УДК [524.3:523.4-852]:52-17

КИНЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ СУБ-НЕПТУНА *π* Men c

© 2025 А. А. Автаева^{1*}, В. И. Шематович^{1**}

¹Институт астрономии РАН, Москва, 119017 Россия

Поступила в редакцию 27 июня 2024 года; после доработки 4 октября 2024 года; принята к публикации 15 октября 2024 года

Наблюдения экзопланет в ультрафиолетовом диапазоне дают информацию о строении атмосферы экзопланеты, а также о темпе потери вещества из атмосферы. Наблюдения, проводимые в спектральной линии H Ly α на космическом телескопе им. Хаббла (HST) для экзопланеты π Men c, не выявили поглощения в синем и красном крыле линии. Однако из-за особенностей орбиты HST эти наблюдения не позволяют однозначно говорить о присутствии или отсутствии водорода в атмосфере экзопланеты, они дают лишь оценку на верхнюю границу значения массовой скорости для водорода в атмосфере. Экзопланета π Men c попадает на внешнюю границу деления Фултона со стороны суб-нептунов, что предполагает наличие водорода в атмосфере экзопланеты. Исходя из предположения, что *π* Men с имеет первичную водородно-гелиевую оболочку, мы провели кинетическое моделирование нетепловых процессов в верхней атмосфере экзопланеты π Men c. Рассматривались процессы рождения надтепловых частиц в экзотермической фотохимии под действием жесткого ультрафиолетового излучения (УФ) родительской звезды, а также воздействие проникающего в атмосферу потока протонов звездного ветра. Нетепловая потеря атмосферы, вызванная воздействием жесткого излучения родительской звезды, оказалась сравнима с оценками потока убегания вещества за счет тепловых процессов. Энергия, проникающая в атмосферу с протонами звездного ветра, полностью уходит на нагрев атмосферы.

Ключевые слова: экзопланеты, атмосферы экзопланет, кинетическое моделирование, нетепловые процессы, потеря атмосферы

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе рассматриваются нетепловые процессы, влияющие на потерю вещества атмосферами экзопланет. Для планет в тесных системах, с большими полуосями меньше 0.1 а.е., огромную роль в эволюции атмосферы играет влияние родительской звезды. В частности, жесткое (1–100 нм) УФ-излучение родительской звезды, проникающее глубоко в верхнюю атмосферу экзопланеты, в процессах экзотермической фотохимии создает надтепловые частицы с кинетическими энергиями больше нескольких величин (около 5 kT) тепловой энергии. Аналогично в столкновениях с протонами звездного ветра частицы атмосферы экзопланеты приобретают избыточную энергию, переходя в разряд надтепловых частиц.

Изучаемая экзопланета π Меп с находится на орбите, близкой к родительской звезде, на расстоянии 0.067 а.е.; ее параметры: радиус $R=2.06\,R_\oplus$, масса

 $M=4.52\,M_\oplus,$ где R_\oplus и M_\oplus — радиус и масса

Земли соответственно (Gandolfi et al., 2018); помещают ее на внешнюю границу деления Фултона¹ в распределении планет по радиусу. Это распределение, в соответствии с современной теорией эволюции планет, разделяет планеты по типу атмосферы: планеты, радиус которых превышает $2R_{\oplus}$, имеют первичную атмосферу, состоящую преимущественно из водорода и гелия, в то время как планеты с радиусами меньше 1.4 R_{\oplus} имеют вторичную атмосферу, состоящую из тяжелых компонентов. Планеты же, находящиеся в области деления Фултона, могут иметь любую атмосферу, в том числе и переходную. Именно поэтому так важны наблюдения экзопланет с радиусами в промежуточном диапазоне, а также получение детальных спектров их атмосфер и определение атмосферных компонент. Эти данные используются для детального изучения происходящих в переходной области процессов, а именно: потери первичной водородно-гелиевой атмосферной оболочки и образования вторичной.

Наблюдения экзопланеты *т* Men с на HST по-

¹Находится в области $1.4-2.0 R_{\oplus}$ (Fulton et al., 2017).

86

^{*}E-mail: nastyaavt@inasan.ru

^{**}E-mail: shematov@inasan.ru

казывают отсутствие поглощения в синем и красном крыле линии H Ly α , что свидетельствует об отсутствии в атмосфере экзопланеты водорода с высокими массовыми скоростями. При моделировании атмосферы на основе наблюдений предсказывается значительный отток вещества из атмосферы экзопланеты π Men c, но современные аэрономические модели не учитывают надтепловые частицы в атмосфере экзопланеты, а также процессы, в которых они образуются. В данной работе мы показываем влияние надтепловых процессов на потерю атмосферы экзопланеты π Men c.

В разделе 2 подробно рассматривается влияние родительской звезды на атмосферу горячей экзопланеты в целом. В разделе 3 приводятся сведения об исследуемой планете и подходах к изучению ее атмосферы. Обзор тепловых процессов эволюции атмосферы рассматривается в разделе 4, в разделе 4.2 приведены значения, полученные другими авторами. В разделе 5 изучается вклад экзотермической фотохимии в нетепловое убегание атмосферы экзопланеты. Используемая в данном исследовании кинетическая модель представлена в разделе 5.1, а результаты расчетов обсуждаются в разделе 5.2. В разделе 6 рассматривается нетепловое влияние звездного ветра за счет перезарядки протонов в верхней атмосфере экзопланеты; используемая модель представлена в разделе 6.1, а результаты полученных расчетов — в разделе 6.2. В разделе 7 обсуждаются основные выводы проведенного исследования.

2. ВЛИЯНИЕ РОДИТЕЛЬСКОЙ ЗВЕЗДЫ НА АТМОСФЕРУ ГОРЯЧЕЙ ЭКЗОПЛАНЕТЫ

В случае горячей экзопланеты из-за близкого относительного расположения звезды и планеты (при расстоянии между ними менее 0.1 а.е.) воздействие родительской звезды существенно увеличивается. Возрастает чисто гравитационное влияние, а именно приливное воздействие, изменяющее структуру атмосферы экзопланеты. В результате возможно образование несимметричной атмосферы и разогрев ядра самой экзопланеты. При сближении со звездой происходит приближение к центру планеты точек Лагранжа. Ее обширная атмосфера выходит за пределы полости Роша, становясь атмосферой открытого типа, что приводит к частичной и даже полной потере всей атмосферы или ее верхних слоев. Кроме того, звезда излучает во всем спектральном диапазоне длин волн и своим жестким ультрафиолетовым излучением греет атмосферу экзопланеты. Звездный ветер (ЗВ) — поток вещества от звезды — тоже вносит свой вклад в эволюцию атмосферы, способный как вызвать

значительную потерю (Bisikalo et al., 2013), так и привести к нагреванию атмосферы.

