

УДК 523.3:523.4

## АТМОСФЕРНЫЙ ВЕТЕР ГОРЯЧИХ ЭКЗОПЛАНЕТ И ЕГО НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ: ОТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ОЦЕНОК ДО ТРЕХМЕРНЫХ МГД МОДЕЛЕЙ

© 2021 г. И. Ф. Шайхисламов<sup>1,\*</sup>, М. Л. Ходаченко<sup>2</sup>, А. Г. Березуцкий<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Институт космических исследований Австрийской академии наук, Грац, Австрия

\*E-mail: ildars@ngs.ru

Поступила в редакцию 22.07.2020 г.

После доработки 30.08.2020 г.

Принята к публикации 30.08.2020 г.

В работе сделан обзор исследований близкоорбитальных газовых экзопланет – горячих юпитеров и теплых нептун. Транзитные спектральные наблюдения телескопом им. Хаббла стимулировали развитие численного моделирования этих объектов. Сверхзвуковое истечение верхней атмосферы горячих экзопланет и его взаимодействие с потоком звездной плазмы представляет собой новое явление в физике плазмы и астрофизике, объединяющее фото- и плазма-химию, столкновительную газодинамику и бесстолкновительную космическую плазму. Начиная с 2003 г., моделирование физических процессов в данной области прошло большой путь развития, от простых квази-эмпирических аналитических формул до глобальных 3D МГД кодов. Достигнутый уровень позволяет интерпретировать транзитные измерения по поглощению линий различных элементов и оценивать параметры как планетарных атмосфер, так и плазменного ветра звезд.

DOI: 10.31857/S0004629921010059

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время обнаружение и изучение экзопланет являются одной из самых бурно развивающихся отраслей астрофизики и астрономии, которая к тому же стимулирует другие области физики, химии и астробиологии. Значительная часть астрономических наблюдений активно переключилась на эту область. Были специально созданы и успешно проработали на орбите телескопы CoRoT и “Kepler”, которые открыли тысячи экзопланет. Планируется также запуск российской ультрафиолетовой обсерватории “Спектр-УФ”. Благодаря космическому телескопу им. Хаббла были получены уникальные данные о транзитах экзопланет в ультрафиолетовом диапазоне длин волн. Все больше рабочего времени наземных телескопов посвящается наблюдениям экзопланетных атмосфер, и в последнее время были получены высококачественные спектры поглощения в линиях видимого и инфракрасного диапазонов. На следующие 10 лет запланирован ввод в эксплуатацию сверхкрупных наземных телескопов, которые тоже будут нацелены на изучение экзопланет. Эта активность связана с тем, что данная область знаний только формируется, и в ближайшие годы будет

сделано большое количество фундаментальных открытий и создан задел на многие годы вперед.

Из большого разнообразия уже обнаруженных экзопланет особо выделяются так называемые горячие юпитеры, которые обращаются экстремально близко к звезде, на расстояниях менее 0.2 а.е. В силу относительно короткого периода транзита и достаточно большого размера такие планеты гораздо легче обнаруживать на фоне естественных и инструментальных шумов даже при сравнительно не продолжительных наблюдениях, и они останутся достаточно многочисленным классом и популярным объектом исследований. В настоящий момент до 10% всех обнаруженных экзопланет относятся к группе горячих юпитеров и теплых нептун, т.е. обладают массой от 0.05 до 5 масс Юпитера. При этом практически половина из них обращается вокруг своих звезд на расстояниях менее 0.05 а.е., что в 8 раз меньше, чем орбита Меркурия и составляет менее десятка радиусов звезды.

Сам факт обнаружения горячих экзопланет-гигантов поставил под сомнение существовавшие теории формирования планетных систем, и в настоящее время усиленно разрабатываются модели, связанные с миграцией планет или их формированием непосредственно вблизи звезды. Толь-

ко детальное понимание эволюции горячих планет позволит решить эту проблему. Современная транзитная спектроскопия открывает уникальные возможности для определения независимым образом химического состава планет за пределами Солнечной системы и сравнения с результатами других способов измерения. Она также способна дать информацию о параметрах плазменного ветра звезд. Поскольку непосредственное измерение скорости, температуры и плотности ветра других звезд остается в настоящее время недоступным, дальнейшее развитие спектроскопических методов и создание соответствующих численных моделей имеет большую практическую и научную значимость.

Одной из характерных отличительных черт горячих экзопланет-гигантов по сравнению с их аналогами в Солнечной системе являются расширение и истечение верхней, состоящей преимущественно из водорода, атмосферы, ионизируемой и нагреваемой излучением родительской звезды в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазоне. Истекающее частично ионизированное вещество, взаимодействуя с набегающим потоком плазмы звездного ветра, формирует вокруг планеты динамичную плазмосферу. Такие плазмосферы горячих экзопланет являются новым объектом в астрофизике и физике космической плазмы.

Интенсивный выброс вещества в виде потока расширяющегося планетарного ветра, зачастую сверхзвукового, оказывает влияние на всю звездную систему и порождает новые, ранее не изучавшиеся процессы. В связи с этим возник ряд задач, охватывающих сразу несколько научных направлений, — миграция планет на ранней стадии формирования, аэрономия планетных атмосфер и их эволюция, аккреция планетарного вещества на звезду и его взаимодействие с потоком звездного ветра. Исследование и детальное моделирование динамики и структуры плазмосфер горячих экзопланет представляет интерес в первую очередь для интерпретации наблюдательных данных, поскольку значительно расширяет возможности по измерению самых разных физических и химических характеристик как самих планет, так и их звезд. Вопросы эволюции планетарных атмосфер и наблюдательный потенциал горячих экзопланет также затрагивают общенаучные проблемы — формирование и эволюцию планетных систем, пригодных для жизни, поиск биомаркеров, космическую погоду вокруг других звезд.

Настоящая работа посвящена обзору работ по численному моделированию верхних атмосфер горячих экзопланет и их взаимодействия с излучением и плазменным ветром родительской звезды. Рассматриваемая физическая задача является сложной и многоплановой, поэтому для понима-

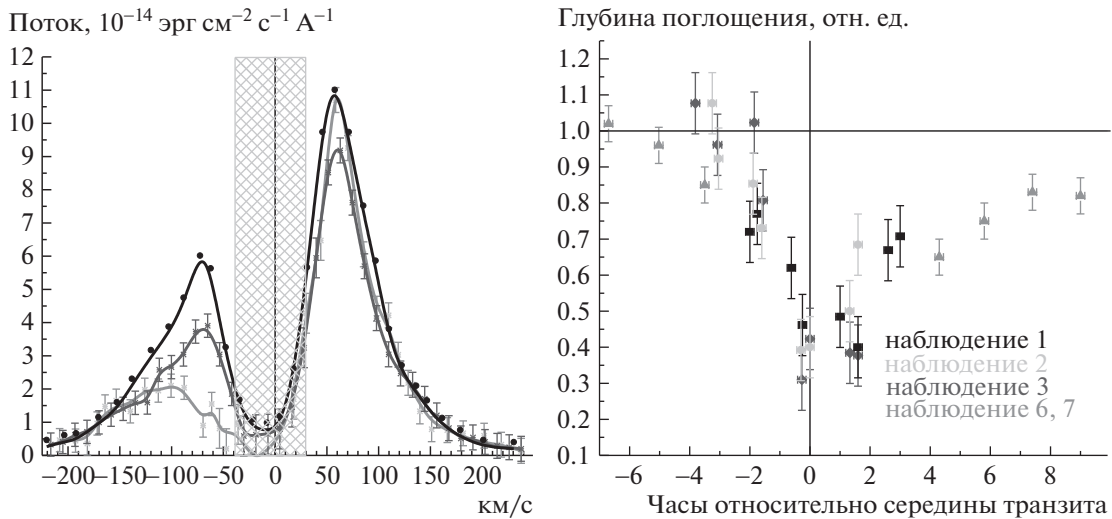
ния и количественной интерпретации необходимо применение численных кодов разной степени сложности. Примерно за 20 лет произошло быстрое развитие от относительно простых эмпирических формул до трехмерных многокомпонентных аэрономных моделей и глобальных МГД кодов. Сопоставление результатов наблюдений и численного моделирования для отдельных звездно-планетных систем позволяет сделать важные выводы как об атмосферах экзопланет, так и о параметрах плазменного ветра звезд. Тем не менее уровень детализации, достигнутый в аналогичных моделях ионосфер и магнитосфер планет Солнечной системы, особенно в динамических явлениях и в мелкомасштабных кинетических процессах, еще только предстоит реализовать в исследованиях экзопланет.

Статья состоит из раздела 2, в котором кратко изложены наиболее важные для рассматриваемой тематики данные транзитных наблюдений горячих экзопланет в спектре вакуумного ультрафиолетового излучения (ВУФ) и раздела 3, в пяти подразделах которого рассмотрены основные подходы и методы моделирования планетарного течения горячих экзопланет. Далее рассмотрено применение численного моделирования для интерпретации наблюдений двух наиболее значимых и типичных экзопланет — горячего юпитера HD 209458b (раздел 4) и теплого нептона GJ 436b (раздел 5).

## 2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

За 20 лет исследований накоплено огромное количество разнообразных наблюдательных данных по атмосферам экзопланет (например, обзор [1]), поэтому в данной статье будут упомянуты только некоторые их аспекты, наиболее показательные в контексте моделирования и понимания процессов истечения атмосферного вещества горячих экзопланет-гигантов и его взаимодействия со звездным ветром. При этом следует различать наблюдения относительно плотной атмосферы экзопланет, осуществляемые в основном в инфракрасном и видимом спектре (например, [2]), и термосферы, доступной в вакуумном ультрафиолетовом спектре. В последнее время также развиваются методы кросс-корреляционной спектроскопии высокого разрешения, использующие измерения во всех доступных спектральных диапазонах [3, 4].

В 2003 г. на телескопе “Хаббл” было сделано революционное открытие — обнаружено 15% уменьшение интенсивности в звездной линии излучения  $\text{Ly}\alpha$  во время транзита горячего юпитера HD 209458b [5]. Дополнительный анализ и повторные измерения дали несколько меньшую величину 7–10% [6–9]. При этом фотометрический транзит этой планеты составляет всего 1.5%. На-



**Рис. 1.** Левая панель: спектральный профиль линии  $H\alpha$ , излучаемой GJ 436b, измеренный вне транзита (черная линия), в середине транзита экзопланеты GJ 436b (серая линия) и через 2 ч после середины транзита (темно-серая линия). Заштрихованная область  $[-40; 30]$  км/с показывает диапазон геокоронального зашумления измерений. Правая панель: транзитная кривая в линии  $H\alpha$ , измеренная в нескольких сеансах наблюдения экзопланеты GJ 436b. Значения усреднены по синему участку линии  $[-120; -40]$  км/с. Данные воспроизведены из работы [16].

столько различные глубины транзита в оптике и  $H\alpha$  свидетельствуют, что вокруг HD 209458b имеется плотное облако атомов водорода, размер которого в 2–3 раза превышает размер планеты. Это является прямым подтверждением существования обширной атомарной оболочки вокруг горячих экзопланет. Вскоре поглощение в линии  $H\alpha$  на уровне 10% также было обнаружено у горячего юпитера HD 189733b [10, 11] и газового гиганта 55 Cnc [12].

Качественно новый уровень данных о плазмосфере горячих экзопланет дали транзитные наблюдения теплого нептона GJ 436b [13–16] (рис. 1). Измерения показали поглощение до 70% в линии  $H\alpha$ , что в 100 раз превышает фотометрическую глубину транзита. Величина сигнала, хорошее отношение сигнал/шум и повторяемость в нескольких сеансах наблюдений впервые позволили построить в спектральной линии транзитную световую кривую, т.е. зависимость поглощения от времени по мере прохождения планеты на фоне диска звезды. Обнаружилось, что для GJ 436b заметное поглощение начинается за два часа до максимума оптического поглощения и продолжается после него долгое время. Это, в частности, указывает, что частично ионизованная плазмосфера вокруг GJ 436b превышает по размеру видимый диск звезды и сопоставима с размером орбиты.

