

ВЛИЯНИЕ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗДЫ НА СТРУКТУРУ ВОДОРОДНО-ГЕЛИЕВОЙ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ГОРЯЧЕГО ЮПИТЕРА

© 2024 г. А. Г. Жилкин*, Ю. Г. Гладышева, В. И. Шематович,
Г. Н. Цуриков, Д. В. Бисикало

*Федеральное государственное бюджетное учреждение Российской академии наук
Институт астрономии, Москва, Россия*

**E-mail: zhilkin@inasan.ru*

Поступила в редакцию 10.06.2024 г.

После доработки 12.07.2024 г.

Принята в печать 18.07.2024 г.

В работе на основе одномерной астрономической модели исследуется воздействие звездной вспышки на верхнюю атмосферу горячего юпитера. Предполагается, что атмосфера имеет водородно-гелиевый химический состав, а расчеты проводились для горячего юпитера HD 209458b. Мы рассмотрели одиночные и повторные вспышки, в которых поток жесткого УФ излучения возрастает в 10, 100 и 1000 раз по сравнению со спокойным состоянием звезды. Активная фаза динамического отклика атмосферы продолжается 12–15 часов после вспышки, а характерный период релаксации к исходному состоянию составляет порядка суток. Из полученных результатов следует, что вспышечная активность звезд солнечного типа не оказывает существенного влияния на эволюцию планетных атмосфер горячих юпитеров. Однако интерпретация транзитных наблюдений возмущенных атмосфер горячих юпитеров позволит отделить друг от друга наблюдательные эффекты, связанные с взаимодействием звездных вспышек и корональных выбросов массы с верхними атмосферами и оболочками этих планет. Это даст возможность более точно определить параметры звездного ветра и корональных выбросов массы у родительских звезд солнечного типа.

Ключевые слова: горячие юпитеры, астрономия, численное моделирование, гидродинамика, химические реакции, тепловой баланс

DOI: 10.31857/S0004629924090015 EDN: IBOJ TZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения, выполненные с помощью космических телескопов Kepler, Gaia и TESS, показали, что активные звезды могут излучать в диапазоне энергий $10^{30} - 10^{38}$ эрг [1, 2, 3]. При этом существенная часть энергии излучения сосредоточена в диапазоне жесткого УФ. Согласно распределению частоты вспышек, полученному в результате наблюдений, вспышки с более высокой энергией, которые могут нанести больший ущерб атмосфере горячей экзопланеты, происходят относительно редко, тогда как менее эффективные вспышки с более низкой энергией возникают гораздо чаще. Воздействие звездной вспышки на атмосферу горячей экзопланеты приводит к дополнительному нагреву вещества и, следовательно, к увеличению скорости планетного ветра. На длительных временных масштабах подобные явления в совокупности

приведут к потере атмосферы, которую можно оценить с помощью распределения частоты вспышек, полученного в результате наблюдений. Так, например, недавние исследования [4, 5, 6, 7] показали, что для родительских звезд классов K и M более частые вспышки с низкой энергией, как правило, доминируют в качестве источника потери атмосферы в течение длительного времени, в то время как вспышки с энергией выше 10^{36} эрг (супервспышки) не вносят существенного вклада из-за их низкой частоты возникновения, за исключением ограниченного числа случаев.

Аналогичные исследования были выполнены и для изучения влияния звездной активности на газовые оболочки горячих юпитеров (см., напр., [8, 9, 10]). В рамках одномерной астрономической модели верхней атмосферы планеты-гиганта [11, 12, 13] была исследована реакция атмосферы на дополнительный нагрев, вызванный воздействием

звездной вспышки на атмосферу горячего юпитера HD 209458b. Показано, что поглощение дополнительной энергии звездной вспышки в диапазоне крайнего УФ излучения приводит к локальному разогреву атмосферы, сопровождающемуся образованием двух ударных волн, распространяющихся в атмосфере. Для исследования оттока вещества атмосферного газа результаты, полученные в одномерной модели, использовались в качестве упрощенных граничных условий для расчета трехмерной структуры течения после вспышки. Показано, что для наиболее мощной рассматриваемой супервспышки темп потери массы может увеличиваться на порядок величины за несколько десятков часов. Установлено, что газодинамический отток при вспышках не вносит заметного вклада в средний темп потери атмосферы для горячих юпитеров у медленно вращающихся звезд, таких как Солнце. Однако, возможно, для более молодых и быстро вращающихся звезд это может быть важным эффектом, который необходимо рассматривать при эволюционных расчетах. В трехмерном газодинамическом расчете [10] показано, что выброшенное в результате вспышки вещество увеличивает размер оболочки в течение нескольких часов. Этот эффект потенциально может быть зарегистрирован в спектральных наблюдениях с помощью существующих и планируемых космических обсерваторий, работающих в УФ диапазоне длин волн [10] (например, проекты HST¹ и Спектр-УФ [14, 15]).

В данной работе мы продолжаем эти исследования на основе более полной аэрономической модели [16]. Наша модель основана на приближении одножидкостной многокомпонентной гидродинамики и учитывает химические реакции, процессы нагрева-охлаждения, приливное воздействие от звезды, диффузию и теплопроводность [17]. Результаты моделирования отклика атмосфер горячих экзопланет на вспышечные воздействия со стороны родительских звезд солнечного типа важны для дальнейшего определения параметров звездного ветра и корональных выбросов массы (КВМ) у данных звезд. Дело в том, что вспышечная активность, как и другие каналы взаимодействия с верхними атмосферами и оболочками экзопланет (высыпания высокоэнергичных частиц,

КВМ), могут иметь одинаковые по природе наблюдательные проявления. Такие, например, как 1) более раннее начало транзита в УФ диапазоне длин волн по сравнению с видимой частью спектра [18] в результате расширения верхней атмосферы экзопланеты и эффективного атмосферного поглощения в УФ; 2) высокоскоростная компонента поглощения в синем крыле линии H I Ly α [19, 20, 21], связанная с эффективным образованием энергетичных нейтральных атомов (ЭНА) водорода в процессах перезарядки атмосферных атомов с протонами солнечного ветра. Поэтому, для достоверного определения параметров звездного ветра и КВМ по наблюдениям атмосфер экзопланет [22] важно уметь отделять вклады от рассматриваемых источников в наблюдательные эффекты. Это особенно значимо при исследовании воздействия КВМ на оболочки горячих экзопланет, так как взаимодействие вспышек жесткого УФ излучения с верхними атмосферами планет предшествуют этим процессам. В результате чего еще перед воздействием КВМ атмосфера планеты расширяется и формируется планетный ветер [11, 12, 13]. Результаты, полученные на основе аэрономических моделей верхних атмосфер горячих экзопланет [16, 17], учитывающие эти процессы, затем используются в качестве граничных условий для трехмерного моделирования взаимодействия звездного ветра с оболочками горячих экзопланет [23, 24]. Именно на основе этих моделей и происходит определение параметров космической погоды у других звезд.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 приведено краткое описание численной модели. В разделе 3 представлены результаты численных расчетов. Основные выводы по работе сформулированы в Заключение.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Для исследования влияния звездных вспышек на структуру водородно-гелиевой верхней атмосферы горячего юпитера мы использовали численную аэрономическую модель, подробно описанную в наших предыдущих работах [16, 17]. Здесь ограничимся лишь краткой характеристикой этой модели.

Наша численная аэрономическая модель является нестационарной и одномерной. Она описывает структуру верхней атмосферы горячей

¹ <https://www.stsci.edu/hst>

экзопланеты в сферически-симметричном приближении. В основе модели лежат уравнения одножидкостной многокомпонентной гидродинамики, которые записаны в эйлеровых переменных (время t и радиальная координата r , отсчитываемая от центра планеты). Предполагается, что верхняя атмосфера горячего юпитера имеет водородно-гелиевый состав. Учитывались следующий набор компонентов: H , H^- , H^+ , H_2 , H_2^+ , H_3^+ , He , He^+ , HeH^+ и электроны e^- . При этом концентрация электронов n_e определяется из условия квазинейтральности плазмы. Химический блок включает 32 двухчастичные реакции (в том числе процессы фотоионизации и фотодиссоциации), а также трехчастичную реакцию образования молекул H_2 из двух атомов водорода, которая идет с участием дополнительной частицы.