Рассмотрим подробнее влияние излучения родительской звезды. Первый, наиболее часто рассматриваемый процесс — это тепловое гидродинамическое убегание атмосферы экзопланеты (Lammer et al., 2003; Shaikhislamov et al., 2020; Zhilkin, 2023). Считается, что данный процесс ведет к наибольшей скорости истечения вещества из атмосферы. Гидродинамические модели рассматривают атмосферу экзопланеты как целое, как смесь жидкостей. Из-за общего нагрева атмосферы вещество в среднем увеличивает кинетическую энергию и часть этого вещества может покинуть пределы атмосферы экзопланеты. Общий нагрев атмосферы влияет и на химические реакции, происходящие в ней; повышение температуры позволяет запустить реакции, раннее отсутствовавшие в атмосфере, что влияет на эволюцию химического состава. При этом существуют реакции экзотермической фотохимии, протекающие только под действием высокоэнергетичных фотонов и сопутствующих им потоков фотоэлектронов. Фотоны жесткого УФ-излучения родительской звезды проникают вглубь верхних слоев атмосферы и запускают процессы экзотермической фотохимии: диссоциации, прямой и диссоциативной ионизации компонентов атмосферного газа. Они описываются формулами в рамке зеленого цвета на рис. 1, где дано схематичное представление воздействия родительской звезды на атмосферу экзопланеты π Men с. Эти процессы тоже вносят существенный вклад в убегание вещества из атмосферы и в изменение химического состава. В случае первичных водородно-гелиевых атмосфер максимальный вклад вносит диссоциация молекулярного водорода с образованием надтепловых атомов водорода с высокими энергиями. Образующиеся атомы способны как убежать из атмосферы, так и внести дополнительный вклад в общий нагрев атмосферы (Avtaeva and Shematovich, 2021).

Рассмотрим далее влияние ЗВ на атмосферу горячей экзопланеты. Самое яркое проявление влияния ЗВ — это гидродинамическое поджатие атмосферы, при котором его поток формирует внешние границы атмосферы и ее форму, взаимодействуя с атмосферой как целым. Достаточно сильный поток ЗВ способен привести к образованию кометоподобного хвоста у атмосферы или же полностью сдуть атмосферу экзопланеты при условии сильных корональных выбросов массы родительской звезды (Bisikalo et al., 2021).

В случае открытого типа атмосферы экзопланеты, когда границы атмосферы находятся за пределами звукового радиуса, ЗВ формирует направление и форму планетного оттока вещества (Carolan et al., 2020; Vidotto and Cleary, 2020). В случае закрытого типа атмосферы, когда все ее вещество находится внутри возможного звукового радиуса, ЗВ подавляет планетный отток вещества, уменьшая или даже предотвращая выход вещества из атмосферы (Carolan et al., 2020; Vidotto and Cleary, 2020).

Второе проявление ЗВ — это проникновение его протонов в атмосферу экзопланеты. В области перезарядки (желтая область на рис. 1) происходит образование энергетических нейтральных атомов водорода со сверхвысокими энергиями (ЭНА Н), которые способны пройти глубоко внутрь верхних слоев атмосферы. При достижении определенной концентрации окружающего газа, ЭНА Н теряют свою избыточную энергию в столкновениях, образуя надтепловые атомы водорода, способные убежать из атмосферы (область, выделенная рамкой голубого цвета на рис. 1). В итоге протоны ЗВ одновременно нагревают атмосферу и способствуют ее потере.

При наличии магнитного поля излучение родительской звезды и поток протонов ЗВ приводят к образованию так называемого ионосферного оттока из-за нагрева атмосферы (Gronoff et al., 2020). В случае отсутствия магнитного поля ЗВ ведет к захвату ионосферных ионов и разбрызгиванию атмосферы. В данном исследовании рассматривались процессы экзотермической фотохимии и влияние перезарядки протонов ЗВ независимо друг от друга для суб-нептуна π Men c.

Все представленные раннее факторы влияния на эволюцию атмосферы экзопланеты не являются независимыми, они дополняют друг друга и взаимодействуют между собой. Смена химического состава атмосферы, вследствие действия экзотермической фотохимии, приводит к изменению теплового гидродинамического убегания; гидродинамическое поджатие атмосферы сильным ЗВ приводит к повышению средней плотности атмосферы, вследствие чего протоны ЗВ и жесткое УФ-излучение проходят не так глубоко в атмосферу, как в случае слабого ЗВ и т.д. Спорадичность излучения родительской звезды (УФ-вспышки) и потока ЗВ (корональные выбросы массы) влияет на атмосферу горячих экзопланет, и та не находится в стационарном состоянии, меняясь со временем при изменении внешних факторов — активности родительской звезды.

3. ЭКЗОПЛАНЕТА π Men c

Изучаемая в работе экзопланета π Men с является переходной планетой между суб-нептунами и супер-землями из-за своего относительно малого размера — $2.06 \pm 0.03 R_{\oplus}$ (Gandolfi et al.,

2018). Такие размеры соответствуют границе деления Фултона $(1.4-2.0 R_{\oplus})$ в распределении по радиусам со стороны суб-нептунов. Это деление по радиусу разделяет атмосферы экзопланет на два типа: со стороны суб-нептунов находятся планеты с первичной водородно-гелиевой оболочкой (верхней атмосферой) и радиусами, превосходящими 2.0 R_{\oplus} со стороны супер-земель — планеты с вторичными оболочками (верхними атмосферами), содержащими обилие тяжелых молекул, и радиусами меньше 1.4 R_{\oplus} . Планеты, находящиеся в промежутке между этими границами, могут иметь любой тип атмосферы: первичную, вторичную или переходную.