Поглощение наблюдается в основном в синем крыле линии  $H\alpha$  в интервале доплеровских скоростей 50–150 км/с. Наличие атомов водорода с такими скоростями невозможно объяснить ис-

ключительно нагревом и истечением планетарной атмосферы.

Другим примером значительного поглощения в  $H\alpha$  является теплый нептун GJ 3470b [17], у которого обнаружено поглощение до 35% в синем крыле линии в интервале скоростей 50–100 км/с. Это превышает глубину оптического транзита более чем в 50 раз. Существенным отличием GJ 3470b от аналогичного теплого нептона GJ 436b является заметное поглощение также и в красном крыле линии на уровне 25% в интервале 25–75 км/с и относительно короткая продолжительность транзита. Данные отличия указывают на различную структуру плазмосфер у двух достаточно похожих по своим характеристикам экзопланет.

Помимо линии  $H\alpha$ , транзитные измерения телескопом Хаббл в дальней ультрафиолетовой области обнаружили для ряда экзопланет поглощение в сильных резонансных переходах таких элементов, как углерод, кислород, кремний, магний. Наибольшее количество измерений сделано для горячего юпитера HD 209458b. Глубина поглощения для мультиплетов атома кислорода (130.5 нм) и иона углерода (133.6 нм) составила 10.5 и 7.5% соответственно [18, 19], т.е. сравнимо и даже больше, чем для атомов водорода. Учитывая, что полуширина этих линий составляет 25–30 км/с и что содержание этих элементов должно быть существенно меньше, чем водорода, факт такого поглощения указывает, что планетарный ветер достаточно плотен, чтобы уносить с собой тяжелые элементы на достаточно большое расстояние от планеты, и что характерные скорости

истечения должны достигать нескольких десятков км/с.

В последние годы в связи с резким ростом числа обнаруженных транзитных экзопланет значительно увеличилось количество и качество наблюдений наземными телескопами. Атомы водорода и гелия — наиболее распространенных элементов газовых экзопланет — имеют нерезонансные линии в видимом и инфракрасном диапазоне. Излучение звезды в линии  $\text{Ly}\alpha$ , которая обычно является самой сильной в спектре, накачивает второй уровень атома водорода, что приводит к поглощению в линии  $\text{H}\alpha$  (656.3 нм) [20, 21]. В отличие от  $\text{Ly}\alpha$ , линия  $\text{H}\alpha$  хорошо детектируется наземными телескопами, и в последние годы соответствующее поглощение было обнаружено для нескольких транзитных горячих юпитеров — HD 189733b [22, 23], KELT 9b [24], KELT 20b [25]. Другой распространенный элемент, гелий (He), имеет метастабильный уровень  $2^3\text{S}$ , поглощение с которого образуется на переходе  $2^3\text{P} \rightarrow 2^3\text{S}$  с длиной волны линии 1083 нм. Возбуждение метастабильного уровня происходит в процессе рекомбинации  $\text{He}^+$  и определяется в основном локальной температурой и степенью ионизации планетарного вещества [26]. Поглощение в данной линии гелия на уровне 1% было зарегистрировано для горячего нептона HATP 11b [27], горячих юпитеров WASP 107b [28] и HD 209458b [29]. Эти данные показывают, что плазмосфера с высоким содержанием гелия простирается как минимум на два радиуса данных планет. Примерно такой же уровень поглощения измерен для теплового нептона GJ 3470b [30, 31], что для данной планеты указывает на значительное содержание гелия на расстояниях вплоть до 10 планетарных радиусов.

Примечательно, что для нескольких экзопланет получены спектральные кривые блеска в линиях поглощения различных элементов, и количество подобных измерений будет неуклонно увеличиваться. Такие данные открывают возможность для более детального исследования динамики плазмосфер посредством фитирования параметров численных многокомпонентных моделей истекающего планетарного ветра и получения наилучшего сравнения синтетических транзитных кривых блеска с комплексными измерениями в различных линиях поглощения.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕРХНИХ АТМОСФЕР И ПЛАЗМОСФЕР ГОРЯЧИХ ЭКЗОПЛАНЕТ

Со времен открытия в 1995 г. первой экзопланеты, газового гиганта 51 Peg b, обращающейся вокруг звезды аналогичной нашему Солнцу, постоянно растущее число обнаруженных экзопланет и накопление данных об их физических и ор-

битальных характеристиках обеспечивают эмпирическую платформу для более детального изучения общих принципов и основных тенденций формирования и эволюции планет и планетных систем, включая также и аспекты их возможной обитаемости. При этом близкое расположение большого количества экзопланет к своим материнским звездам, обуславливающее интенсивное истечение вещества верхней атмосферы, сделало вопрос потери массы одним из важнейших и фундаментальных с точки зрения эволюции планет. Говоря о факторах, оказывающих влияние на процессы потери массы атмосферой экзопланеты, можно выделить их две основные группы: внешние, или звездные факторы, такие как звездный ветер, излучение, гравитация, межпланетное магнитное поле; и внутренние, или планетарные факторы, такие как физические характеристики самой планеты, ее тип (газовый гигант или каменный объект), состав атмосферы, параметры орбиты, наличие собственного магнитного поля и магнитосферы.

Исследования верхних атмосфер горячих экзопланет стартовали со значительного задела, достигнутого при изучении Солнечной системы. Согласно [32], для всех планет земной группы в Солнечной системе время диссипации прото-атмосфер, захваченных во время существования протопланетного диска, было достаточно мало. Однако после потери первичных водородных оболочек эволюционные пути этих планет значительно отличались. В настоящее время общепризнано, что эти эволюционные различия во многом обусловлены различиями в процессах и скоростях потери вещества вторичных атмосфер. В исследованиях эволюции экзопланет фактор потери первичных и вторичных атмосфер также рассматривается как один из самых важных [32–39].

Глобальное самосогласованное моделирование атмосфер горячих экзопланет с учетом как планетарных факторов, так и всего комплекса внешних воздействий со стороны материнской звезды, таких как ионизирующее излучение и радиационный нагрев, гравитационное взаимодействие, поток плазмы звездного ветра, представляет собой сложную задачу. На первом этапе исследований сформировался упрощенный подход раздельного рассмотрения и моделирования отдельных частей этой комплексной проблемы.

#### 3.1. Гидростатические модели

В рамках стационарных подходов, нацеленных на исследование квази-равновесных и устойчивых планетарных атмосфер, рассматривается несколько физических механизмов потери газа из атмосферы, индуцированных потоками звездного ветра и ионизирующего излучения. Во-первых, заряженные частицы подвержены различным

электромагнитным взаимодействиям. В частности, дипольное магнитное поле планеты порождает полярное истечение ионов, ускоряемых индукционными полями магнитосферы. Во-вторых, внешний поток плазмы звездного ветра может эффективно уносить планетарные ионы, захватывая их в пограничном слое магнитосферы или ионопаузы (pick up). Нейтральные частицы могут проникать выше барьера ионопаузы под действием локальных градиентов давления и в ходе перезарядки на быстрых протонах звездного ветра образовывать энергичные нейтральные атомы (ЭНА), хорошо известные в Солнечной системе и впервые рассмотренные для горячих экзопланет в работе [40] (см. также [41–43]). Унос частиц солнечным ветром, наряду с фотохимическими механизмами, является одним из основных для атмосфер немагнитных планет – Венеры и Марса. Помимо этого, частицы из экзосферы – верхней части атмосферы планеты, где длина свободного пробега превышает шкалу высот, – могут преодолевать гравитационное притяжение планеты, если их скорость превышает первую космическую. Для гидростатической атмосферы с максвелловским распределением частиц по скоростям потери атмосферы, связанные с таким “убеганием” быстрых тепловых частиц из высокоэнергичного хвоста функции распределения, называются джинсовскими [44, 45]. Тепловое истечение Джинса зависит экспоненциально от гравитационного параметра  $\alpha = GMm/(RkT)$  – отношения энергии гравитационной связи частиц с планетой к их тепловой энергии. Здесь  $G$  – гравитационная постоянная,  $M$  – масса планеты,  $m$  – масса частицы атмосферного вещества,  $k$  – постоянная Больцмана и  $T$  – температура верхней атмосферы, зависящая от высоты  $R$ . Для поддержания теплового баланса атмосфера должна получать дополнительную энергию. Механизм нагрева хорошо известен для планетарных атмосфер Солнечной системы – это поглощение ионизирующей радиации в ВУФ и мягком рентгеновском диапазоне длин волн – так называемый Extreme Ultraviolet radiation (XUV) диапазон ( $\lambda < 124$  нм) – с образованием ионов и энергичных фотоэлектронов. Именно таким образом формируются ионосферы Земли, Венеры и Марса. Сброс избыточной энергии при этом обеспечивается процессами охлаждения через переизлучение в инфракрасной и видимой области спектра так, что типичные температуры в термосфере и экзосфере составляют  $\sim 1000$  К. Процессы потери атмосферы через ее взаимодействие с плазмой звездного ветра называются нетепловыми потерями [46–49] и приводят к образованию протяженных горячих и разреженных корон вокруг планет [50].

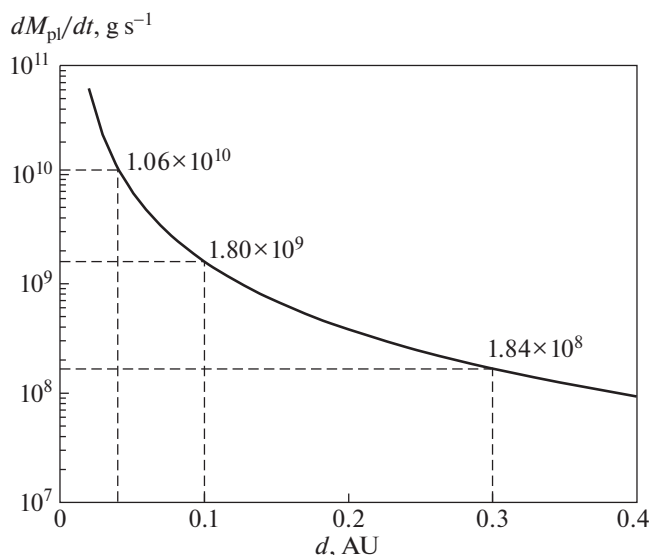
При  $T \sim 1000$  К гравитационный параметр для планет Солнечной системы велик, например более 50 для Земли, и джинсовское убегание не иг-

рает значительной роли. Однако с уменьшением орбитального расстояния, т.е. с приближением к звезде, интенсивность ионизирующей радиации растет квадратичным образом. Достаточно близко к звезде баланс радиационного охлаждения и нагрева нарушается, и верхняя атмосфера (термосфера) переходит в качественно иное состояние. Ее температура значительно вырастает, пока не становится существенным переизлучение в ультрафиолетовой области спектра, например в линии Ly $\alpha$ , через возбуждение атомов водорода горячими электронами. Оценки показывают, что новое сбалансированное состояние термосферы достигается при температуре на порядок выше,  $T \sim 10000$  К, а типичный гравитационный параметр даже для такой массивной планеты, как Юпитер становится менее 10, и спадает с ростом расстояния от центра планеты как  $1/R$ .

### 3.2. Энергетический подход

В свое время Паркером [51] для объяснения солнечного ветра было показано, что даже при величине гравитационного параметра  $\alpha$  значительно больше единицы может развиваться сверхзвуковое течение газа. Скорость потери массы при подобном газодинамическом убегании атмосферы также экспоненциально зависит от  $\alpha$ , т.е.  $M \sim \exp(-\alpha)$ , однако она может быть существенно выше значений, обеспечиваемых джинсовским механизмом. Это связано как с большей (т.е. сверхзвуковой) скоростью истечения, так и с большей плотностью “убегающего” вещества, поскольку в данном случае уже вся верхняя атмосфера перестает быть в состоянии гидростатического равновесия и приходит в движение. Как было показано в прямом кинетическом Монте-Карло моделировании [52], в отсутствие источников нагрева переход от механизма Джинса к сверхзвуковому газодинамическому течению происходит в диапазоне  $\alpha = 2-3$ .

