

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКОВ ПОСЛЕ СТОЛКНОВЕНИЯ СО СВОБОДНЫМИ ПЛАНЕТАМИ

© 2024 г. Т. В. Демидова^{1*}, В. В. Григорьев¹

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

Поступила в редакцию 06.09.2024 г.

После доработки 29.11.2024 г.; принята к публикации 12.12.2024 г.

Исследуются наблюдательные проявления возмущений в протопланетном диске, вызванные столкновением с массивной планетой. Предполагается, что движение планеты осуществляется по параболической траектории, которая пересекает плоскость диска вблизи звезды. Газодинамическое моделирование выполнено методом конечных объемов на длительной шкале времени. На его основе построены изображения диска, наблюдаемого с полюса и с ребра в инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах. Рассмотрен широкий интервал параметров орбиты планеты. Сближение планеты рассматривалось как сонаправленное с вращением диска, так и противоположное (ретроградное). Расчеты показали, что на изображениях диска, видимого с полюса, при сонаправленном падении могут наблюдаться две спиральные ветви, а при ретроградном — одна. В случае наблюдений диска, плоскость которого наклонена под небольшим углом к лучу зрения, могут быть заметны искажения плоскости диска. Кроме того, от диска в сторону движения планеты вытягивается хвост газа, который также может быть отождествлен в наблюдениях.

Ключевые слова: протопланетные диски, экзопланета, численное моделирование, газодинамика.

DOI: 10.31857/S0320010824100057, EDN: NBROAY

ВВЕДЕНИЕ

Свободными планетами (free-floating planet) называют объекты планетных масс, которые не связаны гравитационно ни с одной из звезд. Такие объекты были отождествлены при обзорах звездных скоплений (Сапатеро Осорио и др., 2000; Лукас и др., 2006; Кванц и др., 2010; Делорм и др., 2012; Шольц и др., 2012; Пення Рамирес и др., 2012) и методом гравитационного линзирования в Галактическом поле (Суми и др., 2011; Гауди, 2012 г.; Мроз и др., 2017). Межзвездный объект планетной массы также обнаружен в группе движущихся звезд β Pic (Лю и др., 2013). Недавно при помощи телескопа JWST были открыты изолированные объекты, сравнимые по массе с Юпитером, которые названы JuMBOs (Пирсон и МакКохрин, 2023).

По современным оценкам, в нашей Галактике количество блуждающих планет с массой в несколько масс Юпитера должно превышать количество звезд Главной последовательности как минимум в два раза (Суми и др., 2011; Пауччи и др., 2013). В работе Гулински и Рыбак (2018) показано, что $\sim 1\%$ маломассивных звезд ($< 2M_{\odot}$) захватывают свободную планету за время своей жизни. Такие планеты могут находиться на удаленных от звезды орбитах (> 100 а.е.), иметь заметный эксцентриситет и существенный наклон орбиты относительно экваториальной плоскости звезд,

а также двигаться ретроградно относительно других планет системы.

Предложены различные механизмы возникновения свободных планет. Во-первых, в процессе гравитационного коллапса протозвездного облака возможно формирование свободных объектов планетных масс (Босс, 2001; Падоан и Нордлунд, 2004). Количество таких объектов в популяциях, обнаруженных в нескольких звездных скоплениях, хорошо согласуется с экстраполяцией начальной функции масс звезд в область планетных масс (Берджесс и др., 2009; Марш и др., 2010; Шольц и др., 2012; Мужич и др., 2015). Такие объекты пополняют семейство свободных планет большой массы.

Во-вторых, на стадии формирования планетной системы массивные юпитероподобные планеты могут расположиться таким образом, что система станет динамической неустойчивой. В таком случае одна из планет переходит на высокоэксцентричную близкую к звезде орбиту (которая впоследствии может скругляться приливным взаимодействием), а вторая планета выбрасывается из системы в межзвездное пространство (Расио и Форд, 1996). В работе Мурхед, Адамс (2008) рассматривалась система с двумя планетами-гигантами, которые, мигрируя в протопланетном диске, могут возмущать орбиты друг друга, с последующим увеличением эксцентриситетов их орбит. Такие системы неустойчивы, и часто ре-

*Электронный адрес: proxima1@list.ru

зультатом гравитационного взаимодействия планет-гигантов является выброс планеты из системы или ее падение на звезду.

В-третьих, сгустки вещества, сформированные вследствие гравитационной неустойчивости в массивном протопланетном диске, могут быть выброшены из него в межзвездное пространство после сближения с другой звездой (Басу и Воробьев, 2012; Воробьев и др., 2020). Продолжающийся коллапс таких сгустков может привести к появлению свободных планет-гигантов.

Еще одним источником блуждающих планет могут быть выбросы таковых при сближении сформированной системы с другой одиночной или двойной звездой. В работе Мальмберг и др. (2011) показано, что в процессе близкого пролета ($r_{\min} < 100$ а.е.) одна или несколько планет могут быть мгновенно выброшены из системы, такие планеты могут быть захвачены налетающей звездой или остаться свободными. Кроме того, сближение с внешней звездой может дестабилизировать систему, что, в свою очередь, приведет к отложенному выбросу планеты. Эксцентриситеты планет могут расти при многократном сближении на расстояниях $100 \text{ а.е.} < r_{\min} < 1000 \text{ а.е.}$ Массовые численные расчеты (Ли и Адамс, 2015) показали, что сечение взаимодействия, достаточное для выброса планеты, увеличивается с ростом ее большей полуоси и эксцентриситета. Оно убывает с ростом массы родительской звезды и дисперсии скоростей соседних звезд. При этом достаточное для выброса сечение взаимодействия меньше в случае сближения с одиночной звездой, чем с двойной.

Сближение звезд на расстояния, достаточные для выброса планет из их планетных систем, наиболее вероятны в звездных скоплениях (Спурзем и др., 2009; Фламмини Дотти и др., 2019). Под гравитационным влиянием соседних звезд (одиночных и двойных) эксцентриситеты планет могут существенно увеличиваться (Лафлин и Адамс, 1998; Закамска и Тремейн, 2004), некоторые внешние планеты могут покидать систему (Боли и др., 2012; Хао и др., 2013), а также покидать само звездное скопление. Количество таких планет растет со временем (Чжэн и др., 2015). Изменение орбитальных элементов планет способствует дестабилизации их орбит относительно друг друга, и это повышает вероятность выброса планеты из планетной системы (Кай и др., 2017).

Планеты с орбитальными элементами и массой Юпитера могут сохранять устойчивость орбиты и защищать от внешнего взаимодействия внутренние (относительно его орбиты) планеты системы, в случае малого количества соседних звезд (Фламмини Дотти и др., 2019). Однако при высокой концентрации внешних звезд орбита планеты типа Юпитера может быть заметно дестабилизирована. Расположение планет в резонансах может препятствовать разрушению системы и выбросам планет-гигантов (Сток и др.,

2020). Последствия пролета тела с массой планеты или коричневого карлика через Солнечную систему рассматривались в работе Микрюкова и Шевченко (2024). Согласно данной работе, Солнечная система за все время ее существования не испытывала тесных сближений со свободными планетами массой Юпитера или больше, иначе она была бы дестабилизирована. Таким образом, вероятность подобного взаимодействия для изолированной планетной системы чрезвычайно мала. Однако нельзя исключить подобное взаимодействие на стадии протопланетного диска при большом количестве соседних звезд в скоплении.

В работе (Цинк, 2020) показано, что на поздних стадиях эволюции звезды типа Солнца могут сбросить большую часть своей массы, что приведет к удалению орбит планет гигантов. В таком случае система типа Солнечной будет менее устойчива к возмущению при пролете внешней звезды, возможен выброс всех планет-гигантов, кроме одной. Вероятно, катастрофические события, происходящие на последних стадиях эволюции звезд разных масс, также должны способствовать выбросам планет в межзвездное пространство.

Учитывая множество механизмов возникновения свободных планет и многократные наблюдения таких объектов, можно предположить (как отмечено в работе Суми и др., 2011), что количество таких объектов, как минимум, в несколько раз превосходит количество звезд в Галактике. Поэтому вторжение такого объекта в ближайшее окружение звезды не является исключительно редким событием на временах жизни протопланетного диска при наличии плотного звездного окружения, например, в звездных скоплениях.

В настоящей работе мы рассматриваем последствия пролета массивной планеты сквозь вещество протопланетного диска. Демонстрируется и исследуется возможность наблюдения возникающих в таком случае неоднородностей вещества диска.