Экзопланета π Men с имеет массу, равную $M = 4.52 \pm 0.81 M_{\oplus}$ (Gandolfi et al., 2018), и, следовательно, среднюю плотность планеты 2.82 г см⁻³, что позволяет отнести ее к типу горячих субнептунов, имеющих первичную, либо близкую к первичной, переходную атмосферу с преимущественным содержанием водорода. Наблюдения родительской звезды π Men и экзопланеты π Men с на телескопе им. Хаббла показывают отсутствие поглощения в синем и красном крыле линии H Ly α (García Muñoz et al., 2020), что дает ограничение на массовые скорости присутствующего в атмосфере водорода.

Родительская звезда π Меп является звездой солнечного типа ($M = 1.02 M_{\odot}$, $R = 1.01 R_{\odot}$, Gandolfi et al., 2018) и принадлежит классу G0 V, что удобно для дальнейших расчетов и построений аэрономических моделей. При этом π Меп достаточно молодая звезда — 3 млрд лет, но относительно спокойная, что позволяет в расчетах использовать стационарный поток жесткого УФ-излучения и поток протонов ЗВ от родительской звезды.

Суб-нептун *т* Меп с располагается близко к своей родительской звезде, на расстоянии 0.067 а.е., что делает ее влияние существенным. В то же время большая часть атмосферы данной экзопланеты находится внутри полости Роша, исследуемые в работе области атмосферы экзопланеты оказываются ниже точки Лагранжа L₁, расположенной на расстоянии 13.6 R_p, поэтому гравитационное влияние звезды несущественно (оранжевая область на рис. 1). В используемых нами моделях нетепловой потери атмосферы экзопланеты требуется наличие нейтральной атмосферы, в которой учитываются тепловое гидродинамическое убегание атмосферы и гидродинамическое поджатие атмосферы, поэтому в качестве начальных использовались данные, взятые из аэрономической модели Shaikhislamov et al. (2020). Концентрации основных компонентов атмосферы представлены на рис. 1.



Рис. 1. Схематичное представление воздействия родительской звезды на атмосферу экзопланеты π Men c. Рассматриваемая область атмосферы экзопланеты находится в пределах от 1 Rp до 19 Rp. От звезды к планете движутся два потока энергии: жесткое УФ-излучение и протоны ЗВ с высокими энергиями. (1) Жесткое УФ-излучение проходит глубоко в атмосферу без изменений, и на высоте ниже примерно $5 R_p$ начинается образование надтепловых атомов водорода в процессах диссоциации и диссоциативной ионизации молекулярного водорода под действием УФ-излучения (см. формулы в зеленой рамке). В зеленой рамке (от 2.5 R_p до 4.7 R_p) — область взаимодействия жесткого УФ-излучения и молекулярного водорода. Она является переходной областью Н → H₂, где процессы экзотермической фотохимии начинают преобладать, по сравнению с остальными высотами. (2) Протоны ЗВ с высокими энергиями обмениваются зарядом с нейтральными атомами водородной короны в области перезарядки (желтая область), находящейся ниже 18 Rp, в результате образуются энергетически нейтральные атомы водорода (ЭНАН), которые проникают вглубь атмосферы (формулы представлены в желтой рамке). Далее происходит взаимодействие ЭНА Н с атмосферными атомами водорода (см. формулы в голубой рамке). Область в голубой рамке (от 4.0 R_p до 8.6 R_p) — область исследования взаимодействия ЭНА H с атмосферным водородом из планетной короны, с образованием надтепловой фракции водорода. Точка Лагранжа, находящаяся на уровне 13.6 Rp (оранжевая область), указывает на возможность не учитывать гравитацию родительской звезды для исследуемых областей. Концентрации компонентов нейтральной атмосферы взяты из Shaikhislamov et al. (2020); красными линиями представлены надтепловые фракции водорода, полученные в наших расчетах.

4. ТЕПЛОВЫЕ ПОТЕРИ АТМОСФЕРЫ π Men c

Тепловые потери атмосферы — наиболее часто рассматриваемые процессы. На данный момент существует несколько исследований экзопланеты π Men c. В наших моделях использовалась нейтральная атмосфера, рассчитанная с учетом теплового гидродинамического убегания (Shaikhislamov et al., 2020), основанная на подходе сплошной среды, когда атмосфера рассматривается как смесь нескольких жидкостей; в ней учитываются гидродинамическое взаимодействие между жидкостями, общий нагрев вещества из-за излучения, гравитационное воздействие родительской звезды и экзопланеты, а также механическое влияние вероят-

ного ЗВ на атмосферу как целое. Поток убегания вещества из атмосферы, полученный при данном подходе, изменяется в пределах $(1-40) \times 10^{10}$ г с⁻¹ в зависимости от параметров системы (рис. 4 в Shaikhislamov et al., 2020), и при использованных нами параметрах темп тепловой потери атмосферы составляет около 4×10^{10} г с⁻¹.

4.1. Аппроксимации темпа тепловой потери атмосферы экзопланетой

Для получения оценок темпа тепловой потери атмосферы планеты без детального моделирования системы широко используются различные аппроксимационные подходы, в том числе аппроксимация

2025

на основе системы параметров — это уравнение ограничения по энергии (Watson et al., 1981; Lammer et al., 2003):

$$\dot{M} = \frac{\pi n R_{\rm pl}^3 F_{\rm XUV}}{G M_{\rm pl}} \tag{1}$$

или его вариация, учитывающая влияние края полости Роша (Erkaev et al., 2007):

$$\dot{M} = \frac{\pi n R_{\rm pl} R_{\rm XUV}^2 F_{\rm XUV}}{G M_{\rm pl} K},\tag{2}$$

где $R_{\rm pl}$ — фотометрический радиус планеты, $R_{\rm XUV}$ — эффективный радиус, на котором XUV-излучение звезды наиболее эффективно поглощается в верхней атмосфере планеты (Erkaev et al., 2007; 2017), *G* — гравитационная постоянная, n — эффективность нагрева, $F_{\rm XUV}$ — получаемый планетой поток XUV-излучения от родительской звезды, $M_{\rm pl}$ — масса планеты, K — фактор полости Роша (Erkaev et al., 2007), посредством которого учитывается приливное влияние гравитационного поля родительской звезды на атмосферный газ в направлении звезда-планета.