При наличии дополнительных источников нагрева газа верхней атмосферы планеты в процессе ее газодинамического расширения и ускорения, сверхзвуковое течение может развиваться при существенно больших  $\alpha$ . Изотермический случай допускает аналитическое решение [53], возможное при любых  $\alpha$ . Более общее политропное решение, получаемое методами численного интегрирования [54], показывает, что решения со сверхзвуковым потоком существуют при любом показателе политропы меньше адиабатического значения  $\gamma < 5/3$ . При этом, чем ближе показатель к адиабатическому, тем медленнее происходит ускорение и тем дальше находится точка перехода течения через скорость звука. В эмпирических моделях солнечного ветра [55] и ветра других звезд [56] в качестве наиболее подходящего показателя политропы используют величину  $\gamma \approx 1.05$ .



**Рис. 2.** Расчетная зависимость скорости тепловых потерь массы атмосферы от радиуса орбиты для планеты — аналога Юпитера, вращающегося вокруг звезды типа Солнца. Адаптировано из [77].

В работе [57] был предложен энергетически ограниченный режим газодинамического истечения ранних атмосфер Земли и Венеры, который впоследствии нашел широкое применение для горячих экзопланет. Идея подхода заключается в применении закона сохранения энергии, согласно которому энергия излучения звезды, поглощаемая в верхней атмосфере планеты, должна эффективно конвертироваться в энергию движения нагреваемого вещества. Таким образом, баланс между поступающей энергией излучения в ионизирующей части спектра (для водородных атмосфер  $\lambda < 91.2$  нм) и энергией “убегающих” частиц, преодолевающих гравитационный потенциал планеты, позволяет оценить скорость потери массы ее верхней атмосферой, т.е. термосферой. В работе [58] этот подход был применен к типичным горячим юпитерам и показано, что у них должно формироваться интенсивное истечение атмосферного вещества с интегральной потерей массы до  $\dot{M} \sim 10^{12}$  г/с, что намного порядков величин больше значений, наблюдаемых для планет Солнечной системы. Выводы данной работы косвенно подтвердились в том же году открытием протяженной водородной оболочки вокруг HD 209458b [5]. В дальнейшем формула для расчета интегральной потери массы экзопланетами неоднократно уточнялась, в частности, учетом особенностей гравитационного потенциала в системе планета-звезда и связанных с ним эффектов полости Роша [59, 60].

Модифицированная формула энергетически ограниченной скорости потери массы включает

эмпирическую эффективность радиационного нагрева  $\eta$ , поток звездного ионизирующего излучения на орбите планеты  $F_{XUV}$ , среднюю плотность планеты  $\rho(t)$  и функцию порядка единицы, учитывающую эффект приливных сил  $K(\xi) = 1 - 1.5/\xi + 0.5/\xi^3$ , зависящую от расстояния до первой точки Лагранжа (радиуса полости Роша)  $\xi = R_{R.L.}/R_p$ , измеренного в радиусах планеты [59]:

$$\frac{d}{dt} M_p = \frac{3\eta F_{XUV}}{4G\rho(t)K(\xi)}.$$

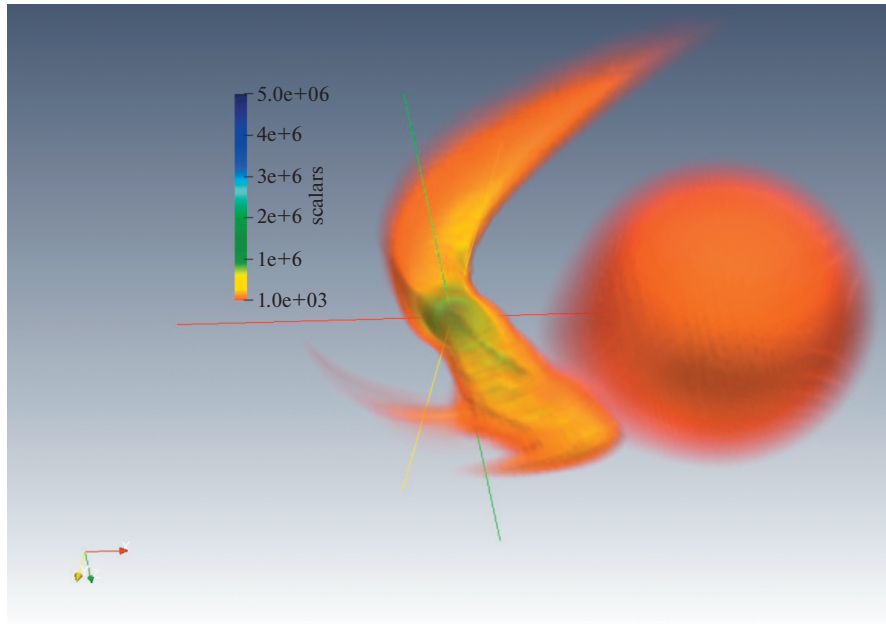
Эффективность радиационного нагрева зависит как от передачи энергии фотоэлектронов газу, что требует рассмотрения кинетических процессов [61, 62], так и области поглощения излучения вокруг планеты, для нахождения которой требуется численное моделирование. Исследования показали, что реалистичные значения этого параметра лежат между 15 и 30% [60, 63, 64]. На рис. 2 показана рассчитанная зависимость скорости потерь массы атмосферы для тестовой планеты с параметрами Юпитера, вращающейся вокруг звезды-аналога Солнца, как функция радиуса орбиты планеты.

Результаты, получаемые для различных конкретных планет, сравнивались на большой выборке с одномерными аэрономными моделями [37, 65–76], всякий раз показывая хорошее соответствие со сложными численными расчетами. Таким образом, аналитические решения, полученные для энергетически ограниченного режима истечения, и по сей день остаются достаточно точным, простым и быстрым способом оценки потери массы атмосферами экзопланет. В отличие от нетепловых потерь, газодинамическое истечение классифицируется как *тепловые потери*.

### 3.3 Моделирование методом Монте-Карло

Данный подход состоит в рассмотрении истекающего планетарного вещества как экзосферы или короны и широко применяется для расчета потоков частиц Марса, Меркурия и Венеры, в магнитосферах Земли, Юпитера и Сатурна, спутников и кометных хвостов (например, [78, 79]). Для всех этих планет экзобаза располагается достаточно низко в термосфере планеты, и выше нее частицы движутся с редкими столкновениями в основном по баллистическим траекториям. Таким образом, их описание кинетическим подходом является более точным, чем газодинамическим (пример сравнительного анализа можно найти в работе [80]). Поскольку применение полностью кинетического описания слишком сложно и затратно для вычислений, используется метод Монте-Карло, не учитывающий газодинамические силы и самосогласованное взаимодействие с магнитными полями. Основным критерием для





**Рис. 3.** Планетарное течение горячего Юпитера HD 209458b на фоне родительской звезды солнечного типа. Распределение концентрации протонов (логарифмическая шкала). Планета находится в точке пересечения координатных осей. Взято из работы [146].

использования метода является выполнение условия отсутствия столкновительного обмена импульсом между частицами, т.е. нахождения области моделирования выше экзобазы.

Применительно к горячим экзопланетам, для оценки нетепловых потерь массы атмосферы за счет *risk-up* механизма ионов, а также для интерпретации транзитных наблюдений широко и последовательно используются два кинетических Монте-Карло кода (Direct Simulation Monte Carlo) — “EVaporating Exoplanets”, описанный в [5, 16, 81, 82], и “FLASH” [41, 83, 84].

В моделях обычно фиксируется внутренняя граница, соответствующая границе полости Роша или ионопаузы. Другим репером может быть граница, где число Кнудсена становится равным 0.1 [50, 83]. В случае планеты с собственным магнитным полем в качестве такой границы выступает магнитопауза, которая может иметь аналитически задаваемую форму параболоида вращения. На выбранной фиксированной границе задается поток нейтральных частиц, и рассчитываются их траектории в предположении свободного движения во внешнюю область под действием сил гравитации, инерции и радиационного давления излучения звезды. Параметры среды на границе (состав вещества, степень ионизации, плотность, температура, вектор скорости), как правило, задаются на основании предсказаний аналитических оценок или газодинамических модельных расчетов в области атмосферы ниже данной границы. В простейшем случае нижняя область мо-

жет описываться аналитически в приближении гидростатического равновесия при температуре  $\sim 10^4$  К, характерной для горячих экзопланет. Кроме того, модель учитывает процессы фотоионизации нейтральных атомов и их перезарядки с протонами звездного ветра. Модели Монте-Карло сразу стали применяться в 3D реализации и впервые позволили рассчитать поглощение в линии Ly $\alpha$  за счет радиационного ускорения атомов для HD 209458b [5, 81], HD 189733b [10, 11, 85], GJ 436b [82]. Подход значительно расширился с добавлением в модель перезарядки планетарных атомов на звездных протонах [40].

Зависимость результатов моделирования методом Монте-Карло от формы внутренней границы и выбранных граничных условий имеет как сильные, так и слабые стороны. С одной стороны, фитирование расчетов с наблюдениями позволяет осуществлять параметрическую диагностику размера области планетарного вещества, за которой начинается взаимодействие планетарных частиц с протонами звездного ветра. Так, в работе [83] на основе измеренного поглощения в линии Ly $\alpha$  для транзитного горячего юпитера HD 209458b и в предположении магнитосферной природы планетарного препятствия впервые была оценена величина планетарного магнитного диполя ( $\sim 10\%$  от поля Юпитера).

С другой стороны, есть важный физический аспект, который не описывается в рамках моделирования Монте-Карло, — тепловое давление и ударная волна. При взаимодействии планетарно-

го течения с потоком звездного ветра естественно ожидать образования сильно сжатых областей или ударных волн, если потоки являются сверхзвуковыми. Даже выбирая границу переходного ударного слоя, определенную эмпирическим или аналитическим образом, в качестве внутренней границы моделирования, в коде Монте-Карло трудно учесть локализованное и многократное увеличение плотности звездного ветра.

В отсутствие значительного звездного ветра определение экзобазы становится проблематичным. Как показало 1D, 2D и 3D аэрономное моделирование нескольких горячих экзопланет [69, 72, 74, 75, а также ссылки в разделах 4 и 5], истекающий поток планетарного ветра остается столкновительным на довольно больших расстояниях от планеты (порядка нескольких десятков  $R_p$ ), так что экзобаза оказывается расположена далеко за пределами полости Роша. Это ограничивает применимость кинетических кодов Монте-Карло и обосновывает газодинамические подходы в моделировании.

### 3.4. Газодинамическое моделирование

Ускорение частично ионизованного планетарного вещества под воздействием объемного нагрева, переход через скорость звука и движение в поле сил гравитации являются типичными газодинамическими процессами. Именно на основе уравнений газодинамики были получены первые энергетические оценки параметров планетарного течения. Относительно простые одномерные газодинамические коды, разработанные ранее в различных областях астрофизики, были успешно применены для горячих юпитеров и позволили понять и уточнить основные факторы планетарного ветра. Особенностью 1D газодинамических кодов является возможность получения стационарного решения методом прямого интегрирования и итераций уравнений, аналогично решению Паркера. Применительно к расширяющимся атмосферам планет авторы работы [33] впервые показали важность распределенного по оболочке нагрева газа вместо поглощения в тонкой оболочке. В работе [59] рассмотрели в рамках одномерной модели влияние двухмерного эффекта приливных сил. В [68] рассмотрели эволюцию планетарного истечения в зависимости от интенсивности XUV радиации звезды. В [64] учли важный процесс охлаждения нагреваемой термосферы через излучение Ly $\alpha$  фотонов. В [86] построили решения вдоль силовых линий дипольного магнитного поля с учетом их открытой или закрытой геометрии. В работах [87, 88] рассмотрена реакция верхней атмосферы горячего юпитера HD 209458b на дополнительное XUV облучение, вызванное звездной вспышкой, и обнаружено формирование двух ударных волн, распространя-

ющихся из слоя максимального поглощения XUV радиации и вызывающих дополнительные потери атмосферы [89, 90].