МОДЕЛЬ И МЕТОД

Основные уравнения

Расчеты выполнены с помощью пакета для численного решения задач газовой динамики PLUTO¹ (Миньоне и др., 2007). Рассматривалась система нестационарных газодинамических уравнений, описывающих эволюцию газового диска, окружающего молодую звезду Солнечного типа, в сферической системе координат (R, θ, φ) : $144 \times 60 \times 144$ ячеек в области $[0.2; 107.2] \text{ а.е.} \times [15; 165]^\circ \times [0; 360]^\circ$.

Запишем уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

где плотность газа обозначена ρ , а скорость — $\mathbf{v}$.

¹ <http://plutocode.ph.unito.it/>

Запишем уравнение движения газа:

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} - p \hat{I})^T = -\rho \nabla \Phi + \nabla \cdot \Pi(\mathbf{v}). \quad (2)$$

Здесь: p — давление газа, $\hat{I}$ — единичная матрица, $\Phi = \Phi_* + \Phi_p$, где $\Phi_* = -GM_*/R$ — гравитационный потенциал, создаваемый звездой (G — гравитационная постоянная, $M_* = 1M_\odot$ — масса звезды, R — расстояние до звезды, $M_\odot$ — масса Солнца, расчеты производятся в системе координат относительно звезды), а Φ_p — сглаженный гравитационный потенциал планеты с массой m_p , которая находится в точке $\mathbf{R}_p$ (Клар, Клей, 2006):

$$\Phi_p = \begin{cases} -\frac{Gm_p}{d}, & d > R_{sm} \\ -\frac{Gm_p}{d} \left(\left(\frac{d}{R_{sm}} \right)^4 - \right. \\ \left. -2 \left(\frac{d}{R_{sm}} \right)^3 + 2 \left(\frac{d}{R_{sm}} \right) \right), & d < R_{sm} \end{cases} \quad (3)$$

при этом параметр $R_{sm} = 0.03R$, $d = \sqrt{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_p)^2}$. $\Pi(\mathbf{v})$ — тензор вязких напряжений:

$$\Pi(\mathbf{v}) = \nu_1 [\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T] + \left(\nu_2 - \frac{2}{3} \nu_1 \right) (\nabla \cdot \mathbf{v}) \hat{I}, \quad (4)$$

ν_1 — коэффициент кинематической вязкости, ν_2 — вторая вязкость ($\nu_2 = 0$).

Запишем уравнение энергии (по аналогии с работой Миньоне и др., 2012):

$$\frac{\partial \epsilon_t}{\partial t} + \nabla \cdot [(\epsilon_t + p) \mathbf{v}] = \nabla \cdot (\mathbf{v} \cdot \Pi(\mathbf{v})) + \nabla \cdot \mathbf{F}_c - \rho \mathbf{v} \cdot \nabla \Phi. \quad (5)$$

Здесь полная плотность энергии $\epsilon_t = \rho \epsilon + \rho \mathbf{v}^2/2$ включает в себя удельную внутреннюю энергию газа ϵ . Поток тепла определяется через коэффициент теплопроводности κ и градиент температуры газа T : $\mathbf{F}_c = \kappa \cdot \nabla T$. Коэффициенты для вязкости и теплопроводности задаются с учетом турбулентных и ламинарных слагаемых по аналогии с работой Григорьева и Демидовой (2024). Использование ненулевых коэффициентов переноса необходимо для сглаживания узкого переходного слоя между разреженной горячей короной диска и более плотным холодным веществом диска. Кроме того, при движении планеты в газовой среде ожидается появление головной волны, что потенциально может повлечь излишние численные разрывы, которые невозможно разрешить при используемой расчетной сетке. Наличие теплопроводности и вязкости также позволяет сгладить этот момент.

Замыкает систему уравнений (1)–(5) уравнение состояния идеального газа: $p = \rho \epsilon (\gamma - 1)$, $\gamma = 1.05$, так что температура остается почти постоянной. Это приближение имитирует ситуацию, когда молекулярные и атомные газы остаются почти изотермическими. Предполагается, что заданный профиль температуры сохраняется практически во всем объеме диска на протяжении моделирования.

Следует заметить, что в данной работе не рассматривалось влияние на газ процессов, связанных с переносом излучения (нагрев УФ-излучением от горячих областей звезды, охлаждение пыли) и с взаимодействием пыли и газа. Также не учитывалась самогравитация диска.

Начальные и граничные условия, единицы измерения

Газодинамические расчеты выполнены в системе единиц, которые перечислены в табл. 1.

Следуя работе (Нельсон и др., 2013), начальное распределение плотности в диске задавалось следующим образом:

$$\rho(r, z, 0) = \rho_0 \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^p \exp \left(\frac{GM}{c_s^2(r)} \left[\frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} - \frac{1}{r} \right] \right). \quad (6)$$

Здесь $r = R \sin \theta$ — цилиндрический радиус, z — высота над экватором, $c_s(r)$ — скорость звука на этом радиусе, r_{in} — внутренний радиус диска.

Скорость звука в диске определялась следующим образом

$$c_s^2(r) = c_0^2 \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^q, \quad (7)$$

где c_0 — скорость звука на расстоянии r_{in} . Скорость звука совместно с угловой кеплеровской скоростью $\Omega_K(r) = \sqrt{GM/r^3}$ определяет полутолщину диска $H(r) = c_s(r)/\Omega_K(r)$. Из уравнения (7) следует, что

$$H(r) = H_0 \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^{(q+3)/2}, \quad (8)$$

где $H_0 = c_0/\Omega_K(r_{in})$.

В работе приняты значения $p = -2.25$ и $q = -0.5$. В таком случае распределение поверхностной плотности определяется формулой $\Sigma \approx \Sigma_0 \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^{-1}$. Значение Σ_0 определяется общей массой диска, которая равна $M_d = 0.01M_\odot$ (Уильямс и Сиеса, 2011). При этом $\rho_0 = \frac{\Sigma_0}{\sqrt{2\pi}H_0}$. Значение c_0 выбиралось таким образом, чтобы температура на внутренней границе диска ($r_{in} = 0.2$) была равна $T_0 = \frac{c_0^2 \mu m_H}{\gamma k_B} = 1000$ К, в таком случае $H_0 \approx 0.006$ а.е. Молярный вес газа в диске $\mu = 2.35$ (Дютри и др., 1994), m_H — масса атома водорода, а k_B — постоянная Больцмана.

Плотность в ячейке ограничена снизу значением $10^{-10}\rho_0$, и вся область, занятая столь разреженной средой, считается короной с температурой 10^4 К и молярным весом $\mu = 0.71$.

Начальная угловая скорость вещества задается формулой:

$$\Omega(r, z) = \Omega_K(r) \left[(p+q) \left(\frac{H}{r} \right)^2 + (1+q) - \frac{qr}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right]^{1/2}. \quad (9)$$

Таблица 1. Единицы нормировки

Параметр	Обозначение	Значение	в ед. СГС	Комментарий
Единица массы	M_0	1.98×10^{33}	г	$M_\odot$
Единица длины	L_0	1.496×10^{13}	см	1 а.е.
Единица времени	t_0	3.16×10^7	с	1 год
Единица плотности	ρ_0	5.94×10^{-7}	г/см ³	M_0/L_0^3
Единица скорости	v_0	4.74×10^5	см/с	$2\pi L_0/t_0$

Таким образом, координаты скорости каждой ячейки диска задаются равными $\mathbf{v} = (v_R, v_\theta, v_\varphi) = (0, 0, \Omega r)$. В случае расчетов с ретроградным падением планеты начальная азимутальная скорость заменяется на отрицательную: $v_\varphi = -\Omega r$. Таким образом при ретроградном падении планеты диск вращается по часовой стрелке в плоскости xy , а при сонаправленном — против.

Левое граничное условие по R задается из соотношений равенства тепловых турбулентных потоков, непрерывности вязкого турбулентного потока и сохранения углового момента. Значения в граничных ячейках обозначаются нижним индексом b , без индекса — в расчетных приграничных ячейках:

$$\begin{aligned} \kappa_{\text{turb } b} \frac{\partial T_b}{\partial R} &= -\kappa_{\text{turb}} \frac{\partial T}{\partial R}; \\ v_{\text{turb } b} \frac{\partial \rho_b \mathbf{v}_b}{\partial R} &= v_{\text{turb}} \frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial R}; \quad \rho_b v_{\varphi b} R_b = \rho v_\varphi R. \end{aligned} \quad (10)$$

при этом компонента v_{Rb} всегда направлена в сторону звезды или нулевая.