В общем случае формула хорошо воспроизводит темпы убегания, полученные с помощью детального гидродинамического моделирования верхней атмосферы, особенно для атмосфер горячих газовых гигантов (Lammer et al., 2009; Fossati et al., 2015; Salz et al., 2016; Erkaev et al., 2016, 2017). Изза ее аналитической формы, позволяющей быстрое вычисление, в большей части моделей планетной эволюции и популяции экзопланет используется этот подход для моделирования атмосферного убегания (Jackson et al., 2012; Lopez and Fortney, 2013; Jin et al., 2014; Lopez, 2017). Тем не менее данное приближение существенно недооценивает темп потери массы для планет, обладающих низкой плотностью и при этом испытывающих сильное облучение потоком от родительской звезды. У таких планет убегание контролируется как внутренней тепловой энергией планеты, так и ее низкой гравитацией (Lammer et al., 2016; Stökl et al., 2016; Fossati et al., 2017). Также уравнение существенно переоценивает темп потери массы для планет с гидростатическими атмосферами, где процесс контролируется джинсовским убеганием (Salz et al., 2016; Fossati et al., 2018). В дополнение к сказанному это уравнение не учитывает эффекты диссоциации и ионизации молекулярного водорода и то, что в верхних атмосферах горячих экзопланет большая часть входной энергии в итоге переходит в кинетическую энергию газа, которая сильно влияет на гидродинамическую модель.

Подход, использованный Johnstone et al. (2015), предполагал программирование малой сетки гидродинамических моделей верхних атмосфер и экстракцию темпа потери массы методом интерполяции между ячейками сетки. Johnstone et al. (2015) проводили моделирование возможной эволюции атмосферы молодой Земли в обход допущений, связанных с использованием аналитических формул. Такой путь дает более надежные вычисления планетной эволюции, подходящие для использования с различными тепловыми режимами оттока и позволяющие получить гладкий переход между ними. Kubyshkina et al. (2018а) расширили подход Johnstone et al. (2015) и представили большую сетку гидродинамических моделей верхних атмосфер. вычисленных для параметров планет в диапазоне $1-40 M_{\oplus}$, а также метод интерполяции для получения модельных выходных параметров, таких как атмосферная температура, скорости, плотности, обилие производных водорода и итоговые темпы оттока для любой планеты внутри границ сетки. Такой подход может быстро дать результат полного моделирования верхней атмосферы без необходимости проведения длительного расчета.

Kubyshkina et al. (2018b) представили аналитическое выражение для вычисления темпа потери массы как функции системы параметров, разработанное на основе результатов предыдущего метода (Kubyshkina et al., 2018а). По конструкции это выражение имеет преимущество над уравнением ограничения по энергии и корректно учитывает $R_{\rm XUV}$, а также более адекватно воспроизводит темп потери массы даже для случаев, где уравнение ограничения по энергии не применимо (например, случаи горячих планет с низкой средней плотностью и планет с гидростатическими атмосферами). Гидродинамическая аппроксимация основана на решетке из почти 7000 одномерных гидродинамических моделей водородной верхней атмосферы, покрывающих системы, удовлетворяющие следующим ограничениям: планета массой 1-39 М_⊕, радиусом $1-10 R_{\oplus}$, равновесной температурой 300-2000 К, родительская звезда массой $0.4-1.3 M_{\odot}$, радиус орбиты 0.002-1.3 а.е. и светимость в диапазоне XUV около $10^{26}-5 \times 10^{30}$ эрг с⁻¹. Данная аппроксимация задается выражением:

$$\dot{M} = e^{\beta} F_{\rm XUV}^{\alpha_1} d^{\alpha_2} R^{\alpha_3} L^{\zeta + \theta \ln d}, \qquad (3)$$

где β , α_1 , α_2 , α_3 , ζ , θ — вычисленные Kubyshkina et al. (2018b) коэффициенты, выбираемые в зависимости от режима истечения оболочки, d радиус орбиты в астрономических единицах, R радиус планеты в радиусах Земли, L — джинсовский параметр системы, равный отношению гравитационной энергии к тепловой энергии атома водорода на фотометрическом радиусе планеты.

4.2. Тепловые потери атмосферы суб-нептуна π Men c

Описанные в разделе 4.1 аппроксимационные подходы к оценке убегания атмосферы используются достаточно широко и требуют знания таких параметров системы, как эффективность поглощения излучения родительской звезды, а также высота атмосферы планеты, на которой поглощение максимально. Используя выходные данные для системы звезды π Men и ее экзопланеты $(R_{\rm XUV} = 1.3 \times R_{\rm pl}, n = 0.2)$ в рамках описанных выше подходов с применением уравнений (1)-(3), посчитаем темп теплового оттока атмосферы. Аппроксимации темпа потери атмосферы таковы: (1) — 2.0×10^9 г с⁻¹, (2) — 3.1×10^9 г с⁻¹, $(3) - 2.5 \times 10^9$ г с⁻¹. Это наглядно демонстрирует, как используемый подход влияет на итоговый результат. Также рассмотрим данные из литературы, основанные на моделировании атмосферы π Men с. Самый большой темп гидродинамического оттока вещества показали Shaikhislamov et al. (2020) на рис. 4, где использовался гидродинамический подход: $\dot{M} = (1.0-40) \times 10^{10}$ г с⁻¹. Далее следуют расчетные оценки, найденные King et al. (2018), $\dot{M} = 2.8 \times 10^{10}$ г с⁻¹, и Gandolfi et al. (2018), $\dot{M} = 1.2 \times 10^{10} \,\mathrm{r\,c^{-1}}$, которые превосходят другие результаты практически на порядок. Оценка, выполненная Salz et al. (2016), соответствует по порядку величины результатам, полученным на основе аппроксимационных подходов $(\dot{M} = 3.0 \times 10^9$ г с⁻¹). К сожалению, оценки темпа потери массы *т* Меп с, основанные на наблюдениях, пока не получены. В связи с этим на данный момент имеются возможности только для сравнения различных моделей между собой.

