

УДК 524.3-17

ЭВОЛЮЦИЯ ВЯЗКОГО ПРОТОПЛАНЕТНОГО ДИСКА ПРИ ОБРАЗОВАНИИ КОНВЕКТИВНО-НЕУСТОЙЧИВЫХ ОБЛАСТЕЙ. II. РЕЖИМЫ АККРЕЦИИ И ДОЛГОВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА

© 2020 г. Л. А. Максимова^{1,*}, Я. Н. Павлюченков¹, А. В. Тутуков¹

¹ Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: lomara.maksimova@gmail.com

Поступила в редакцию 29.04.2020 г.

После доработки 11.06.2020 г.

Принята к публикации 30.06.2020 г.

В данной работе продолжено исследование роли конвекции как возможного фактора в обеспечении эпизодической аккреции в протопланетных дисках. В рамках модели, представленной в Статье I, проанализирован характер аккреции при различных темпах притока вещества из оболочки и различных областях питания диска. Показано, что вспышечный режим возникает в широких диапазонах параметров. Также промоделирована долговременная эволюция диска, включающая в себя ослабевающий со временем приток вещества из оболочки. Продемонстрировано, что диск становится конвективно-неустойчивым и обеспечивает вспышечный режим аккреции на звезду на протяжении нескольких млн. лет. При этом неустойчивость охватывает область в несколько десятков астрономических единиц и со временем постепенно сокращается. Показано также, что на ранних этапах эволюции диска возникают условия для гравитационной неустойчивости во внешних частях диска и для испарения пыли в конвективно-неустойчивых внутренних областях. Общий вывод работы состоит в том, что конвекция может быть одним из механизмов эпизодической аккреции в протозвездных дисках, но этот вывод нуждается в проверке на базе более согласованных гидродинамических моделей.

DOI: 10.31857/S0004629920110055

1. ВВЕДЕНИЕ

Формирование и эволюция протопланетных дисков (ПД) у молодых звезд являются одними из наиболее интригующих вопросов астрофизики. На самых ранних этапах эволюции многие молодые звездные системы проявляют признаки эпизодической аккреции; эти объекты известны как фуоры и экзоры (см., напр., обзоры [1, 2]). Есть теоретические предпосылки полагать, что фазу эпизодической аккреции проходят все ПД на начальных этапах своей эволюции, что и приводит к переменной светимости молодых звездных объектов [3]. Однако физические механизмы данной переменности до сих пор являются дискуссионными. Проблема переменности тесно связана с более общим вопросом о механизмах переноса углового момента в аккреционных дисках. В качестве механизмов, которые могут не только обеспечивать перенос углового момента в дисках, но и отвечать за нерегулярный характер аккреции, активно обсуждаются гравитационная, магниторотационная и тепловая неустойчивости (см. [2]). Так, нерегулярный характер аккреции, вызываемый гравитационной неустойчивостью,

связан с формированием сгустков и их падением на звезду, что приводит к вспышкам светимости (см., напр., [4]). Вспышечный характер, обусловленный магниторотационной неустойчивостью, обусловлен положительной обратной связью этой неустойчивости со степенью ионизации вещества [5]. Тепловая неустойчивость обусловлена ростом непрозрачности газа с повышением температуры в условиях частично-ионизованного газа [6].

В числе механизмов, обеспечивающих турбулизацию вещества в аккреционных дисках, рассматривается также конвекция (см., напр., [7–10]). В нашей предыдущей работе [11], которую далее будем называть Статьей I, продемонстрировано, что конвективная неустойчивость может также приводить к нерегулярному характеру аккреции. В рамках модели вязкого диска нами было показано, что конвекция при наличии фоновой вязкости является процессом с положительной обратной связью, обеспечиваемой ростом непрозрачности газопылевой среды при увеличении температуры, и поэтому может быть ответственна за появление вспышек и эпизодической аккреции в ПД. Однако мы не исследовали, как

параметры модели влияют на данный вывод, и не изучили характер эпизодической аккреции для различных темпов падения вещества из оболочки.

Целью нашей работы является более детальное исследование нерегулярного аккреционного режима, полученного в Статье I. Настоящая статья организована следующим образом: в разделе 2 дано краткое описание используемой модели. В разделе 3 изучено влияние параметров модели на характер аккреции в рамках простейшего описания падения вещества из оболочки, используемого в Статье I. Раздел 4 посвящен исследованию долговременной эволюции диска при более реалистичном описании аккреции вещества из оболочки. В Заключение кратко перечислены результаты данного исследования.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В данной работе используется модель эволюции протопланетного диска из Статьи I. Приведем здесь только ключевые элементы данной модели. Мы рассматриваем аксиально-симметричный геометрически тонкий вязкий кеплеровский диск без радиального градиента давления. Эволюция поверхностной плотности такого диска моделируется с помощью уравнения Прингла [12] с учетом аккреции вещества из оболочки на диск:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\sqrt{R} \frac{\partial}{\partial R} (v \sqrt{R} \Sigma) \right] + W(R, t), \quad (1)$$

где $\Sigma(R, t)$ — поверхностная плотность, R — расстояние до звезды, t — время, $v(R, t)$ — коэффициент кинематической вязкости, $W(R, t)$ — темп притока вещества из оболочки в предположении, что удельный момент импульса оседающего вещества совпадает с таковым в диске. Для идентификации конвективно-неустойчивых областей диска одновременно с моделированием радиальной эволюции происходит восстановление вертикальной структуры диска. В приближении гидростатически-равновесного диска рассчитываются распределения плотности и температуры в полярном направлении. Основным фактором, управляющим эволюцией диска в рамках данной модели, является зависимость коэффициента вязкости $v(R, t)$ от радиуса. В модели принимается, что коэффициент вязкости является суммой фоновой и конвективной вязкости (идея о дополнительной вязкости в околозвездных дисках, связанной с конвекцией, более подробно обсуждается в работах [13–15]):

$$v(R, t) = v_{bg}(R) + \tilde{v}_c(R, t). \quad (2)$$

Фоновая вязкость связана с некоторым неконвективным механизмом переноса углового момента (например, с магнитовращательной неустойчивостью [16, 17]) и обеспечивает непре-

рывную аккрецию газа. Эта вязкость задается в виде:

$$v_{bg}(R) = v_0 \left(\frac{R}{1 \text{ AU}} \right)^\beta, \quad (3)$$

где параметр $\beta = 1$ выбран из условия воспроизведения закона распределения плотности в наблюдаемых протопланетных дисках [18]. Источником возникновения конвекции в данной модели является выделение тепла за счет вязкой диссипации газа:

$$\Gamma_{vis} = \frac{9}{4} \frac{GM_*}{R^3} v \Sigma, \quad (4)$$

где Γ_{vis} — темп вязкой диссипации, приходящийся на единичную площадку диска на данном радиусе, M_* — масса звезды.

Конвективная вязкость v_c отлична от нуля в конвективно-неустойчивых областях и рассчитывается в виде:

$$v_c = \gamma H V_c, \quad (5)$$

где γ — массовая доля вещества в конвективно-неустойчивой области на данном радиусе, вычисленная в процедуре восстановления вертикальной структуры диска, H — локальная высота диска, V_c — характерная скорость конвекции. Рассчитанная таким образом конвективная вязкость v_c сглаживается по радиусу на масштабе H , формируя \tilde{v}_c , входящую в формулу (2). В Статье I для нахождения характерной скорости конвекции V_c мы использовали предположение, что вся выделившаяся в результате вязкой диссипации энергии переходит в кинетическую энергию его конвективного движения, что является верхней оценкой для этой величины. В данной работе мы дополнительно вводим коэффициент $\eta \leq 1$, который характеризует эффективность перехода тепловой энергии в конвективное движение:

$$\eta \Gamma_{vis} = \frac{\rho_0 V_c^2}{2} V_c, \quad (6)$$

где ρ_0 — экваториальная плотность.