Правое граничное условие по R свободное, т.е. все величины, используемые в расчетах, имеют градиент по R равный нулю. Также установлены свободные граничные условия по θ с обеих сторон и периодические граничные условия по φ .

В начальный момент времени планета массой $m_p = 10 M_{\text{Jup}}$ (M_{Jup} — масса Юпитера) располагается на расстоянии $R_{p0} = 150$ а.е. Расчеты показали, что вещество диска возмущается планетой, когда она пролетает непосредственно над диском на расстоянии ≤ 100 а.е. от звезды. Увеличение начального расстояния до звезды в два раза, не оказало существенного влияния на поведение и время жизни наблюдаемых структур. Начальная скорость планеты принималась равной второй космической скорости на данном расстоянии $V = \sqrt{\frac{2GM}{R_{p0}}}$. Долгота восходящего угла орбиты планеты во всех расчетах задавалась $\Omega = 0^\circ$ (пересечение плоскости диска происходит на оси x), перигелическое расстояние (q), аргумент перигелия (ω), наклонение (i) орбиты планеты к исходной плоскости диска варьировались.

Генерация изображений

Для трехмерных расчетов переноса излучения при известном распределении плотности газа в рассматриваемой области использовался код RADMC-3D² (Дуллемонд и др., 2012), в котором решение уравнения переноса излучения выполняется методом Монте-Карло. В настоящей работе мы предполагаем, что общая масса мелкой пыли (0.1 мкм) равна $\sim 2 \times 10^{-5} M_\odot$. Количество мелкой пыли убывает в процессе эволюции протопланетного диска (см., например, Тести и др., 2014) за счет укрупнения пылинок. Мы предполагаем, что максимальный размер пыли таков, что не достигается предел Релея ($\lambda \approx 2\pi a_{\text{max}}$, где λ — длина волны, a_{max} — радиус сферической пылинки), при котором возникает скачок непрозрачности пыли. Для расчетов прямого и рассеянного излучения взято 10^8 фотонов. Непрозрачность пыли для магнево-железных силикатов (Доршнер и др., 1995) рассчитывалась по теории Ми (1908) с помощью кода, включенного в пакет RADMC-3D (Борен и Хаффман, 1998).

Рассчитанные потоки излучения использовались для моделирования изображений, которые потенциально можно получить при наблюдениях с помощью радиоинтерферометра ALMA. Моделирование проведено с помощью симулятора CASA 6.5³ (Петру и др., 2012). Расчеты выполнялись на длине волны 740 мкм (Band 8) для положения $\alpha = 05^{\text{h}}35^{\text{m}}58^{\text{s}}.5$; $\delta = +24^\circ 44' 54''.1$ (CQ Tau) на расстоянии 140 пк, полосу пропускания для наблюдателя в континууме равна 6 ГГц, время экспозиции 2^h. Конфигурация антенны соответствовала Циклу 5 (5.7 из доступных конфигураций CASA), при которой размер луча (beam) был $\approx 0''.15$. Тепловой шум был добавлен с помощью опции tsys-atm пакета CASA, при этом осаждаемый водной пар $PWV = 0.6$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Во всех моделях планета движется по параболической орбите из нижней части полупространства ($z < 0$) пересекает плоскость диска (z) дважды и снова уходит под диск. Движение планеты гравитационно

²<https://www.ita.uni-heidelberg.de/dullemond/software/radmc-3d/>

³<https://casa.nrao.edu/>

возмущает вещество диска. Поэтому, как показали газодинамические расчеты, чем дальше планета находится в непосредственной близости от плоскости протопланетного диска, тем сильнее он искажается, и более заметны крупномасштабные асимметрии на его изображениях. Были выбраны длительные газодинамические расчеты модели с параметрами $q = 5$ а.е., $i = 10^\circ$ и $\omega = 90^\circ$ для сонаправленного и ретроградного пролета планеты, на основе которых были построены изображения диска с полюса и с ребра в ближней инфракрасной (ИК) области спектра (3 мкм). Орбита такой планеты проходит точку перицентра в момент времени $t \approx 144$ года от начала расчетов.

Расчеты показали, что плоскость диска изгибается, и в направлении движения планеты образуется горб вещества, который смещается по диску вследствие кеплерова вращения диска. Затем, после второго пересечения плоскости диска должен сформироваться второй спиралевидный горб. И он действительно формируется в случае сонаправленного падения планеты (рис. 1, сверху). Однако в случае ретроградного падения второй горб сливается с первым из-за вращения диска (рис. 1, внизу). Плотность вещества в спиральных горбах превосходит плотность окружающей среды диска. Например, на расстоянии 40 а.е. в момент времени 200 лет плотность в горбе выше плотности на том же расстоянии в плоскости диска в 1.7 раза, тогда как через 290 лет — в 1.25 раза. Температура пыли на ближайшей к звезде поверхности горба на несколько градусов ($2 - 5$ К) выше, чем у окружающей среды.

Поэтому при приближении планеты к точке перицентра на изображении диска в ИК-диапазоне видна однорукавная спираль, которая представляет собой спиралевидный горб, выступающий под диском. Затем при сонаправленном пролете планеты на изображении протопланетного диска, видимом с полюса, визуализируется двурукавная спираль (рис. 2). На изображении с ребра видны неоднородности в атмосфере диска. В случае ретроградного падения планеты на изображениях наблюдается лишь однорукавная спираль во внешней части диска, которая также может быть видна при наблюдениях с ребра, особенно на ранних стадиях взаимодействия планеты с диском (до прохождения перицентра и незадолго после).

Во внутренней части диска в обоих случаях видны яркие двухрукавные спирали. По-видимому, их возникновение связано с тем, что планета пересекает плоскость диска дважды. Направление закручивания спиралей противоположно для ретроградного и для сонаправленного пролетов планеты. Уменьшение видимого размера диска в момент времени 290 лет связано с изгибом диска вследствие реакции на пролет планеты.

На рис. 4 показаны изображения диска, наблюдаемого снизу в направлении оси z в момент времени $t = 200$ лет. Видно, что структуры более яркие в срав-

нении с наблюдениями сверху (рис. 2, 3). Это связано с тем, что в данном случае горбы вещества расположены под плоскостью диска (ближе к наблюдателю), так как планета приближается к диску снизу ($z < 0$). Отличия заметны при расположении планеты вблизи перицентра и до него в ИК-диапазоне. Затем вещество бурно перемешивается вследствие вращения диска, и уже в момент времени $t = 290$ лет вид снизу и сверху практически не отличаются друг от друга.

Со временем возмущение захватывает весь диск, и к моменту $t \approx 290$ лет, когда планеты удаляется на расстояние, равное начальному, на изображениях с полюса видна крупномасштабная спиральная структура, а при наблюдениях с ребра заметна асимметрия относительно плоскости диска. Через 500 лет от начала расчетов в диске все еще заметна спиралевидная структура, однако картина выглядит размытой (рис. 2, 3).

С увеличением угла наклона орбиты планеты уменьшается время ее пребывания в непосредственной близости от плоскости диска. На рис. 5 показаны изображения диска для модели с параметрами $q = 5$ а.е., $i = 20^\circ$ и $\omega = 90^\circ$ для сонаправленного и ретроградного случаев. Спиральные структуры все еще видны, однако они менее яркие, особенно на периферии диска, по сравнению с конфигурациями, где $i = 10^\circ$.

С увеличением периферического расстояния q (в пределах размера диска) растет вероятность столкновения диска с планетой. Расчеты показали, как и следовало ожидать, что, чем дальше от звезды происходит взаимодействие, тем больше искажается разреженная периферия диска (рис. 6, 7). Спиральные структуры выглядят более яркими, кроме того, от диска в направлении движения планеты тянутся хвосты вещества.