5. ЭКЗОТЕРМИЧЕСКАЯ ФОТОХИМИЯ

Состав атмосферы оказывает существенное влияние на тепловые процессы, при этом сам сильно зависит от влияния родительской звезды. Тепловой режим и состав атмосферы связаны между собой через скорости нагрева и выхолаживания (см., например, аэрономические модели π Men с в García Muñoz et al., 2020; 2021; Shaikhislamov et al., 2020). Процессы фотохимии, такие как диссоциация электронным ударом, диссоциативная ионизация, фотодиссоциация и другие, являются основными источниками возбужденных тепловых и надтепловых атомов и фрагментов молекул в верхних атмосферах экзопланет (Shematovich and Marov, 2018).

5.1. Кинетическая модель

Предметом изучения данной части работы являлись процессы образования надтепловых атомов водорода при диссоциации и диссоциативной ионизации (4) молекулярного водорода в верхней атмосфере экзопланеты π Men с. Использовалось приближение первичной водородно-гелиевой атмосферы, и параметры модели атмосферы (см. рис. 1) были взяты согласно модели Shaikhislamov et al. (2020):

$$H_2 + h\nu \rightarrow \begin{cases} H(1s) + H^* \\ H(1s) + H^+ + e. \end{cases}$$
 (4)

Образующиеся в процессах (4) атомы водорода с высокими энергиями теряют свою избыточную энергию в упругих столкновениях с нейтральными компонентами окружающей атмосферы. Эффективность переноса энергии от атомов с ее избытком к частицам окружающей среды определяется распределениями углов рассеяния (см. ссылки в Avtaeva and Shematovich, 2021), которые, в свою очередь, характеризуются пиками в области малых углов рассеяния при относительно высоких значениях сечений упругого рассеяния. Следовательно, эффективность переноса энергии существенно зависит от энергии столкновения. Данные особенности упругого рассеяния учитываются в используемой численной модели (Avtaeva and Shematovich, 2021).

В данной части исследования рассматривалось влияние жесткого УФ-излучения родительской звезды *т* Меп на нетепловые процессы. Для расчетов использовался аппроксимированный спектр звездного излучения в спектральном диапазоне 0.5-91.2 нм при умеренном уровне звездной активности (Avtaeva and Shematovich, 2022a; b). Для вычисления скоростей образования надтепловых атомов водорода в процессах экзотермической фотохимии — диссоциации и диссоциативной ионизации Н₂ жестким УФ-излучением звезды — использовалась кинетическая модель, приведенная в работе Avtaeva and Shematovich (2021), в которой численно решается кинетическое уравнение Больцмана для надтепловых атомов водорода, образующихся в процессах (1) и (2) и теряющих избыток энергии в столкновениях с окружающей средой. Расчеты проводились в переходной области $H \rightarrow H_2$ (от 2.5 R_p до 4.7 R_p) верхней атмосферы экзопланеты π Men c (область в зеленой рамке на рис. 1).

5.2. Результаты расчетов

Максимум образования надтепловых атомов водорода приходится на высоту около $1.8 R_p$, что ниже расчетного диапазона, но на этой высоте

длина свободного пробега мала и образующиеся надтепловые частицы, сталкиваясь с окружающим атмосферным газом, локально термализуются и не влияют непосредственно на убегание атмосферы, а только на ее общий нагрев. Во входных данных для расчетов учитывалось гидродинамическое поджатие атмосферы ветром родительской звезды. Параметры используемого ветра: скорость потери массы звездой — 10^{11} г с⁻¹ ($0.1\dot{M}_{\odot}$), предельная скорость ЗВ — 400 км с⁻¹, что дает скорость 250 км с⁻¹ на расстоянии орбиты планеты π Men с. Это в свою очередь приводит к плотности ЗВ на орбите планеты — 3×10^2 см⁻³ (Shaikhislamov et al., 2020). Расчетный поток энергии в π Men на расстоянии 1 а.е. составляет 6 эрг с⁻¹ см⁻².

Спектры восходящих потоков надтепловых атомов водорода для разных высот показаны на рис. 2, штриховыми линиями указаны энергии, требуемые для убегания вещества из атмосферы на представленной высоте. Восходящие потоки тепловой фракции водорода не сильно меняются с высотой. Спектр теплового потока (черная линия) приведен для верхней границы исследуемой области, находящейся на 4.0 R_p. Убегающий поток надтепловых атомов водорода через верхнюю границу (4.0 R_p — красная линия на рис. 2) получился равным 1.4×10^{13} см⁻² с⁻¹, тогда как тепловой по-ток убегающего вещества, рассчитанный по формуле Джинса, равен 4.7×10^{12} см⁻² с⁻¹. Потоки сравнимы между собой, вследствие чего мы можем с уверенностью констатировать, что нетепловые процессы вносят существенный вклад в убегание вещества из атмосферы, заодно меняя относительный химический состав атмосферы.

6. ОБРАЗОВАНИЕ НЕТЕПЛОВОГО ПОТОКА УБЕГАНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА

Протоны, движущиеся от родительской звезды, составляют основную массу частиц ЗВ. В силу того, что протоны — заряженные частицы, они не могут проникать достаточно глубоко в нейтральную верхнюю атмосферу горячей экзопланеты изза препятствия в виде собственной или индуцированной магнитосферы. Поэтому они свободно проникают лишь во внешние области протяженной нейтральной короны, где и происходит перезарядка с нейтральными атомами водорода. Эта область называется областью перезарядки (диапазон высот выделен желтым цветом на рис. 1), в ней происходит обмен зарядом между высокоэнергетичными протонами ЗВ и нейтральными компонентами атмосферы — процесс (5):

$$\mathrm{H}^{+}(E) + \mathrm{H}_{\mathrm{th}} \to \Im \mathrm{HA} \,\mathrm{H}(E) + \mathrm{H}_{\mathrm{th}}^{+}.$$
 (5)



Рис. 2. Спектры восходящих потоков надтепловых атомов водорода, образованных в процессах экзотермической фотохимии, на разных высотах. Черной линией показана тепловая фракция водорода, соответствующая среднему значению для представленных высот. Штриховыми линиями отмечены энергии убегания для заданных высот.