Основным источником нагрева атмосферы является поглощение излучения родительской звезды. Для описания этого процесса в модели использовалась спектральная зависимость потока ионизирующего излучения от длины волны для спокойного Солнца. Скорости фото процессов (ионизация и диссоциация), а также функция нагрева вычислялись на основе этой зависимости путем интегрирования по всем длинам волн из жесткого УФ диапазона. В качестве процессов охлаждения мы рассматриваем выхолаживание за счет свободно-свободных переходов, рекомбинационного излучения, излучения в линиях, ионизации электронным ударом и излучения молекул H_3^+ . В численной модели учитываются приливное воздействие, вызванное гравитацией звезды и силами инерции, обусловленными орбитальным движением планеты, диффузия компонентов (молекулярная и турбулентная), а также теплопроводность.

Численный алгоритм основан на применении техники расщепления по физическим процессам и сводится к последовательному решению отдельных задач. Для численного решения уравнений многокомпонентной гидродинамики используется разностная схема Роу-Эйнфельда-Ошера [25], которая является монотонной и имеет повышенный порядок точности. На последующих этапах алгоритма решаются уравнения химической кинетики, учитываются процессы нагрева-охлаждения, диффузия и теплопроводность. Для численного решения уравнений диффузии и теплопроводности используется неявная

абсолютно устойчивая разностная схема [17]. Система возникающих при этом нелинейных алгебраических уравнений решается с помощью итерационного процесса, который выполняется до сходимости. На каждом шаге итераций получается система линейных алгебраических уравнений, которая решается методом скалярной прогонки. При этом нами используется поточковый вариант прогонки [26], дающий более точное решение в случаях, когда коэффициенты диффузии и теплопроводности изменяются в широких пределах.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

3.1. Параметры моделей

Расчет динамического отклика верхней атмосферы на воздействие вспышки родительской звезды проводился для экзопланеты HD 209458b [27], которая является типичным горячим юпитером. Родительская звезда относится к спектральному классу G0, что дает возможность использовать параметры спектра Солнца для расчета скорости фото процессов и функции нагрева. Планета имеет массу $M_{\text{pl}} = 0.69 M_{\text{J}}$ и фотометрический радиус $z = r / \sin b$, где M_{J} и R_{J} — масса и радиус Юпитера соответственно. Большая полуось орбиты составляет $10.2 R_{\odot}$, что соответствует периоду обращения вокруг звезды 84.6 часа.

Моделирование проводилось в расчетной области $R_{\text{pl}} \leq r \leq 5 R_{\text{pl}}$ в направлении на центр звезды (подзвездная точка). При этом внутренняя точка Лагранжа L_1 расположена на расстоянии $4.2 R_{\text{pl}}$ от центра планеты. В качестве граничных условий на внутренней границе использовалось фиксированное значение давления P_{atm} , а остальные величины задавались с помощью экстраполяции второго порядка по значениям во внутренних ячейках. На внешней границе задавались свободные граничные условия. Химический состав атмосферы характеризуется отношением числа ядер гелия к числу ядер водорода He / H . Во всех приводимых ниже расчетах он принимался равным 0.05. Давление на фотометрической поверхности удобно представить в виде $P_{\text{atm}} = k_{\text{B}} n_{\text{atm}} T_{\text{atm}}$, где эффективная температура $T_{\text{atm}} = 1200$ К. В данной работе мы рассматривали модели, в которых концентрация $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Предполагалось, что непосредственно перед вспышкой верхняя атмосфера планеты находится в стационарном состоянии при условии постоянного потока жесткого УФ излучения, равного потоку от современного спокойного Солнца F_{XUV}^0 . В нашей модели конкретное значение этой величины нигде не используется, поскольку все необходимые коэффициенты рассчитываются с помощью интегрирования спектрального потока излучения f_λ (измеряется в единицах [фотон $\cdot$ см $^{-3} \cdot$ с $^{-1}$]) по длине волны λ . Однако, если данную величину определить выражением $F_{XUV}^0 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f_\lambda h \nu d\lambda$, где h – постоянная Планка, ν – частота, $\lambda_1 = 1$ нм, $\lambda_2 = 100$ нм, то для спокойного Солнца на орбите горячего юпитера получаем $F_{XUV}^0 = 925 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Профили основных величин в невозмущенной атмосфере приведены на рис. 1. Для удобства на оси абсцисс отложена высота над фотометрической поверхностью, выраженная в радиусах планеты R_{pl} . На верхних панелях показаны профили плотности ρ и температуры T (слева), и скорости v (справа). Плотность характеризуется монотонно убывающим профилем. В самых глубоких слоях атмосферы температура вещества близка по значению к эффективной температуре планеты T_{atm} , а скорость пренебрежимо мала. Далее температура резко возрастает из-за нагрева вещества за счет поглощения жесткого УФ излучения звезды. Максимальное значение температуры составляет 9500 К. В этой зоне происходит формирование планетного ветра. Во внешних слоях атмосферы скорость ветра становится

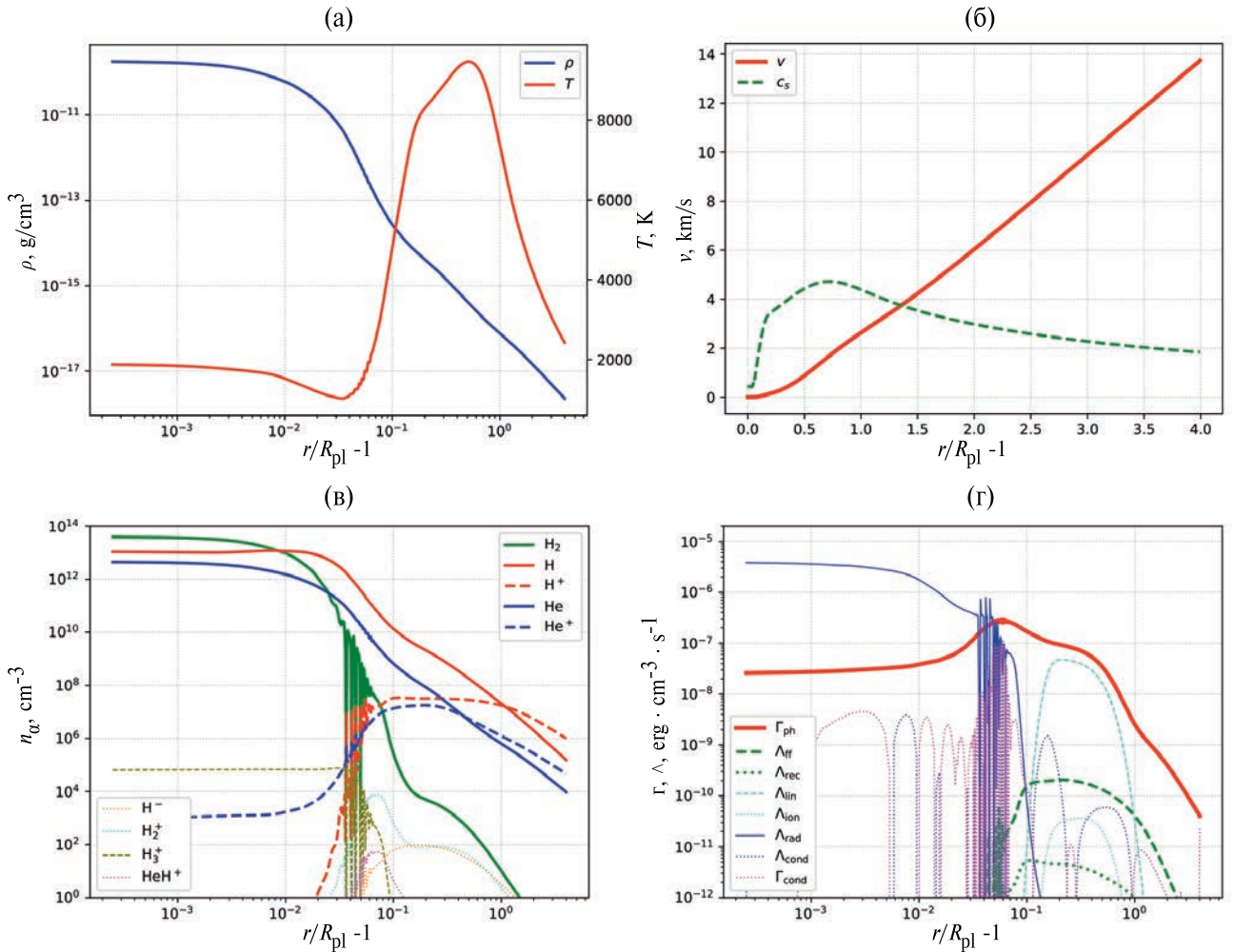


Рис. 1. Профили плотности, температуры (вверху слева), скорости (вверху справа), концентраций компонентов (внизу слева) и функций нагрева-охлаждения (внизу справа) в верхней атмосфере горячего юпитера перед вспышкой звезды.