При реконструкции вертикальной структуры диска наряду с вязкой диссипацией газа учитывается нагрев излучением центрального объекта. При этом его светимость складывается из фотосферной светимости звезды (принимаем ее равной солнечной) и аккреционной светимости, рассчитываемой по формуле:

$$L_{acc} = \frac{1}{2} \frac{GM_* \dot{M}_*}{R_*}, \quad (7)$$

где R_* — радиус звезды, \dot{M}_* — темп аккреции из диска на звезду.

При решении уравнения (1) мы используем фиксированные значения поверхностной плотности на внутренней (0.2 а.е.) и внешней (200 а.е.) границах модельного диска. Значения плотности на границах выбраны сравнительно малыми, что реализует свободное вытекание вещества из рассматриваемой области. Как отмечалось в Статье I, более сложные граничные условия требуют отдельного изучения. Исследованию важности внутреннего граничного условия при моделировании протопланетных дисков посвящена, в частности, работа [19].

В данной работе мы исследуем влияние четырех параметров модели на проявление эпизодического характера аккреции: 1) темпа аккреции из оболочки на диск \dot{M} ; 2) области питания, на которую аккрецирует вещество из оболочки R_{ring} ; 3) величины фоновой вязкости ν_0 ; 4) коэффициента эффективности конвекции η . В Статье I задавался постоянный приток газа из оболочки на диск в кольцо между 10 и 20 а.е. с темпом аккреции $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$, а также были использованы коэффициенты $\nu_0 = 10^{15} \text{ см}^2/\text{с}$ и $\eta = 1$. Эту модель в дальнейшем мы будем называть базовой. В данной работе мы рассмотрели модели с темпами аккреции, отличающимися от базового на два порядка в обе стороны, что соответствует разбросу наблюдаемых в ПД темпов аккреции [20, 21]. Наряду с зоной питания 10–20 а.е. мы также исследуем случай, когда газ аккрецирует на диск в кольцо между 1 и 2 а.е., что более характерно для начальных этапов эволюции ПД.

Другим важным параметром модели является фоновая вязкость, которая предопределяет время жизни диска и его массу. В базовой модели мы использовали значение $\nu_0 = 10^{15} \text{ см}^2/\text{с}$, которое соответствует относительно высокой турбулентной вязкости. Согласно оценкам из Статьи I, соответствующий этому значению альфа-параметр турбулентной вязкости [22, 23] равен $\alpha = 0.1$. В представленной статье мы дополнительно рассмотрели модель с фоновой вязкостью на порядок меньше базовой, что ближе к наблюдаемым оценкам для проэволюционировавших ПД. Коэффициент эффективности конвекции $\eta = 1$, принятый в базовой модели, заведомо переоценивает переход тепловой энергии в конвективную, поскольку часть энергии должна переноситься излучением. Для ответа на вопрос, не исчезнут ли вспышки, вызываемые конвекцией, если существенная часть выделившейся энергии переносится излучением, мы рассмотрели модель с $\eta = 0.1$. В табл. 1 перечислены параметры исследуемых моделей, а в разделе 3 описаны результаты моделирования.

Таблица 1. Параметры рассматриваемых моделей

Модель #	\dot{M} , $M_{\odot}/\text{год}$	R_{ring} , а.е.	η	$\nu_0/10^{15}$, $\text{см}^2/\text{с}$
1	10^{-9}	10–20	1	1
2	10^{-7}	10–20	1	1
3	10^{-5}	10–20	1	1
4	10^{-9}	1–2	1	1
5	10^{-7}	1–2	1	1
6	10^{-5}	1–2	1	1
7	10^{-7}	10–20	1	0.1
8	10^{-7}	10–20	0.1	1

В дополнение к этим моделям мы рассмотрели модель для изучения долговременной эволюции диска с более реалистичными темпом аккреции и зоной питания, параметры которых меняются со временем. Соответствующая последнему случаю функция $W(R, t)$ и результаты описаны в разделе 4.

3. РЕЖИМЫ ДИСКОВОЙ АККРЕЦИИ

В данном разделе представлены результаты для моделей с постоянным (по времени и пространству) притоком вещества в диск из оболочки. Соответствующий темп притока вещества внутри области питания имеет вид:

$$W(R, t) = \frac{\dot{M}}{\pi(R_{\text{ring},2}^2 - R_{\text{ring},1}^2)}, \quad (8)$$

где \dot{M} – интегральный темп притока из оболочки на диск, $R_{\text{ring},1}$ и $R_{\text{ring},2}$ – внутренний и внешний радиусы области питания. Мы проводили моделирование до начала возникновения вспышек, если таковые возникали, и исследовали их характеристики. При этом мы не интересовались дальнейшей эволюцией диска. В этих расчетах масса центральной звезды ($M_* = 1 M_{\odot}$), ее радиус ($R_* = 1 R_{\odot}$) и ее светимость ($L_* = 1 L_{\odot}$) считались постоянными. В то же время учитывалась переменность интегральной светимости центрального объекта, связанная с аккрецией вещества из диска на звезду (см. формулу (7)).

3.1. Модели с внешней областью питания

Рассмотрим результаты моделирования для случаев с внешней областью питания ($R_{\text{ring}} = 10–20$ а.е.), отличающихся темпами аккреции из оболочки (Модели 1, 2 и 3) при фиксированных $\nu_0 = 10^{15} \text{ см}^2/\text{с}$ и $\eta = 1$. Эволюция распределений поверхностной плотности и темпа аккреции газа