В рассмотренной выше модели первое и второе пересечения плоскости диска планетой происходят на одинаковом расстоянии ($r \approx 10$ а.е.), так как $\omega = 90^\circ$. Были рассмотрены еще три случая: во-первых, одиночное пересечение плоскости диска орбитой планеты ($\omega = 0^\circ$), во-вторых, когда первое пересечения (r_1) происходит ближе к звезде, чем второе (r_2) и наоборот. Когда $\omega = 45^\circ$: $r_1 \approx 5.87$ а.е., $r_2 \approx 34.14$ а.е.; а в случае $\omega = 135^\circ$: $r_1 \approx 34.14$ а.е., а $r_2 \approx 5.87$ а.е. В целом картина неоднородностей мало отличается при вариациях ω . Однако можно отметить, что в случае $\omega = 0^\circ$ и $\omega = 45^\circ$ больше возмущена периферия диска, тогда как при $\omega = 45^\circ$ одна ветвь спирали существенно ярче другой при сонаправленном пролете. А в ретроградном случае однорукавная спираль более яркая при $\omega = 0^\circ$ и $\omega = 45^\circ$.

Уменьшение массы планеты на порядок ($1M_{\text{Юп}}$) приводит к уменьшению высоты, на которую поднимается возмущенное вещество диска. Несмотря на то, что спиральные структуры, подобные описанным выше, выделяются в распределении газа, при моде-

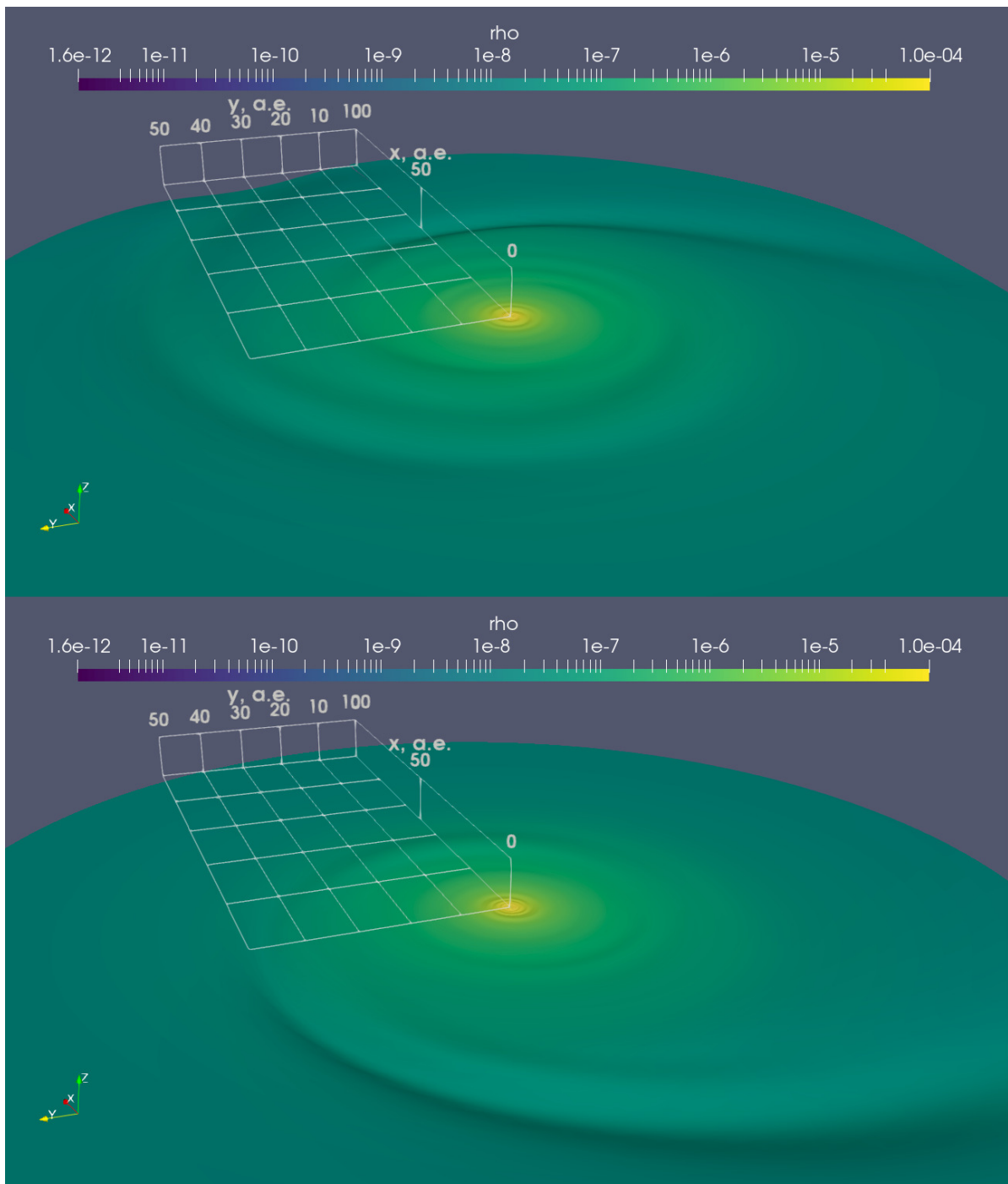


Рис. 1. Поверхность максимальной плотности на момент времени 290 лет относительно начала расчетов в модели $q = 5$ а.е., $i = 10^\circ$, $\omega = 90^\circ$. Сверху показан случай сонаправленного пролета, а снизу — ретроградного. Цветом показана плотность в единицах $\rho_0 = 6 \times 10^{-7} \text{ г см}^{-3}$. Координатный параллелепипед показан для масштаба.

лировании изображений они неразличимы на фоне остального диска. Минимальная масса, при которой спиральные структуры могут быть отождествлены, составляет $3M_{\text{Jup}}$.

Анализ теплового излучения пыли показал, что описанные выше структуры могут наблюдаться, если масса мелкой пыли (размером 0.1 мкм) составляет не менее $10^{-4} M_\odot$. На рис. 8 показан поток излучения для

двух моделей с наиболее яркими относительно фона двухрукавной и однорукавной спиральями. В логарифмической шкале спиральные структуры выделяются на фоне остального диска, также видны искажение плоскости диска с ребра. Спиральные структуры различимы и на теоретических изображениях, полученных для телескопа ALMA (рис. 9), тогда как вертикальные искажения диска не отождествляют-

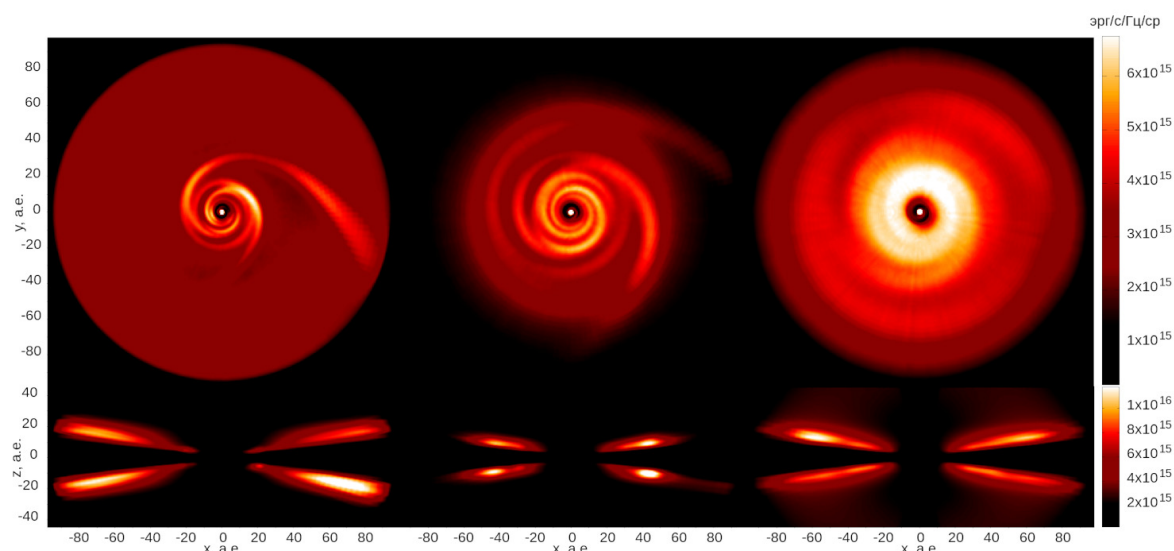


Рис. 2. Цветом показано произведение потока излучения на длине волны 3 мкм на квадрат расстояния для случая сонаправленного падения планеты на диск. Параметры моделей: $q = 5$ а.е., $i = 10^\circ$, $\omega = 90^\circ$. Слева показан момент времени $t = 200$ лет от начала расчетов, в центре — $t = 290$ лет, справа — $t = 500$ лет. Верхние графики соответствуют направлению луча зрения против оси z , а нижние — вдоль оси y .

