосферы 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 панели Рисунок 5 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.

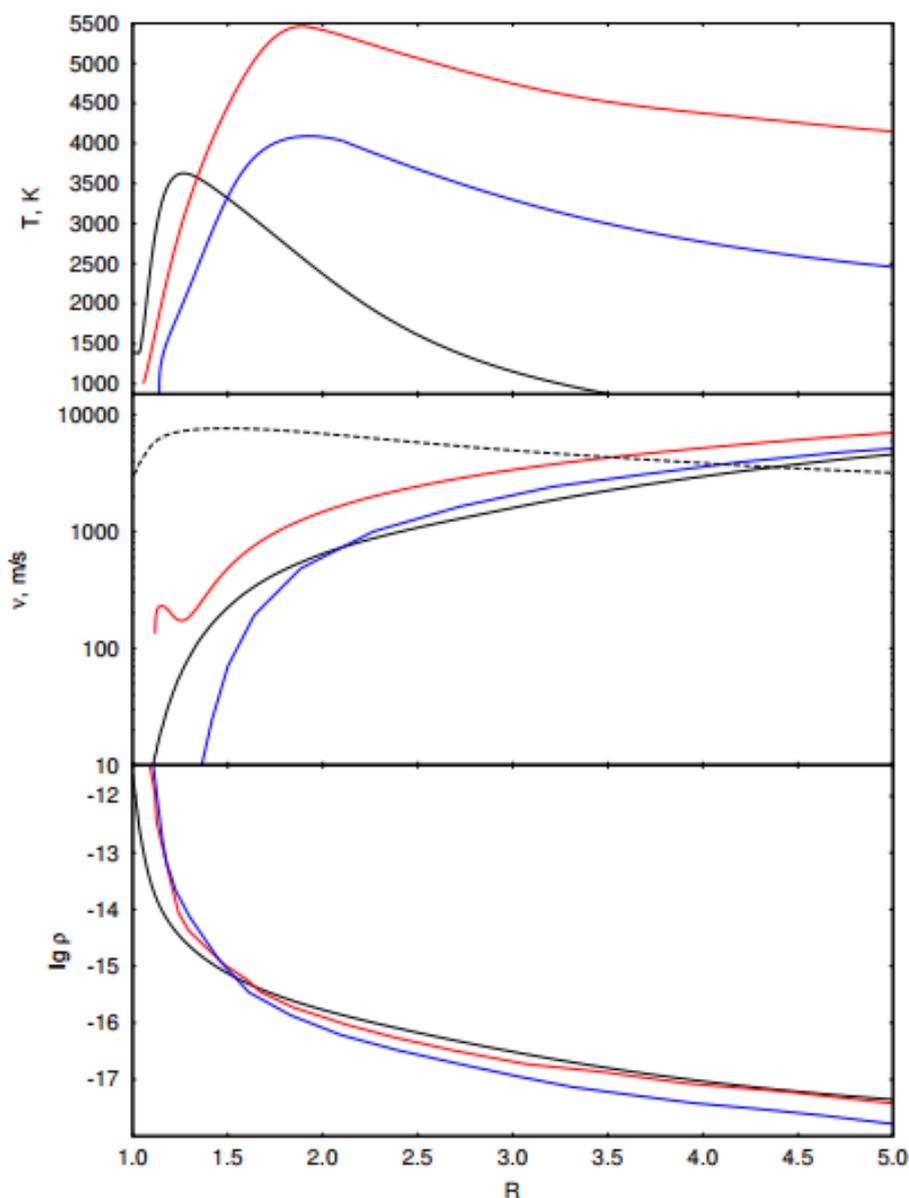


Рисунок 4. Высотные профили температуры, скорости и плотности атмосферы GJ 436b. Черным обозначены профили, полученные в данной работе, красным обозначены результаты расчетов из работы (Shaikhislamov2018), синим - из работы (Lloyd 2017). Видно, что обсуждаемая в данной работе модель показывает ожидаемо менее высокий уровень нагрева на верхней панели. На средней панели видно, что скорости, получаемые в данной модели, также меньше по сравнению с другими моделями, черной штриховой линией обозначена скорость звука для представленной астрономической модели, массовая скорость атмосферного газа и локальная скорость звука сравниваются на высоте $R_{esc} = 4.4 R_p$. На нижней панели заметно разделение на более плотную стационарную атмосферу и разреженную корону.

Профиль концентраций компонент атмосферы представлен на верхней панели Рисунок 5 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 $1.5 R_p$, сохраняются в заметном количестве на протяжении практически всей планетной короны.

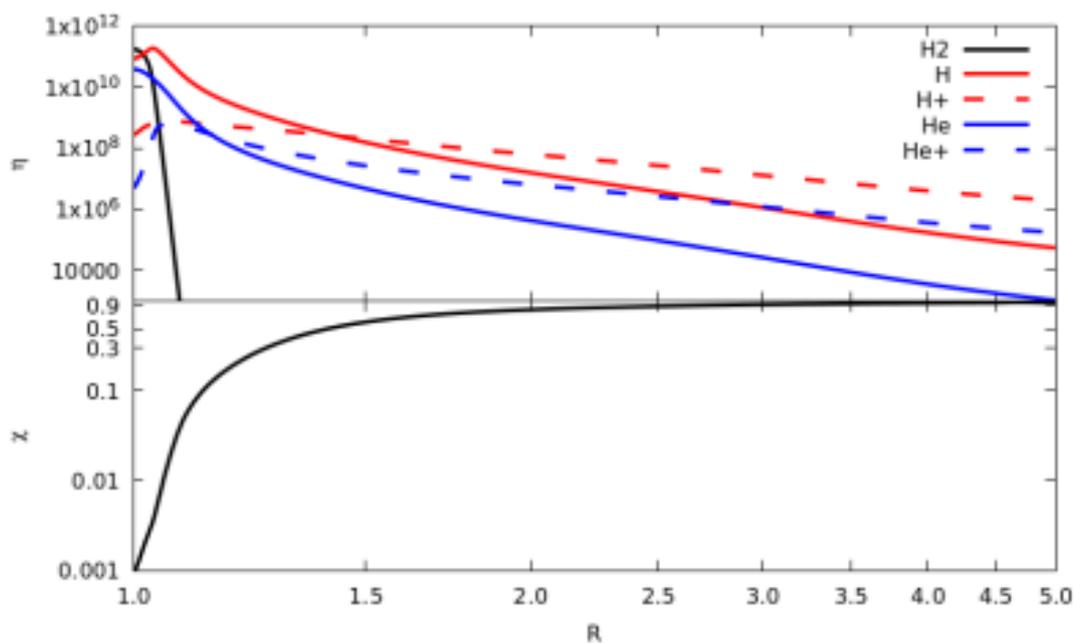


Рисунок 5. Верхняя панель: высотные профили концентраций компонент атмосферы. Нижняя панель: рост степени ионизации атмосферы с высотой.