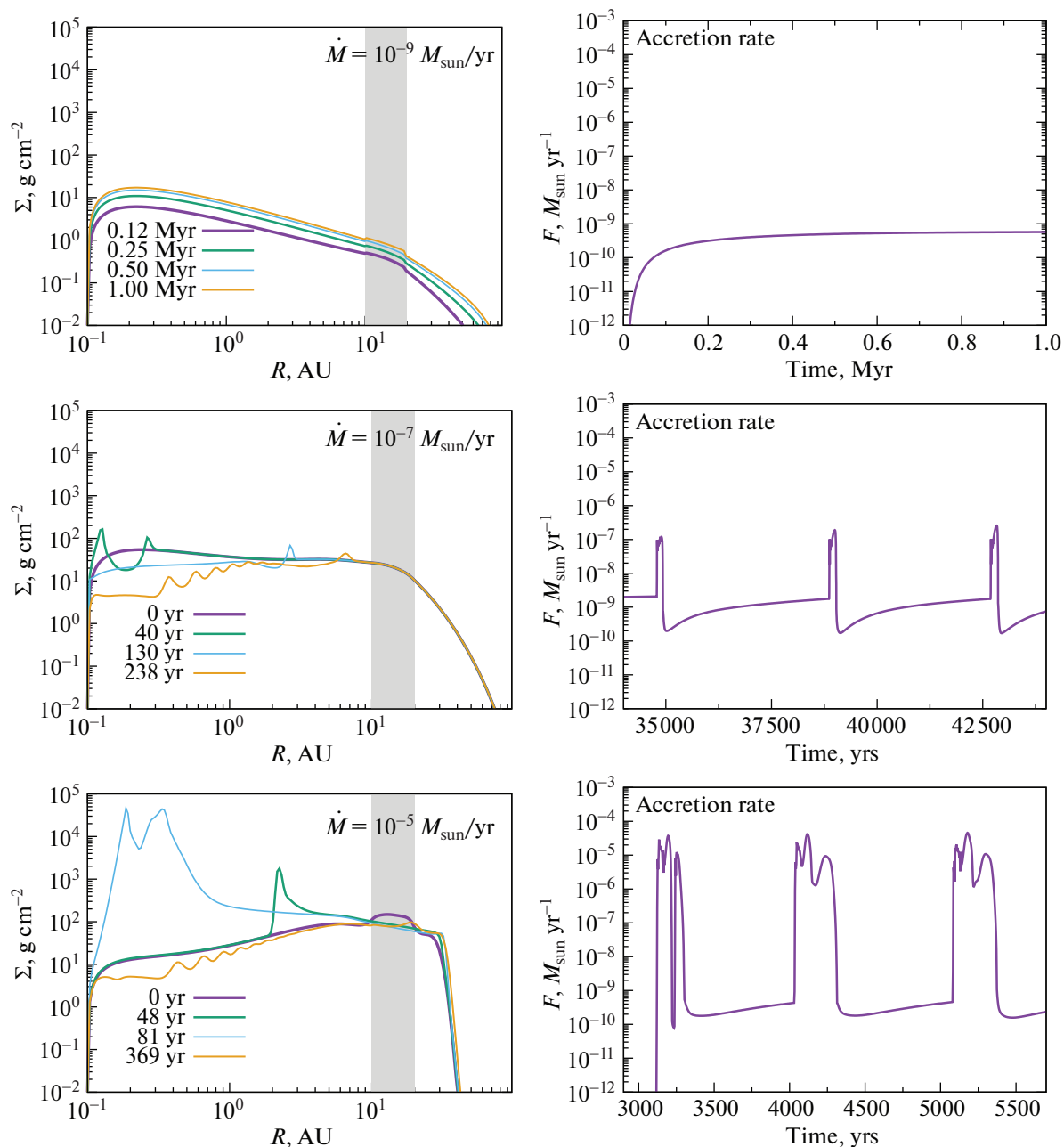


Рис. 1. Результаты моделирования эволюции диска для моделей с внешней областью питания (верхняя, средняя и нижняя панели для Моделей 1, 2 и 3 соответственно). Слева: радиальные распределения поверхностной плотности, иллюстрирующие развитие вспышки аккреции. Время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки. Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки. Справа: темп аккреции вещества из диска на звезду.

из диска на звезду для указанных моделей приведена на рис. 1. В Модели 1 с $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ (верхняя панель рис. 1) устанавливается квазистационарный режим, что видно по зависимости \dot{M} от времени. Распределение плотности для различных моментов времени имеет гладкий вид с небольшими особенностями вблизи области питания и

внутренней границы диска, обусловленными граничными условиями. При таком относительно низком темпе аккреции конвективно-неустойчивые области в диске не возникают и его эволюция полностью определяется фоновой вязкостью. Темп аккреции из диска на звезду приближается к стационару со значением, близким к темпу притока вещества из оболочки.

При увеличении темпа притока газа на диск до $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ (Модель 2) в нем устанавливается эпизодический характер аккреции. Эти параметры соответствуют базовой модели из Статьи I, в которой дан ее детальный анализ. Вещество со временем накапливается во внутренней области диска, после чего эта область становится конвективно-неустойчивой. В конвективно-неустойчивой области общая вязкость увеличивается примерно на два порядка, что приводит к относительно быстрому сбросу вещества на диск. На средней панели рис. 1 (левый столбец) приведены распределения плотности для нескольких моментов времени, иллюстрирующих данный процесс. Продолжительность фазы накопления ~ 3000 лет, конвективная фаза длится ~ 250 лет.

При дальнейшем увеличении темпа притока газа из оболочки на диск до $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ (Модель 3, нижняя панель рис. 1) растут частота аккреционных вспышек и максимальный темп аккреции. При повышенном притоке вещества из оболочки время накопления вещества до возникновения конвективной неустойчивости уменьшается (~ 700 лет), при этом максимальный темп аккреции на звезду во время конвективной фазы увеличивается на 2 порядка по сравнению с базовой моделью. Отметим также, что в Моделях 2 и 3 минимальный темп аккреции (между вспышками) сопоставим.

3.2. Модели с внутренней областью питания

Рассмотрим результаты для моделей с внутренней областью питания ($R_{\text{ring}} = 1-2$ а.е., $v_0 = 10^{15}$ см²/с, $\eta = 1$) и разными темпами аккреции из оболочки: $\dot{M} = 10^{-9}$, 10^{-7} и $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ (Модели 4, 5 и 6 соответственно). Радиальные распределения поверхностной плотности и темпы аккреции вещества из диска на звезду для этого набора моделей приведены на рис. 2. Для случая $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ (Модель 4) видно, что конвективно-неустойчивые области не возникают. В полной аналогии с Моделью 1 распределения плотности имеют особенности вблизи границ диска и области питания.

Выделим ряд отличий между Моделями 5 и 2, имеющих внешний приток с темпом $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. Во-первых, стоит отметить уменьшение продолжительности фазы накопления вещества примерно на порядок величины (до ~ 250 лет) и сокращение конвективной фазы (вспышка длится, приблизительно, в 5 раз меньше: 50 лет вместо 250 лет в базовой). Во-вторых, для Модели 5 максимальный уровень аккреции вещества из диска на центральный объект на порядок ниже. Заметим так-

же, что при внутренней области питания быстрее устанавливается вспышечный характер аккреции вещества на звезду.

Существенно больше отличий возникает между Моделями 3 и 6 с $\dot{M} = 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$. В Модели 6 внутренняя область не успевает освобождаться от накопленного вещества и постоянно пребывает в состоянии конвективной неустойчивости. Тем не менее на зависимости аккреционного темпа от времени видны относительно слабые осцилляции в интервале от 10^{-5} до $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ (нижняя панель рис. 2). Эти осцилляции связаны с тем, что внешняя граница конвективной зоны, находящаяся за областью питания, неустойчива: в этой внешней зоне вещество накапливается и разряжается аналогичным образом, как и внутренние области в базовой модели диска.

Проанализируем более детально развитие вспышек в Моделях 2 и 5. На рис. 3 для этих моделей показана более детальная эволюция распределений поверхностной плотности и зависимости темпа аккреции от времени в фазе вспышки. Как было отмечено в Статье I, на распределениях плотности во время конвективной фазы появляются горбы, которые являются фронтами распространения конвективной области. По этим горбам можно легко идентифицировать положение конвективно-неустойчивой области. В Модели 2 конвективно-неустойчивая область возникает вблизи внутренней границы диска (0.2 а.е.) и далее распространяется наружу. Такое развитие конвективной области приводит к формированию П-образного профиля темпа аккреции (правая верхняя панель). В то же время в Модели 5 конвекция инициализируется в области питания, распространяясь во внутреннюю часть диска. Это приводит к аккумуляции вещества на внутреннем фронте и его резкому падению на звезду, что ведет к формированию Λ -образного профиля вспышки. Эти особенности профиля темпа аккреции могут быть важны для интерпретации наблюдений у молодых вспышечных объектов.