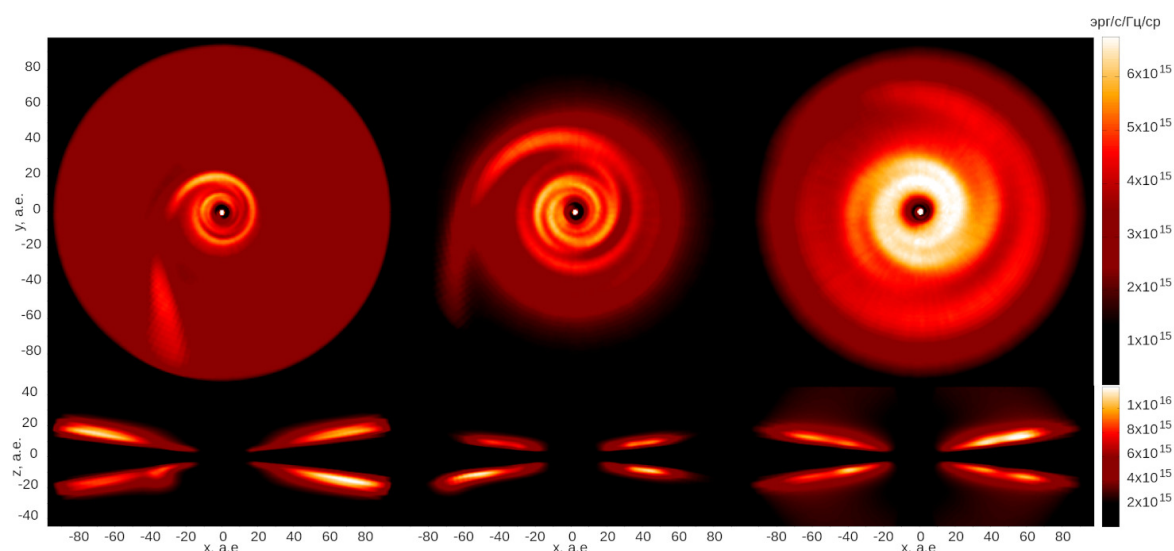


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для случая ретроградного падения планеты на диск.

ся. Расчеты показали, что наблюдения однорукавных спиралей в субмиллиметровом диапазоне возможны в случае близкого пролета при $q \approx 5$ а.е., тогда как двухрукавные спирали могут быть разрешены при неблизком пролете с периферическим расстоянием $q \approx 20$ а.е.

ОБСУЖДЕНИЕ

Влияние пролета звезды Солнечного типа на динамику протопланетного диска рассматривалось в ряде работ. Расчеты Пфальцнер (2008) показали, что такое событие может вызвать вспышку аккреционной ак-

тивности на звезду, при которой темп аккреции возрастает на несколько порядков. Сонаправленный с вращением диска пролет звезды сквозь его вещество существенно изменял структуру диска, образовывался приливной спиралевидный хвост вещества, часть материи захватывалась налетающей звездой (Форган и Райс, 2010).

Вычисления с учетом взаимодействия газа и пыли (Куэлло и др., 2019) показали, что близкий пролет звезды провоцирует развитие спиральной структуры в распределении пыли и газа, которая сохраняется тысячи лет после периастра. Плоскость диска искажает-

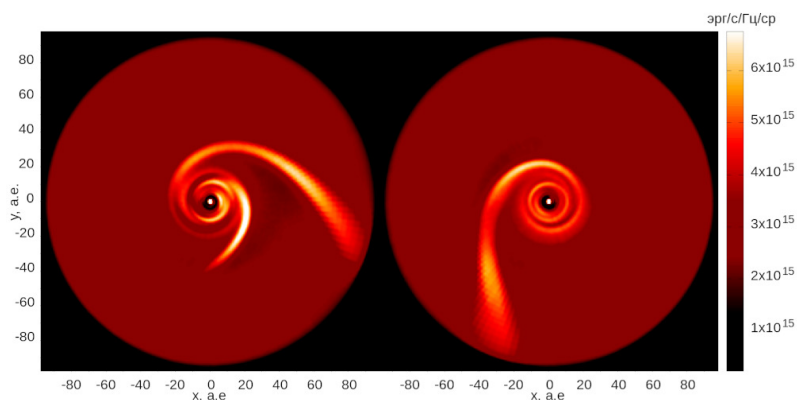


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для случая, когда луч зрения направлен вдоль оси z в момент времени $t = 200$ лет. Слева сонаправленный пролет, а справа — ретроградный.

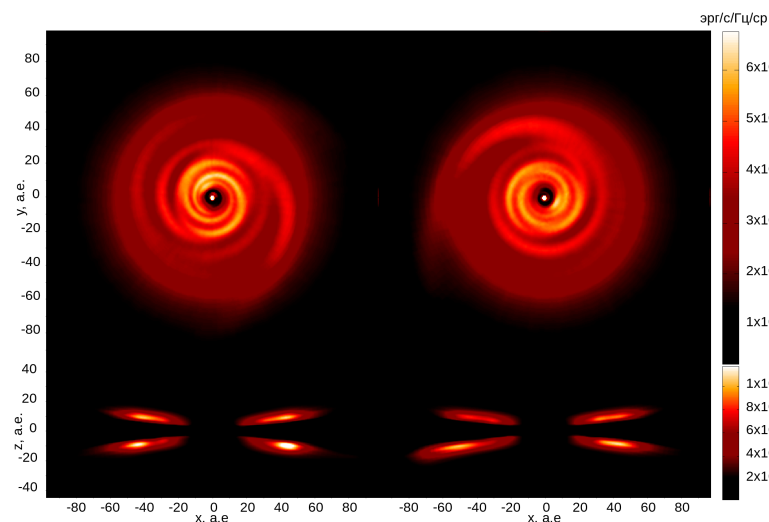


Рис. 5. То же, что и на рис. 2, но для наклона орбиты планеты $i = 20^\circ$ ($q = 5$ а.е., $\omega = 90^\circ$) в момент времени $t = 290$ лет. Слева сонаправленный пролет, а справа — ретроградный.

ся, а пылевой диск становится более компактным по сравнению с газовым. Анализировались изображения этих дисков в оптическом, инфракрасном и субмиллиметровых диапазонах (Куэлло и др., 2020).

В работе Борхерт и др. (2022а) подобные расчеты были выполнены повторно с учетом переноса излучения. Они показали, что темп аккреции на налетающую звезду может воспроизвести FU Ori-подобную по временным характеристикам и амплитуде вспышку. Однако звезда должна пролететь через центральные области диска (< 20 а.е.). Такие сближения маловероятны даже в звездных скоплениях. Более далекий пролет звезды с перицентрическим расстоянием 500 а.е. может спровоцировать развитие тепловой и магнито-ротационной неустойчивости во внутренней части диска, что может привести к отложенному (~ 1000 лет после сближения) всплеску темпа аккреции (Скляревский и Воробьев, 2023).

Случай проникающего сближения двух звезд с протопланетными дисками рассматривался в работе Бор-

херт и др. (2022b). Расчеты показали, что в дисках обеих звезд распространяются спиральные волны, искажается плоскость обоих дисков, размеры дисков уменьшаются после пролета, они соединены спиральным хвостом вещества. Таким образом в случае сближения звезды с протопланетным диском его структура меняется (Куэлло и др., 2023). Образуются спиральные волны, деформируется плоскость диска, увеличивается его эксцентриситет, часть вещества может быть захвачена налетающей звездой. Сонаправленный пролет производит более разрушительное влияние на протопланетный диск, чем ретроградный.

При ретроградном сближении с массивной звездой ($\geq 5M_\odot$) протопланетный диск может изменить наклон своей плоскости относительно экваториальной плоскости родительской звезды (Сян-Грюсс, 2016).