В рамках газодинамического моделирования получила развитие так называемая аэрономия верхних атмосфер горячих экзопланет. Еще в первой работе, где была представлена численная модель сверхзвукового планетарного ветра [65], рассмотрена водородная фото- и плазма-химия. При температурах ниже 2000 К водород существует в молекулярной форме. В процессе фотоионизации и комплекса химических реакций образуются также молекулы  $H_2^+$  и  $H_3^+$ . Молекула  $H_3^+$  является эффективным излучателем в инфракрасном спектре, расчет которого включает миллионы линий [91]. Несмотря на малое содержание, этот канал охлаждения важен для ионосферы Земли и Юпитера, и, как было показано в работах [65, 69, 72, 74, 92], также и для горячих юпитеров. Учет  $H_3^+$  охлаждения может уменьшать планетарное течение на 25–30%. Точка диссоциации  $H_2$  для типичных горячих юпитеров и теплых непунов располагается в достаточно плотных слоях  $\sim 1$  мбар, на высотах  $(0.1-0.25) \cdot R_p$  от фотометрического радиуса планеты. Тем не менее фотоны с длиной волны  $\sim (1-10)$  нм проникают в эти слои, и молекулярная фракция поглощает порядка 10% всей ионизирующей радиации. Другим немаловажным фактором является то, что молекулярная атмосфера имеет примерно в два раза меньшую шкалу высот. Все эти факторы приводят к тому, что интегральная потеря массы за счет истекающего планетарного ветра может отличаться в моделях с учетом водородной аэрономии в 2–3 раза [92].

Следующий наиболее распространенный элемент, гелий, оставался относительно слабо исследован в контексте горячих экзопланет. Моделирование в широком диапазоне содержания гелия относительно водорода, выполненное для HD 209458b и GJ 436b в работе [93], показало, что влияние гелия имеет несколько аспектов. Во-первых, при стандартном солнечном содержании He/H = 0.1 гелий увеличивает молекулярную массу на 40%, что заметно уменьшает шкалу высот атмосферы. Во-вторых, в плотных слоях атмосферы большая часть электронов рождается благодаря фотоионизации гелия, а не водорода. Все это приводит к тому, что гелий может менять как скорость, так и интегральный темп потери массы на величину порядка 50%.

Если комплекс водородно-гелиевой аэрономии включает примерно 15 реакций [69], то учет более тяжелых и наиболее распространенных элементов – углерода и кислорода – расширяет этот список до нескольких сотен. Наиболее полное аэрономное моделирование горячих юпите-



ров, включая также азот, было осуществлено в работах [69, 72, 92]. На основе этих исследований был сделан вывод о том, что учет химических реакций с участием С и О меняет точку диссоциации водорода, а также точку ионизации водорода, но относительно слабо влияет на интенсивность планетарного течения. В последнее время наиболее полные аэрономные коды горячих экзопланет развиваются на базе специализированных химических кодов, таких как KROME [94, 95] или CLOUDY [96]. Пакет CLOUDY рассчитывает перенос излучения и его взаимодействие с широким кругом элементов и их ионов, включая такие трудные для моделирования примеси, как атом и ион железа. Его применение значительно расширяет возможности аэрономного моделирования [75, 97, 98].

Другим сложным фактором аэрономии горячих экзопланет являются кинетика возбужденных состояний и каналы охлаждения фотоэлектронов, которые по сравнению с основной популяцией являются сверхтепловыми [87, 99–103]. Несмотря на то, что типичное время жизни возбужденных уровней резонансных переходов обычно очень мало (порядка  $10^{-9}$ – $10^{-7}$  с), для близко-орбитальных планет фотоионизация с возбужденных уровней может оказаться важнее фотоионизации из основного состояния. Ввиду того, что плазма горячих экзопланет достаточно плотная и протяженная, резонансные фотоны захватываются и медленно диффундируют в процессе поглощения и переизлучения [20, 21]. В результате образуется популяция возбужденных атомов. Излучение звезды в линии Ly $\alpha$ , которая обычно является самой сильной в спектре, накачивает второй уровень основного элемента газовых гигантов – атома водорода. Помимо наблюдательных эффектов в линии H $\alpha$ , возбужденный атом водорода фотоионизируется гораздо быстрее и гораздо более широким спектром излучения звезды  $\lambda < 656.4$  нм, что приводит к дополнительному нагреву плазмы фотоэлектронами. В первую очередь это касается горячих звезд спектральных классов А и В, таких как KELT 9, у которых наклон спектра от видимой области до ультрафиолетовой особенно силен [24].

Полноценное моделирование и интерпретация транзитных спектральных наблюдений требуют 3D расчетов. Это связано с тем, что из-за быстрого орбитального движения, с типичной для горячих экзопланет скоростью  $\sim 100$  км/с, течение планетарного вещества уже на расстояниях от двух до семи радиусов (в зависимости от размера полости Роша) становится существенно несимметричным. В системе отчета планеты это выражается в закручивании радиального течения по спирали из-за действия силы Кориолиса. Геометрия взаимодействия с потоком звездной плазмы, в результате которого образуются ЭНА, так-

же требует 3D моделирования. Фактически, моделирование поглощения 1D кодами было относительно обосновано для отдельных редких случаев, например, для поглощения в линии Ly $\alpha$  для HD 209458b, поскольку на уровне до 7% оно образуется атомами внутри полости Роша за счет естественного уширения линии [7, 19, 71]. При этом поглощение в линиях OI и CII для тех же элементов не удастся описать в рамках 1D рассмотрения [19, 104]. Для другого известного горячего юпитера WASP-12b 1D расчеты мало применимы, поскольку его полость Роша имеет размер всего 2 радиуса планеты, и первые попытки интерпретации наблюдательных данных носили качественный характер [105].

Промежуточным этапом стало использование 2D моделей. В работе [106] в цилиндрической геометрии с осью симметрии вдоль линии “планета-звезда” смоделировали формирование головной ударной волны при столкновении планетарного и звездного ветра. В [107] впервые смоделировано неравномерное поглощение XUV излучения в атмосфере приливно захваченной экзопланеты. В [108] впервые предложили рассмотреть в рамках газодинамического описания формирование облака ЭНА вокруг экзопланеты путем моделирования четырех взаимосвязанных жидкостей: атомы водорода планеты, протоны, звездные протоны и собственно ЭНА. В численном расчете применялась 2D планарная геометрия. В [21] реализовали подобный подход в более реалистичной осесимметричной геометрии. Наиболее полное моделирование в рамках 2D осесимметричной геометрии с аэрономией верхней атмосферы и раздельным описанием всех вовлеченных компонентов, а также расчет поглощения в линиях HI, OI, CII, SiIII были реализованы в работах [109–111].

В то же время еще в относительно ранней работе [112] был выполнен 3D расчет планетарного течения горячего юпитера Wasp-12b, который показал формирование нерегулярной и динамической структуры течения за пределами полости Роша. Газодинамическое 3D моделирование позволило рассмотреть ряд процессов, недоступных для 1D и 2D кодов. В частности, расчеты взаимодействия звездного ветра и протяженных атмосфер горячих юпитеров [112–114] показали, что газовые оболочки вокруг экзопланет гигантов можно классифицировать по структуре следующим образом: а) практически сферическая форма классических атмосфер, слегка искаженная влиянием звезды и взаимодействием с плазмой звездного ветра; б) замкнутая квазисферическая оболочка с остановкой течения газа из первой точки Лагранжа L1; в) открытая несферическая оболочка сложной формы, когда звездный ветер не может остановить отток вещества планеты через точку L1. Например, для HD 209458b в пределах

диапазона оценочных параметров его термосферы и звездного ветра могут существовать все три типа атмосфер. В работах [89, 115, 116] исследовано влияние корональных выбросов массы и звездных вспышек на атмосферу горячих юпитеров, в частности HD 209458b, и сделаны оценки потенциального вклада вспышечных событий на долговременную потерю массы экзопланетами. В работах [117–119] впервые в рамках 3D моделирования было проанализировано влияние радиационного давления на движение планетарного вещества и установлена его незначительная роль при предполагаемой интенсивности излучения рассматриваемых звезд в линии Ly $\alpha$  и XUV диапазоне. Результаты газодинамических расчетов оказались в противоречии с 3D моделированием Монте-Карло [11, 14, 82].

Сложность 3D расчетов вплоть до последнего времени не позволяла моделировать различные компоненты потоков, такие как ЭНА, тяжелые элементы в атмосфере экзопланеты и, соответственно, применять расчеты для интерпретации данных наблюдений. Например, в работе [120] на базе 3D газодинамического кода открытого доступа Athena было смоделировано планетарное истечение вещества в локальной области, включающей только планету без учета аэродинамики верхней атмосферы, и рассчитано поглощение в Ly $\alpha$ , но без вклада ЭНА.

### 3.5. Магнитосферные эффекты

Как известно на примере планет Солнечной системы, собственное магнитное поле кардинальным образом изменяет плазменное окружение вблизи планеты. Теоретические оценки предсказывают, что магнитные поля близко-орбитальных горячих юпитеров могут быть в несколько раз меньше, чем у солнечных газовых гигантов. Это связано с тем, что они, вероятно, являются приливно захваченными и, как правило, вращаются вокруг своей оси медленнее планет гигантов Солнечной системы. Из примера Юпитера также известно, что мощный источник плазмы внутри магнитосферы порождает разнообразные плазменные структуры типа магнитодиска, а взаимодействие с потоком плазмы приводит к генерации интенсивного радиоизлучения, на порядки превосходящего светимость звезды в этом диапазоне.

Крупномасштабные магнитные поля и электрические токи, связанные с собственным магнетизмом планеты, образуют магнитосферу. Магнитосфера защищает ионосферу и верхние слои атмосферы планеты от прямого воздействия потоков звездной плазмы и энергичных частиц, тем самым уменьшая потерю массы планеты за счет нетепловых и тепловых механизмов [48, 49, 121]. В то же время интенсивный планетарный ветер

принципиально меняет взаимодействие верхней атмосферы и ионосферы с собственным магнитным полем. В первых попытках учесть влияние планетарного магнитного поля на планетарный ветер использовался теоретический анализ, выполненный в свое время для плазменного ветра магнитных звезд [122], который показал существование в такой структуре экваториальной зоны стагнации и зоны ветра. В [77] применили для анализа структуры магнитосферы горячих юпитеров параболическую модель магнитосферы [123–125], ранее апробированную на планетах Солнечной системы. Было показано, что планетарное течение должно формировать протяженный экваториальный магнитодиск. Внутренний край магнитодиска располагается на так называемой альфвеновской поверхности, где плотность кинетической энергии движущейся плазмы становится равной плотности энергии локального магнитного поля. Оценки для типичных горячих юпитеров показали, что альфвеновское расстояние составляет порядка 3–10 радиусов планеты. Численное МГД моделирование [126–128] подтвердило это описание и позволило оценить, при какой величине магнитное поле планеты значительно уменьшает процесс истечения и потери массы. Для типичных горячих юпитеров такое поле оказалось вполне вероятным, в диапазоне 0.3–3 Гс. В численном моделировании также было подтверждено формирование экваториального магнитодиска в условиях истечения планетарной плазмы [128]. Наличие магнитного диска у горячих экзопланет-гигантов с расширяющимися атмосферами с характерным более медленным убыванием величины магнитного поля с расстоянием ( $\sim 1/r^2$ ) по сравнению с обычным дипольным полем позволило предположить, что магнитосферы горячих юпитеров могут иметь большие размеры.