3.3. Влияние фоновой вязкости и коэффициента эффективности конвекции

Рассмотрим результаты Модели 7 (левая панель рис. 4), в которой фоновая вязкость на порядок меньше, чем в базовой. Вспышки в данной модели начинают возникать на более поздних временах (после 225 тыс. лет) по сравнению с базовой моделью (около 30 тыс. лет). Интервал между вспышками для случая с пониженной фоновой вязкостью увеличился примерно в 20 раз, на тот же фактор увеличилась и максимальная интенсивность аккреции во время вспышки. В Модели 7 существенно уменьшился минималь-

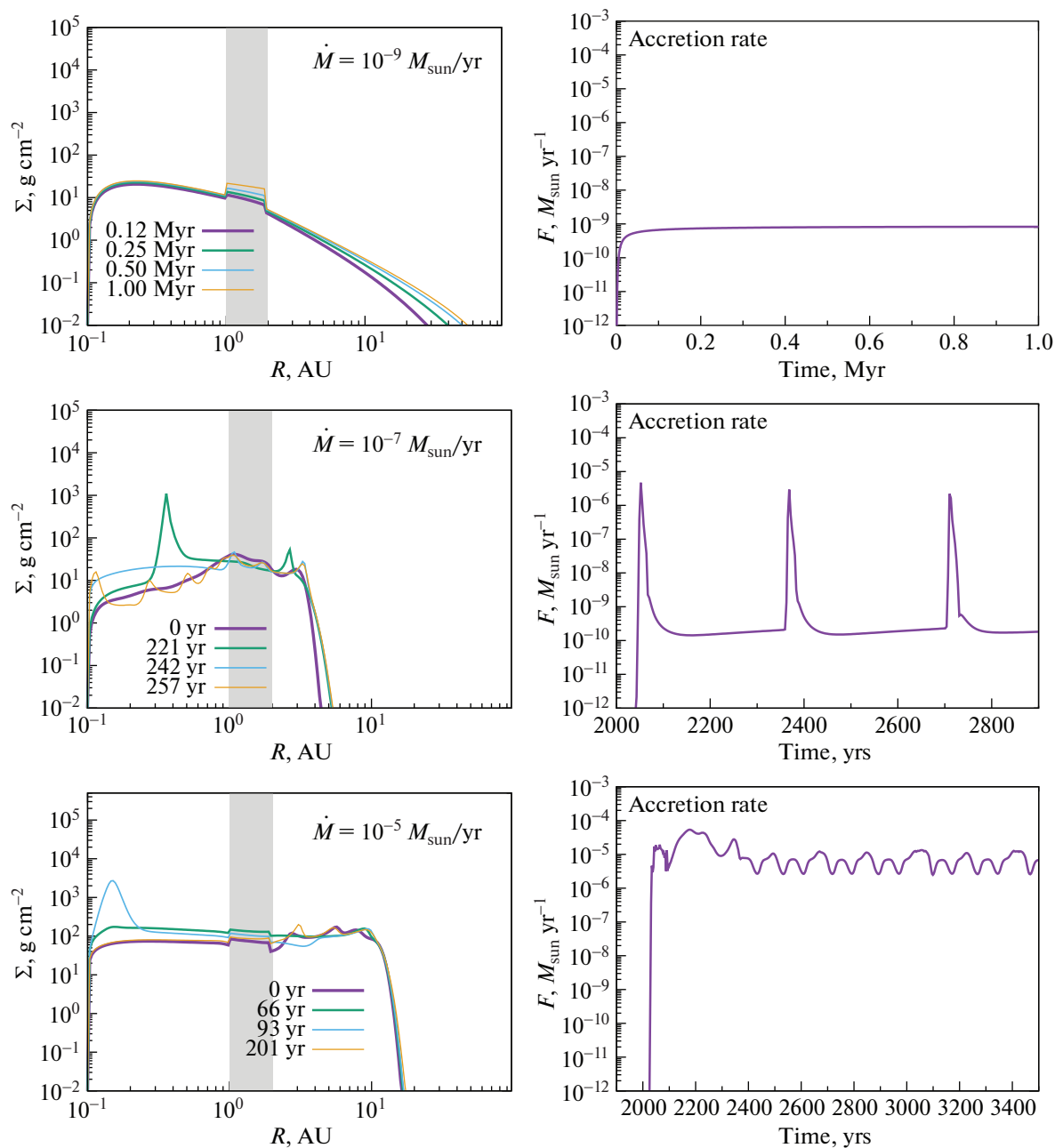


Рис. 2. То же, что на рис. 1 для Моделей 4, 5 и 6 с внутренней областью питания (верхняя, средняя и нижняя панели соответственно).

ный темп аккреции (до $10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$). Эти особенности связаны с тем, что пониженная фоновая вязкость приводит к меньшему темпу вязкой диссипации, что позволяет накапливать больше массы в диске до возникновения конвективной неустойчивости. Таким образом, уменьшение фоновой вязкости не приводит к исчезновению вспышек, но преобразует их в менее частые, но более интенсивные. Заметим, что длительности самих вспышек в Моделях 2 и 7 сопоставимы. Это

связано с тем, что во время конвективной фазы основной вклад в коэффициент вязкости $\nu(R, t)$ вносит конвективная вязкость ν_c (см. формулу (2)), которая не зависит от значения ν_0 .

На правой панели рис. 4 показаны темпы аккреции для базовой модели и модели с пониженным коэффициентом эффективности конвекции. Видно, что уменьшение η также не приводит к исчезновению вспышек, но модифицирует их. Вспышки становятся на четверть более частыми,

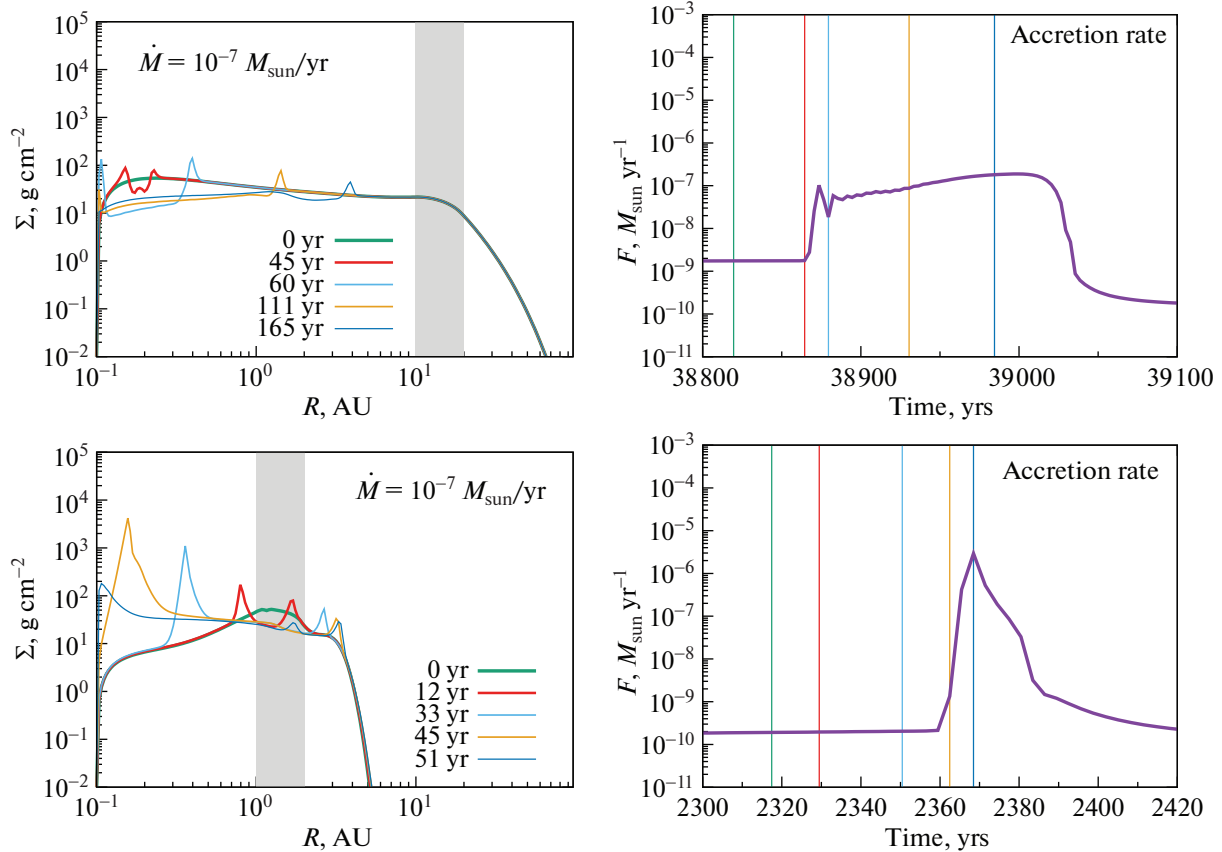


Рис. 3. Детализация развития вспышки для Модели 2 (верхняя панель) и Модели 5 (нижняя панель). Слева: радиальные распределения поверхностной плотности (время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки). Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки. Справа: темп аккреции вещества из диска на звезду. Положение и цвет вертикальных линий соответствуют распределениям на левой панели.