2.2 Субнептун GJ 3470b

Космическая миссия НАСА Кеплер, запущенная в 2009 году, была первым внеатмосферным проектом, основной целью которого было обнаружение внесолнечных планет размером порядка радиуса Земли. Первый и второй релиз данных, полученных этим спутником, подарили нам суммарно около четырех тысяч новых подтвержденных экзопланет и еще столько же объектов в статусе кандидатов в экзопланеты, только ожидающих подтверждения [70]. Около десяти процентов подтвержденных экзопланет – это планеты размером с Юпитер Солнечной системы с радиусами от 0,7 до 2,0 радиусов Юпитера. В то же время более 55% составляют планеты размером с Нептун с радиусами от 2 до 6 радиусов Земли. С другой стороны, среди менее чем 250 подтвержденных до запуска этой миссии транзитных экзопланет (детектированных в основном в результате наземных исследований) 62% являются планетами размером с Юпитер с радиусами между 0,7 и 2,0 радиуса Юпитера.

Из результатов миссии Кеплер и других исследований ясно, что короткопериодические объекты размером с Юпитер составляют относительно небольшую часть населения экзопланет (например, [71], [72]). Этот разительный контраст между подтвержденными экзопланетами и большой основной популяцией, замеченной Кеплером, побудил к интенсивным усилиям по характеристике планет меньшего размера. Эти усилия начались с запуска ряда наземных проектов, посвященных мониторингу М-карликов с использованием как спектроскопии (например, программа HARPS; [73]), так и фотометрии (например, MEarth). Планеты, вращающиеся вокруг звезд типа М-карликов, дают возможность исследовать планеты меньшего размера из-за благоприятного соотношения радиусов звезды и планеты.

В диапазоне масс Нептуна, благодаря своей относительно большой глубине транзита и яркости родительской звезды, GJ 436 b остается “розеттским камнем” для нашего понимания целого класса экзопланет, которые, как показано, широко распространены в нашей Галактика. Однако ключевой вопрос остается открытым:

в какой степени GJ 436 b является репрезентативным для всей популяции экзo-Нептуна.

GJ 3470 b – это новая транзитная планета размером с Нептун, открытая благодаря миссии Кеплер [74]. Она вращается вокруг красного карлика с величиной в фильтре K = 7,99 mag, принадлежащего к спектральному классу M1.5 с периодом 3,337 дня. При опубликованной массе $14,0 \pm 1,7$ массы Земли и радиусе $4,2 \pm 0,6$ земных радиусов [74], GJ 3470 b имеет среднюю плотность $\rho = 1,07 \pm 0,43$ г /см³, что значительно меньше, чем у GJ 436 b.

Миссия Кеплер подтвердила существование нескольких из этих так называемых "нептунов низкой плотности". Эти объекты достаточно многочисленны, несколько сотен кандидатов с похожими характеристиками были обнаружены Кеплером и ожидают подтверждения. К сожалению, большинство из этих планет вращаются вокруг слабых звезд и имеют небольшие глубины транзитов, что делает последующие исследования очень сложными.

Обнаруженный с помощью наземных телескопов низкоплотный нептун НАТ-R-26 b [75], который до открытия GJ 3470 b представлял собой наиболее многообещающую цель для последующих исследований. Однако, менее выгодное по сравнению с GJ 3470 b отношение площади поверхности диска планеты к площади поверхности диска звезды в сочетании с ее меньшей яркостью делает НАТ-R-26 b менее благоприятной целью для дальнейшего изучения.

Ниже представлены результаты моделирования атмосферы горячего нептуна GJ 3470b с помощью описанной в Главе 1 модели. Принимаемые начальные параметры планеты указаны в Таблица 2.

Таблица 2. Параметры GJ 3470b

Параметр	Значение
Масса планеты	$0.039 M_J$
Радиус планеты	$0.37 R_J$
Равновесная температура	750 К
Поток УФ излучения	$1868 \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$
Плотность на внутренней границе	$10^{-11} \text{ г см}^{-3}$
Давление на внешней границе	$1.3 \times 10^{-6} \text{ дин см}^{-2}$

На Рисунок 6 приведен высотный профиль температуры атмосферы GJ 3470b. Как видно на графике, максимум температуры достигает приблизительно 5500 К. На Рисунок 7 показана газодинамическая скорость, ее максимальное значение составляет около 1 км/сек.

Наиболее интересным является Рисунок 8, на верхней панели которого отражено наличие двусоставной структуры атмосферы планеты. Нижние слои (1-1.3 R_0) образуют относительно плотную стационарную атмосферу, в то время как верхние ($>2.0 R_0$) принадлежат протяженной экзопланетной короне, состоящей из куда более разреженного газа. Нижняя панель Рисунок 8 демонстрирует распределение концентраций химических компонент атмосферы.