Одна из актуальных проблем физики экзопланет, которая активно рассматривается в последние годы, связана с возможным радиоизлучением магнитных горячих юпитеров и его регистрацией на Земле [129, 130]. Это позволило бы количественно оценить магнетизм экзопланет и сделать выводы об их плазменном окружении, проверив тем самым существующие модельные оценки и гипотезы. До настоящего момента предпринятые попытки наблюдений пока не позволяют с определенностью утверждать об обнаружении радиоизлучения экзопланет, но они активно продолжаются. Основная новизна и сложность задачи по расчету радиоизлучения горячих Юпитеров связаны с тем, что они обладают достаточно плотной плазмосферой, и прохождение через нее радиоизлучения может быть затруднено из-за высокой плазменной частоты, обуславливающей эффект экранировки радиоисточника [131].

На данный момент пока отсутствует детальное 3D аэрономное моделирование формирования и истечения планетарного ветра магнитного горячего юпитера в присутствии потока звездной плазмы. 2D модели [126, 127], включая аэрономную модель [128], не дают самосогласованного представления о масштабах и форме планетарной магнитосферы в потоке звездной плазмы, поскольку одновременное рассмотрение магнитного диполя планеты, ориентированного перпендикулярно плоскости эклиптики, планетарного истечения и звездного ветра, расширяющегося радиально от планеты и звезды соответственно, возможно только в трехмерной геометрии.

В то же время глобальное 3D МГД моделирование, в рамках которого рассматривается взаимодействие планетарного течения с замагниченным звездным ветром с учетом магнитного поля планеты, успешно развивается. Для этого используется упрощенное описание планетарного ветра, например, в виде граничных условий, соответствующих параметрам температурного максимума термосферы (на высотах около  $2R_p$ ), либо включение уже сформировавшегося сверхзвукового потока планетарного вещества (в районе  $4-6 R_p$ ). Вместо аэрономных расчетов при этом рассматривается динамика только протонов и, в некоторых случаях, атомов водорода. Данные упрощения позволяют применять уже имеющиеся астрофизические МГД коды, разработанные ранее для других задач.

Например, используя код общего доступа PLUTO [132] и изотермическое приближение ( $\gamma = 1.05$ ), зачастую принимаемое в астрофизических кодах, в [133] исследовали различные режимы взаимодействия типичного магнитного горячего юпитера с замагниченным звездным ветром. Расчет велся на декартовой сетке в области, охватывающей как звезду, так и орбиту планеты (глобальное моделирование). Результаты позволили выделить четыре общих структуры в зависимости от величины планетарного магнитного поля, интенсивности планетарного ветра и звездного ветра в области взаимодействия с такими элементами, как головная ударная волна, хвост кометного типа и потоки аккреции планетарного вещества на звезду. Используя тот же код, реализованный как на декартовой, так и сферической сетке, центрированной на звезде, авторы работы [134] исследовали режим аккреции планетарного вещества на звезду и показали его сильную зависимость от магнитной топологии, сформированной дипольными полями планеты и звезды.

Vidotto & Donati [135] рассчитали радиоизлучение горячего юпитера V830 Tauri b, используя код общего доступа BATS-R-US [136], и оценили необходимое магнитное поле планеты для возможности выхода этого излучения из потока плазмен-

ного ветра родительской звезды. Erkaev et al. [137] смоделировали, комбинируя 1D и 3D расчеты, взаимодействие планетарного течения с замагниченным до-альфвеновским звездным ветром и обнаружили формирование слоя сжатия магнитного поля, который значительно влияет на образование ЭНА и поглощение в линии  $Ly\alpha$ .

Один из наиболее развитых в настоящее время 3D МГД кодов, адаптированных для горячих экзопланет, реализован на неравномерной декартовой сетке, центрированной на планете. При этом звездный ветер моделируется в локальной расчетной области выбором соответствующих граничных условий, либо эмпирических [138], либо найденных аналитически для спиральной структуры паркерского ветра [139]. При помощи этого кода был рассмотрен ряд магнитных аспектов горячих юпитеров: уменьшение атмосферного истечения планетарным магнитным полем [138], влияние на структуру и интенсивность планетарного течения межпланетного магнитного поля [140, 141] и супер-вспышек [89, 116].

#### 4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНЗИТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ГОРЯЧЕГО ЮПИТЕРА HD 209458b

Горячий юпитер HD 209458b является наиболее изученной экзопланетой, как наблюдательно, так и теоретически. Его используют как типичный объект в численных исследованиях горячих экзопланет. Родительская звезда похожа на Солнце, что дает основания использовать в анализе солнечный спектр излучения звезды, а также предполагать наличие звездного ветра. В этом разделе мы рассмотрим работы, которые имели цель интерпретировать наблюдательные данные. Эти данные, описанные выше, включают транзитное поглощение в  $Ly\alpha$  и в резонансных линиях C, O, Mg, Si, полученные спектрометром STIS на телескопе "Хаббл" в нескольких сеансах наблюдений. Имеются также измерения линии  $H\alpha$  наземными телескопами [22].

Сравнивая результаты наблюдений во время и вне транзитов HD 209458b, авторы работы [5] впервые обнаружили падение на 15% интенсивности в высокоскоростном крыле (до 150 км/с) звездной линии  $Ly\alpha$ , что можно объяснить только наличием ЭНА. Более детальный анализ данных дал меньший и более симметричный профиль поглощения на уровне 6–9% [6–9]. В то же время убедительные данные о сильно несимметричном поглощении в голубом крыле  $Ly\alpha$ , зарегистрированные для теплого непуна GJ 436b (смотрите ниже) и GJ 3470b, указывают на возможность обнаружения в будущем такого же эффекта и для HD 209458b. Наличие у HD 209458b потоков истекающей плазмы также качественно подтверждается наблюдением в линиях более тяжелых

элементов, таких как углерод, кислород и кремний [18, 142], которые свидетельствуют об их поглощении за полостью Роша при скоростях до 50 км/с [19].

Авторы, обнаружившие поглощение в  $\text{Ly}\alpha$  у HD 209458b, также предложили его механизм, связанный с ускорением атомарного водорода расширяющейся верхней атмосферы планеты силой радиационного давления родительской звезды [5, 81, 143]. Согласно предложенной идее, вещество нагретой и раздутой термосферы планеты заполняет полость Роша. При этом, как продемонстрировано в работах [48, 60, 144], частицы должны быстро уходить из полости Роша за счет механизма потерь Джинса. За пределами полости Роша атомы могут эффективно ускоряться радиационным давлением  $\text{Ly}\alpha$ . Для характерных параметров системы HD 209458b радиационное давление, действующее на атом водорода, в несколько раз превышает звездную гравитацию и способно значительно его ускорить до того, как он будет ионизован XUV фотонами. Вместе с тем в работах [40, 41] было показано, что уходящие планетарные атомы также вступают в реакцию резонансной перезарядки с протонами звездного ветра. Таким образом, оба фактора, и радиационное давление звездного излучения, и перезарядка на звездных протонах, порождают ЭНА, большинство из которых движется с большими скоростями от звезды, что объясняет асимметричное поглощение в синем спектральном крыле линии  $\text{Ly}\alpha$ . Вместе с тем, существование фракции энергичных частиц, движущихся в направлении к звезде, и способных создавать в ряде случаев поглощение в красном крыле спектральной линии, может быть объяснено только эффектами перезарядки, тогда как радиационное давление всегда ускоряет частицы в направлении от звезды.

Первые расчеты поглощения в линии  $\text{Ly}\alpha$ , выполненные [7, 19] на основе аэрономного моделирования [69], показали, что раздутая термосфера HD 209458b в пределах полости Роша оказывается достаточно плотной, чтобы создать за счет естественного уширения линии симметричное поглощение до 6.6% в интервале доплеровских скоростей  $[-210; -80]$  и  $[55; 190]$  км/с. При этом интервал скоростей  $[-70; 50]$  км/с подавлен поглощением в межзвездной среде и зашумлен геокорональной эмиссией. К такому же выводу пришли в [71] на основе независимого 1D аэрономного моделирования. Таким образом, поглощение более 7%, преобладающее в синем крыле линии, должно создаваться ЭНА и доплеровского уширения линии за счет атомов, имеющих соответствующие скорости. Это было подтверждено в [111] на основе 2D газодинамического моделирования с учетом звездного ветра и радиационного давления, где также было получено симметричное поглощение  $\text{Ly}\alpha$  на уровне 6% в отсутствие звездно-

го ветра, и поглощение до 15% в синем крыле линии в присутствии сильного потока плазмы звездного ветра, примерно на порядок более интенсивного по среднему потоку по сравнению с солнечными значениями. Эффективное образование ЭНА происходило только, когда звездный ветер формировал вокруг планеты компактную головную ударную волну на расстоянии  $\sim 4 R_p$ .

В работе [111] также впервые было показано, что радиационное давление не дает заметного вклада в ускорение ЭНА и создание наблюдаемого поглощения в линии  $\text{Ly}\alpha$  у HD 209458b. Несмотря на то, что давление излучения в принципе способно ускорить уходящие планетарные атомы водорода до скоростей, типичных для наблюдаемых транзитных спектральных характеристик, газодинамическое моделирование обнаружило, что в условиях HD 209458b количество таких ускоренных частиц недостаточно для получения измеримых эффектов. Эффективность ускорения резко уменьшена из-за того, что планетарное течение остается достаточно плотным даже далеко за пределами полости Роша, в результате чего атомы водорода и протоны планетарного происхождения движутся в столкновительном режиме с числом Кнудсена гораздо меньше единицы. Из-за этого радиационный импульс, получаемый атомами водорода, распределяется также и среди гораздо более многочисленных протонов, что значительно уменьшает его суммарный ускоряющий эффект. Кроме того, простые оценки также показывают, что концентрация атомов водорода достаточно высока, чтобы планетарное течение было оптически толстым для  $\text{Ly}\alpha$  фотонов. Это приводит к тому, что радиационное давление экранируется и действует лишь как поверхностная сила на границе планетарного потока. При этом давление звездного ветра, также приложенное на контактную границу между планетарным и звездным потоком, для типичных условий оказывается в несколько десятков раз выше радиационного давления. Таким образом, совокупный эффект высокой плотности и степени ионизации планетарного ветра, а также экранировка  $\text{Ly}\alpha$  фотонов и гораздо большее воздействие давления звездной плазмы, приводят к тому, что влияние радиационного давления на газодинамическую среду вокруг HD 209458b очень мало, несмотря на то, что его воздействие, рассчитанное на отдельно взятый атом, оказывается весьма значительным (см. также [118]). К аналогичным выводам позднее пришли другие авторы [84, 117, 119].

Помимо  $\text{Ly}\alpha$ , для HD 209458b было измерено поглощение в резонансных линиях OI, CII, SiIII, MgI, MgII, расположенных в том же ВУФ диапазоне спектра. В нескольких сеансах наблюдений было обнаружено поглощение в OI, CII на уровне 10%. Данные, полученные по другим линиям, имеют менее достоверный характер. Сразу после

обнаружения поглощения в [18] подсчитали, что при солнечном содержании элементов, наблюдаемое поглощение в центре линии OI может быть объяснено присутствием в пределах полости Роша атомов кислорода с плотностью не менее  $10^6 \text{ см}^{-3}$ . При этом авторы [69], используя 1D аэрономную модель, показали, что такая плотность реалистична как для кислорода, так и углерода. Однако проблема состояла в том, что характерная ширина линий излучения составляет  $\pm(25-40) \text{ км/с}$  (профиль мультиплета CII был измерен с достаточным разрешением в работе [142]). Расчеты, выполненные в работе [19], с использованием распределений плотности, полученных в работе [69], дали полное поглощение по профилю линии всего 3.9 и 3.3% для мультиплетов OI и CII соответственно. В обоих случаях поглощение было обусловлено исключительно естественным уширением линии, так как в пределах полости Роша скорость течения и температура планетарного вещества остаются относительно малыми. Практически такой же результат получен для OI в [71] на основе 1D гидростатической модели. Для объяснения обнаруженного несоответствия в [19] предположили преимущественный нагрев более тяжелых частиц внутри полости Роша до эффективной температуры в 10 раз больше для кислорода и в 5 раз больше для углерода, чем для водорода. Однако существование такой большой разницы температур вряд ли возможно для всей популяции частиц, главным образом потому, что плотность водорода внутри полости Роша выше  $10^7 \text{ см}^{-3}$ , и плазма является сильно столкновительной. Опираясь на предположение работы [66], что достаточное уширение линий кислорода может быть достигнуто, если к тепловому движению атомов добавить среднюю скорость около 10 км/с, в работе [71] увеличили поглощение до 5.8–7.2%, добавив к статическому решению радиальную скорость 10–30 км/с. В [71] был также исследован ряд других факторов, включая спорадические горячие точки на звездном диске, потемнение или осветление лимба, сверхсолнечное содержание элементов и положение фронта диссоциации  $\text{H}_2/\text{H}$ . Однако ни один из рассмотренных эффектов не смог обеспечить увеличение глубины транзита OI до наблюдаемых значений, сравнимых с поглощением  $\text{Lu}\alpha$  или превышающих его. Дополнительные вычисления для линии CII, основанные на той же модели, привели к поглощению 5.2% [99].