но менее интенсивными. Уменьшенная эффективность конвекции приводит к меньшему значению коэффициента конвективной вязкости $\nu_c(R, t)$ (см. формулы (5)–(6)). Так как конвективная вязкость становится меньше, менее интенсивной становится конвективная фаза, в результате чего диск сбрасывает во время вспышки меньшую массу, что приводит к уменьшению интервалов между самими вспышками.

Отметим, что представленные модельные расчеты носят исключительно иллюстративный характер. Их основная цель – продемонстрировать возможную роль конвекции в обеспечении нестационарного режима аккреции в аккреционных дисках и качественно оценить важность некоторых параметров. В описанных выше Моделях 1–8 аккреция задавалась постоянной во времени и пространстве. Мы проводили моделирование до начала возникновения вспышек, если таковые возникали, и исследовали их характеристики. При этом мы не интересовались дальнейшей эволюцией диска. В действительности, и темп аккреции, и область падения из оболочки должны ме-

няться со временем. В следующем разделе мы провели моделирование долговременной эволюции диска с учетом этой зависимости.

4. ЭВОЛЮЦИЯ ПД ПРИ ПЕРЕМЕННОМ ПРИТОКЕ ВЕЩЕСТВА ИЗ ОБОЛОЧКИ

Для исследования долговременной эволюции диска необходимо задать реалистичную функцию $W(R, t)$, описывающую темп притока вещества из оболочки. Для вычисления данной функции мы используем приближение о сохранении локального углового момента вещества аккрецирующей оболочки – остатка родительского протозвездного облака. В рамках данного приближения элемент объема, первоначально находившийся на расстоянии l от полярной оси, падает на так называемый центробежный радиус R_c :

$$R_c = \frac{l^4 \Omega^2}{GM_*}, \tag{9}$$

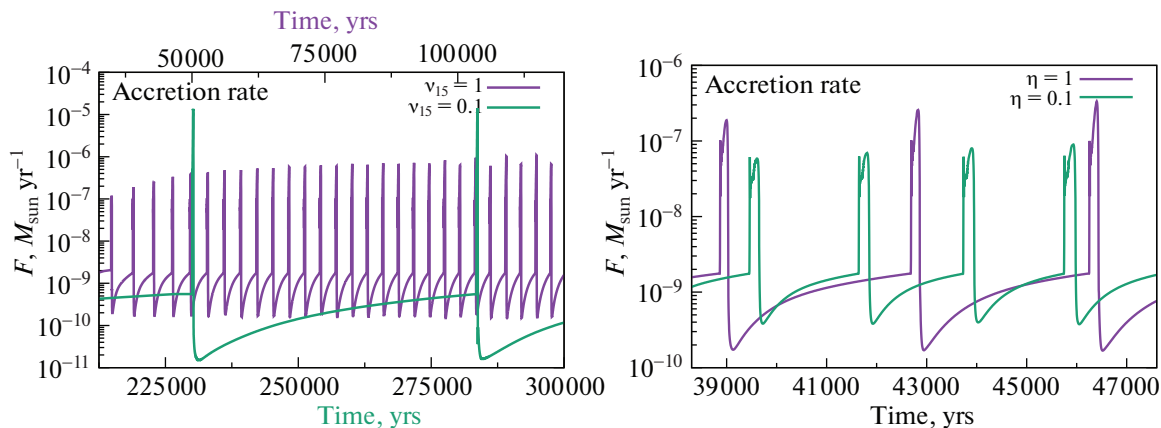


Рис. 4. Темп аккреции вещества из диска на звезду для различных моделей. Слева: базовая модель (Модель 2, $v_{15} = 1$) и модель с пониженной фоновой вязкостью (Модель 7, $v_{15} = 0.1$). Верхняя ось абсцисс соответствует базовой модели, нижняя ось – Модели 7. Справа: базовая модель (Модель 2, $\eta = 1$) и модель с пониженным коэффициентом эффективности конвекции (Модель 8, $\eta = 0.1$).

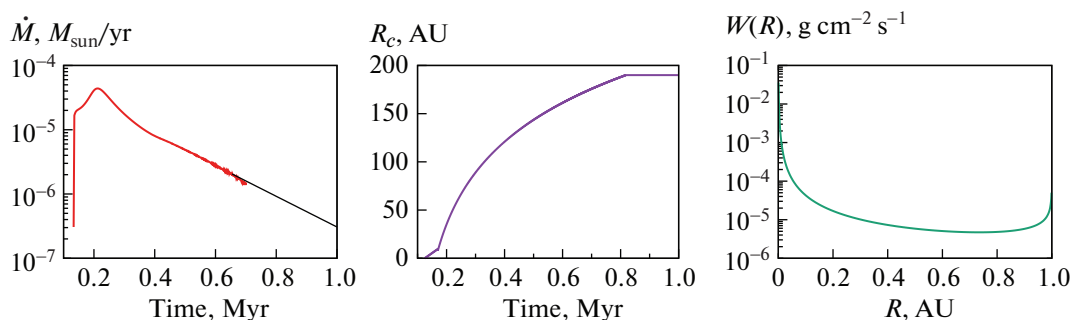


Рис. 5. Темп аккреции из оболочки на диск. Черной линией показана экстраполяция численного решения (слева); зависимость границы области питания R_c от времени (центр) и вид функции $W(R, t)$ для темпа аккреции $\dot{M} = 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ и $R_c = 1$ а.е. (справа).

на котором его угловая скорость становится равной кеплеровской. В данном выражении Ω – начальная угловая скорость рассматриваемого элемента, M_* – текущая масса звезды. Таким образом, в принятой модели предполагается, что элементы облака последовательно оседают на диск с локальной кеплеровской скоростью, причем каждому элементу облака соответствует свой радиус осаждения, вычисляемый из условия сохранения момента импульса элемента.

Если предположить, что исходное протозвездное облако является сферически-симметричным и вращается твердотельно, то функция $W(R, t)$ имеет вид [24]:

$$W(R, t) = \frac{\dot{M}(t)}{8\pi R_c^2(t)} \left(\frac{R}{R_c(t)} \right)^{-3/2} \left[1 - \left(\frac{R}{R_c(t)} \right)^{1/2} \right]^{-1/2}, \quad (10)$$

где $\dot{M}(t)$ – текущий полный темп аккреции из оболочки на диск, $R_c(t)$ – граница области питания, т.е. центробежный радиус для аккрецируемого элемента из экваториальной плоскости. Для задания функций $\dot{M}(t)$ и $R_c(t)$ могут использоваться различные подходы [24]. Мы берем эти функции, аппроксимируя и экстраполируя результаты численного моделирования коллапса облака и последующей аккреции оболочки на звезду из работы [25]. Это можно сделать, поскольку в данной работе использовался лагранжевый метод, в рамках которого прослеживается эволюция отдельных элементов. При этом была использована угловая скорость начального облака $\Omega = 10^{-14} \text{ с}^{-1}$, что является характерным значением для ядер молекулярных облаков [26]. На рис. 5 приведены используемые нами функции $\dot{M}(t)$, $R_c(t)$, а также вид функции $W(R, t)$.