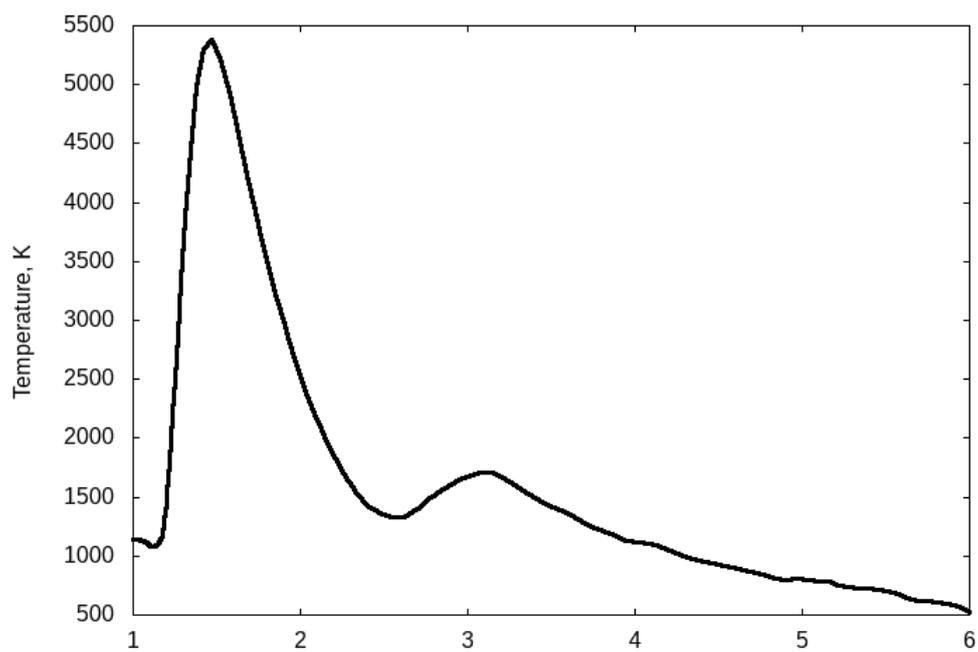


Рисунок 6. Высотный профиль температуры GJ3470b

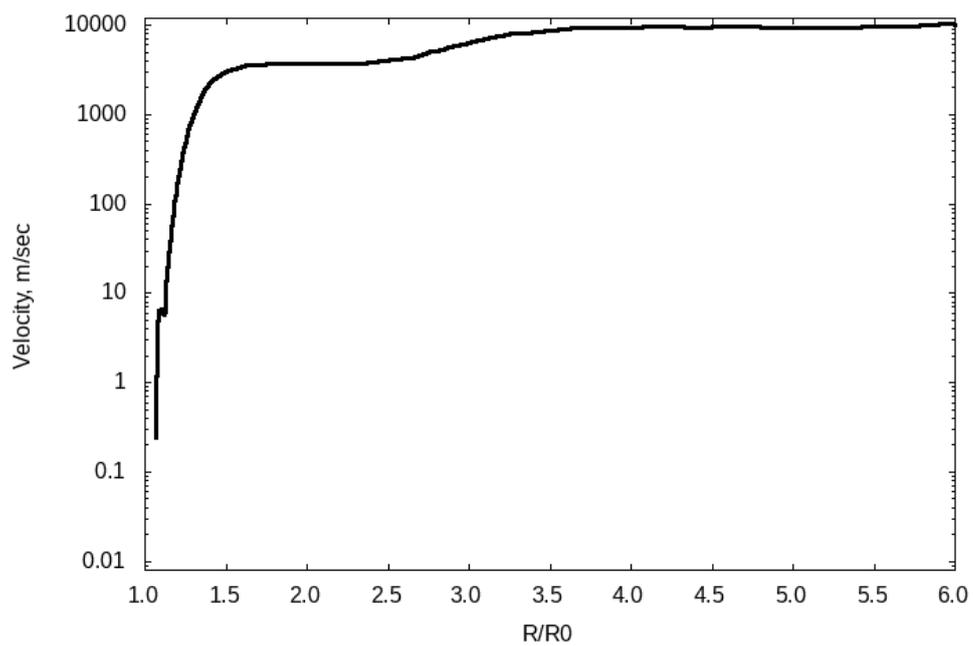


Рисунок 7. Высотный профиль скорости GJ3470b

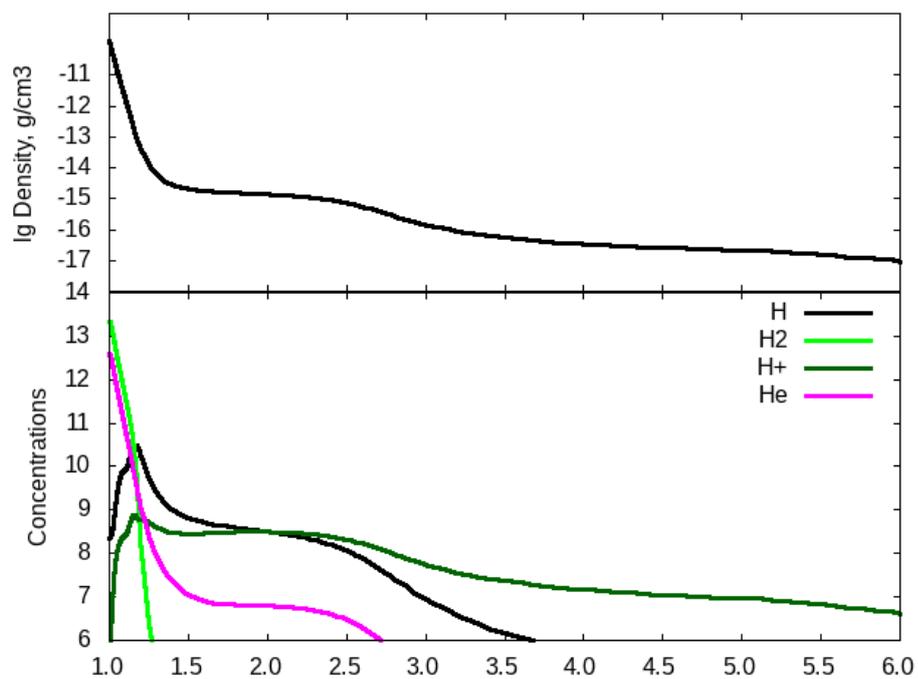


Рисунок 8. Высотный профили плотности и концентраций компонент GJ3470b

Таким образом, GJ 3470 b представляет идеальную возможность исследовать внутреннюю структуру, состав атмосферы и возможные пути формирования планет подобных низкоплотному Нептуну Солнечной системы.

Глава 3. Супер-земля Pi Men c

Запущенную в 2018 году космическую миссию TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite) по обнаружению экзопланет можно в определенном смысле назвать преемницей миссии Кеплер [76]. Сканируя все небо и ориентируясь на яркие близко расположенные звезды, космический аппарат находит планеты, которые идеально подходят для последующих наблюдений и дальнейшей характеристики в том числе с помощью наземных телескопов.

Планета Pi Men c является первой подтвержденной экзопланетой, открытой с помощью миссии TESS. Она вращается вокруг звезды Pi Men (HD 39091), имеющей магнитуду в фильтре $V=5.7$ и принадлежащей к спектральному классу G0V [77], [79]. Ранее уже было известно, что у этой звезды есть долгопериодический эксцентричный компаньон с минимальной массой 10 масс Юпитера [80], названный Pi Men b.

Размер Pi Men c достаточно велик, чтобы предположить наличие существенной оболочки из летучих соединений. Расположение планеты правее так называемого ущелья Фултона (наблюдаемое уменьшенное количество планет в диапазоне 1.5-2 радиуса Земли) на диаграмме распределения планет по радиусам согласуется с предположением о ее возможностях сохранить значительную часть своей атмосферы со временем [81].

Было показано, что горячие планеты малой массы, находящиеся на столь же маленькой орбите своей родительской звезды, испытывают более заметную потерю массы атмосферы по сравнению с горячими планетами-гигантами. Повышенное испарение с этих планет должно проявляться, например, в виде гораздо более глубоких линиях поглощения элементов, покидающих планету.

Поиски подтверждения интенсивного испарения с маломассивных планет до сих пор было безрезультатными. HD 97658b – это планета правее ущелья Фултона, немного больше π Men c по размеру и имеет несколько более широкую орбиту. Наблюдения показали отсутствие у этой планеты испаряющегося водорода, [82]. 55 Cnc e - еще одна маломассивная горячая планета, расположенная левее ущелья

Фултона, считается принадлежащей к классу каменных планет. Однако, и в спектре этой планеты не наблюдается заметных линий Лайман-альфа.

Яркость и близкое расположение родительской звезды Pi Men , а также вероятность того, что Pi Men сохраняет значительную атмосферу, дают надежду на превосходную новую возможность для изучения явления оттока атмосферы и ее химического состава.

Дополнительным благоприятным фактором в отношении данной экзопланеты является то, что она расположена близко к южному полюсу. Ввиду специфики поля съемки спутника TESS, этот объект можно было наблюдать в течение шести месяцев во время основной миссии.

Планеты с преобладающим водным составом не представлены в нашей Солнечной системе. Их обнаружение среди внесолнечных планет будет иметь серьезные последствия для теорий формирования и эволюции планет. Тем не менее, ни одна из более чем пяти тысяч известных подтвержденных экзопланет не была с уверенностью идентифицирована как водный мир.

Вероятно, именно планету Pi Men следует считать наилучшим кандидатом на подтверждение существования водных миров. Например, присутствие как водорода, так и кислорода может указать на большой процент воды в химическом составе, что согласуется с оценками плотности [77]. В качестве альтернативы, обнаружение водорода и гелия позволило бы предположить наличие существенной газовой оболочки вокруг плотного скалистого ядра, что также согласуется с оцененной величиной плотности.

Ниже представлены результаты моделирования атмосферы суперземли Pi Men с помощью описанной в Главе 1 модели. Принимаемые начальные параметры планеты указаны в Таблица 3.