сверхзвуковой (скорость звука показана штриховой линией на правой верхней панели), а температура из-за адиабатического охлаждения начинает монотонно падать с увеличением радиуса. Скорость вещества на внешней границе составляет 13.7 км/с.

На нижней левой панели рис. 1 показаны профили концентраций компонентов n_α . В самых внутренних слоях $r \leq 1.01 R_{pl}$ доминирует молекулярный водород. В промежуточной зоне $1.01 R_{pl} \leq r \leq 2 R_{pl}$ вещество атмосферы в основном состоит из атомарного водорода. Наконец, внешние слои атмосферы $r > 2 R_{pl}$ оказываются практически полностью ионизованными и состоят из водородно-гелиевой плазмы. Вариации концентраций (например, концентрации молекулярного водорода) в области $1.02 R_{pl} \leq r \leq 1.07 R_{pl}$ вызваны развитием неустойчивости, приводящей к формированию специфического облачного слоя. Данное явление обнаружено нами в работе [16] и предположительно связано с тепловой неустойчивостью [28] в химически реагирующем газе [29].

Наконец, на правой нижней панели рис. 1 показаны профили функции нагрева Γ_{ph} (сплошная жирная линия), а также частных функций охлаждения за счет свободно-свободных переходов Λ_{ff} , рекомбинационного излучения Λ_{rec} , излучения в линиях Λ_{lin} , ионизации электронным ударом Λ_{ion} , излучения молекул H_3^+ Λ_{rad} . Функции Λ_{cond} и Γ_{cond} описывают вклад теплопроводности в тепловой баланс атмосферы в тех случаях, когда оно приводит к охлаждению или к нагреву соответственно. Как видно, основным механизмом охлаждения внутренних частей атмосферы является излучение молекул H_3^+ . В промежуточной зоне доминирует охлаждение за счет излучения в линиях нейтральных атомов (в основном, в линии $Ly\alpha$). Температура внешних слоев атмосферы главным образом определяется адиабатическим охлаждением в планетном ветре.

Процесс вспышки можно описать с помощью некоторой зависимости потока жесткого УФ излучения от времени $F_{XUV}(t)$. Удобно эту зависимость представить в виде $e = \langle WU \rangle - \langle W_\odot U_\odot \rangle$, где $X(t)$ — безразмерный фактор, описывающий относительное изменение потока по сравнению с потоком для спокойного Солнца F_{XUV}^0 . В данной работе для описания отдельной вспышки мы ис-

пользовали простую модель, в которой считалось, что в момент начала вспышки фактор $X(t)$ резко возрастал до величины X_{max} и оставался таким в течение некоторого времени, после чего возвращался к исходному значению $X = 1$. Продолжительность отдельной вспышки во всех приводимых ниже вариантах расчетов составляла 30 мин. Мы использовали одинаковую продолжительность вспышек независимо от их интенсивности, чтобы было удобнее сравнивать результаты их воздействия на атмосферу. В общем случае, по-видимому, продолжительность вспышек зависит от величины X_{max} . Например, в работе [5] для длительности вспышки приводится аппроксимационная формула $\lg t_{flare} = 0.395 \lg E_{bol} - 9.269$, где E_{bol} — болометрическая светимость звезды. Кроме того, потери атмосферы на больших временах определяются также частотой вспышек [6].

3.2. Одиночная вспышка

В данном разделе представлены результаты расчетов для одиночной вспышки. В этом случае каждую модель можно характеризовать единственным параметром X_{max} . Мы провели три расчета, в которых этот параметр задавался равным 10 (модель X1, слабая вспышка), 100 (модель X2, вспышка промежуточной интенсивности) и 1000 (модель X3, сильная вспышка).

На рис. 2–4 представлены радиальные профили температуры $T(r)$ (вверху) и скорости убегания атмосферы $v(r)$ (внизу) для всех трех моделей X1, X2 и X3. Различные кривые описывают состояние атмосферы в различные моменты времени от начала звездной вспышки. Для более детального исследования глубоких слоев атмосферы ось абсцисс представлена в логарифмическом масштабе и определяет расстояние от фотометрического радиуса, выраженное в радиусах планеты R_{pl} . В результате вспышки происходит локальный разогрев атмосферы, приводящий к росту температуры. Видно, что вспышка не оказывает влияния на глубокие слои атмосферы, которые характеризуются относительно низкой температурой. Основное воздействие приходится на внешние слои атмосферы, где формируются две ударные волны, распространяющиеся по газу в противоположных направлениях. Одна ударная волна распространяется вовнутрь, а другая — наружу атмосферы горячего юпитера. В первые часы после вспышки профили

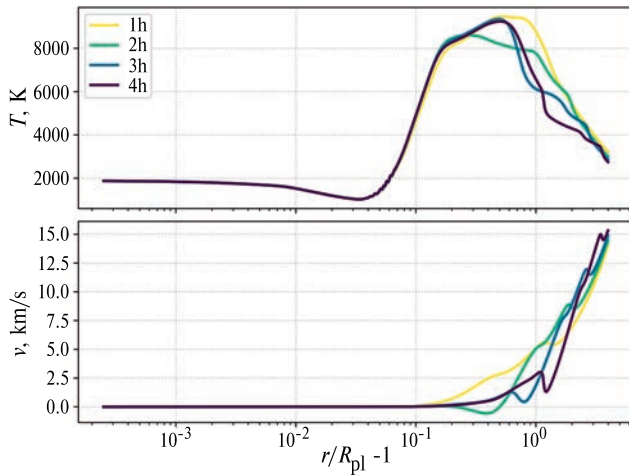


Рис. 2. Радиальные профили температуры (вверху) и скорости (внизу) в верхней атмосфере горячего юпитера для модели X1. Каждая кривая соответствует различному времени, прошедшему от начала звездной вспышки.

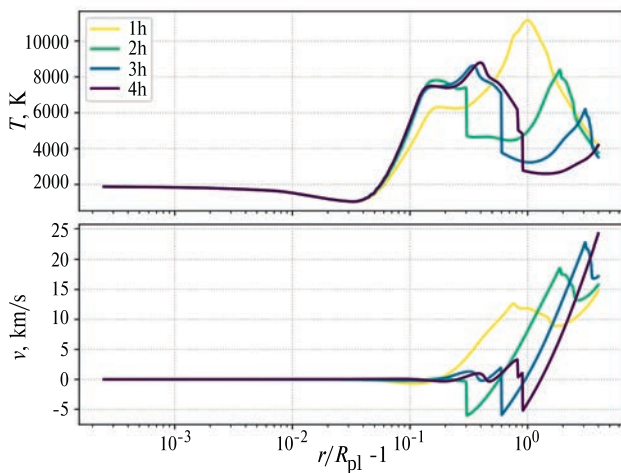


Рис. 3. То же самое, что и на рис. 2, но для модели X2.

температуры и скорости существенно изменяются. Однако затем структура атмосферы постепенно восстанавливается и возвращается в исходное состояние. Динамический отклик атмосферы существенно зависит от интенсивности вспышки. В модели X1 профили температуры и скорости изменяются слабо и быстро восстанавливаются. В модели X3 в первые часы после вспышки максимальное значение температуры достигает значения 19000 K, а максимальная скорость доходит до 38.5 км/с.

Следует обратить внимание, что профили температуры и скорости на рис. 2–4 показаны для моментов времени, когда вспышка уже закончилась. Вспышка длилась 30 мин, а первая кривая

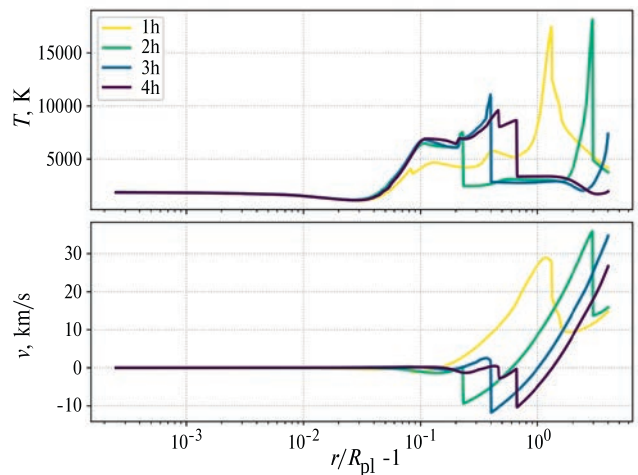


Рис. 4. То же самое, что и на рис. 2, но для модели X3.