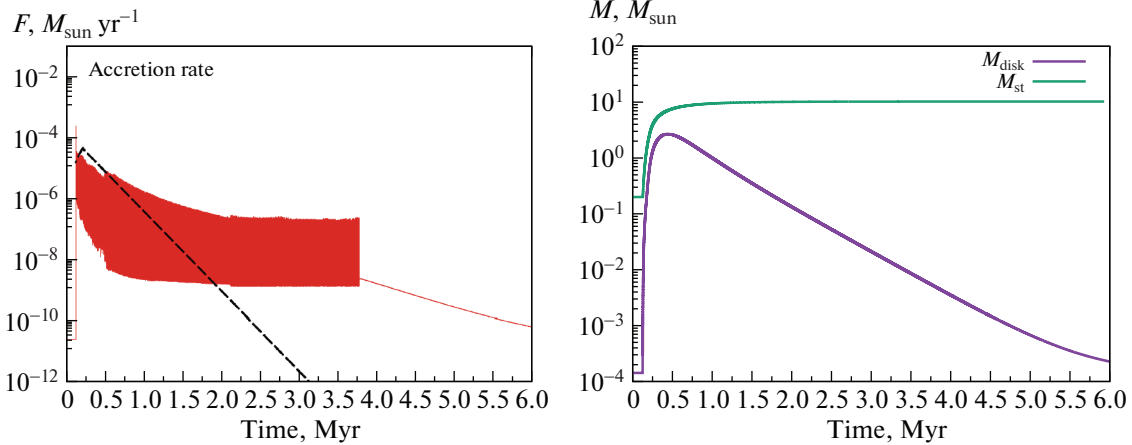


Рис. 6. Слева: эволюция темпа аккреции вещества из диска на звезду (черная штриховая линия — заданный приток вещества из оболочки на диск). Справа: изменение массы диска и звезды со временем.

Темп аккреции из оболочки на диск в интервале 0.2–0.7 млн. лет хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией. В связи с отсутствием данных для дальнейшей эволюции оболочки мы используем эту аппроксимацию и для больших времен. Центробежный радиус увеличивается со временем, достигая значения ≈ 180 а.е. на 0.8 млн. лет. Для больших времен используется постоянное значение 180 а.е. Из формы функции $W(R, t)$ видно, что падающее на диск вещество неравномерно заполняет область внутри области питания диска. В частности, максимум $W(R, t)$ вблизи нуля связан с падением вещества на диск из околополярных областей оболочки.

Поскольку в рамках данной модели исследуется долговременная эволюция диска, необходимо учитывать, что масса звезды растет за счет притока вещества из диска. Мы учитываем это, приняв, что начальная масса звезды составляет $0.3 M_{\odot}$ и увеличиваем ее в соответствии с аккрецированной массой. Одновременно с массой должны меняться также радиус звезды и ее фотосферная светимость, однако в целях упрощения мы пренебрегаем этим, полагая радиус и светимость звезды равными солнечным. Как и в модели с постоянным притоком, аккреционная светимость центрального объекта переменна и вычисляется по формуле (7). Отметим, что именно аккреционная светимость вносит большой вклад в светимость центрального объекта на ранних этапах эволюции диска. Значения коэффициентов $v_0 = 10^{15} \text{ см}^2/\text{с}$ и $\eta = 1$ были взяты из базовой модели и от времени не зависели.

Рассмотрим результаты расчета эволюции диска для данной модели. На рис. 6 приведены зависимость темпа аккреции из диска на звезду от времени, а также изменение массы диска со вре-

менем. Заполненная область в распределении темпа аккреции в интервале 0.17–3.7 млн. лет указывает на вспыхивающий режим аккреции — на данном масштабе рисунка многочисленные вспышки сливаются в единую сплошную полосу. После 3.7 млн. лет вспышки прекращаются и темп аккреции плавно уменьшается со временем. Из сравнения темпа аккреции на звезду с темпом притока вещества из оболочки (штриховая линия на левой панели рис. 6) можно сделать вывод о том, что важным процессом является накопление массы диском. В первый миллион лет в диске накапливается значительная масса (см. правую панель рис. 6) и его дальнейшая эволюция определяется перераспределением этой массы, в то время как приток вещества из оболочки становится пренебрежимо мал. Как максимальный, так и минимальный темпы аккреции во вспыхивающей фазе плавно уменьшаются в течение ≈ 2 млн. лет, после чего остаются практически постоянными до 3.7 млн. лет. Отметим также, что изменение темпа аккреции в спокойной фазе ($t > 3.7$ млн. лет) хорошо согласуется с аналитической зависимостью $\dot{M} \propto t^{-5/4}$, которая соответствует диску с распределением вязкости $\nu \propto R$ (см. [27, формула (6)]).

На рис. 7 показаны характерные формы аккреционных вспышек для моментов времени в окрестности 0.4, 1.5 и 3.5 млн. лет. Очевидно, что вспышки имеют профили, отличные от тех, что были описаны нами для модели с постоянным притоком вещества. В частности, вспышки на 0.4 и 1.5 млн. лет имеют глубокие и узкие минимумы непосредственно перед максимумом. В то же время вспышки на 3.5 млн. лет по морфологии похожи на те, что описаны в разделе 3, но являются составными. Эти различия связаны с продвинутой эволюцией диска и влиянием внешних частей диска — резервуаром массы для конвектив-

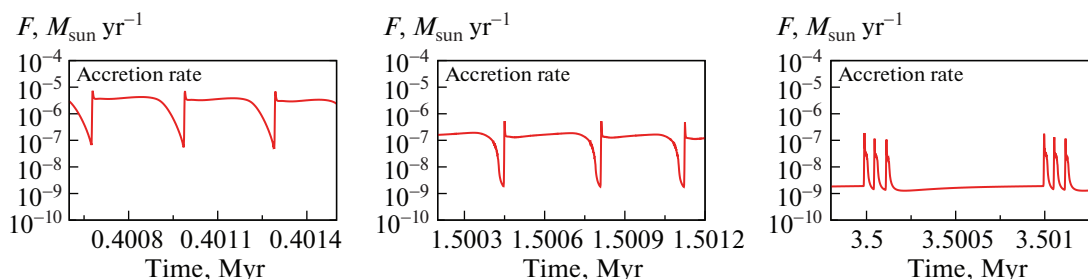


Рис. 7. Темп аккреции вещества из диска на звезду для трех интервалов времени в окрестности 0.4 млн. лет (слева), 1.5 млн. лет (центр) и 3.5 млн. лет (справа).

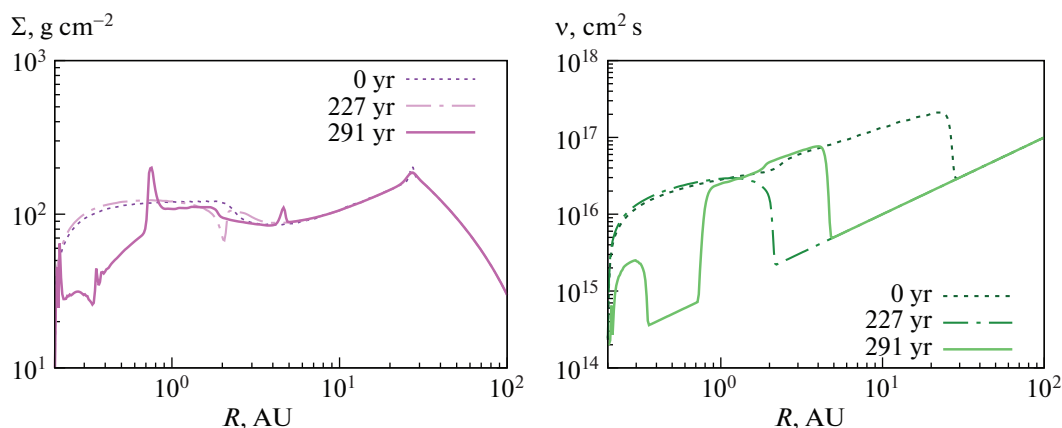


Рис. 8. Слева: радиальное распределение поверхностной плотности для трех моментов времени в окрестности 1.5 млн. лет. Справа: суммарный коэффициент вязкости $\nu(R, t)$ для тех же времен.