Таблица 3. Параметры Pi Мен с

Параметр	Значение
Масса планеты	$0.07 M_J$
Радиус планеты	$0.35 R_J$
Равновесная температура	750 К
Поток УФ излучения	$955 \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$
Плотность на внутренней границе	$10^{-11} \text{ г см}^{-3}$
Давление на внешней границе	$1.3 \times 10^{-6} \text{ дин см}^{-2}$

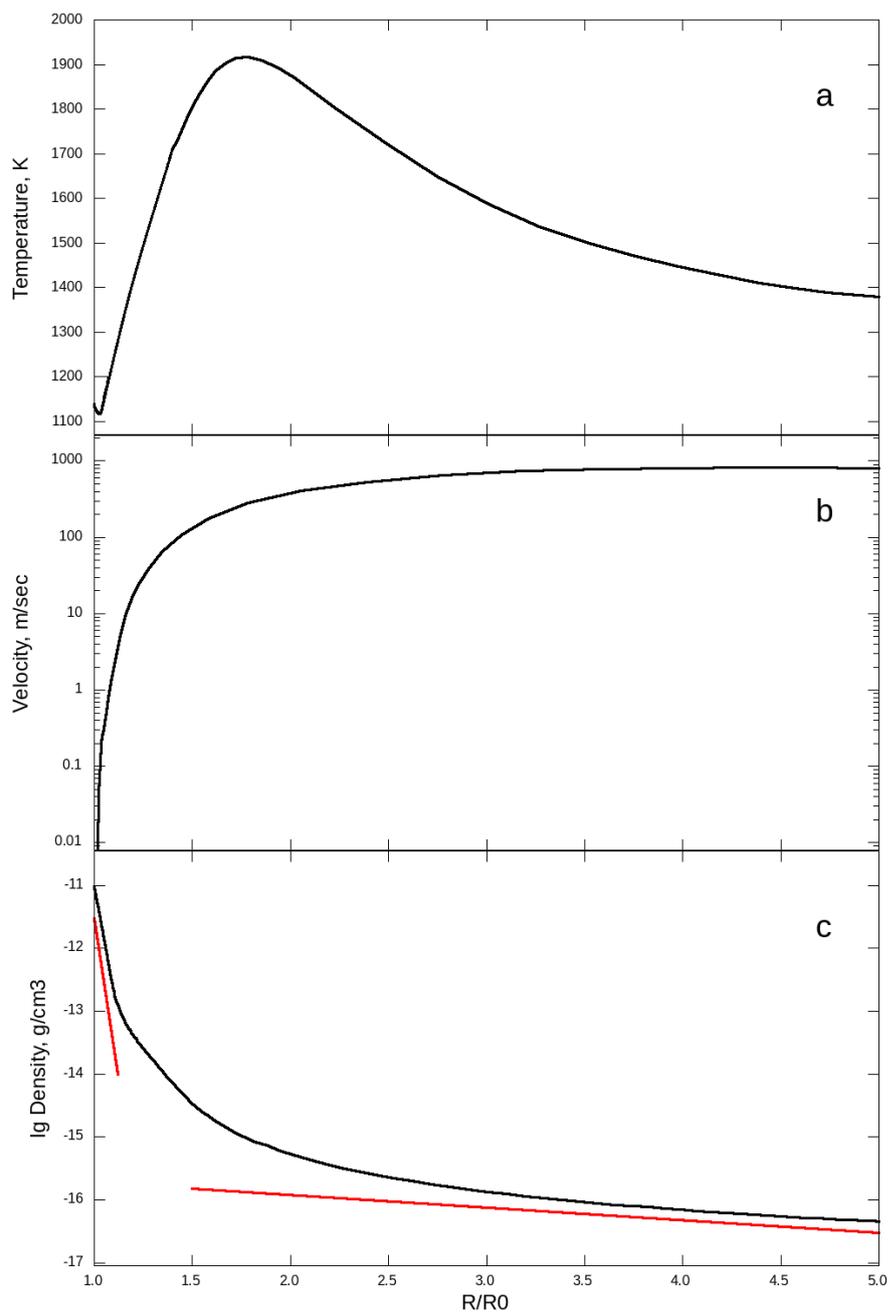


Рисунок 9. Высотные профили температуры (a), скорости (b) и плотности (c) атмосферы Pi Мен c. Красными линиями показана двусоставность структуры атмосферы.

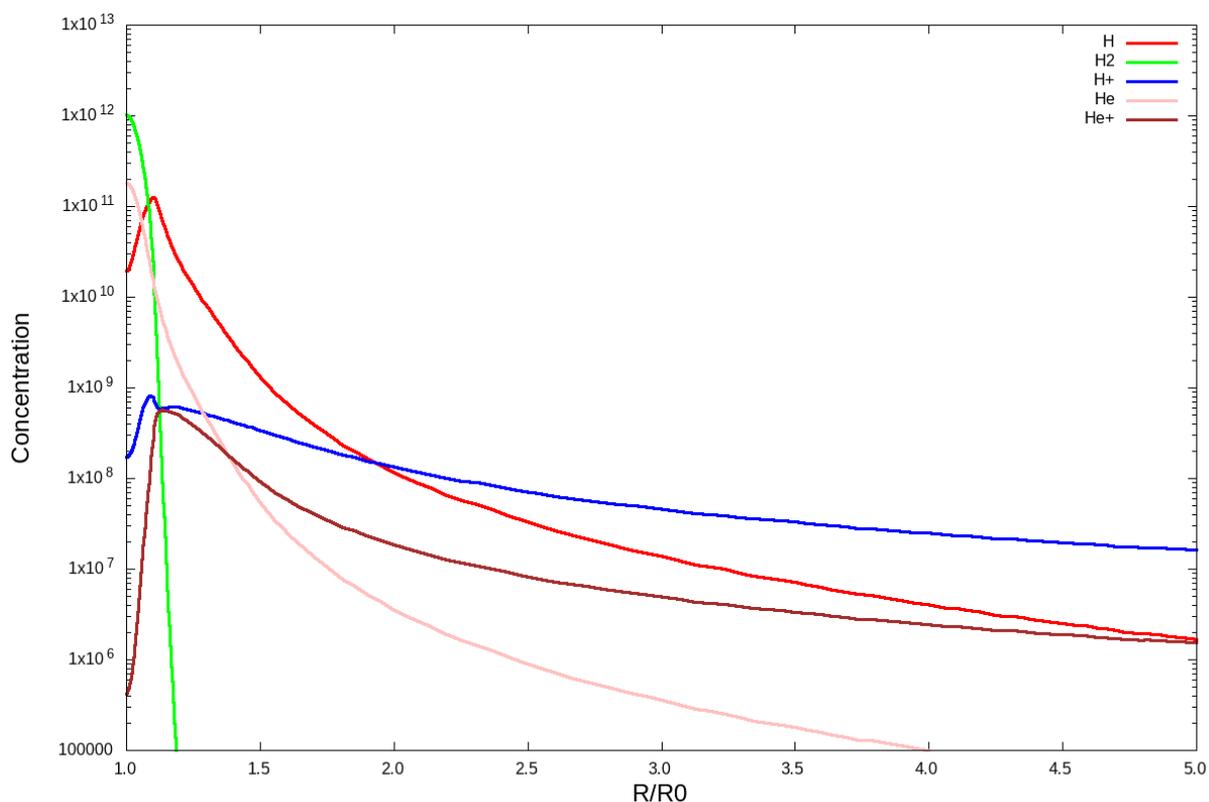


Рисунок 10. Профили концентраций химических компонент атмосферы. Хорошо заметно быстрое убывание молекулярного водорода., в то время как нейтральные атомарные водород и гелий простираются достаточно далеко.