В работе Воробьева и др. (2020) исследовались процессы вытягивания хвостов вещества (tail-like structures) из протопланетных дисков. Авторы пока-

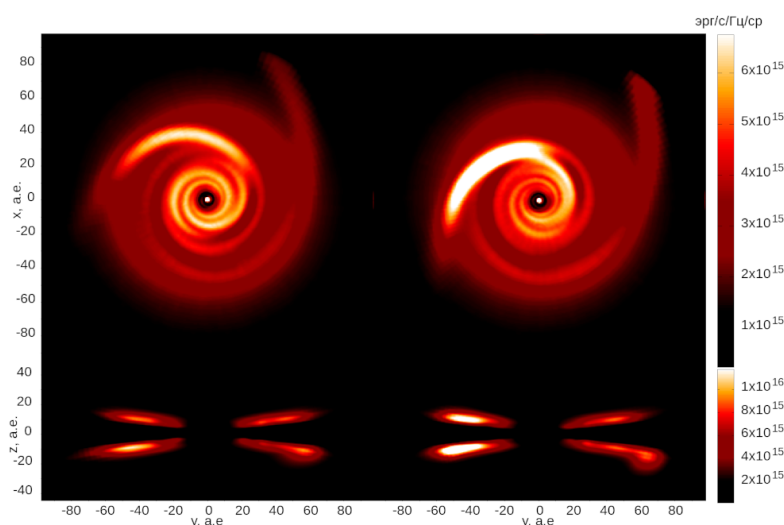


Рис. 6. То же, что и на рис. 2, но для случая сонаправленного пролета планеты в момент времени $t = 290$ лет. Слева показана модель, в которой перигелическое расстояние $q = 10$ а.е., а справа — $q = 20$ а.е. ($i = 10^\circ$, $\omega = 90^\circ$). На нижних графиках луч зрения направлен вдоль оси x .

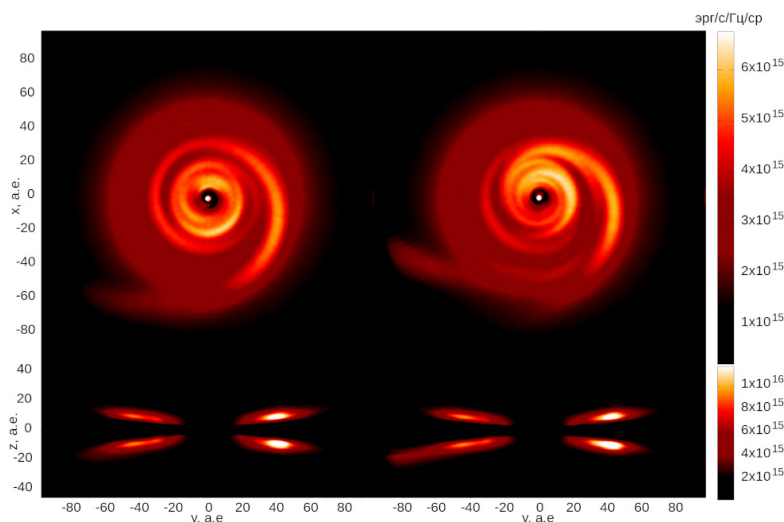


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, но для случая ретроградного пролета планеты.

зали, что выбросы сгустков из массивных газовых дисков молодых звезд вследствие гравитационной неустойчивости могут также быть причиной образования хвостоподобных структур, представляющих собой ударную волну с плотным периметром и разреженной внутренней частью. Кроме того, при близком пролете звезды сквозь гравитационно устойчивый диск могут сформироваться три хвоста вещества. До и после столкновения с диском налетающая звезда увлекает вещество из диска за собой, а также формируется спиралевидный массивный хвост вещества. Такие структуры могут потенциально наблюдаться в рассеянном свете и субмиллиметровом диапазоне. Протяженные потоки вещества, связанные с протопланетными дисками, обнаружены у ряда молодых объектов (Кабрит и др., 2006; де Леон и др., 2015;

Гаруфи и др., 2022).

В предыдущей работе, где мы моделировали взаимодействие газовой струи с протопланетным диском (Григорьев и Демидова, 2024), искажения диска также были значительны уже при начальной массе струи, равной 1 масса Юпитера. Наблюдались спиральные волны, образовывался внутренний диск, наклоненный относительно периферии, сохранявшей начальную плоскость диска.

В настоящей работе мы показали, что при пролете сквозь протопланетный диск массивной планеты структура протопланетного диска меняется менее существенно. Однако подобные структуры, как и в случае пролета другой звезды, наблюдаются и при сближении диска с планетой. Во-первых, на изображениях диска с полюса видна однорукавная или двухрукав-

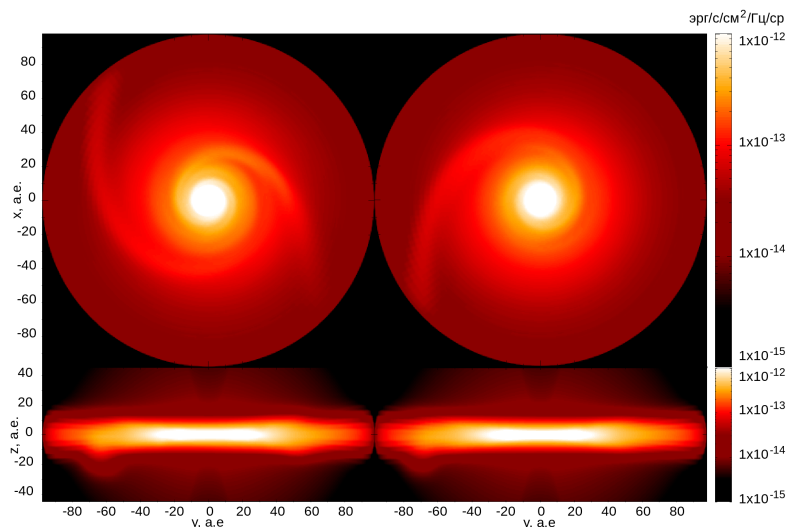


Рис. 8. Цветом показан поток излучения на длине волны 740 мкм в логарифмической шкале в момент времени $t = 290$ лет. Слева сонаправленный пролет для модели с параметрами: $q = 20$ а.е., $i = 10^\circ$, $\omega = 90^\circ$, а справа — ретроградный для модели: $q = 5$ а.е., $i = 10^\circ$ и $\omega = 90^\circ$. Верхние графики соответствуют направлению луча зрения против оси z , а нижние — вдоль оси x .

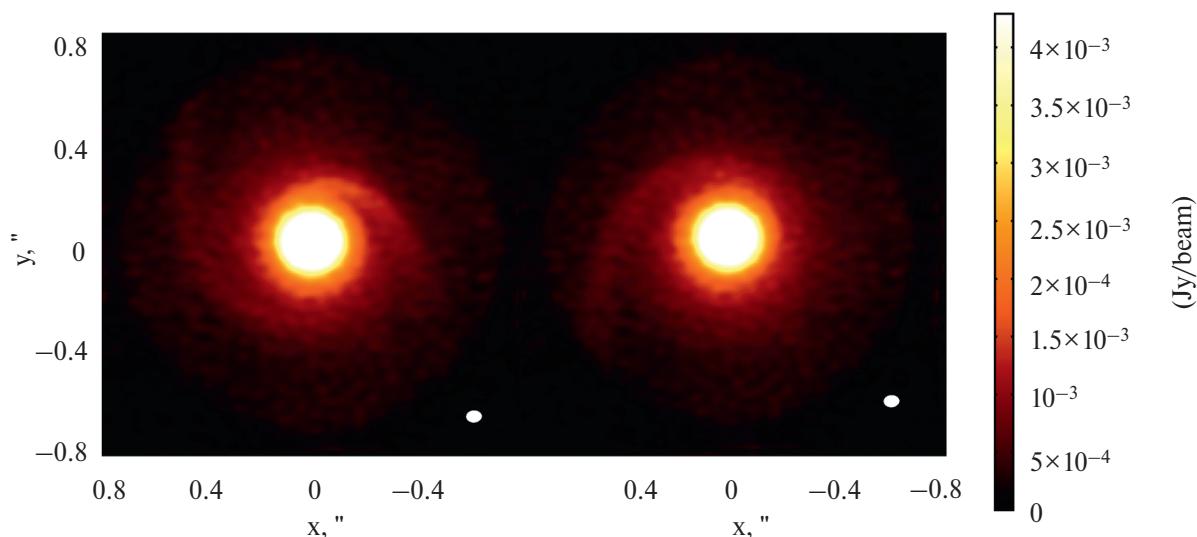


Рис. 9. Синтезированные изображения, которые потенциально могут быть получены на радиоинтерферометре ALMA на длине волны 740 мкм, соответствуют моделям, представленным на рис. 8. Цветовая шкала дана в Ян/beam.

ная спираль. Во-вторых, искажается плоскость диска, и, наконец, в направлении планеты из диска тянется хвост вещества. Следует отметить, что в рассмотренных моделях из-за ограниченного размера расчетной области, этот хвост обрзан, и в ряде моделей ожидается его существование и за пределами расчетной сетки.