Таким образом, одномерные газодинамические модели в целом не позволили найти разумных условий, в которых моделируемые поглощения в линиях OI, CII окажутся сопоставимы с данными наблюдений. Если поглощение в  $\text{Lu}\alpha$  можно объяснить естественным уширением линий с достаточно большим числом частиц водорода внутри полости Роша, то плотность более тя-

желых частиц для этого слишком мала, а типичная температура 10000 К слишком низка, чтобы создать доплеровское уширение порядка  $\pm 40 \text{ км/с}$ .

Разрешить стоящее противоречие позволили 2D и позднее 3D модели. Только они позволяют рассчитать движение планетарного вещества за пределами полости Роша, где оно, с одной стороны, захватывается притяжением звезды, а с другой, закручивается силой Кориолиса для сохранения вращательного момента. 2D осесимметричная модель с приливно-захваченной геометрией [110, 111] не учитывает силу Кориолиса, но позволяет рассчитать эффект ускорения планетарного вещества гравитацией звезды за полостью Роша, а также его взаимодействие со звездной плазмой. Ее применение показало, что глубина транзита на уровне около 10% для линий OI и CII может быть воспроизведена при солнечном содержании этих элементов в атмосфере HD 209458b [110]. Планетарное водородное течение оказывается достаточно столкновительным, чтобы увлекать более тяжелые элементы. За пределами полости Роша планетарное вещество дополнительно ускоряется приливными силами до скоростей в несколько десятков км/с, достаточными для доплеровского резонансного поглощения в линиях OI и CII.

Тем не менее применимость 2D осесимметричной геометрии ограничена относительно близкой областью вокруг планеты. Из-за силы Кориолиса в неинерциальной системе отсчета планеты, действующей таким образом, чтобы выполнялся закон сохранения орбитального момента, приливное ускорение планетарного вещества за пределами Роша ограничено по величине. В работе [145] впервые поглощение в линиях OI и CII было смоделировано 3D глобальным газодинамическим кодом, включая взаимодействие со звездным ветром. Было подтверждено транзитное поглощение в резонансных линиях NI, OI и CII на уровне 7–10% при типичном солнечном содержании элементов. В условиях 3D геометрии скорости движения истекающего планетарного вещества оказались меньше, чем в 2D модели, но все равно достаточными для доплеровского резонансного поглощения в пределах типичной ширины рассматриваемых линий  $\pm 40 \text{ км/с}$ .

## 5. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНЗИТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ТЕПЛОГО НЕПТУНА GJ 436b

Для GJ 436b, открытой в 2004 г., сделано существенно меньше транзитных измерений. Однако поглощение в линии  $\text{Lu}\alpha$ , зарегистрированное в трех независимых сеансах наблюдений [13, 16, 82], оказалось настолько значительным, что вызвало особый интерес в научных кругах, открыв новые возможности как для наблюдений, так и

для численного моделирования. Если для HD 209458b поглощение в линии  $\text{Ly}\alpha$  на уровне 10% соответствовало поглощающей области около 3 радиусов планеты, то для GJ 436b при зарегистрированном поглощении до 60% это соответствует более  $10 R_p$ . Важными особенностями при этом является, во-первых, то, что эффективная поглощающая область для GJ 436b заведомо превышает полость Роша этой планеты, а во-вторых, что поглощение существенно асимметрично и в основном сосредоточено на голубом крыле линии в диапазоне скоростей  $[-120; -40]$  км/с. Кроме того, большая величина поглощения означает большое соотношение сигнал/шум, что позволило измерить с хорошим качеством транзитную кривую в линии  $\text{Ly}\alpha$  [16, 82]. Измеренная кривая обнаружила раннее и резкое начало поглощения примерно за два часа до середины транзита. Это соответствует тому, что граница области поглощения расположена впереди планеты на расстоянии примерно 30 радиусов вдоль ее орбиты. Посттранзитная фаза у GJ 436b длится 5–8 ч, что свидетельствует о наличии протяженного хвоста за планетой, растянутого на значительную часть ее орбиты. Таким образом, наблюдательные данные GJ 436b не только впервые однозначно свидетельствуют о наличии вокруг горячей экзопланеты протяженной частично-ионизованной плазмосферы, сопоставимой по размерам с диском звезды и даже с орбитой планеты, но и ставят перед численным моделированием задачу интерпретации одновременно и пространственных, и временных, и спектральных характеристик явления. Помимо  $\text{Ly}\alpha$ , для GJ 436b были сделаны транзитные измерения в линиях CII и SiIII [147], в линии H $\alpha$  [148], которые показали отсутствие поглощения (см. также [149]).

В работе [147] впервые было проведено 1D аэрономическое моделирование GJ 436b. Оно показало, что экзосфера этого теплого непуна простирается очень далеко от планеты (десятки  $R_p$ ). При этом скорость течения ниже 10 км/с, а максимальная температура термосферы не превышает 5000 К, что следует ожидать для относительно слабого излучения родительской звезды, M-карлика GJ 436. Из-за такой низкой температуры молекулы водорода не полностью диссоциируют даже на расстоянии в несколько  $R_p$ , а точка ионизации атома водорода находится на расстоянии более  $10 R_p$ . Потеря массы планетой составляет примерно  $\sim 3 \times 10^9$  г/с. Впоследствии эти и другие особенности были подтверждены в 3D аэрономическом моделировании [93].

Первая работа, в которой была предпринята попытка интерпретации поглощения в линии  $\text{Ly}\alpha$ , основывалась на моделировании кинетическим методом Монте-Карло (численный код “EVAporating Exoplanet code”) с учетом радиаци-

онного давления и процесса перезарядки [82]. Транзитная кривая моделировалась в работах [15, 16]. Для объяснения раннего и резкого начала транзита в рамках данного подхода привлекался механизм ускорения частиц радиационным давлением, тогда как для длительной посттранзитной фазы – взаимодействие со звездным ветром и образование ЭНА. Однако параметры планетарного течения, необходимые для модели в качестве входных данных, чтобы получить хорошее соответствие между расчетами и наблюдениями, оказались в прямом противоречии с аэрономными газодинамическими моделями. В частности, потребовалась скорость течения 70 км/с при общей скорости потери массы  $\sim 3 \times 10^8$  г/с. Для объяснения столь высокой скорости истечения планетарной атмосферы авторы работы [15] предположили наличие нагрева и ускорения альфвеновскими волнами. В работе [84] также использовалась модель на основе Монте-Карло кода, однако был получен другой вывод – транзитное поглощение в  $\text{Ly}\alpha$  образуется исключительно за счет перезарядки на протонах, а эффект радиационного давления не значителен.

Комплексное и самосогласованное 3D моделирование верхней атмосферы теплого непуна GJ 436b и его взаимодействия с плазменным ветром родительской звезды в широком диапазоне параметров системы было впервые реализовано в [118]. В частности, использовался спектр излучения 1–100 нм, характерный для красных карликов, но при этом варьировались интенсивность ионизирующей радиации звезды (от 0.2 до 6 эрг  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$  на расстоянии 1 а.е.), содержание гелия в атмосфере планеты (от 0 до 2 относительно водорода), температура нижней атмосферы (от 500 до 1000 К), скорость звездного ветра (от 50 до 2000 км/с), интенсивность ветра (от 0.01 до 1 относительно потока массы в солнечном ветре). Для расчета радиационного давления решалась задача переноса звездной линии излучения  $\text{Ly}\alpha$  с учетом его поглощения в облаке планетарного водорода в зависимости от длины волны. Проведенные исследования позволили однозначно показать, что в наблюдаемом поглощении линии  $\text{Ly}\alpha$  радиационное ускорение атомов дает несущественный вклад, около 5%. Значительный эффект радиационного давления появляется лишь при увеличении интенсивности звездного излучения в  $\text{Ly}\alpha$  в десятки раз, что противоречит прямым измерениям для этой звезды.

В [118] также показано, что при ожидаемом уровне ионизирующей радиации атмосфера испытывает сверхзвуковое истечение и в столкновении со звездным ветром формирует головную ударную волну. Исследованы различные режимы формирования ударной волны (число Маха варьируется от 1 до 10 за счет увеличения скорости



звездного ветра). Определено, в какой степени варьируется от давления и скорости звездного ветра расстояние от ударной волны до планеты, ее наклон относительно орбиты, степень нагрева в ударном слое, наклон планетарного хвоста относительно орбиты. Установлено, что эти характеристики могут значительно меняться для данной системы в пределах предполагаемой переменности звездного ветра. Исследовано также транзитное поглощение в линии  $\text{Lu}\alpha$  и обнаружено, что оно в основном создается ЭНА в переходном слое между головной ударной волной и ионопаузой. Это показывает, что кинетический метод Монте-Карло расчета траекторий частиц, исходящий из предположения, что нейтральные атомы водорода, будучи запущены с границы планетарного препятствия, одинаково взаимодействуют с протонами звездного ветра по всему внешнему объему, принципиально неадекватен для данной задачи, поскольку не может учесть образование ударного слоя сжатия. Моделируемое поглощение хорошо согласуется с наблюдениями и подтверждается такими особенностями, как сильная асимметрия между синим и красным крылом профиля поглощенной  $\text{Lu}\alpha$  линии, глубина транзита в высокоскоростной части синего крыла, достигающая более 70%, и время раннего ингресса, связанного с границей ударной волны и начинающегося задолго до фотометрического транзита. С другой стороны, модель создает значительно более глубокий и более длинный выход из  $\text{Lu}\alpha$  транзита, чем в наблюдениях, что указывает на существование других, до сих пор не учтенных процессов и факторов, влияющих на взаимодействие покидающего планету вещества и звездного ветра. В связи с этим рассмотрено несколько процессов и механизмов, которые могут уменьшить длительность фазы выхода из транзита. Это (1) собственное вращение планеты, если она не является приливно захваченной, приводящее к дополнительному закручиванию планетарного течения; (2) увеличенное содержание гелия в атмосфере; (3) высокий уровень ионизирующего излучения звезды; (4) высокая скорость звездного ветра. Для последнего случая было показано, что при скоростях более 1000 км/с выход из транзита действительно согласуется с наблюдениями, но при этом с наблюдениями не согласуется начало транзита, которое перестает быть достаточно ранним. Одна из гипотез для решения данного противоречия состоит в действии магнитного поля планеты и звездного ветра. Возможность такого сценария была недавно подтверждена в 3D моделировании планетарного течения с учетом магнитных полей планеты и звезды [140].

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное моделирование горячих экзопланет является относительно новым, но уже самостоятельным направлением в планетологии [156]. За период 2004–2019 гг. сделан значительный качественный скачок в понимании этих новых для астрофизики объектов. Существующие модели позволяют давать количественную интерпретацию отдельным наблюдениям как для определенных экзопланет, так и по всем имеющимся данным измерений в различных линиях различных элементов. Увеличение точности и повторяемости измерений позволит в дальнейшем на основе численного моделирования и сравнения с наблюдениями определить состав верхних атмосфер горячих экзопланет, а измерение вариаций в поглощении линий в последовательности транзитов открывает возможности для обнаружения динамических изменений в плазменном ветре их родительских звезд.