На Рисунок 9 приведены результаты расчетов - высотные профили температуры (а), скорости (b) и плотности (с) атмосферы Pi Men c. Как видно из приведенных графиков, максимум температуры достигает приблизительно 1900 К, а газодинамическая скорость не превышает 1 км/сек. Наиболее интересным является третий график, отражающий наличие двусоставной структуры атмосферы планеты. Нижние слои (1-1.2 R0) образуют относительно плотную стационарную атмосферу, в то время как верхние (>2.0 R0) принадлежат протяженной экзопланетной короне, состоящей из куда более разреженного газа. Указанные структуры показаны на графике красными линиями.

На Рисунок 10 показано распределение концентраций химических компонент с высотой. Хорошо заметно быстрое убывание молекулярного водорода., в то время как нейтральные атомарные водород и гелий простираются достаточно далеко.

Глава 4. Сравнительный анализ темпа потери атмосферы для горячих экзопланет вблизи перехода от суб-нептунов к супер-землям

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

$$\dot{M} = 4\pi\rho\nu R_{esc}^2 \quad (23)$$

где ρ – 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 [43]:

$$\dot{M} = \frac{\pi n R_{pl}^3 F_{XUV}}{GM_{pl}} \quad (24)$$

или его вариация, учитывающая влияние края полости Роша [45]:

$$\dot{M} = \frac{\pi n R_{pl} R_{XUV}^2 F_{XUV}}{GM_{plK}} \quad (25)$$

где R_{pl} – фотометрический радиус планеты,

R_{XUV} – эффективный радиус, на котором излучение звезды наиболее эффективно поглощается в верхней атмосфере планеты [45], [88],

G – гравитационная постоянная,

n – эффективность нагрева,

F_{XUV} – получаемый планетой поток XUV излучения от родительской звезды,

M_{pl} – масса планеты,

K – фактор полости Роша [45].

В общем случае формула хорошо воспроизводит темпы убегания, полученные с помощью детального гидродинамического моделирования верхней атмосферы, особенно для горячих газовых гигантов с атмосферами в гидродинамическом режиме ([84] – [88]). Из-за ее аналитической формы, позволяющей быстрое вычисление, большая часть моделей планетной эволюции и популяции экзопланет использует этот подход для моделирования атмосферного убегания ([89] – [92]). 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 ([93] – [95]). Также уравнение существенно переоценивает темп потери массы для планет с гидростатическими атмосферами, где процесс контролируется джинсовским убеганием ([86], [96]). В дополнение 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 [98] был расширен подход [97], который предполагал программирование малой сетки гидродинамических моделей верхних атмосфер и экстракцию темпа потери массы методом интерполяции между ячейками сетки. В [97] 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 [98] 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 [99] представлено аналитическое выражение для вычисления темпа потери массы как функции системы параметров, разработанное на основе результатов предыдущего 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 $10^{26} - 5 \cdot 10^{30}$ эрг \cdot с $^{-1}$. Данная аппроксимация задается выражением

$$\dot{M} = e^{\beta} F_{XUV}^{\alpha_1} (d)^{\alpha_2} (R)^{\alpha_3} L^{\zeta + \theta \ln(d)} \quad (26)$$

где β , α_1 , α_2 , α_3 , ζ , θ – вычисленные в [99] коэффициенты, выбираемые в зависимости от режима истечения оболочки,

d – радиус орбиты в астрономических единицах,

R – радиус планеты в радиусах Земли,

L – джинсовский параметр системы.

4.1 GJ 436b

Посчитанный темп потери массы атмосферы, а также данные по этому вопросу из других источников приведены в Таблица 4

Таблица 4. Темп оттока атмосферы GJ 436b

	Источник	$\dot{M}, 10^9$ г/с
1	[100]	22
2	[101]	0.1 – 1
3	[67]	0.0037 – 1.1
4	Одномерная самосогласованная аэрономическая модель	1.9
5	Подход ограничения по энергии	2.0
6	Подход ограничения по энергии с учетом влияния полости Роша	3.3
7	Аналитическое выражение гидродинамической аппроксимации	2.5
8	Гидродинамическая аппроксимация [99]	2.3
9	[68]	4
10	[69]	3.1
11	[102]	10
12	[86]	4.5

Полученная в ходе моделирования оценка темпа потери атмосферы (уравнение (23)) составила 1.9×10^9 г/с (строка 4 в Таблица 4). 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 ($R_{XUV} = 1.2 \times R_{pl}$, $n=0.2$) и в рамках описанных выше подходов (уравнения (24-26)) был посчитан темп оттока атмосферы для данной системы (строки 5-7 в Таблица 4), что наглядно демонстрирует, как сильно используемый подход влияет на итоговый результат. Также в Таблица 4 представлены данные из литературы, основанные как на наблюдениях (строки 1-3 в Таблица 4), так и на моделировании (строки 8-12 в Таблица 4). Самый большой отток ($\dot{M} = 10^{10}$ г/с и более) указан в [102] и [100]. Другие исследования называют более низкие оценки ($\dot{M} = 1 - 4.5 \times 10^9$ г/с). Самые низкие оценки основаны на наблюдениях и предложены в работах [67] и [101] (\dot{M} менее 10^9 г/с). Оценки с использованием выходных данных нашей модели показывают сравнительно низкий отток ($\dot{M} = 2.1 \times 10^9$ г/с). Использование аппроксимационной формулы 26 дает близкий результат ($\dot{M} = 2.2 \times 10^9$ г/с). Учет влияния полости Роша (формула (25)) дает более высокий темп оттока ($\dot{M} = 3.3 \times 10^9$ г/с). Следует отметить, что результат, полученный по формуле (26) с использованием выходных данных нашей модели ($\dot{M} = 2.5 \times 10^9$ г/с) очень близок к результату гидродинамической аппроксимации из [99] ($\dot{M} = 2.3 \times 10^9$ г/с), что говорит в пользу предлагаемого в [99] подхода.

4.2 GJ 3470b

Посчитанный темп потери массы атмосферы, а также данные по этому вопросу из других источников приведены в Таблица 5

Таблица 5. Темп оттока атмосферы GJ 3470b

	Источник	\dot{M} , 10^9 г/с
1	Одномерная самосогласованная аэрономическая модель	27
2	Подход ограничения по энергии	7.0
3	Подход ограничения по энергии с учетом влияния полости Роша	14
4	Аналитическое выражение гидродинамической аппроксимации	12
5	Гидродинамическая аппроксимация [99]	16
6	[86]	46

Полученная в ходе моделирования оценка темпа потери атмосферы (уравнение (23)) составила 2.7×10^{10} г/с (строка 1 в Таблица 5). 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 ($R_{XUV} = 1.3 \times R_{pl}$, $n=0.2$) и в рамках описанных выше подходов (уравнения (24-26)) был посчитан темп оттока атмосферы для данной системы (строки 2-4 в Таблица 5), что

наглядно демонстрирует, как сильно используемый подход влияет на итоговый результат. Также в Таблица 5 представлены данные из литературы, основанные на моделировании (строки 5,6 в Таблица 4). Самый большой отток ($\dot{M} = 10^{10}$ г/с) указан в [86]. К сожалению, оценок темпа потери массы \dot{P}_i Мен с, основанных на наблюдениях, пока не представлено. В связи с этим на данный момент присутствуют возможности только для сравнения различных моделей между собой.