Для исследуемой экзопланеты область перезарядки находится на расстоянии $18 R_p$; в результате процесса (5) образуются нейтральные атомы водорода с высокими энергиями (ЭНА Н), которые уже свободно проходят вглубь атмосферы экзопланеты и начинают активно взаимодействовать с атмосферным газом, передавая часть своей избыточной энергии частицам окружающей среды в столкновениях (6), в результате чего образуются новые частицы с высокими энергиями в окружающем газе:

$$\Im \operatorname{HA} \operatorname{H}(E') + \operatorname{H}_{\operatorname{th}} \to \Im \operatorname{HA} \operatorname{H}(E' - E) + \operatorname{H}_{h}(E).$$
(6)

В атмосфере экзопланеты появляются три (сверх-, над- и тепловая) фракции водорода с разными энергиями:

$$\mathbf{H} \rightarrow \begin{cases} \exists \mathbf{H} \mathbf{A} \, \mathbf{H} \, (E > 100 \, \mathfrak{sB}) \\ \mathbf{H}_h \, (1 \, \mathfrak{sB} < E < 100 \, \mathfrak{sB}) \\ \mathbf{H}_{\mathrm{th}} \, (E < 1 \, \mathfrak{sB}). \end{cases}$$
(7)

6.1. Кинетическая модель

Взаимодействия высыпающихся энергичных протонов ЗВ с основными атмосферными компонентами, в нашем случае с водородом, включают перенос импульса и энергии в упругих и неупругих



Рис. 3. Энергетические спектры F_E нисходящего (а) и восходящего (b) потоков энергии надтепловых атомов водорода (1 эВ < E < 100 эВ) и ЭНА Н (E > 100 эВ) на разных высотах. Спектры нисходящего (c) и восходящего (d) числовых потоков F_p надтепловых атомов водорода и ЭНА Н на аналогичных высотах.

столкновениях, ионизацию атмосферных молекул и атомов, а также столкновения с переносом заряда и захватом электрона. Энергичные атомы водорода с высокими кинетическими энергиями, образующиеся в процессах перезарядки протонов с атмосферными компонентами (5), также в дальнейшем взаимодействуют с основными компонентами атмосферы, что сопровождается переносом импульса и кинетической энергии в упругих и неупругих столкновениях (6) и процессах ионизации и отрыва электрона (то есть ионизацией ударяющего атома водорода).

Для расчетов были использованы разработанные ранее и адаптированные для суб-нептунов кинетические модели Монте-Карло для исследования высыпания протонов и атомов водорода с высокими энергиями в планетные атмосферы (Shematovich et al., 2011, 2021; Avtaeva and Shematovich, 2023). Это позволило провести расчеты скорости поглощения энергии плазмы ЗВ в планетной короне и уточнить оценки скорости нетепловой потери атмосферы за счет воздействия ЗВ родительской звезды.

Аналогично предыдущим расчетам для экзотермической фотохимии, верхняя граница исследуемой области атмосферы планеты π Меп с находится значительно ниже положения точки Лагранжа L₁, и гравитационное влияние звезды на траектории атомов водорода не учитывалось при расчетах. Весь интервал высот был разбит на ячейки размером порядка 200 км, что сравнимо с длиной свободного пробега атомов водорода на нижней границе области (4 R_p). В данных расчетах использовалось приближение первичной водородной атмосферы.

6.2. Результаты расчетов

В рассмотренном случае средней звездной активности для родительской звезды *т* Men, поток энергии невозмущенного умеренного ЗВ оценивается величиной около 3200 эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ (порядка 10 М_☉), но из-за достаточно низкой эффективности перезарядки примерно 10% (Shematovich et al., 2021) протонов в протяженной водородной короне в верхнюю атмосферу горячего суб-нептуна π Men с проникает поток ЭНАН с энергией около 320 эрг см⁻² с⁻¹ (черная линия на рис. 3), что в несколько раз ниже привносимого в атмосферу потока энергии УФ-излучения величиной примерно 1350 эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ (García Muñoz et al., 2020; Shaikhislamov et al., 2020). Для расчетов использовался спектр солнечного ветра, измеренный прибором SWIA на борту космического аппарата MAVEN, находящегося на орбите Марса (измерения Halekas et al., 2015, показаны черными линиями на рис. 3).

Поток ЭНА Н, движущийся вниз, по мере прохождения вглубь исследуемой области уменьшается, и его энергетический спектр (см. рис. За,с) все меньше похож на спектр входящего потока ЭНА Н (черная линия на рис. За,с). В исследуемую область входит поток ЭНА Н, созданный под воздействием ЗВ, равный 3.5×10^{11} см⁻² с⁻¹, с общей энергией — 327 эрг см⁻² с⁻¹. К $8.0 R_p$ (розовая линия на рис. За) остается всего 40%энергии (что соответствует суммарному энергетическому потоку в 132 эрг см⁻² с⁻¹) от изначального потока энергии ЭНА Н, остальная энергия или поглощается (большая часть), или отражается



Рис. 4. Энергетический (а) и числовой (b) потоки над- и сверхтепловых атомов водорода с энергиями выше локальной энергии убегания, в зависимости от расстояния от центра планеты для исследуемой области верхней атмосферы: (4–8) R_p . Нисходящие и восходящие потоки — красные и синие линии соответственно. Штриховой линией показаны значения потока ЭНА H, проникающих через верхнюю границу исследуемой области.

(меньшая часть — несколько процентов) и составляет восходящий поток. Практически вся энергия входящего потока ЭНА Н к нижней границе исследуемой области ($4.0 R_p$ — зеленые линии на рис. 3) передалась тепловой фракции атмосферы или отразилась (2.3% от входящего потока) и перешла в восходящий поток (рис. 3b,d) атомов водорода с высокими энергиями.

Через верхнюю границу покидает исследуемую область поток атомов водорода величиной в 1.6×10^{10} см⁻² с⁻¹, уносящих с собой энергию, равную 7.8 эрг см⁻² с⁻¹, через нижнюю — 1.8×10^8 см⁻² с⁻¹ атомов водорода, уносящих с собой энергию, равную 0.19 эрг см⁻² с⁻¹ (рис. 4); вся остальная пришедшая с протонами ЗВ энергия пошла на нагрев атмосферы. На рис. 5 показано сравнение расчетных спектров числовых потоков надтепловых атомов водорода на расстоянии 4 R_p от центра экзопланеты π Men c. Убегающий из атмосферы восходящий поток атомов водорода, образующихся за счет перезарядки протонов ЗВ, показан красным цветом, а поток за счет процессов экзотермической фотохимии — черным цветом.

7. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Для удобства сравнения полученных нами результатов с результатами других авторов вычислим поток убегания вещества с планеты в целом, умножив потоки убегания на поверхность атмосферы на высоте экзобазы. Для экзотермической фотохимии это значение равно $6 \times 10^9 \, r \, c^{-1}$, когда джинсовское тепловое убегание вещества составляет $2 \times 10^9 \, r \, c^{-1}$, гидродинамическое моделирование (Shaikhislamov et al., 2020) дает оценки $4 \times 10^{10} \, r \, c^{-1}$, дополнительный прямой поток убегания за счет перезарядки протонов ЗВ существенно меньше приведенных величин и не компенсирует проникающий в атмосферу поток перезаряженных протонов ЗВ (см. рис. 5). Проведенные расчеты



Рис. 5. Расчетные спектры числовых потоков надтепловых атомов водорода на расстоянии $4 R_p$ от центра экзопланеты π Men c. Красным цветом представлен восходящий поток атомов водорода, образующихся за счет перезарядки протонов ЗВ. Черным — восходящий поток надтепловых атомов водорода, образующийся за счет процессов экзотермической фотохимии.

показали, что энергия проникающего в атмосферу потока ЭНА Н, образующегося при перезарядке протонов ЗВ с тепловыми атомами водородной короны, преимущественно идет на нагрев водородной короны горячей экзопланеты и создание надтепловых и сверхтепловых фракций водорода в атмосфере экзопланеты (красная линия в области, выделенной рамкой голубого цвета на рис. 1).

Атмосферный нагрев плазмой ЗВ важен лишь в самых внешних областях протяженной водородной короны. Баланс энергии в термосфере горячей экзопланеты определяется процессами поглощения излучения родительской звезды в диапазонах мяг-

кого рентгеновского и жесткого ультрафиолетового (1-100 нм) излучения (García Muñoz et al., 2020; Shaikhislamov et al., 2020). По расчетам высотного распределения надтепловой фракции атомарного водорода (рис. 1, красная линяя в зеленой области), образующейся за счет переноса энергии в столкновениях высокоэнергичных атомов водорода с тепловыми атомами протяженной водородной короны горячего суб-нептуна π Men c, данная фракция является лишь малой примесью к тепловой фракции нейтрального водорода в короне экзопланеты. При этом поток нетепловой потери атмосферы за счет экзотермической фотохимии сравним с тепловой потерей атмосферы. Оба этих процесса существенно влияют на атмосферу экзопланеты, меняя относительный химический состав и среднее распределение температуры вещества, и должны учитываться в аэрономических моделях.

Создание самосогласованной аэрономической модели, учитывающей все аспекты, влияющие на эволюцию атмосферы экзопланеты за счет теплового и нетеплового убегания, является важным шагом в изучении эволюции атмосфер как экзопланет, так и планет Солнечной системы, необходимым для более полного понимания сценариев образования разных типов вторичных атмосфер, от холодных пустынь (Марс) до кислотных парников (Венера). Анализ тепловых и нетепловых потерь атмосферы супер-землями и суб-нептунами, приводящих к изменениям их атмосфер, позволяет также получить и оценки возможных атмосферных био- и геомаркеров при изучении потенциальной обитаемости экзоземель у других звезд солнечного типа (Sproß et al., 2021; Shematovich et al., 2023).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность анонимным рецензентам за детальные комментарии, позволившие улучшить качество рукописи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00384).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ БЮЛЛЕТЕНЬ том 80 № 1 2025

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- A. A. Avtaeva and V. I. Shematovich, Solar System Research 55 (2), 150 (2021). DOI:10.1134/S0038094621020015
- A. A. Avtaeva and V. I. Shematovich, Solar System Research 56 (2), 67 (2022a). DOI:10.1134/S0038094622020010
- 3. A. A. Avtaeva and V. I. Shematovich, Astronomy Reports **66** (12), 1254 (2022b). DOI:10.1134/S1063772922110051
- 4. A. A. Avtaeva and V. I. Shematovich, Astronomy Reports **67** (10), 979 (2023). DOI:10.1134/S1063772923100025
- D. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, et al., Astrophys. J. **764** (1), article id. 19 (2013). DOI:10.1088/0004-637X/764/1/19
- D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, P. V. Kaygorodov, and A. G. Zhilkin, Physics Uspekhi 64 (8), 747 (2021). DOI:10.3367/UFNe.2020.11.038879
- S. Carolan, A. A. Vidotto, P. Plavchan, et al., Monthly Notices Royal Astron. Soc. 498 (1), L53 (2020). DOI:10.1093/mnrasl/slaa127
- N. V. Erkaev, Y. N. Kulikov, H. Lammer, et al., Astron. and Astrophys. 472 (1), 329 (2007). DOI:10.1051/0004-6361:20066929
- 9. N. V. Erkaev, H. Lammer, P. Odert, et al., Monthly Notices Royal Astron. Soc. 460 (2), 1300 (2016). DOI:10.1093/mnras/stw935
- N. V. Erkaev, P. Odert, H. Lammer, et al., Monthly Notices Royal Astron. Soc. **470** (4), 4330 (2017). DOI:10.1093/mnras/stx1471
- L. Fossati, N. V. Erkaev, H. Lammer, et al., Astron. and Astrophys. 598, id. A90 (2017). DOI:10.1051/0004-6361/201629716
- L. Fossati, K. France, T. Koskinen, et al., Astrophys. J. 815 (2), article id. 118 (2015). DOI:10.1088/0004-637X/815/2/118
- L. Fossati, T. Koskinen, K. France, et al., Astron. J. 155 (3), article id. 113 (2018). DOI:10.3847/1538-3881/aaa891
- 14. B. J. Fulton, E. A. Petigura, A. W. Howard, et al., Astron. J. 154 (3), article id. 109 (2017). DOI:10.3847/1538-3881/aa80eb
- D. Gandolfi, O. Barragán, J. H. Livingston, et al., Astron. and Astrophys. 619, id. L10 (2018). DOI:10.1051/0004-6361/201834289
- 16. A. García Muñoz, L. Fossati, A. Youngblood, et al., Astrophys. J. 907 (2), id. L36 (2021). DOI:10.3847/2041-8213/abd9b8
- A. García Muñoz, A. Youngblood, L. Fossati, et al., Astrophys. J. 888 (2), article id. L21 (2020). DOI:10.3847/2041-8213/ab61ff
- 18. G. Gronoff, P. Arras, S. Baraka, et al., Journal of Geophysical Research (Space Physics) 125 (8), article id. e27639 (2020). DOI: 10.1029/2019JA02763910.1002/essoar.10502458.1