(показана желтым цветом) соответствует моменту времени через час после начала вспышки. Во время самой вспышки функция нагрева увеличивается в соответствующее число раз (в 10 раз для модели X1, в 100 раз для модели X2 и в 1000 раз для модели X3). Однако, как показывает анализ, в глубоких слоях атмосферы одновременно с этим возрастает и функция охлаждения. Последнее обусловлено тем, что в этой области резко увеличивается концентрация молекул H_3^+ (для модели X3 примерно в 25 раз). Поэтому в глубоких слоях верхней атмосферы горячего юпитера во время вспышки срабатывает своеобразная обратная связь, когда рост нагрева хорошо компенсируется ростом выхолаживания.

На рис. 5–7 представлены высотные профили концентраций компонентов n_α для моделей X1, X2, X3 в различные моменты времени от начала вспышки. Как видно, качественного изменения распределения концентраций компонентов после вспышки не происходит. Распространение ударных волн приводит к дополнительному перемешиванию вещества во внешних слоях атмосферы. Это обусловлено оттоком из промежуточной зоны во внешнюю область нейтрального газа, состоящего в основном из атомов водорода и гелия. В результате степень ионизации внешней части атмосферы уменьшается. Однако затем происходит релаксация атмосферы и это вещество вновь ионизируется излучением звезды. Интересно отметить, что вспышки (особенно сильные) могут частично разрушать облачный слой, что приводит к его диссипации. В спокойном состоянии атмосферы облачный слой

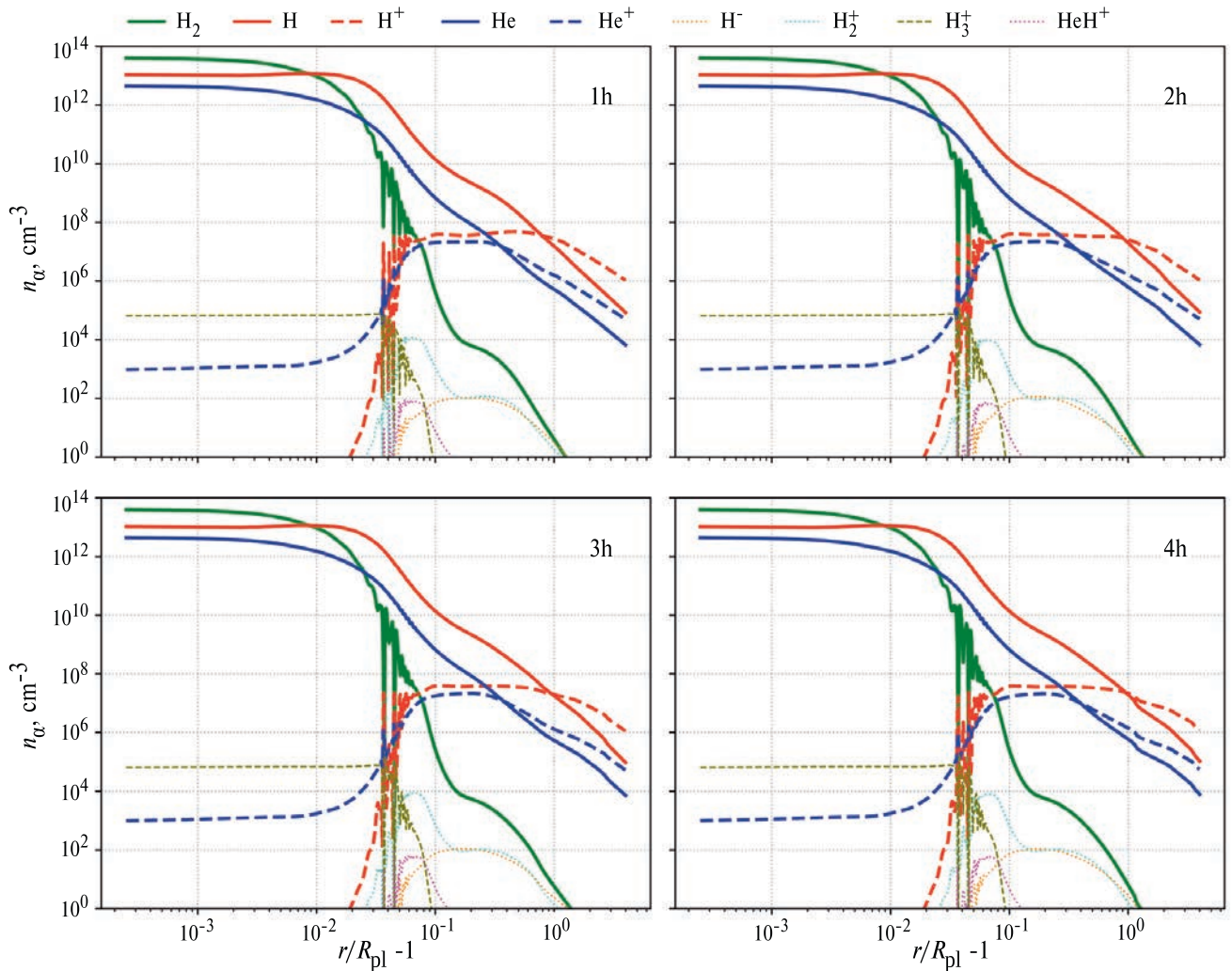


Рис. 5. Профили концентраций компонентов в верхней атмосфере горячего юпитера для модели X1 в различные моменты времени от начала вспышки.

через определенное время восстанавливается вновь.

На левой панели рис. 8 для случая модели X3 показаны профили отношения $n_{\text{H}} / n_{\text{H}}^0$, где n_{H} — концентрация атомов водорода в текущем состоянии атмосферы, а n_{H}^0 — соответствующее значение концентрации в спокойном состоянии. Видно, что этот параметр изменяется на три порядка величины. При этом на различных высотах может происходить как уменьшение этого параметра, так и его увеличение.

Полученный результат интересен с точки зрения регистрации отклика атмосфер горячих юпитеров на вспышечные воздействия со стороны их родительских звезд. Возможно несколько вариантов наблюдательных проявлений такого отклика атмосферы, которые потенциально

можно обнаружить с помощью существующих и планируемых к запуску космических УФ обсерваторий (например, упомянутые выше проекты HST и Спектр-УФ). Во-первых, при сильных вспышках, как, например, в модели X3, верхняя атмосфера планеты может существенно разогреться и расшириться (см. рис. 7). В первые часы после вспышки, из-за того, что XUV излучение звезды не успевает ионизовать нейтралы во внешней области атмосферы, в этой области, как следует из рис. 8, наблюдается довольно сильное (в 10 раз) увеличение концентрации нейтрального водорода. Таким образом, под воздействием сильной звездной вспышки у горячего юпитера образуется расширенная плотная атмосфера. Следовательно, в УФ диапазоне длин волн может возрасти и глубина транзита, $R_{\text{pl}}^2 / R_{\text{st}}^2 = f(\lambda)$, где