Оценки с использованием выходных данных нашей модели показывают сравнительно низкий отток. Самой низкой оказалась оценка на основе ограничения по энергии (\dot{M} менее 10^{10} г/с). Учет влияния полости Роша (формула (25)) дает более высокий темп оттока ($\dot{M} = 1.4 \times 10^{10}$ г/с). Использование аппроксимационной формулы (26) показывает средний по величине результат ($\dot{M} = 1.7 \times 10^{10}$ г/с).

4.3 Pi Men c

Посчитанный темп потери массы атмосферы, а также данные по этому вопросу из других источников приведены в Таблица 6

Таблица 6. Темпо оттока атмосферы Pi Men c

	Источник	$\dot{M}, 10^9$ г/с
1	Одномерная самосогласованная аэрономическая модель	2.1
2	Подход ограничения по энергии	2.0
3	Подход ограничения по энергии с учетом влияния полости Роша	3.1
4	Аналитическое выражение гидродинамической аппроксимации	2.5
5	Гидродинамическая аппроксимация [99]	1.8
6	[78]	28
7	[86]	3
8	[79]	12

Полученная в ходе моделирования оценка темпа потери атмосферы (уравнение (23)) составила 2.7×10^{10} г/с (строка 1 в Таблица 6). 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 (R_{XUV}

$= 1.3 \times R_{pl, n=0.2}$) и в рамках описанных выше подходов (уравнения (24-26)) был посчитан темп оттока атмосферы для данной системы (строки 2-4 в Таблица 6), что наглядно демонстрирует, как сильно используемый подход влияет на итоговый результат. Также в Таблица 6 представлены данные из литературы, основанные на моделировании (строки 6-8 в Таблица 6). Самый большой отток ($\dot{M} = 2.8 \times 10^{10}$ г/с) указан в [86]. За этим результатом по величине следует оценка [79], также превосходящая другие результаты практически на порядок ($\dot{M} = 1.2 \times 10^{10}$ г/с). Оценка, выполненная в [86] соответствует по порядку величины результатам, полученным на основе аппроксимационных подходов. К сожалению, оценок темпа потери массы \dot{M} P_i Men c, основанных на наблюдениях, пока не представлено. В связи с этим на данный момент присутствуют возможности только для сравнения различных моделей между собой.

Оценки с использованием выходных данных нашей модели показывают сравнительно низкий отток. Самой низкой оказалась оценка на основе ограничивающей по энергии ($\dot{M} = 2 \times 10^9$ г/с). Учет влияния полости Роша (формула (25)) дает более высокий темп оттока ($\dot{M} = 3.1 \times 10^9$ г/с). Использование аппроксимационной формулы (26) показывает средний по величине результат ($\dot{M} = 2.5 \times 10^9$ г/с).

Следует заметить, что в [78] подчеркивается, что темп оттока атмосферы \dot{M} P_i Men c должен превосходить соответствующую величину для горячего нептона GJ 436 b. Более массивная планета GJ 436b имеет оценку темпа потери атмосферы равную ($\dot{M} = 1.9 \times 10^9$ г/с). Оценка для P_i Men c составляет ($\dot{M} = 2.1 \times 10^9$ г/с). Таким образом, если сравнивать между собой оценки темпа потери атмосферы, сделанные с помощью одной и той же модели, учитывающей вклад надтепловых частиц, можно заключить, что по величине темпа потери массы супер-земля P_i Men c превосходит горячий нептун GJ 436 b. Такой вывод полностью согласуется с выводами из [78].

Заключение

Было проведено моделирование внешней газовой оболочки с учетом вклада надтепловых частиц для двух планет класса горячих нептун (GJ 436b, GJ 3470b) и одной супер-земли (Pi Men c).

Полученные высотные профили температуры показывают ожидаемо более низкую температуру по сравнению с работами других авторов, что обусловлено более точным способом расчета уровня нагрева атмосферы. На высотных профилях скорости также заметно отличие от других моделей в сторону несколько меньших скоростей, однако качественно профили совпадают. На профилях плотности хорошо заметна структура атмосферы, подобная той, что наблюдается у планет Солнечной системы. Так, становится хорошо заметна более плотная стационарная часть атмосферы, постепенно переходящая в протяженную разреженную планетную корону. На профилях концентраций химических компонент показано, что, не смотря на быстрое убывание молекулярного водорода, нейтральные атомы водорода и гелия присутствуют в протяженной экзопланетной короне в заметном количестве, хотя и уступают соответствующим ионам по концентрации. Такой вывод подтверждается стремительным ростом и выходом на плато кривой на графике степени ионизации.

Из работы следует, что при проведении оценивания темпа потери массы атмосфер экзопланет необходимо внимательно относиться как к вычислению величин, на основе которых делается оценка, так и к самому выбору метода оценивания. Так, различные подходы имеют свои преимущества и недостатки, которые, несомненно, нужно учитывать при выборе подхода, на основе которого происходят вычисления. Выбор метода оценивания может, в частности зависеть и от конечных целей, для которых требуются оценки темпа потери атмосферы. Различные методы могут давать разницу в оценке более, чем на порядок. Такая большая разница непременно отразится на получаемой картине эволюции самих экзопланет.

Помимо отличий разных методов оценивания также следует отметить, и чрезвычайная схожесть результатов (для GJ 436b отличие 10%) вычисления темпа потери массы с использованием гидродинамической аппроксимации (уравнение (26)) и результатов самого моделирования из [99], что говорит в пользу надежности предлагаемого в упомянутой работе подхода.

Общий результат работы показывает важность учета вклада надтепловых частиц, пренебрежение которым может привести к значительным ошибкам в оценке темпа потери массы, в особенности у горячих экзопланет.

Полученные результаты подталкивают к дальнейшему исследованию атмосфер экзопланет различных классов, в частности к усовершенствованию используемой и хорошо зарекомендовавшей себя на примере этой работы одномерной самосогласованной аэрономической модели.