В то же время существует ряд аспектов и направлений, которые остаются недостаточно интегрированными в имеющиеся модели. В первую очередь это касается магнитных полей планеты и звезды. Несмотря на отдельные работы, в которых данные элементы присутствуют, систематическое изучение влияния магнитных полей на интерпретацию конкретных наблюдений, например HD 209458b или GJ 436b, еще не было реализовано. Также остается нерешенным вопрос о возможности генерации и наблюдения радиоизлучения экзопланет, в частности, горячих юпитеров в условиях интенсивного планетарного ветра [150].

Второе направление, требующее дальнейшего развития, заключается в интеграции между моделями верхних атмосфер горячих экзопланет, рассмотренных в данном обзоре, с так называемыми моделями глобальной циркуляции (global circulation models, GCM) собственно атмосферы (более нижних слоев этих же горячих экзопланет, например, [151, 152]). GCM, как и модели истечения верхних атмосфер, основаны на поглощении радиации, как источнике энергии, обуславливающим движение атмосферных течений. Если в первом случае это в основном видимое и инфракрасное излучение, то во втором — ионизирующее коротковолновое излучение. Более глобальный подход в моделировании атмосферного ветра планет должен опираться на результаты GCM, используя их распределения температуры и различных элементов в верхней атмосфере как входные данные для своей нижней границы моделирования.

Третье направление связано с моделированием системы звезда–горячая экзопланета во времени, на протяжении десятков и сотен орбитальных периодов. Это необходимо для понимания

процесса формирования вокруг звезды вторичного аккреционного тора за счет вещества, теряемого атмосферой экзопланеты. Такой сценарий представляет собой в настоящее время одну из актуальных, но совершенно неизученных проблем. В работе [153] впервые сделана попытка на основе статистического анализа имеющихся наблюдательных данных обнаружить системы с большим количеством вещества, частично затеняющего излучение звезды. В работе [154] впервые реализовано 3D МГД численное моделирование динамики накопления вещества такого вторичного тора на масштабе времени порядка сотни орбит. Кроме того, в 2019 г. был впервые обнаружен теплый газовый гигант с экстремально низкой плотностью  $\sim 0.1 \text{ г/см}^3$  [155]. Это указывает, что вскоре будет обнаружено большое количество экзопланет, находящихся на стадии интенсивного испарения, вещество которых заполняет всю систему. При этом изучение долговременной динамики таких объектов требует новых подходов как в теоретическом анализе, так и численном моделировании.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Обзор подготовлен при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-12-50043. Результаты авторов, изложенные в статье, получены в рамках проектов РНФ-18-12-00080 и РФФИ 20-02-00520-а, 16-52-14006-анф.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *N. Madhusudhan, M. J. I. Agúndez, Moses, and Y. Hu*, Space Sci. Rev. **205**, 1 (2016).
2. *J. K. Barstow, S. Aigrain, P. G. Irwin, and D. K. Sing*, Astrophys. J. **834**, 1 (2016).
3. *M. Brogi and M. R. Line*, Astron. J. **157**, 3 (2019).
4. *D. Shulyak, M. Rengel, A. Reiners, U. Seemann, and F. Yan*, Astron. and Astrophys. **629**, A109 (2019).
5. *A. Vidal-Madjar, A. L. Des Etangs, J. M. Désert, G. E. Bal- lester, R. Ferlet, G. Hébrard, M. Mayor*, Nature **422**, 6928 (2003).
6. *L. Ben-Jaffel*, Astrophys. J. Lett. **671**, 1 (2007).
7. *L. Ben-Jaffel*, Astrophys. J. **688**, 2 (2008).
8. *A. Vidal-Madjar, A. L. Des Etangs, J. M. Désert, G. E. Bal- lester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor*, Astrophys. J. Lett. **676**, 1 (2008).
9. *D. Ehrenreich, A. L. Des Etangs, G. J. M. Hébrard, Désert, A. Vidal-Madjar, J. C. McConnell, and R. Fer- let*, Astron. and Astrophys. **483**, 3 (2008).
10. *A. L. Des Etangs, D. Ehrenreich, A. Vidal-Madjar, G. E. Bal- lester, J. M. Désert, R. Ferlet, G. Hébrard, D. K. Sing, K.- O. Tchakoumegni, and S. Udry*, Astron. and Astrophys. **514**, (2010).
11. *V. Bourrier and A. L. des Etangs*, Astron. and Astrophys. **557**, A124 (2013).
12. *D. Ehrenreich, V. Bourrier, X. Bonfils, A. L. des Etangs, et al.*, Astron. and Astrophys. **547**, A18 (2012).
13. *J. R. Kulow, K. France, J. Linsky, and R. P. Loyd*, Astro- phys. J. **786**, 2 (2014).
14. *V. Bourrier, D. Ehrenreich, and A. L. Des Etangs*, Astron. and Astrophys. **582**, A65 (2015).
15. *V. Bourrier, A. L. des Etangs, D. Ehrenreich, Y. A. Tana- ka, and A. A. Vidotto*, Astron. and Astrophys. **591**, A121 (2016).
16. *B. Lavie, D. Ehrenreich, V. Bourrier, A. Lecavelier des Etangs, et al.*, Astron. and Astrophys. **605**, L7 (2017).
17. *V. Bourrier, A. Lecavelier des Etangs, D. Ehrenreich, J. Sanz-Forcada, et al.*, Astron. and Astrophys. **620**, A147 (2018).
18. *A. Vidal-Madjar, J.-M. Désert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hébrard, et al.*, Astrophys. J. Lett. **604**, 1 (2004).
19. *L. Ben-Jaffel and S. S. Hosseini*, Astrophys. J. **709**, 2 (2010).
20. *D. Christie, P. Arras, and Z. Y. Li*, Astrophys. J. **772**, 2 (2013).
21. *D. Christie, P. Arras, and Z. Y. Li*, Astrophys. J. **820**, 1 (2016).
22. *A. G. Jensen, S. Redfield, M. Endl, W. D. Cochran, L. Koesterke, and T. Barman*, Astrophys. J. **751**, 2 (2012).
23. *P. W. Cauley, S. Redfield, A. G. Jensen, and T. Barman*, Astron. J. **152**, 1 (2016).
24. *A. García Muñoz and P. C. Schneider*, Astrophys. J. **884** (2019).
25. *N. Casasayas-Barris, E. Palle, F. Yan, G. Chen, et al.*, Astron. and Astrophys. **628**, A9 (2019).
26. *A. Oklopčić, C. M. Hirata*, Astrophys. J. Lett. **855**, 1 (2018).
27. *R. Allart, V. Bourrier, C. Lovis, D. Ehrenreich, et al.*, Sci- ence **362**, 6421 (2018).
28. *J. J. Spake, D. K. Sing, T. M. Evans, A. Oklopčić, et al.*, Nature **557**, 7703 (2018).
29. *M. Lampón, M. López-Puertas, L. M. Lara, A. Sánchez- López, et al.*, Astron. and Astrophys. **636**, A13 (2020).
30. *J. P. Ninan, G. Stefansson, S. Mahadevan, C. Bender, et al.*, Astrophys. J. **894**, 2 (2020).
31. *E. Palle, L. Nortmann, N. Casasayas-Barris, M. Lam- pón, et al.*, Astron. and Astrophys. **638**, A61 (2020).
32. *H. Lammer, A. Stökl, N. V. Erkaev, E. A. Dorfi, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **439**, 4 (2014).
33. *F. Tian, O. B. Toon, A. A. Pavlov, H. De Sterck*, Science **308**, 5724 (2005a).
34. *A. L. Des Etangs*, Astron. and Astrophys. **461**, 3 (2007).
35. *M. Leitzinger, P. Odert, Yu. N. Kulikov, H. Lammer, et al.*, Planetary and Space Sci. **59**, 13 (2011).
36. *J. E. Owen and A. P. Jackson*, Monthly Not. Roy. As- tron. Soc. **425**, 4 (2012).
37. *N. V. Erkaev, H. Lammer, P. Odert, Y. N. Kulikov, et al.*, Astrobiology **13**, 11 (2013).
38. *J. E. Owen and Y. Wu*, Astrophys. J. **775**, 2 (2013).
39. *F. Tian, S. Ida*, Nature GeoScience **8**, 3 (2015).
40. *M. Holmström, A. Ekenbäck, F. Selsis, T. Penz, H. Lam- mer, and P. Würz*, Nature **451**, 7181 (2008).