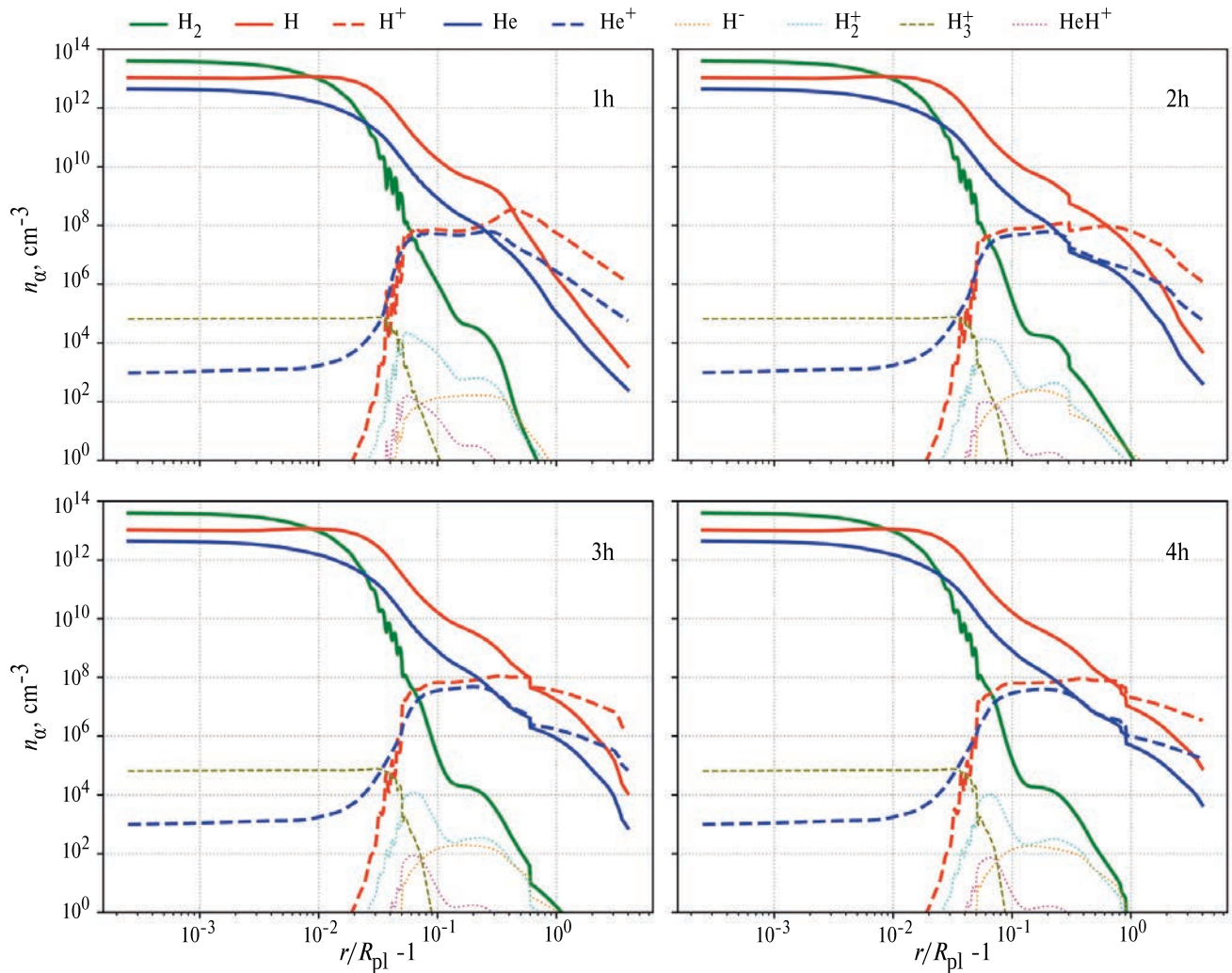


Рис. 6. То же самое, что и на рис. 5, но для модели X2.

R_{st} — радиус звезды. Это увеличение глубины транзита потенциально отразится на кривых блеска, полученных по фотометрическим наблюдениям планетной системы в УФ диапазоне, как, показано, например, в работе [18] при регистрации протяженной оболочки у горячего юпитера WASP-12b. В этом случае начало транзита в УФ диапазоне длин волн за счет большей оптической толщи может опережать начало транзита в видимом диапазоне.

Еще одним важным проявлением реакции атмосферы горячего юпитера на сильную вспышку родительской звезды, которое может быть потенциально обнаружено по спектральным транзитным наблюдениям в УФ диапазоне длин волн, является увеличение поглощения в синем крыле спектральной линии H I Ly α . Это поглощение может быть связано с образованием ЭНА

водорода, H_{ENA}, в реакциях перезарядки атомарного H атмосферы экзопланеты с протонами звездного ветра, $H + p \rightleftharpoons H^+ + H_{ENA}$. Данный механизм был предложен в работе [19] для объяснения формы спектральной линии H I Ly α по транзитным наблюдениям атмосферы горячего юпитера HD 209458b. Впоследствии, ЭНА водорода учитывались в численном моделировании для интерпретации спектральных наблюдений оболочек горячих экзопланет (см., напр., [20, 21, 30]). Скорость производства ЭНА, в свою очередь, зависит от концентрации нейтрального водорода во внешних слоях атмосферы экзопланеты и концентрации протонов в звездном ветре. Таким образом, при воздействии сильной XUV вспышки на атмосферу горячего юпитера и последующем увеличении концентрации H в верхних частях атмосферы

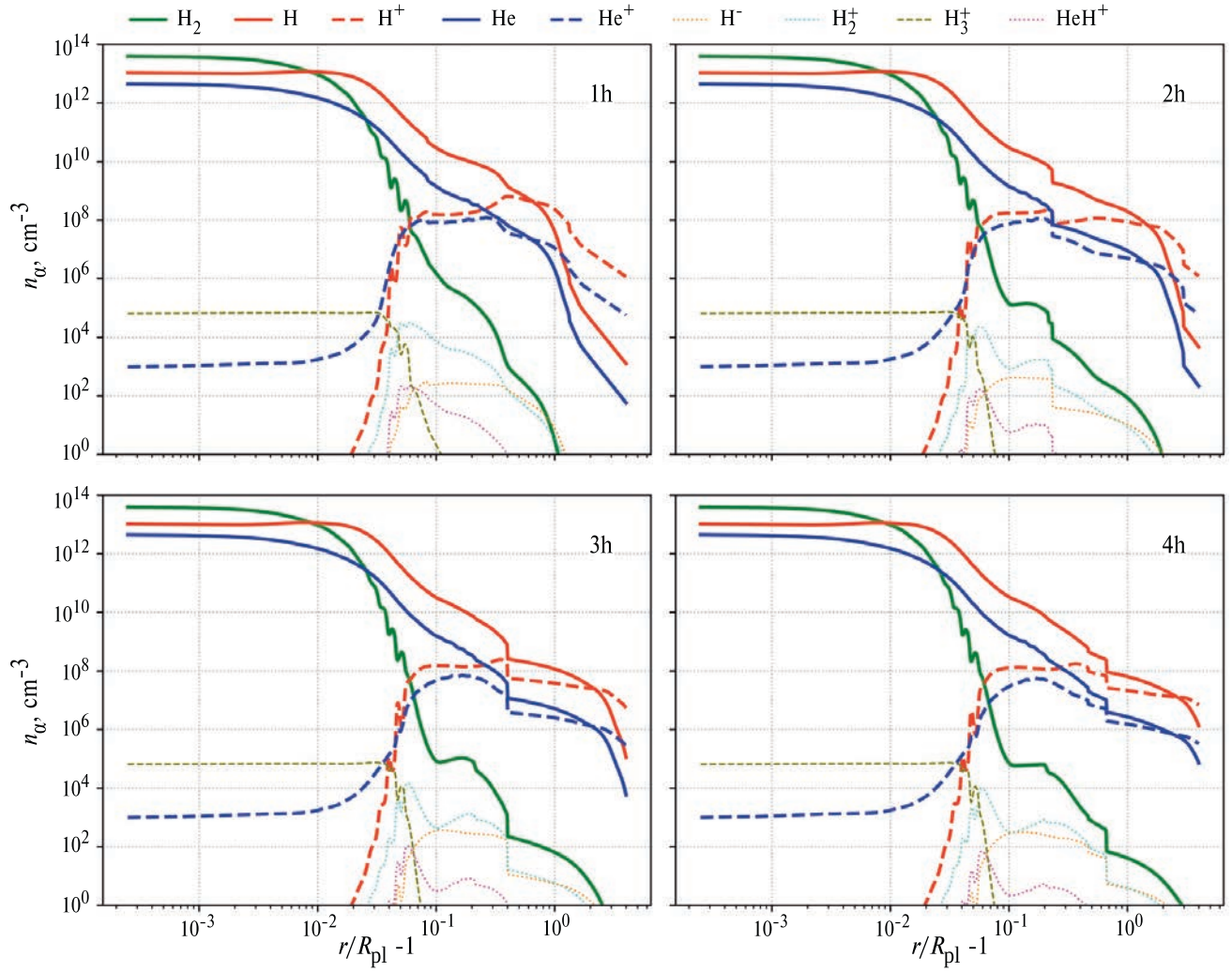


Рис. 7. То же самое, что и на рис. 5, но для модели X3.