но-неустойчивых областей, что не было учтено в модели с постоянным притоком.

В качестве примера проанализируем формирование вспышки для интервала времени в окрестности 1.5 млн. лет. На рис. 8 представлены поверхностная плотность диска и суммарный коэффициент вязкости $\nu(R)$ для трех близких моментов времени. В условно начальный момент времени вся внутренняя область вплоть до 30 а.е. является конвективной, что видно по высокому коэффициенту вязкости (правая панель рис. 8). С течением времени протяженность конвективной области уменьшается, т.е. ее граница двигается по направлению к звезде, достигая 2 а.е. на момент времени 227 лет. На момент времени 291 год внешняя граница этой конвективной зоны доходит до радиуса 0.35 а.е., и вскоре достигнет внутренней границы диска. На тот же момент времени видно, что образовалась новая конвективная зона внутри 0.7–5 а.е. Эта новая конвективная зона расширяется в обе стороны и впоследствии охватит всю внутреннюю зону вплоть до 30 а.е. Таким образом, новая конвективная фаза в диске начинает развиваться до того, как

окончится предыдущая. Короткий пространственный интервал между границами конвективных зон (на рис. 8 интервал между 0.35 и 0.7 а.е.) и обеспечивает узкий, глубокий минимум перед максимумом аккреции.

Представленные выше результаты позволяют утверждать, что конвекция может являться важным фактором, обеспечивающим нерегулярный характер аккреции из диска на звезду. На рис. 9 (верхняя панель) показана долговременная эволюция радиального распределения поверхностной плотности и отмечены конвективно-неустойчивые области. Видно, что в процессе эволюции диска протяженность конвективно-неустойчивой области уменьшается с нескольких десятков до нескольких астрономических единиц, при этом фаза эпизодической аккреции длится менее 4 млн. лет. Эти результаты носят качественный характер, однако наша модель обладает рядом серьезных ограничений, отмеченных в Статье I. Снятие этих ограничений может существенно усложнить картину эволюции диска. Одним из таких ограничений является то, что в модели не учитываются испарение пыли и процессы

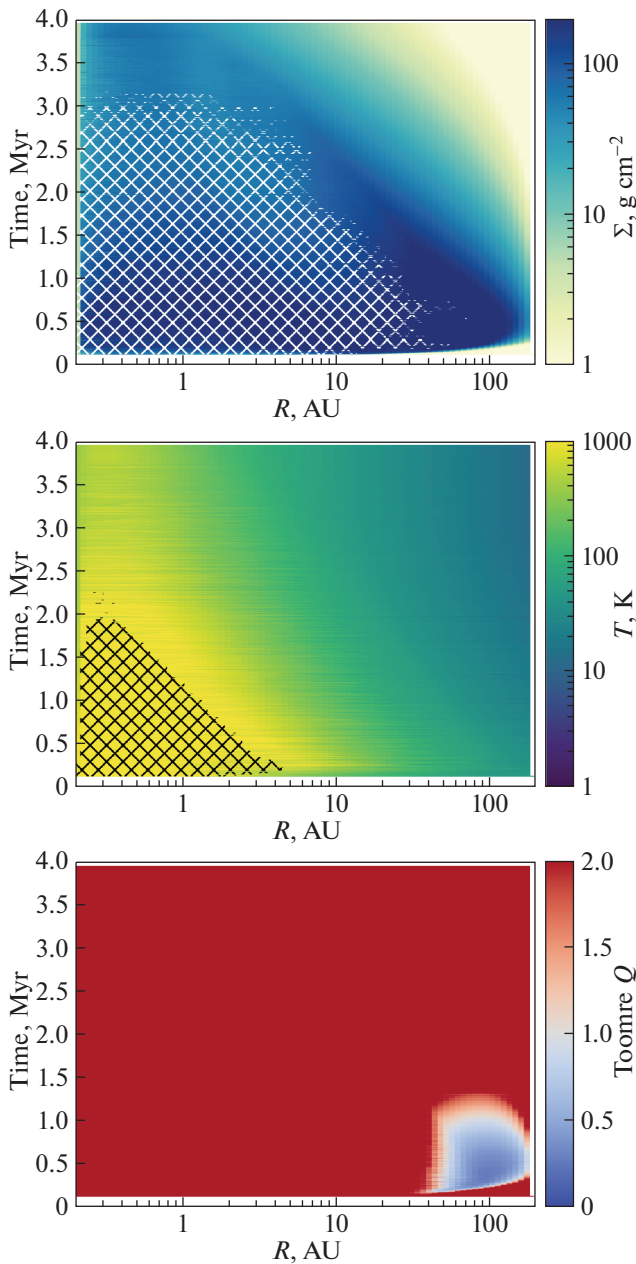


Рис. 9. Верхняя панель: долговременная эволюция радиального распределения поверхностной плотности. Штриховкой показаны области, которые становились конвективно-неустойчивыми. Средняя панель: эволюция радиального распределения экваториальной температуры. Штриховкой отмечены области, где температура в максимуме превышала 1500 К. Нижняя панель: распределение параметра Тоомре Q . Значения $Q > 2$ показаны красным цветом. Значения $Q < 1$ (оттенки голубого) указывают на гравитационно-неустойчивые области.

диссоциации/ионизации газа, происходящие при высоких температурах. На средней панели рис. 9 показана эволюция распределения экваториальной температуры и отмечены области с темпера-

турой более 1500 К, при которых становятся важными процессы испарения пыли. Очевидно, что эти области сконцентрированы во внутренних частях диска и более выражены на начальных временах. Видно, что они частично перекрывают области конвективной неустойчивости, что, безусловно, должно сказаться на картине эволюции диска. В то же время область конвективной неустойчивости шире в пространстве и во времени, что оставляет выводы рассмотренной модели актуальными.

Другим ограничением модели является то, что в ней не учитывается самогравитация диска (уравнение (1) справедливо для кеплеровского диска). Между тем, как видно из рис. 6, масса диска на ранних этапах эволюции сопоставима с массой звезды. На нижней панели рис. 9 приведено распределение параметра Тоомре [28, 29]:

$$Q = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma}$$
 где c_s – скорость звука, Ω – кеплеровская скорость. Низкие значения этого параметра ($Q < 1$) указывают на гравитационно-неустойчивые области. Видно, что эти области возникают на начальных временах эволюции ($t < 0.5$ млн. лет) во внешних частях диска ($R > 50$ а.е.). Возникновение данных областей также должно влиять на эволюцию диска – в нем должны возникать рукава, фрагменты, взаимодействие которых друг с другом и с диском ведет к сложной динамике (см., напр., [30]). Таким образом, на начальных временах эволюции диска конвекция может быть осложнена другими, возможно, более интенсивными управляющими процессами.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В Статье I было продемонстрировано, что конвективная неустойчивость в протопланетном диске может приводить к нерегулярному характеру аккреции на звезду. Однако этот вывод был проиллюстрирован единственной моделью с фиксированным набором параметров. В данной работе мы исследовали, как параметры модели влияют на возникновение эпизодической аккреции и изучили характер этой аккреции для различных темпов падения вещества из оболочки и для различных областей питания диска. Результаты по данным моделям могут быть суммированы следующим образом:

- В зависимости от темпа притока вещества из оболочки на диск можно выделить три основных режима аккреции: а) при низком притоке конвекция не возникает и аккреция носит регулярный характер; б) при умеренном притоке конвективно-неустойчивые области возникают периодически, что приводит к нерегулярной (вспышечной) аккреции; в) при высоком притоке внутренние области диска могут становиться полностью кон-

вективными, что приводит к слабоосциллирующему характеру аккреции, вызванному неустойчивостями за областью питания диска.