- J. S. Halekas, R. J. Lillis, D. L. Mitchell, et al., Geophysical Research Letters 42 (21), 8901 (2015). DOI:10.1002/2015GL064693
- 20. A. P. Jackson, T. A. Davis, and P. J. Wheatley, Monthly Notices Royal Astron. Soc. **422** (3), 2024 (2012). DOI:10.1111/j.1365-2966.2012.20657.x
- 21. S. Jin, C. Mordasini, V. Parmentier, et al., Astrophys. J. **795** (1), article id. 65 (2014). DOI:10.1088/0004-637X/795/1/65
- 22. C. P. Johnstone, M. Güdel, A. Stökl, et al., Astrophys. J. 815 (1), article id. L12 (2015). DOI:10.1088/2041-8205/815/1/L12
- 23. G. W. King, P. J. Wheatley, M. Salz, et al., Monthly Notices Royal Astron. Soc. 478 (1), 1193 (2018). DOI:10.1093/mnras/sty1110
- 24. D. Kubyshkina, L. Fossati, N. V. Erkaev, et al., Astron. and Astrophys. 619, id. A151 (2018a). DOI:10.1051/0004-6361/201833737
- 25. D. Kubyshkina, L. Fossati, N. V. Erkaev, et al., Astrophys. J. 866 (2), article id. L18 (2018b). DOI:10.3847/2041-8213/aae586
- 26. H. Lammer, N. V. Erkaev, L. Fossati, et al., Monthly Notices Royal Astron. Soc. 461 (1), L62 (2016). DOI:10.1093/mnrasl/slw095
- 27. H. Lammer, P. Odert, M. Leitzinger, et al., Astron. and Astrophys. **506** (1), 399 (2009). DOI:10.1051/0004-6361/200911922
- 28. H. Lammer, F. Selsis, I. Ribas, et al., Astrophys. J. 598 (2), L121 (2003). DOI:10.1086/380815
- 29. E. D. Lopez, Monthly Notices Royal Astron. Soc. 472 (1), 245 (2017). DOI:10.1093/mnras/stx1558
- 30. E. D. Lopez and J. J. Fortney, Astrophys. J. 776 (1), article id. 2 (2013). DOI:10.1088/0004-637X/776/1/2

- 31. M. Salz, S. Czesla, P. C. Schneider, and J. H. M. M. Schmitt, Astron. and Astrophys. 586, id. A75 (2016). DOI:10.1051/0004-6361/201526109
- 32. I. F. Shaikhislamov, L. Fossati, M. L. Khodachenko, et al., Astron. and Astrophys. 639, id. A109 (2020). DOI:10.1051/0004-6361/202038363
- V. Shematovich, D. Bisikalo, and G. Tsurikov, Atmosphere 14 (7), id. 1092 (2023). DOI:10.3390/atmos14071092
- 34. V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, C. Diéval, et al., Journal of Geophysical Research (Space Physics) **116** (A11), id. A11320 (2011). DOI:10.1029/2011JA017007
- 35. V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and A. G. Zhilkin, Astronomy Reports **65** (3), 203 (2021). DOI:10.1134/S1063772921030033
- 36. V. I. Shematovich and M. Y. Marov, Physics Uspekhi **61** (3), 217 (2018). DOI:10.3367/UFNe.2017.09.038212
- 37. L. Sproß, M. Scherf, V. I. Shematovich, et al., Astronomy Reports 65 (4), 275 (2021). DOI:10.1134/S1063772921040077
- 38. A. Stökl, E. A. Dorfi, C. P. Johnstone, and H. Lammer, Astrophys. J. 825 (2), article id. 86 (2016). DOI:10.3847/0004-637X/825/2/86
- 39. A. A. Vidotto and A. Cleary, Monthly Notices Royal Astron. Soc. 494 (2), 2417 (2020). DOI:10.1093/mnras/staa852
- 40. A. J. Watson, T. M. Donahue, and J. C. G. Walker, Icarus 48 (2), 150 (1981). DOI:10.1016/0019-1035(81)90101-9
- 41. A. G. Zhilkin, Astronomy Reports **67** (4), 307 (2023). DOI:10.1134/S1063772923040066

Kinetic Modeling of Non-thermal Processes in the Upper Atmosphere of the Sub-neptune $\pi\,{\rm Men\,c}$

A. A. Avtaeva¹ and V. I. Shematovich¹

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

Observations of exoplanets in the ultraviolet (UV) wavelength range provide data about the structure of the exoplanetary atmosphere, as well as the atmospheric escape rate. Observations by the Hubble Space Telescope (HST) carried out in the spectral H Ly α line for the exoplanet π Men c did not reveal any absorption in the blue and red wings of the line. However, due to the peculiarities of the HST orbit, these observations do not allow us to speak unambiguously about the presence or absence of hydrogen in the exoplanetary atmosphere; they only provide an estimate of the upper limit of the mass velocity for hydrogen in the atmosphere. The exoplanet π Men c falls on the outer boundary of the Fulton division from the sub-Neptune side, which implies the presence of hydrogen in the exoplanetary atmosphere. Based on the assumption that π Men c has a primary hydrogen-helium envelope, we performed kinetic modeling of non-thermal processes in the upper atmosphere of the exoplanet π Men c. We considered the processes of suprathermal particle production in exothermic photochemistry under the action of hard ultraviolet (UV) radiation from the host star, as well as the effect of the stellar wind proton flux penetrating the atmosphere. The non-thermal atmospheric escape caused by the exposure to the hard radiation of the host star turned out to be comparable with the estimates of the escaping atmospheric flux due to the thermal processes. The energy of the stellar wind protons penetrating into the atmosphere is completely spent on heating the atmosphere.

Keywords: methods: numerical—exoplanet atmospheres—exoplanet atmosphere evolution