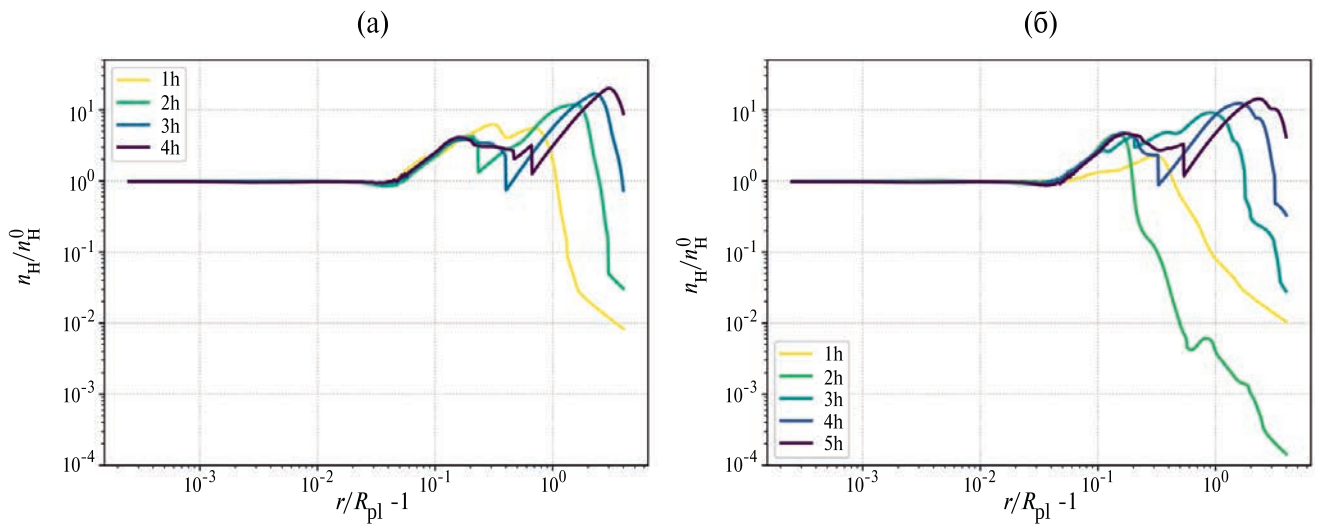


Рис. 8. Профили отношения концентрации атомарного водорода n_{H} текущего состояния атмосферы к соответствующему значению до вспышки n_{H}^0 для модели X3 одинарной (слева) и X2X3 триггерной (справа) вспышки.

(рис. 8), интенсификации планетного ветра (рис. 7), глубина транзита в синем крыле линии $\text{H I Ly}\alpha$ может быть значительно увеличена. Это изменение глубины транзита потенциально можно зарегистрировать с помощью существующих и планируемых УФ телескопов.

Стоит отметить, что указанные наблюдательные особенности могут быть интерпретированы не только, как результат взаимодействия XUV излучения звезды с верхней атмосферой горячей экзопланеты, но и как результат взаимодействия звездного ветра и КВМ с оболочкой данной планеты. Последний тип взаимодействия, в свою очередь, может вносить более существенный вклад в наблюдаемые величины [22]. При этом само взаимодействие КВМ с атмосферой экзопланеты сопровождается вспышками, причем сначала происходит взаимодействие атмосферы с XUV излучением звезды, а затем КВМ взаимодействует с уже возмущенными верхними слоями этой атмосферы. Поэтому, важной задачей является отделить наблюдательные эффекты, возникающие в данных процессах, друг от друга. Эта задача, в свою очередь, не является целью настоящей работы. И будет рассмотрена нами в последующих статьях.

В стационарном состоянии атмосферы параметр $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v$ является постоянным и определяет темп потери массы планеты вследствие планетного ветра. Поскольку мы рассматриваем решение вдоль линии, соединяющей центры планеты и звезды, то с учетом приливной силы наше решение, вообще говоря, не является строго сферически-симметричным.

Поэтому следует иметь в виду, что параметр $\dot{M}$ не совпадает с точным значением темпа потери массы $\dot{M}_{\text{pl}}$ и может отличаться от него в несколько раз. Тем не менее, в рамках нашей одномерной аэрономической модели его можно использовать для оценки реального темпа потери массы атмосферы.

На левой панели рис. 9 показаны зависимости величины $\dot{M}$ от времени для моделей X1, X2 и X3. Динамический отклик атмосферы приводит к резкому росту темпа потери массы. В моделях X1, X2 и X3 параметр $\dot{M}$ возрастает в 1.8, 5.7 и 14.1 раза соответственно. Активная фаза динамического отклика продолжается примерно 12 часов после вспышки. Характерный период релаксации к исходному состоянию атмосферы составляет порядка суток.

3.3. Повторная вспышка

Мы провели расчеты воздействия на атмосферу горячего юпитера повторной вспышки, состоящей из последовательности двух одинарных вспышек. Продолжительность каждой одинарной вспышки составляла 30 мин. Интервал между двумя отдельными вспышками задавался равным 1 часу. Мы рассматривали случай, когда параметр X_{max} у первой вспышки равнялся фиксированному значению 100, а у второй варьировался. Было проведено три расчета, в которых для второй вспышки параметр X_{max} задавался равным 10 (модель X2X1), 100 (модель X2X2) и 1000 (модель X2X3).

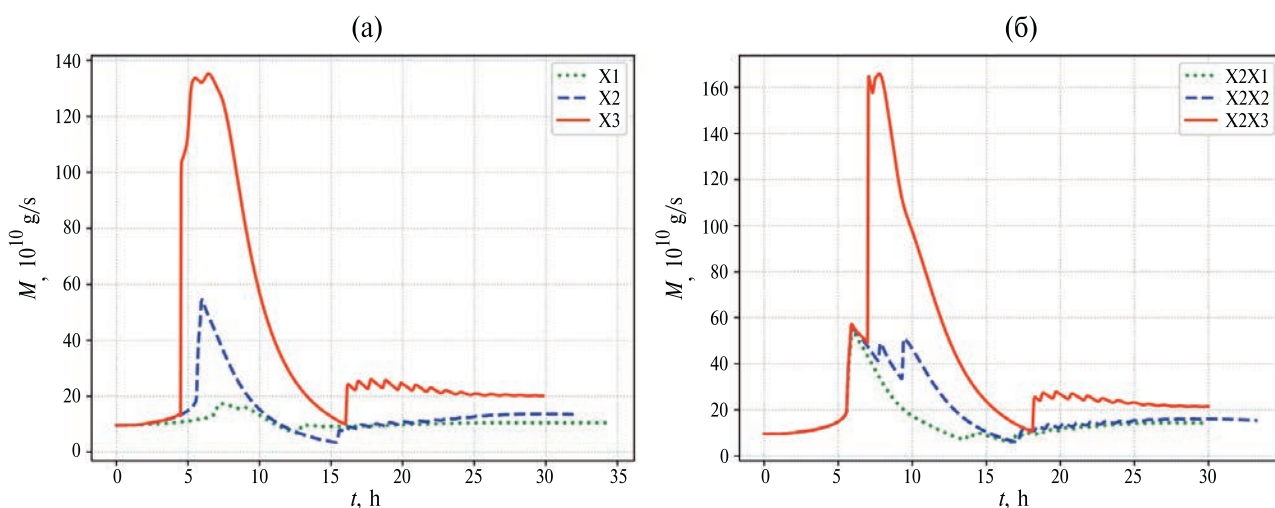


Рис. 9. Изменение темпа потери массы $\dot{M}$ в результате воздействия одинарной (слева) и триггерной (справа) вспышки.

На рис. 10 представлены профили температуры $T(r)$ (вверху) и скорости $v(r)$ (внизу) для модели X2X3. Различные кривые соответствуют различным моментам времени от начала повторной вспышки. Как и в случае одиночной вспышки, повторная вспышка не оказывают практически никакого влияния на глубокие слои атмосферы. Основное воздействие снова приходится на внешние слои атмосферы. Однако при этом структура динамического отклика оказывается более сложной. От каждой отдельной вспышки формируются две ударные волны, распространяющиеся вовнутрь и наружу атмосферы. Эти ударные волны имеют разную интенсивность и эффективно взаимодействуют между собой. В модели X2X3 максимальное значение температуры достигает значения 16 700 К, а максимальная скорость доходит до 32.9 км/с. Интересно отметить, что эти значения получились немного меньше, чем для модели X3 одиночной вспышки. По-видимому, это обусловлено тем, что к моменту начала второй вспышки X3 атмосфера была уже возмущена первой вспышкой X2.

На рис. 11 показаны профили концентраций компонентов n_α для модели X2X3 в различные моменты времени от начала вспышки. Кривые на

левой верхней панели (через 1 час от начала вспышки) совпадают с кривыми на левой верхней панели рис. 6, поскольку возмущения от второй вспышки еще нет. Однако дальнейшее изменение профилей концентраций уже определяется обеими вспышками. Поэтому профили получаются более сложными. Распространение и взаимодействие ударных волн приводит к оттоку нейтрального газа во внешние слои атмосферы. В результате степень ионизации внешней части атмосферы на некоторое время уменьшается, но затем это вещество вновь ионизуется излучением звезды. В данной модели облачный слой практически полностью диссипирует, но, когда атмосфера приходит в спокойное состояние, восстанавливается вновь.