Список литературы

- 1 L. D. Deming and S. Seager, *J. Geophys. Res. Planets* 122, 53 (2017).
- 2 J. F. Rowe, J. L. Coughlin, V. Antoci, T. Barclay, et al., *Astrophys. J. Suppl.* 217, id. 16 (2015), arXiv:1501.07286 [astro-ph.EP].
- 3 P. Cubillos, N. V. Erkaev, I. Juvan, L. Fossati, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 466, 1868 (2017), arXiv:1611.09236 [astro-ph.EP].
- 4 L. Fossati, N. V. Erkaev, H. Lammer, P. E. Cubillos, et al., *Astron. and Astrophys.* 598, id. A90 (2017), arXiv:1612.05624 [astro-ph.EP].
- 5 H. Lammer, A. Stökl, N. V. Erkaev, E. A. Dorfi, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 439, 3225 (2014), arXiv:1401.2765 [astro-ph.EP].
- 6 F. Tian and S. Ida, *Nature Geoscience* 8, 177 (2015).
- 7 R. Luger, R. Barnes, E. Lopez, J. Fortney, B. Jackson, and V. Meadows, *Astrobiology* 15, 57 (2015), arXiv:1501.06572 [astro-ph.EP].
- 8 H. Massol, K. Hamano, F. Tian, M. Ikoma, et al., *Space Sci. Rev.* 205, 153 (2016).
- 9 R. E. Johnson, M. R. Combi, J. L. Fox, W.-H. Ip, et al., *Space Sci. Rev.* 139, 355 (2008).
- 10 V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and D. E. Ionov, in *Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments*, edited by H. Lammer and M. Khodachenko, *Astrophys. Space Sci. Library* 411, 105 (2015).
- 11 V. I. Shematovich and M. Y. Marov, *Physics Uspekhi* 61, 217 (2018).
- 12 A. J. Watson, T. M. Donahue, and J. C. G. Walker, *Icarus* 48, 150 (1981).
- 13 D. M. Hunten, R. O. Pepin, and J. C. G. Walker, *Icarus* 69, 532 (1987).
- 14 E. Chassefière, *J. Geophys. Res.* 101(E11), 26039 (1996).
- 15 A. N. Volkov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 459, 2030 (2016).

- 16 A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor, *Nature* 422, 143 (2003).
- 17 A. Vidal-Madjar, J. M. Désert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hébrard, et al., *Astrophys. J. Letters* 604, L69 (2004), astro-ph/0401457.
- 18 J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, J. C. Green, J. T. Stocke, and S. N. Osterman, *Astrophys. J.* 717, 1291 (2010), arXiv:1005.1633 [astro-ph.EP].
- 19 J. R. Kulow, K. France, J. Linsky, and R. O. P. Loyd, *Astrophys. J.* 786, id. 132 (2014), arXiv:1403.6834 [astro-ph.EP].
- 20 R. V. Yelle, *Icarus* 170, 167 (2004).
- 21 A. García Muñoz, *Planet. Space Sci.* 55, 1426 (2007).
- 22 R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, *Astrophys. J.* 693, 23 (2009), arXiv:0811.0006 [astro-ph].
- 23 T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas, *Icarus* 226, 1678 (2013), arXiv:1210.1536 [astro-ph.EP].
- 24 I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Y. L. Sasunov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, and N. V. Erkaev, *Astrophys. J.* 795, id. 132 (2014), arXiv:1506.03548 [astro-ph.EP].
- 25 D. E. Ionov, V. I. Shematovich, and Y. N. Pavlyuchenkov, *Astron. Rep.* 61, 387 (2017), arXiv:1706.02098 [astro-ph.EP].
- 26 J. E. Owen, *Ann. Rev. Earth and Planet. Sciences* 47, 67 (2019), arXiv:1807.07609 [astro-ph.EP].
- 27 A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 475, 605 (2018).
- 28 A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.* 63, 550 (2019), arXiv:1903.09459 [astro-ph.EP].
- 29 E. N. Parker, *Astrophys. J.* 132, 821 (1960).
- 30 E. N. Parker, *Astrophys. J.* 139, 72 (1964).

- 31 D. E. Ionov, Y. N. Pavlyuchenkov, and V. I. Shematovich, arXiv:1803.04278 [astro-ph.EP] (2018).
- 32 A. A. Samarskii and Y. P. Popov, Differential methods of solving problems of gas dynamics (M.: Nauka, 1992).
- 33 Y. N. Pavlyuchenkov, A. G. Zhilkin, E. I. Vorobyov, and A. M. Fateeva, Astron. Rep. 59, 133 (2015), arXiv:1502.04835 [astro-ph.GA].
- 34 Y. N. Pavlyuchenkov, Emission of molecules and dust in prestellar and protostellar object (Dissertation for the degree of Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Moscow, 2016).
- 35 Opik EJ. 1963. Selective Escape of Gases? " Geophysical Journal 7:490–506
- 36 Jeans J. 1925. The Dynamical Theory of Gases
- 37 Tian F. 2015. Atmospheric Escape from Solar System Terrestrial Planets and Exoplanets. Annual Review of Earth and Planetary Sciences 43
- 38 Lecavelier des Etangs A, Vidal-Madjar A, McConnell JC, Hébrard G. 2004. Atmospheric escape from hot Jupiters. A&A 418:L1–L4
- 39 Parker EN. 1958. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. ApJ 128:664
- 40 Parker EN. 1960. The Hydrodynamic Theory of Solar Corpuscular Radiation and Stellar Winds. ApJ 132:821
- 41 Parker EN. 1964. Dynamical Properties of Stellar Coronas and Stellar Winds. I. Integration of the Momentum Equation. ApJ 139:72
- 42 Yelle RV. 2004. Aeronomy of extra-solar giant planets at small orbital distances. Icarus 170:167–179
- 43 Watson AJ, Donahue TM, Walker JCG. 1981. The dynamics of a rapidly escaping atmosphere - Applications to the evolution of earth and Venus. Icarus 48:150–166
- 44 Lammer H, Selsis F, Ribas I, Guinan EF, Bauer SJ, Weiss WW. 2003.

Atmospheric Loss of Exoplanets Resulting from Stellar X-Ray and Extreme-Ultraviolet Heating. *ApJ* 598:L121–L124

45 Erkaev NV, Kulikov YN, Lammer H, Selsis F, Langmayr D, et al. 2007. Roche lobe effects on the atmospheric loss from “Hot Jupiters”. *A&A* 472:329–334

46 Jackson AP, Davis TA, Wheatley PJ. 2012. The coronal X-ray-age relation and its implications for the evaporation of exoplanets. *MNRAS* 422:2024–2043

47 Murray-Clay RA, Chiang EI, Murray N. 2009. Atmospheric Escape From Hot Jupiters. *ApJ* 693:23–42

48 Tian F, Toon OB, Pavlov AA, De Sterck H. 2005. Transonic Hydrodynamic Escape of Hydrogen from Extrasolar Planetary Atmospheres. *ApJ* 621:1049–1060

49 Bear E, Soker N. 2011. Evaporation of Jupiter-like planets orbiting extreme horizontal branch stars. *MNRAS* 414:1788–1792

50 Owen JE, Jackson AP. 2012. Planetary evaporation by UV & X-ray radiation: basic hydrodynamics. *MNRAS* 425:2931–2947

51 Stone JM, Proga D. 2009. Anisotropic Winds from Close-In Extrasolar Planets. *ApJ* 694:205–213

52 Owen JE, Adams FC. 2014. Magnetically controlled mass-loss from extrasolar planets in close orbits. *MNRAS* 444:3761–3779

53 Tripathi A, Kratter KM, Murray-Clay RA, Krumholz MR. 2015. Simulated Photoevaporative Mass Loss from Hot Jupiters in 3D. *ApJ* 808:173

54 Adams FC. 2011. Magnetically Controlled Outflows from Hot Jupiters. *ApJ* 730:27

55 Trammell GB, Li ZY, Arras P. 2014. Magnetohydrodynamic Simulations of Hot Jupiter Upper Atmospheres. *ApJ* 788:161

56 Khodachenko ML, Shaikhislamov IF, Lammer H, Prokopov PA. 2015. Atmosphere Expansion and Mass Loss of Close-orbit Giant Exoplanets Heated by Stellar XUV. II. Effects of Planetary Magnetic Field; Structuring of Inner Magnetosphere. *ApJ*