41. A. Ekenbäck, M. Holmström, P. Wurz, J. M. Grießmeier, H. Lammer, F. Selsis, and T. Penz, *Astrophys. J.* **709**, 2 (2010).
42. H. Lammer, K. G. Kislyakova, M. Holmström, M. L. Khodachenko, and J. M. Grießmeier, *Astrophys. and Space Sci.* **335**, 1 (2011).
43. V. I. Shematovich, *Solar System Research* **46**, 6 (2012).
44. E. J. Öpik and S. F. Singer, *The physics of fluids* **4**, 2 (1961).
45. J. W. Chamberlain, *Planetary and Space Sci.* **11**, 8 (1963).
46. N. Terada, Y. N. Kulikov, H. Lammer, H. I. Lichtenegger, T. Tanaka, H. Shinagawa, and T. Zhang, *Astrobiology* **9**, 1 (2009).
47. H. I. M. Lichtenegger, H. Lammer, J.-M. Grießmeier, Yu. N. Kulikov, P. von Paris, W. Hausleitner, S. Krauss, and H. Rauer, *Icarus* **210**, 1 (2010).
48. M. L. Khodachenko, I. Ribas, H. Lammer, J.-M. Grießmeier, et al., *Astrobiology* **7**, 1 (2007a).
49. M. L. Khodachenko, H. Lammer, H. I. M. Lichtenegger, D. Langmayr, et al., *Planetary and Space Sci.* **55**, 5 (2007b).
50. K. G. Kislyakova, H. Lammer, M. Holmström, M. Panchenko, et al., *Astrobiology* **13**, 11 (2013).
51. E. N. Parker, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **8**, 177 (1963).
52. A. N. Volkov, R. E. Johnson, O. J. Tucker, and J. T. Erwin, *Astrophys. J. Lett.* **729**, 2 (2011).
53. E. N. Parker, *Astrophys. J.* **139**, 690 (1964).
54. R. Keppens and J. P. Goedbloed, *Astron. and Astrophys.* **343**, 251 (1999).
55. S. T. Suess, A. K. Richter, C. R. Winge, and S. F. Nerney, *Astrophys. J.* **217** (1977).
56. C. P. Johnstone, M. Güdel, T. Lüftinger, G. Toth, and I. Brott, *Astron. and Astrophys.* **577**, A27 (2015).
57. A. J. Watson, T. M. Donahue, and J. C. Walker, *Icarus* **48** (1981).
58. H. Lammer, F. Selsis, I. Ribas, E. F. Guinan, S. J. Bauer, and W. W. Weiss, *Astrophys. J. Lett.* **598**, 2 (2003).
59. N. V. Erkaev, Y. N. Kulikov, H. Lammer, F. Selsis, D. Langmayr, G. F. Jaritz, & H. K. Biernat, *Astron. and Astrophys.* **472**, 1 (2007).
60. H. Lammer, P. Odert, M. Leitzinger, M. L. Khodachenko, et al., *Astron. and Astrophys.* **506**, 1 (2009).
61. C. Cecchi-Pestellini, A. Ciaravella, G. Micela, and T. Penz, *Astron. and Astrophys.* **496**, 3 (2009).
62. V. I. Shematovich, D. E. Ionov, and H. Lammer, *Astron. and Astrophys.* **571**, A94 (2014).
63. E. Chassefière, *Icarus* **124**, 2 (1996).
64. R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, *Astrophys. J.* **693**, 1 (2009).
65. R. V. Yelle, *Icarus* **170**, 1 (2004).
66. F. Tian, O. B. Toon, A. A. Pavlov, and H. De Sterck, *Astrophys. J.* **621**, 2 (2005).
67. F. Tian, J. F. Kasting, H. L. Liu and R. G. Roble, *Journal of Geophysical Research: Planets* **113**, E5 (2008).
68. T. Penz, N. V. Erkaev, Yu. N. Kulikov, D. Langmayr, et al., *Planetary and Space Sci.* **56**, 9 (2008).
69. A. G. Muñoz, *Planetary and Space Sci.* **55**, 10 (2007).
70. T. T. Koskinen, A. D. Aylward, and S. Miller, *Nature* **450**, 7171 (2007).
71. T. T. Koskinen, R. V. Yelle, P. Lavvas, and N. K. Lewis, *Astrophys. J.* **723**, 1 (2010).
72. T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas, *Icarus* **226**, 2 (2013).
73. J. H. Guo, *Astrophys. J.* **733**, 2 (2011).
74. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Yu. L. Sasunov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, and N. V. Erkaev, *Astrophys. J.* **795**, 2 (2014).
75. M. Salz, S. Czesla, P. C. Schneider, and J. H. M. M. Schmitt, *Astron. and Astrophys.* **586**, A75 (2016).
76. D. Kubyschkina, 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**, 2 (2018).
77. M. L. Khodachenko, I. I. Alexeev, E. S. Belenkaya, and H. Lammer, *EAS Publications Ser.* **58** (2012).
78. P. Wurz and H. Lammer, *Icarus* **164**, 1 (2003).
79. V. I. Shematovich, *Solar System Research* **38**, 1 (2004).
80. E. Kallio, J. Y. Chaufray, R. Modolo, D. Snowden, R. Winglee, *Space Sci. Rev.* **162**, 267 (2011).
81. A. L. Des Etangs, A. Vidal-Madjar, and J. M. Desert, *Nature* **456** 7219 (2008).
82. D. Ehrenreich, V. Bourrier, P. J. Wheatley, A. Lecavelier des Etangs, et al., *Nature* **522**, 7557 (2015).
83. K. G. Kislyakova, M. Holmström, H. Lammer, P. Odert, and M. L. Khodachenko, *Science* **346**, 6212 (2014).
84. K. G. Kislyakova, M. Holmström, P. Odert, H. Lammer, N. V. Erkaev, M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, E. Dorfi and M. Güdel, *Astron. and Astrophys.* **623**, A131 (2019).
85. A. L. des Etangs, V. Bourrier, P. J. Wheatley, H. Dupuy, et al., *Astron. and Astrophys.* **543**, L4 (2012).
86. G. B. Trammell, P. Arras, and Z. Y. Li, *Astrophys. J.* **728**, 2 (2011).
87. D. E. Ionov, V. I. Shematovich, and Ya. N. Pavlyuchenkov, *Astronomy Reports* **61**, (2017).
88. D. E. Ionov, Y. N. Pavlyuchenkov, and V. I. Shematovich, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, (2018).
89. D. V. Bisikalo, A. A. Cherenkov, V. I. Shematovich, L. Fossati, and C. Möstl, *Astronomy Reports* **62**, (2018).
90. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, A. A. Cherenkov, L. Fossati, and C. Möstl, *Astrophysical Journal.* **869**, 2 (2018).
91. S. Miller, T. Stallard, H. Melin, J. Tennyson, *Faraday discussions* **147**, (2010).
92. T. T. Koskinen, A. D. Aylward, C. G. A. Smith and S. Miller, *Astrophys. J.* **661**, 1 (2007).
93. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 4 (2018).
94. T. Grassi, S. Bovino, D. R. G. Schleicher, J. Prieto, D. Seifried, E. Simoncini, F. A. Gianturco, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **439**, 3 (2014).
95. C. P. Johnstone, M. Güdel, H. Lammer, and K. G. Kislyakova, *Astron. and Astrophys.* **617**, A107 (2018).
96. G. J. Ferland, K. T. Korista, D. A. Verner, J. W. Ferguson, J. B. Kingdon, and E. M. Verner, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **110**, 749 (1998).

97. *M. Salz, R. Banerjee, A. Mignone, P. C. Schneider, S. Czesla, and J. H. M. M. Schmitt*, *Astron. and Astrophys.* **576**, A21 (2015).
98. *J. D. Turner, E. J. W. de Mooij, R. Jayawardhana, M. E. Young, L. Fossati, T. Koskinen, J. D. Lothringer, R. Karjalainen and M. Karjalainen*, *Astrophys. J. Lett.* **888**, 1 (2020).
99. *V. I. Shematovich*, *Sol. Syst. Res.* **44**, (2010).
100. *V. I. Shematovich, D. E. Ionov, and H. Lammer*, *Astron. and Astrophys.* **571**, A94 (2014).
101. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and D. E. Ionov*, *Astrophys. and Space Sci. Library* **411**, 105 (2015).
102. *R. E. Johnson, M. R. Combi, J. L. Fox, W.-H. Ip, F. Leblanc, M. A. McGrath, V. I. Shematovich, D. F. Strobel, J. H. Waite Jr.*, *Space Sci. Rev.* **139**, 1 (2008).
103. *D. V. Bisikalo and V. I. Shematovich*, *Astronomy Reports* **59**, 9 (2015).
104. *T. T. Koskinen, R. V. Yelle, M. J. Harris and P. Lavvas*, *Icarus* **226**, 2 (2013).
105. *A. A. Vidotto, M. Jardine, and C. Helling*, *Astrophys. J. Lett.* **722**, 2 (2010).
106. *J. M. Stone and D. Proga*, *Astrophys. J.* **694**, 1 (2009).
107. *J. H. Guo*, *Astrophys. J.* **766**, 2 (2013).
108. *P. Tremblin and E. Chiang*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **428**, 3 (2013).
109. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, *Astrophys. J.* **832**, 2 (2016).
110. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, L. Fossati, et al.*, *Astrophys. J.* **866**, 1 (2018).
111. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, *Astrophys. J.* **847**, 2 (2017).
112. *D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, D. E. Ionov, V. I. Shematovich, H. Lammer, and L. Fossati*, *Astrophys. J.* **764**, 19 (2013).
113. *D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, D. E. Ionov, and V. I. Shematovich*, *Astronomy Reports* **57**, (2013).
114. *A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaigorodov*, *Astronomy Reports* **58**, 10 (2014).
115. *A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, L. Fossati, and C. Möstl*, *Astrophys. J.* **846**, 1 (2017).
116. *A. A. Cherenkov, I. F. Shaikhislamov, D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, L. Fossati, and C. Möstl*, *Astronomy Reports* **63**, 2 (2019).
117. *A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 1 (2018).
118. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, M. S. Rumenskikh, K. G. Kislyakova and N. K. Dwivedi*, *Astrophys. J.* **885**, 1 (2019).
119. *A. Debrecht, J. Carroll-Nellenback, A. Frank, E. G. Blackman, L. Fossati, J. McCann, and R. Murray-Clay*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**, 1 (2020).
120. *A. Tripathi, K. M. Kratter, R. A. Murray-Clay, and M. R. Krumholz*, *Astrophys. J.* **808**, 2 (2015).
121. *H. Lammer, H. I. M. Lichtenegger, Yu. N. Kulikov, J.-M. Grießmeier, et al.*, *Astrobiology* **7**, 1 (2007).
122. *L. Mestel*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **138**, 3 (1968).
123. *I. I. Alexeev, E. S. Belenkaya, S. Y. Bobrovnikov, and V. V. Kalegaev*, *Space Sci. Rev.* **107**, 1–2 (2003).
124. *I. I. Alexeev, E. S. Belenkaya, J. A. Slavin, H. Korth, B. J. Anderson, D. N. Baker, S. A. Boardsen, C. L. Johnson, M. E. Purucker, M. Sarantos, S. C. Solomon*, *Icarus* **209**, 1 (2010).
125. *E. S. Belenkaya, S. Y. Bobrovnikov, I. I. Alexeev, V. V. Kalegaev, S. W. H. Cowley*, *Planetary and Space Sci.* **53**, 9 (2005).
126. *G. B. Trammell, Z. Y. Li, P. Arras*, *Astrophys. J.* **788**, 2 (2014).
127. *J. E. Owen, F. C. Adams*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **444**, 4 (2014).
128. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, and P. A. Prokopov*, *Astrophys. J.* **813**, 1 (2015).
129. *P. Zarka*, *Planetary and Space Sci.* **55**, 5 (2007).
130. *J. M. Grießmeier, P. Zarka, and H. Spreuw*, *Astron. and Astrophys.* **475**, 1 (2007).
131. *C. Weber, H. Lammer, I. F. Shaikhislamov, J. M. Chadney, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **469**, 3 (2017).
132. *A. Mignone, G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Te-sileanu, C. Zanni, and A. Ferrari*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **170**, 1 (2007).
133. *T. Matsakos, A. Uribe, and A. Königl*, *Astron. and Astrophys.* **578**, A6 (2015).
134. *S. Daley-Yates and I. R. Stevens*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **483**, 2 (2019).
135. *A. A. Vidotto and J. F. Donati*, *Astron. and Astrophys.* **602**, A39 (2017).
136. *G. Tótha, B. der Holst, I. V. Sokolov, D. L. De Zeeuw, et al.*, *J. Comp. Phys.* **231**, 3 (2012).
137. *N. V. Erkaev, P. Odert, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **470**, 4 (2017).
138. *A. S. Arakcheev, A. G. Zhilkin, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev*, *Astronomy Reports* **61**, 11 (2017).
139. *A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo*, *INASR.* **3**, (2019).
140. *A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo*, *Astronomy Reports* **63**, 7 (2019).
141. *A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaygorodov*, *Astronomy Reports* **64**, 3 (2020).
142. *J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, J. C. Green, J. T. Stocke, and S. N. Osterman*, *Astrophys. J.* **717**, 2 (2010).
143. *A. Etangs, A. Vidal-Madjar, J. C. McConnell, and G. Hébrard*, *Astron. and Astrophys.* **418**, L1 (2004).
144. *N. V. Erkaev, T. Penz, H. Lammer, H. I. M. Lichtenegger, H. K. Biernat, P. Wurz, J.-M. Grießmeier, and W. W. Weiss*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **157**, 2 (2005).
145. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 3 (2020).
146. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, T. Al-Ubaidi, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh*, in *European Planetary Science Congress 2018, EPSC2018-151* (2018).
147. *R. P. Loyd, T. T. Koskinen, K. France, C. Schneider, and S. Redfield*, *Astrophys. J. Lett.* **834**, 2 (2017).
148. *P. W. Cauley, S. Redfield, and A. G. Jensen*, *Astron. J.* **153**, 2 (2017).

149. *L. A. dos Santos, D. Ehrenreich, V. Bourrier, A. Lecavelier des Etangs, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **629**, A47 (2019).
150. *C. Weber, N. V. Erkaev, V. A. Ivanov, P. Odert, J.-M. Grießmeier, L. Fossati, H. Lammer, and H. O. Rucker*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **480**, 3 (2018).
151. *K. Heng and A. P. Showman*, *Ann. Rev. Earth and Planetary Sci.* **43**, (2015).
152. *T. D. Komacek and A. P. Showman*, *Astrophys. J.* **821**, 1 (2016).
153. *C. A. Haswell, D. Staab, J. R. Barnes, G. Anglada-Escudé, L. Fossati, J. S. Jenkins, A. J. Norton, J. P. J. Doherty, J. Cooper*, *Nature Astronomy* **4**, (2020).
154. *A. Debrecht, J. Carroll-Nellenback, A. Frank, L. Fossati, E. G. Blackman, and I. Dobbs-Dixon*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **478**, 2 (2018).
155. *A. Santerne, L. Malavolta, M. R. Kosiarek, F. Dai, et al.*, preprint arXiv:1911.07355, (2019).
156. *D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, and V. I. Shematovich*, *Oxford Research Encyclopedia of Planetary Science* (2019).