На правой панели рис. 8 для обсуждаемой модели X2X3 показаны профили отношения текущего значения концентрации атомарного водорода к соответствующему значению в спокойном состоянии, n_H / n_H^0 . В данном случае вариация этого параметра достигает пяти порядков величины. Таким образом, можно заключить, что повторные вспышки могут приводить к еще более выраженным наблюдательным проявлениям отклика атмосферы на такое воздействие со стороны родительской звезды по сравнению с оди-

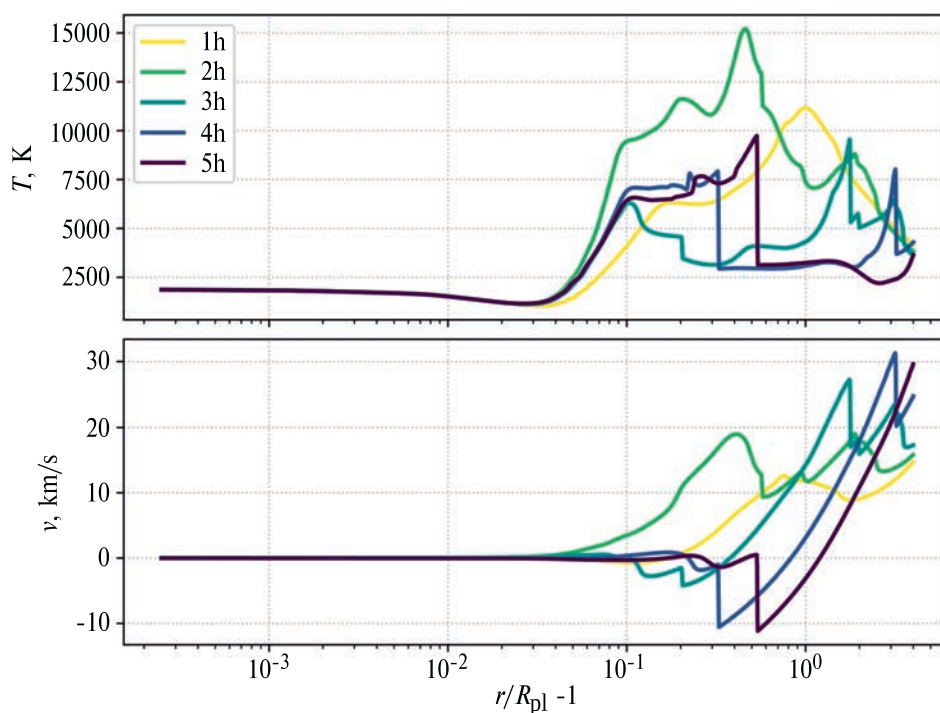


Рис. 10. Радиальные профили температуры (вверху) и скорости (внизу) в верхней атмосфере горячего юпитера для модели X2X3. Каждая кривая соответствует различному времени, прошедшему от начала звездной вспышки.

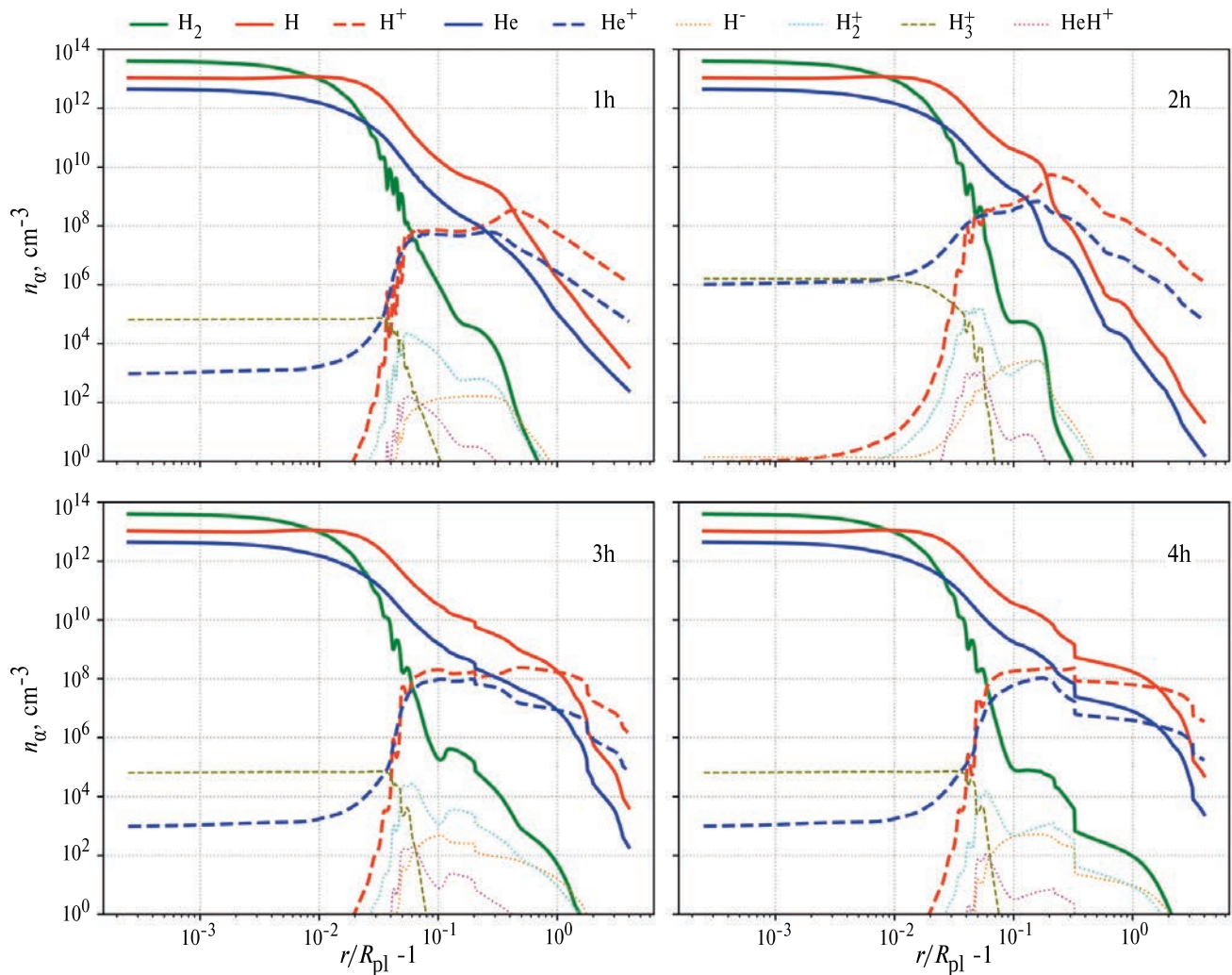


Рис. 11. Профили концентраций компонентов в верхней атмосфере горячего юпитера для модели X2X3 в различные моменты времени от начала вспышки.

нарными вспышками. Это, в свою очередь, может увеличить шансы для обнаружения данных проявлений фотометрическими и спектральными методами с помощью планируемой к запуску обсерватории Спектр-УФ. Подробно этот вопрос будет рассмотрен нами в последующий работах. Такие проявления можно непосредственно фиксировать в наблюдениях возмущенных атмосфер горячих юпитеров.

На правой панели рис. 9 представлены зависимости темпа потери массы $\dot{M}$ от времени для моделей X2X1, X2X2 и X2X3. В результате первой вспышки величина $\dot{M}$ возрастает в 5.7 раз по сравнению со спокойным состоянием атмосферы. В моделях X2X1 и X2X2 дальнейшего увеличения этого параметра не происходит. В модели X2X3 вторая вспышка повышает темп

потери массы в 17.3 раз по сравнению с первоначальным значением. Активная фаза динамического отклика продолжается около 15 часов. Период релаксации атмосферы к исходному состоянию, как и в случае одиночной вспышки, составляет порядка суток.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вспышка родительской звезды приводит к дополнительному локальному нагреву верхней атмосферы горячего юпитера. В результате возникает динамический отклик, приводящий к образованию двух ударных волн. В расширяющейся атмосфере (планетный ветер) с учетом движения вещества обе ударные волны распространяются наружу. Мы рассмотрели одиночные вспышки, в которых поток жесткого

УФ излучения возрастает в 10, 100 и 1000 раз по сравнению со спокойным состоянием звезды. Результаты расчетов показали, что в этих случаях темп потери массы в возмущенной атмосфере типичного горячего юпитера возрастает в 1.8, 5.7 и 14.1 раза соответственно. При этом активная фаза динамического отклика продолжается примерно 12 часов после вспышки, а характерный период релаксации к исходному состоянию атмосферы составляет порядка суток. Эти выводы хорошо согласуются с результатами, полученными ранее [8, 9].