Спирали были обнаружены на изображениях звезд AB Aur (Фукагава и др., 2004), Elias 2-27 (Панек-Карреньо и др., 2021), MWC 758 (Донг и др., 2018), HD 135344B (Казассус и др., 2021). Спиральные волны, отождествленные на изображениях протопланетных дисков, могут быть вызваны различными при-

чинами. Например, движением планеты по замкнутой орбите или развитием гравитационной неустойчивости (см., например, Меру и др., 2017). Однако и пролет планеты сквозь протопланетный диск может породить такие структуры. Формирование транзитных спиральных структур было выявлено также при моделировании циркумбинарных планетезимальных дисков (Демидова и Шевченко, 2015).

У ряда объектов, наблюдаемых с ребра, также заметна асимметрия диска относительно центральной плоскости. Вероятно, это связано с искажением плоскости диска. Примерами являются звезды HD 111520 (Кроттс и др., 2022), Proplyd 114-426 (МакКохрин и

О’Делл, 1996), IRAS 23077+6707 (Монш и др., 2024), Orp 163131 (Вилленав и др., 2020; Флорес и др., 2021), HD 141943 (Суммер и др., 2014). Интересно отметить звезду HD106906, протопланетный диск которой наблюдается с ребра. С одной стороны край диска более вытянут, чем с другой, и напоминает хвост вещества, который тянется за планетой. Кроме того, обнаружена и удаленная планета, вероятно, на сильно вытянутой орбите (Нгуен и др., 2021).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты показали, что массивная планета в 10 масс Юпитера может существенно возмутить вещество протопланетного диска. При сонаправленном пролете такой планеты сквозь диск на его поверхности возникают два спиралевидных горба, а при ретроградном пролете — только один. Эти горбы видны на изображениях диска как спиральные структуры при наблюдениях с полюса, и как асимметрии относительно плоскости диска при наблюдениях с ребра. Они могут быть отождествлены как в ИК, так и в субмиллиметровом диапазоне. Кроме того, планета может вытянуть из диска хвост вещества, который также может быть обнаружен при наблюдениях. Наблюдение таких структур возможно в ближайших областях звездообразования на расстояниях ~ 140 пк.

Вариации параметров орбиты планеты влияют на яркость отдельных структур, однако общая картина крупномасштабных неоднородностей сохраняется. Со временем структуры рассеиваются в диске с характерным временем ~ 500 лет. Данный промежуток времени существенно меньше характерного времени жизни протопланетного диска $\sim 10^6$ лет (Хайш и др., 2001; Уильямс и Сиеса, 2011), поэтому последствия одного пролета вряд ли могут быть обнаружены при наблюдениях. Однако результаты исследований применимы и для случая планеты на сильно вытянутой эллиптической орбите. Например, орбита планеты с перигелическим расстоянием 5 а.е. и апоцентрическим 150 а.е. имеет большую полуось 77.5 а.е., эксцентриситет ≈ 0.94 а.е. В таком случае период оборота вокруг звезды типа Солнца составляет ≈ 682 года, следовательно за время жизни протопланетного диска такая планета столкнется с диском несколько тысяч раз. Это существенно повышает вероятность наблюдения описанных структур.

Анализ расчетов показал, что пролет планеты не влияет на темп аккреции газа из диска на звезду. Подобное явление не может привести к формированию наклона внутренней части диска относительно периферии. Однако при определенных условиях может вызвать затмение на кривой блеска звезды типа UX Ori (Григорьев и Демидова, 2025).

Полученные результаты применимы и в случае осколочного диска, поскольку массивная планета, в первую очередь, оказывает гравитационное воздей-

ствие на диск. Кроме того, если планета движется по сильно вытянутой орбите, которая пересекает плоскость диска, в нем должны возникать, а затем рассеиваться описанные выше структуры. Таким образом, вероятность наблюдения описанных структур будет выше, поскольку они могут возникать периодически, пусть и с довольно большим периодом.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензентам за ценные замечания. Расчеты проводились с использованием ресурсов Центра коллективного пользования научным оборудованием “Центр коллективного пользования вычислительными ресурсами МСЦ НИЦ «Курчатовский институт»” (Савин и др., 2019).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Басу, Воробьев (S. Basu and E. I. Vorobyov), *Astrophys. J.* **750**, 30 (2012).
2. Боли и др. (A.C. Boley, M.J. Payne, and E.B. Ford), *Astrophys. J.* **754**, 57 (2012).
3. Босс (A.P. Boss), *Astrophys. J. (Lett.)* **551**, L167 (2001).
4. Борен, Хаффман (C.F. Bohren and D.R. Huffman), *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, p. 544, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA (1998).
5. Борхерт и др. (E.M.A. Borchert, D.J. Price, C. Pinte, and N. Cuello), *MNRAS* **510**, L37 (2022a).
6. Борхерт и др. (E.M.A. Borchert, D.J. Price, C. Pinte, and N. Cuello), *MNRAS* **517**, 4436 (2022b).
7. Берджесс и др. (A.S.M. Burgess, E. Moraux, J. Bouvier, C. Marmo, L. Albert, and H. Bouy), *Astron. Astrophys.* **508**, 823 (2009).
8. Воробьев и др. (E.I. Vorobyov, A.M. Skliarevskii, V.G. Elbakyan, M. Takami, H.B. Liu, S.-Y. Liu, and E. Akiyama), *Astron. Astrophys.* **635**, A196 (2020).
9. Вилленав и др. (M. Villenave, F. Menard, W.R.F. Dent, G. Duchene, K.R. Stapelfeldt, M. Benisty, Y. Boehler, G. van der Plas, et al.), *Astron. Astrophys.* **642**, A164 (2020).
10. Гаруфи и др. (A. Garufi, L. Podio, C. Codella, D. Segura-Cox, M. Vander Donckt, S. Mercimek, F. Bacciotti, D. Fedele, et al.), *Astron. Astrophys.* **658**, A104 (2022).
11. Гауди (B. S. Gaudi), *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.* **50**, 411 (2012).
12. Григорьев, Демидова (V.V. Grigoryev and T.V. Demidova), *Lobachevskii J. of Math.* **46**, 1 (2025).
13. Григорьев В.В., Демидова Т.В., *Астрон. журн.* **101**, 10, с. 2–20 (2024).
14. Гулински, Рыбак (N. Gouliniski and E.N. Ribak), *MNRAS* **473**, 1589 (2018).
15. де Леон и др. (J. de Leon, M. Takami, J. L. Karr, J. Hashimoto, T. Kudo, M. Sitko, S. Mayama, N. Kusakabe, et al.), *Astrophys. J.* **806**, L10 (2015).
16. Делорм и др. (P. Delorme, J. Gagne, L. Malo, C. Reyle, E. Artigau, L. Albert, T. Forveille, X. Delfosse, et al.), *Astron. Astrophys.* **548**, A26 (2012).
17. Демидова, Шевченко (T.V. Demidova and I.I. Shevchenko), *Astrophys. J.* **805**, 38 (2015).