- Параметры вспышек (максимальная интенсивность, продолжительность и период) зависят от темпа притока вещества и положения зоны питания. Так, при повышении внешнего притока увеличиваются интенсивность и частота вспышек. Смещение области питания к центру приводит к увеличению частоты вспышек и уменьшению их продолжительности.

- Возникновение эпизодического характера аккреции — устойчивое проявление использованной модели диска. В частности, уменьшенные на порядок величины значения фоновой вязкости и эффективности конвекции не приводят к исчезновению вспышек, но модифицируют их.

В дополнение к этому анализу нами была промоделирована долговременная эволюция диска, включающая в себя переменный приток вещества из оболочки $W(R, t)$. С помощью этого расчета была прослежена эволюция диска от первых вспышек светимости до их полного прекращения и постепенного истощения диска. По результатам этого расчета мы сделали следующие выводы:

- Важным эффектом эволюции диска с точки зрения проявления периодической аккреции является процесс накопления массы в диске за счет притока вещества из оболочки. В первый миллион лет в диске накапливается значительная масса и его дальнейшая эволюция определяется перераспределением этой массы, а не аккрецией из оболочки, которая становится пренебрежимо мала.

- Диск быстро становится конвективно-неустойчивым и остается таковым на протяжении почти 4 млн. лет. При этом неустойчивость захватывает область в несколько десятков астрономических единиц и далее постепенно сокращается.

- Параметры вспышек (интенсивность, продолжительность, частота), а также их форма меняются со временем, что связано с изменением массы диска и интегральным потоком вещества через него. При этом формы вспышек могут иметь весьма причудливый вид.

Мы также проиллюстрировали ограничения модели: в представленных расчетах возникают условия для гравитационной неустойчивости, а также области с высокой температурой, где ожидается испарение пыли. Эти процессы не учитываются в модели. Кроме того, модель обладает рядом других ограничений, которые были детально описаны в Статье I. Поэтому представленные результаты носят во многом качественный характер. В частности, на ранних фазах эволюции диска конвекция может сосуществовать с другими, возможно, более интенсивными процессами. Мы полагаем, что дальнейшее исследование роли конвекции целесообразно проводить на базе бо-

лее согласованных моделей, в которых будут учтены гидродинамические эффекты, испарение пыли, а также процессы диссоциации и ионизации газа.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность рецензенту за ценные замечания и конструктивные предложения по улучшению статьи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа Л.А. Максимовой выполнена в рамках проекта “Исследование звезд с экзопланетами” по гранту Правительства РФ для проведения научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (соглашение № 075-15-2019-1875).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *L. Hartmann and S. J. Kenyon*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **34**, 207 (1996).
2. *M. Audard, P. Árahám, M. M. Dunham, J. D. Green, et al.*, in *Protostars and Planets VI*, edited by H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning (Tucson: University of Arizona Press, 2014), p. 387, arXiv: 1401.3368 [astro-ph.SR].
3. *L. Hartmann*, *Accretion Processes in Star Formation* (Cambridge University Press, 1998).
4. *E. I. Vorobyov and S. Basu*, *Astrophys. J.* **650**, 956 (2006), arXiv: astro-ph/0607118.
5. *Z. Zhu, L. Hartmann, C. Gammie, and J. C. McKinney*, *Astrophys. J.* **701**, 620 (2009), arXiv:0906.1595 [astro-ph.SR].
6. *W. Kley and D. N. C. Lin*, *Astrophys. J.* **518**, 833 (1999).
7. *D. N. C. Lin and J. Papaloizou*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **191**, 37 (1980).
8. *N. Shakura and K. Postnov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **451**, 3995 (2015), arXiv: 1506.00526 [astro-ph.HE].
9. *K. L. Malanchev, K. A. Postnov, and N. I. Shakura*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **464**, 410 (2017), arXiv: 1609.03799 [astro-ph.HE].
10. *L. E. Held and H. N. Latter*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **480**, 4797 (2018), arXiv:1808.00267 [astro-ph.SR].
11. *Y. N. Pavlyuchenkov, A. V. Tutukov, L. A. Maksimova, and E. I. Vorobyov*, *Astron. Rep.* **64**, 1 (2020), arXiv: 1912.08572 [astro-ph.SR].
12. *J. E. Pringle*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **19**, 137 (1981).
13. *Г. В. Лунунова, Н. И. Шакура*, *Изв. РАН, сер. Физ.* **67**, 322 (2003).
14. *S. Hirose, O. Blaes, J. H. Krolik, M. S. B. Coleman, and T. Sano*, *Astrophys. J.* **787**, 1 (2014), arXiv: 1403.3096 [astro-ph.HE].
15. *M. S. B. Coleman, I. Kotko, O. Blaes, J. P. Lasota, and S. Hirose*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **462**, 3710 (2016), arXiv: 1608.01321 [astro-ph.HE].

16. *S. A. Balbus and J. F. Hawley*, *Astrophys. J.* **376**, 214 (1991).
17. *J. F. Hawley and S. A. Balbus*, *Astrophys. J.* **376**, 223 (1991).
18. *J. P. Williams and L. A. Cieza*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **49**, 67 (2011), arXiv: 1103.0556 [astro-ph.GA].
19. *E. I. Vorobyov, A. M. Skliarevskii, V. G. Elbakyan, Y. Pavlyuchenkov, V. Akimkin, and M. Guedel*, *Astron. and Astrophys.* **627**, id. A154 (2019), arXiv: 1905.11335 [astro-ph.EP].
20. *A. Natta, L. Testi, and S. Randich*, *Astron. and Astrophys.* **452**, 245 (2006), arXiv: astro-ph/0602618.
21. *B. Ercolano, D. Mayr, J. E. Owen, G. Rosotti, and C. F. Manara*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **439**, 256 (2014), arXiv:1312.3154 [astro-ph.SR].
22. *Н. И. Шакура*, *Астрон. журн.* **49**, 921 (1972).
23. *N. I. Shakura and R. A. Sunyaev*, *Astron. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
24. *R. Hueso and T. Guillot*, *Astron. and Astrophys.* **442**, 703 (2005), arXiv:astro-ph/0506496.
25. *Y. N. Pavlyuchenkov, A. G. Zhilkin, E. I. Vorobyov, and A. M. Fateeva*, *Astron. Rep.* **59**, 133 (2015), arXiv: 1502.04835 [astro-ph.GA].
26. *A. Belloche*, in *EAS Publications Series 62*, edited by P. Hennebelle and C. Charbonnel (2013), p. 25, arXiv: 1305.0627 [astro-ph.GA].
27. *A. V. Tutukov and Y. N. Pavlyuchenkov*, *Astron. Rep.* **48**, 800 (2004).
28. *V. S. Safronov*, *Ann. d'Astrophysique* **23**, 979 (1960).
29. *A. Toomre*, *Astrophys. J.* **139**, 1217 (1964).
30. *E. I. Vorobyov and Y. N. Pavlyuchenkov*, *Astron. and Astrophys.* **606**, id. A5 (2017), arXiv: 1706.00401 [astro-ph.GA].