Мы изучили воздействие на атмосферу горячего юпитера повторной вспышки, состоящей из идущих друг за другом двух одиночных вспышек. Характер динамического отклика в этом случае оказывается более сложным. Каждая отдельная вспышка приводит к формированию двух ударных волн, которые затем взаимодействуют между собой. Интересно отметить, что в случае повторной вспышки эффект воздействия не является аддитивным. По-видимому, это обусловлено тем, что к началу второй вспышки атмосфера уже возмущена первой вспышкой. Результаты расчетов показали, что достаточно сильные одиночные и повторные вспышки могут почти полностью разрушать облачный слой молекулярного водорода. Однако в спокойном состоянии он вновь восстанавливается.

В целом можно сказать, что вспышечная активность звезд солнечного типа не оказывает существенного влияния на эволюцию планетных атмосфер горячих юпитеров. Однако, как указывалось ранее, одной из основных задач данной работы было оценить потенциальный вклад вспышечной активности звезды в наблюдательные проявления отклика атмосферы горячей экзопланеты на это воздействие. По результатам расчетов было показано, что в случае сильных одинарных (модель X3) и повторных (модель X2X3) вспышек помимо значительного локального нагрева верхней атмосферы горячего юпитера и ее достаточно сильного расширения, возможно также и существенное увеличение концентрации водорода в этих областях (вплоть до двух порядков величины) в первые часы после вспышки. Это, в свою очередь, может отразиться на двух потенциально наблюдаемых эффектах в УФ диапазоне длин волн: 1) увеличении глубины транзита и более раннем начале транзита в УФ участке спектра за счет формирования плотной

и расширенной верхней атмосферы; 2) увеличении поглощения в синем крыле линии $H\ I\ Ly\alpha$ за счет эффективного образования ЭНА водорода. Оба этих эффекта могут проявляться и при взаимодействии оболочки горячей экзопланеты со звездным ветром и КВМ. Поэтому, впоследствии, важно учитывать указанные эффекты для корректного определения параметров звездного ветра и КВМ из наблюдений оболочек горячих экзопланет [22] с помощью планируемой к запуску космической обсерватории Спектр-УФ [14, 15]. Также, полученные с помощью разработанной модели результаты важны с точки зрения граничных условий для последующего трехмерного моделирования влияния КВМ на оболочки горячих экзопланет. Решение этих задач позволит обогатить наши знания о космической погоде у других звезд солнечного типа и даст новую информацию о солнечно-земных связях.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке программы 10 “Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика” Национального центра физики и математики.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят И. Ф. Шайхисламова за полезные обсуждения. Расчеты проводились с помощью численного кода Stribog hde 1.0 (номер государственной регистрации № 2024661907).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. Maehara, T. Shibayama, S. Notsu, Y. Notsu, et al., *Nature* **485**, 478 (2012).
2. Y. Notsu, H. Maehara, S. Honda, S. L. Hawley, et al., **876**, id. 58 (2019).
3. M. N. Günther, Z. Zhan, S. Seager, P. B. Rimmer, et al., *Astron. J.* **159**(2), id. 60 (2020).
4. A. Segura, L. M. Walkowicz, V. Meadows, J. Kasting, and S. Hawley, *Astrobiology* **10**(7), 751 (2010).
5. M. A. Tilley, A. Segura, V. Meadows, S. Hawley, and J. Davenport, *Astrobiology* **19**(1), 64 (2019).
6. D. Atri and S. R. C. Mogan, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Letters* **500**(1), L1 (2021).
7. L. N. R. do Amaral, L. Barnes, A. Segura, and R. Luger, **928**, id. 12 (2022).
8. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, A. A. Cherenkov,

- L. Fossati, and C. Moestl*. **869**, id. 108 (2018).
9. *D. V. Bisikalo, A. A. Cherenkov, V. I. Shematovich, L. Fossati, and C. Moestl*, *Astron. Rep.* **62**, 648 (2018).
10. *A. A. Cherenkov, I. F. Shaikhislamov, D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, L. Fossati, and C. Moestl*, *Astron. Rep.* **63**, 94 (2019).
11. *V. I. Shematovich, D. E. Ionov, and H. Lammer*, *Astron. and Astrophys.* **571**, id. A94 (2014).
12. *D. E. Ionov, V. I. Shematovich, and Ya. N. Pavlyuchenkov*, *Astron. Rep.* **61**, 387 (2017).
13. *D. E. Ionov, Y. N. Pavlyuchenkov, and V. I. Shematovich*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, 5639 (2018).
14. *A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al.*, *Astron. Rep.* **60**(1), 1 (2016).
15. *B. M. Shustov, M. E. Sachkov, S. G. Sichevsky, R. N. Arkhangelsky, et al.*, *Solar System Res.* **55**(7), 677 (2021).
16. *А. Г. Жилкин, Ю. Г. Гладышева, В. И. Шематович, Д. В. Бисикало*, *Астрон. журн.* **100**(12), 1190 (2023).
17. *А. Г. Жилкин, Ю. Г. Гладышева, В. И. Шематович, Г. Н. Цуриков, Д. В. Бисикало*, *Астрон. журн.* **101**, в печати (2023).
18. *L. Fossati, C. A. Haswell, C. S. Froning, L. Hebb, et al.*, **714**, L222 (2010).
19. *M. Holmstrom, A. Ekenback, F. Selsis, T. Penz, et al.*, *Nature*. **451**, 970 (2008).
20. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, **832**, id. 173 (2016).
21. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, A. G. Berezutsky, et al.*, **885**, id. 67 (2019).
22. *В. И. Шематович, И. Ф. Шайхисламов, А. Г. Жилкин, И. С. Саванов, Г. Н. Цуриков, Д. В. Бисикало*, *Физмат* **1**(1), 20 (2023).
23. *A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo*, *Universe* **7**, 422 (2021).
24. *A. G. Zhilkin*, *Astron. Rep.* **67**(4), 307 (2023).
25. *Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин, А. А. Боярчук*, *Газодинамика тесных двойных звезд*. М.: Физматлит, 2013.
26. *А. А. Самарский, Е. С. Николаев*, *Методы решения сеточных уравнений*. М.: Наука, 1978.
27. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al.*, *Nature* **422**, 143 (2003).
28. *G. B. Field*. **142**, 531 (1965).
29. *T. Yoneyama*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **25**, 349 (1973).
30. *Y. G. Gladysheva, A. G. Zhilkin, and D. V. Bisikalo*, *INASAN Sci. Rep.* **5**, 1 (2020).

THE EFFECT OF STAR FLARE ACTIVITY ON THE STRUCTURE OF THE HYDROGEN-HELIUM UPPER ATMOSPHERE OF HOT JUPITER

A. G. Zhilkin^{a,*}, Y. G. Gladysheva^a, V. I. Shematovich^a, G. N. Tsurikov^a, D. V. Bisikalo^{b,a}

^a*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*National center of physics and mathematics, Sarov, Russia*

*E-mail: zhilkin@inasan.ru

In the paper using 1D aeronomic model the impact of a stellar flare on the upper atmosphere of hot Jupiter is investigated. The atmosphere is assumed to have a hydrogen-helium chemical composition, and calculations were carried out for the hot Jupiter HD 209458b. We examined single and repeated flares in which the flux of hard UV radiation increases by 10, 100 and 1000 times compared to the quiescent state of the star. The active phase of the dynamic response of the atmosphere lasts 12–15 hours after the flare, and the characteristic period of relaxation to the initial state is about a day. From the results obtained it follows that the flare activity of solar-type stars does not have a significant effect on the evolution of the planetary atmospheres of hot Jupiters. However, the interpretation of transit observations of the disturbed atmospheres of hot Jupiters will make it possible to separate from each other the observational effects associated with the interaction of stellar flares and coronal mass ejections with the upper atmospheres and envelopes of these planets. This will make it possible to more accurately determine the parameters of the stellar wind and coronal mass ejections of solar-type parent stars.

Keywords: hot Jupiters, aeronomy, numerical simulations, hydrodynamics, chemical reactions, thermal balance