57 Arakcheev AS, Zhilkin AG, Kaigorodov PV, Bisikalo DV, Kosovichev AG. 2017. Reduction of mass loss by the hot Jupiter WASP-12b due to its magnetic field. *Astronomy Reports* 61:932–941

58 Ionov DE, Shematovich VI, Pavlyuchenkov YN. 2017. Influence of photoelectrons on the structure and dynamics of the upper atmosphere of a hot Jupiter. *Astronomy Reports* 61:387–392

59 V. I. Shematovich, *Solar System Research* 44 (2010).

60 Charbonneau, D.; Brown, T. M.; Burrows, A.; Laughlin, G., 2007, *Protostars and Planets V*, B. Reipurth et al. (eds.), University of Arizona Press, Tucson, 701

61 Charbonneau, D.; Brown, T. M.; Noyes, R. W.; Gilliland, R. L., 2002, *ApJ*, 568-1, 377

62 Marley, M. S.; Fortney, J.; Seager, S.; Barman, T., 2007,

63 Grillmair, C. J.; Charbonneau, D.; Burrows, A.; et al., 2007, *ApJ*, 658-2, 115

64 Butler, P.; Vogt, S.; Marcy, G.; et al., 2004, *ApJ Letters*, 617, 580

65 Udry, S.; Bonfils, X.; Delfosse, X.; et al., 2007

66 Maness, H. L.; Marcy, G. W.; Ford, E. B.; Hauschildt, P. H.; et al., 2007, *PASP*, 119-851, 90

67 Kulow J. R., France K., Linsky J., Loyd R. O. P., 2014, *ApJ*, 786, 132

68 I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Yu. L. Sasunov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, and N. V. Erkaev, *Astrophys. J.* 795 (2014).

69 R. O. P. Loyd, T. T. Koskinen, K. France, C. Schneider, and S. Redeld, *Astrophys. J., Lett.* 834 (2017).

70 Batalha, N. M., Rowe, J. F., Bryson, S. T., et al. 2012, *ArXiv e-prints*

71 Howard, A. W., Marcy, G. W., Johnson, J. A., et al. 2010, *Science*, 330, 653

72 Wittenmyer, R. A., Tinney, C. G., Butler, R. P., et al. 2011, *ApJ*, 738, 81

- 73 Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2013, *A&A*, 549, A109
- 74 Bonfils, X., Gillon, M., Udry, S., et al. 2012, *A&A*, 546, A27
- 75 Hartman, J. D., Bakos, G. A., Kipping, D. M., et al. 2011, *ApJ*, 728, 138
- 76 Ricker G. R., et al., 2015, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 1, 014003
- 77 Huang C. X., et al., 2018, preprint, (arXiv:1809.05967)
- 78 King G. W., et al., 2018, *MNRAS*, 478, 1193
- 79 Gandolfi D., et al., 2018, preprint, (arXiv:1809.07573)
- 80 Jones H. R. A., Paul Butler R., Tinney C. G., Marcy G. W., Penny A. J., McCarthy C., Carter B. D., Pourbaix D., 2002, *MNRAS*, 333, 871
- 81 Fulton B. J., et al., 2017, *AJ*, 154, 109
- 82 Bourrier V., Ehrenreich D., King G., Lecavelier des Etangs A., Wheatley P. J., Vidal-Madjar A., Pepe F., Udry S., 2017a, *A&A*, 597, A26
- 83 N. V. Erkaev, H. Lammer, P. Odert, Yu. N. Kulikov and K. G. Kislyakova, *Mon. Not. R. Astron.Soc.* 448 (2015).
- 84 H. Lammer, P. Odert, M. Leitzinger, M. L. Khodachenko, M. Panchenko, Yu. N. Kulikov, T. L.Zhang, H. I. M. Lichtenegger, N. V. Erkaev, G. Wuchterl, G. Micela, T. Penz, H. K. Biernat, J. Weingrill, M. Steller, H. Ottacher, J. Hasiba, A. Hanslmeier, *Astron. & Astrophys.* 506 (2009)
- 85 L. Fossati, K. France, T. Koskinen, I. G. Juvan, C. A. Haswell and M. Lendl, *Astrophys. J.* 815(2015).
- 86 M. Salz, P. C. Schneider, S. Czesla and J. H. M. M. Schmitt, *Astron. & Astrophys.* 585 (2016).
- 87 N. V. Erkaev, H. Lammer, P. Odert, K. G. Kislyakova, C. P. Johnstone, M. Gudel and M. L.Khodachenko, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 460 (2016).
- 88 N. V. Erkaev, P. Odert, H. Lammer, K. G. Kislyakova, L. Fossati, A. V.

Mezentsev, C. P. Johnstone, D. I. Kubyshkina, I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 470 (2017).

89 A. P. Jackson, T. A. Davis, P. J. Wheatley, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 422 (2012).

90 E. D. Lopez, J. J. Fortney, *Astrophys. J.* 776 (2013).

91 S. Jin, C. Mordasini, V. Parmentier, R. van Boekel, T. Henning, and J. Ji, *Astrophys. J.* 795 (2014).

92 E. D. Lopez, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 472 (2017).

93 H. Lammer, N. V. Erkaev, L. Fossati, I. Juvan, P. Odert, P. E. Cubillos, E. Guenther, K. G. Kislyakova, C. P. Johnstone, T. Luftinger, M. Gudel, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 461 (2016).

94 A. Stokl, E. A. Dor, C. P. Johnstone, and H. Lammer, *Astrophys. J.* 825 (2016).

95 L. Fossati, N. V. Erkaev, H. Lammer, P. E. Cubillos, P. Odert, I. Juvan, K. G. Kislyakova, M. Lendl, D. Kubyshkina and S. J. Bauer, *Astron. & Astrophys.* 598 (2017).

96 L. Fossati, T. Koskinen, K. France, P. E. Cubillos, C. A. Haswell, A. F. Lanza, and I. Pillitteri, *Astron. J.* 115 (2018).

97 C. P. Johnstone, M. Gudel, A. Stokl, H. Lammer, L. Tu, K. G. Kislyakova, T. Luftinger, P. Odert, N. V. Erkaev, and E. A. Dor, *Astrophys. J.* 815 (2015).

98 D. Kubyshkina, L. Fossati, N. V. Erkaev, P. E. Cubillos, C. P. Johnstone, K. G. Kislyakova, H. Lammer, M. Lendl, and P. Odert, *Astrophys. J., Lett.* 866 (2018a).

99 D. Kubyshkina, L. Fossati, N. V. Erkaev, P. E. Cubillos, C. P. Johnstone, K. G. Kislyakova, H. Lammer, M. Lendl, and P. Odert, *Astrophys. J., Lett.* 866 (2018b).

100 V. Bourrier, A. Lecavelier des Etangs, D. Ehrenreich, Y. A. Tanaka and A. A. Vidotto, *Astron. & Astrophys.* 557 (2013).

101 D. Ehrenreich, V. Bourrier, P. J. Wheatley, A. Lecavelier des Etangs, G. Hebrard, S. Udry, X. Bonls, X. Delfosse, J.-M. Desert, D. K. Sing and A. Vidal-Madjar, *Nature* 522 (2015).

102 J. H. Guo and L. Ben-Jael, *Astrophys. J.* 818 (2016).