18. Донг и др. (R. Dong, S. Liu, J. Eisner, S. Andrews, J. Fung, Z. Zhu, E. Chiang, J. Hashimoto, et al.), *Astrophys. J.* **860**, 124 (2018).
19. Доршнер и др. (J. Dorschner, B. Begemann, T. Henning, C. Jaeger, and H. Mutschke), *Astron. Astrophys.* **300**, 503 (1995).
20. Дуллемонд и др. (C.P. Dullemond, A. Juhasz, A. Pohl, F. Sereshti, R. Shetty, T. Peters, B. Commercon, and M. Flock), *Astrophys. Source Code Lib. ascl:1202.015* (2012).
21. Дютри и др. (A. Dutrey, S. Guilloteau, and M. Simon), *Astron. Astrophys.* **286**, 149 (1994).
22. Закамска, Тремейн (N.L. Zakamska and S. Tremaine), *Astron. J.* **128**, 869 (2004).
23. Кабрит и др. (S. Cabrit, J. Pety, N. Pesenti, and C. Dougados), *Astron. Astrophys.* **452**, 897 (2006).
24. Кай и др. (M.X. Cai, M.B.N. Kouwenhoven, S.F. Portegies Zwart, and R. Spurzem), *MNRAS* **470**, 4337 (2017).
25. Казассус и др. (S. Casassus, V. Christiaens, M. Carcamo, S. Perez, P. Weber, B. Ercolano, N. van der Marel, C. Pinte, et al.), *MNRAS* **507**, 3789 (2021).
26. Кванц и др. (S.P. Quanz, B. Goldman, T. Henning, W. Brandner, A. Burrows, and L.W. Hofstetter), *Astrophys. J.* **708**, 770 (2010).
27. Клар, Клей (H. Klahr and W. Kley), *Astron. Astrophys.* **445**, 747 (2006).
28. Кроггс и др. (K.A. Crotts, Z.H. Draper, B.C. Matthews, G. Duchene, T. M. Esposito, D. Wilner, J. Mazoyer, D. Padgett, et al.), *Astrophys. J.* **932**, 23 (2022).
29. Куэлло и др. (N. Cuello, F. Louvet, D. Mentiplay, C. Pinte, D.J. Price, A.J. Winter, R. Nealon, F. Menard, et al.), *MNRAS* **491**, 504 (2020).
30. Куэлло и др. (N. Cuello, F. Menard, and D.J. Price), *European Phys. J. Plus* **138**, 11 (2023).
31. Куэлло и др. (N. Cuello, G. Dipierro, D. Mentiplay, D.J. Price, C. Pinte, J. Cuadra, G. Laibe, F. Menard, et al.), *MNRAS* **483**, 4114 (2019).
32. Лафлин, Адамс (G. Laughlin and F.C. Adams), *Astrophys. J.* **508**, L171 (1998).
33. Ли, Адамс (G. Li and F.C. Adams), *MNRAS* **448**, 344 (2015).
34. Лю и др. (M.C. Liu, E.A. Magnier, N.R. Deacon, K.N. Allers, T.J. Dupuy, M.C. Kotson, K.M. Aller, W.S. Burgett, et al.), *Astrophys. J.* **777**, L20 (2013).
35. Лукас и др. (P.W. Lucas, D.J. Weights, P.F. Roche, and F.C. Riddick), *MNRAS* **373**, L60 (2006).
36. Мальмберг и др. (D. Malmberg, M.B. Davies, and D.C. Hoggie), *MNRAS* **411**, 859 (2011).
37. Марш и др. (K.A. Marsh, P. Plavchan, J.D. Kirkpatrick, P.J. Lowrance, R.M. Cutri, and T. Velusamy), *Astrophys. J.* **719**, 550 (2010).
38. МакКохрин, О'Делл (M.J. McCaughrean and C.R. O'Dell), *Astron. J.* **111**, 1977 (1996).
39. Меру и др. (F. Meru, A. Juhasz, J.D. Ilee, C.J. Clarke, G.P. Rosotti, and R.A. Booth), *Astrophys. J.* **839**, L24 (2017).
40. Ми (G. Mie), *Annalen der Physik* **330**, 377 (1908).
41. Миньоне и др. (A. Mignone, G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Tesileanu, C. Zanni, and A. Ferrari), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **170**, 228 (2007).
42. Миньоне и др. (A. Mignone, M. Flock, M. Stute, S.M. Kolb, and G. Muscianisi), *Astron. Astrophys.* **545**, A152 (2012).
43. Микрюков, Шевченко (D.V. Mikryukov and I.I. Shevchenko), *MNRAS* **528**, 6411 (2024).
44. Монш и др. (K. Monsch, J.B. Lovell, C.T. Berghea, G. Edenhofer, G.K. Keating, S.M. Andrews, A. Bayyari, J.J. Drake, et al.), *Astrophys. J.* **967**, L2 (2024).
45. Мурхед, Адамс (A.V. Moorhead and F.C. Adams), *Icarus* **193**, 475 (2008).
46. Мроз и др. (P. Mroz, A. Udalski, J. Skowron, R. Poleski, S. Kozlowski, M.K. Szymanski, I. Soszynski, L. Wyrzykowski, et al.), *Nature* **548**, 183 (2017).
47. Мужич и др. (K. Muzic, A. Scholz, V.C. Geers, and R. Jayawardhana), *Astrophys. J.* **810**, 159 (2015).
48. Нельсон и др. (R.P. Nelson, O. Gressel, and O.M. Umurhan), *MNRAS* **435**, 2610 (2013).
49. Нгуен и др. (M.M. Nguyen, R.J. De Rosa, and P. Kalas), *Astrophys. J.* **161**, 22 (2021).
50. Падоан, Нордлунд, 2004 (P. Padoan and A. Nordlund), *Astrophys. J.* **617**, 559 (2004).
51. Панек-Карреньо и др. (T. Paneque-Carreño, L.M. Perez, M. Benisty, C. Hall, B. Veronesi, G. Lodato, A. Sierra, J.M. Carpenter, et al.), *Astrophys. J.* **914**, 88 (2021).
52. Пауччи и др. (F. Pacucci, A. Ferrara, and E. D'Onghia), *Astron. J.* **778**, L42 (2013).
53. Петру и др. (D. Petry and CASA Development Team), in P. Ballester, D. Egret, and N.P.F. Lorente (eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXI*, *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.* **461**, 849 (2012).
54. Пирсон, МакКохрин (S.G. Pearson and M.J. McCaughrean), *arXiv e-prints arXiv:2310.01231* (2023).
55. Пенья Рамирес и др. (K. Pena Ramirez, V.J.S. Bejar, M.R. Zapatero Osorio, M.G. Petr-Gotzens, and E.L. Martin), *Astrophys. J.* **754**, 30 (2012).
56. Пфальцнер (S. Pfalzner), *Astron. Astrophys.* **492**, 735 (2008).
57. Расио, Форд (F.A. Rasio and E.B. Ford), *Science* **274**, 954 (1996).
58. Савин и др. (G. Savin, B. Shabanov, P. Telegin, and A. Baranov), *Lobachevskii J. Math.* **40**, 1853 (2019).
59. Сапато Осорио и др. (M.R. Zapatero Osorio, V.J.S. Bejar, E.L. Martin, R. Rebolo, D. Barrado y Navascues, C.A.L. Bailer-Jones, and R. Mundt), *Science* **290**, 103 (2000).
60. Складьевский А.М., Воробьев Э.И., *Астрон. журн.* **100**, 1267 (2023) [A.M. Skliarevskii and E.I. Vorobyov, *Astron. Rep.* **67**, 1401 (2023)].
61. Суммер и др. (R. Soummer, M.D. Perrin, L. Pueyo, E. Choquet, C. Chen, D.A. Golimowski, J.B. Hagan, T. Mittal, et al.), *Astrophys. J.* **786**, L23 (2014).
62. Спурзем и др. (R. Spurzem, M. Giersz, D.C. Hoggie, and D.N.C. Lin), *Astrophys. J.* **697**, 458 (2009).
63. Сток и др. (K. Stock, M.X. Cai, R. Spurzem, M.B.N. Kouwenhoven, and S. Portegies Zwart), *MNRAS* **497**, 1807 (2020).
64. Суми и др. (T. Sumi, K. Kamiya, D.P. Bennett, I.A. Bond, F. Abe, C.S. Botzler, A. Fukui, K. Furusawa, et al.), *Nature* **473**, 349 (2011).

65. Сян-Грюсс и др. (M. Xiang-Gruess), *MNRAS* **455**, 3086 (2016).
66. Тести и др. (L. Testi, T. Birnstiel, L. Ricci, S. Andrews, J. Blum, J. Carpenter, C. Dominik, A. Isella, et al.), *Protostars and Planets VI* 339 (2014).
67. Уильямс, Сиеца (J.P. Williams and L.A. Cieza), *Annual Review of Astron. Astrophys.* **49**, 67 (2011).
68. Фламмини Дотти и др. (F. Flammini Dotti, M.B.N. Kouwenhoven, M.X. Cai, and R. Spurzem), *MNRAS* **489**, 2280 (2019).
69. Флорес и др. (C. Flores, G. Duchene, S. Wolff, M. Villenave, K. Stapelfeldt, J.P. Williams, C. Pinte, D. Padgett, et al.), *Astron. J.* **161**, 239 (2021).
70. Форган, Райс (D. Forgan and K. Rice), *MNRAS* **402**, 1349 (2010).
71. Фукагава и др. (M. Fukagawa, M. Hayashi, M. Tamura, Y. Itoh, S.S. Hayashi, Y. Oasa, T. Takeuchi, J. Morino, et al.), *Astrophys. J.* **605**, L53 (2004).
72. Хайш и др. (K.E. Haisch, E.A. Lada, and C.J. Lada), *Astrophys. J.* **553**, L153 (2001).
73. Хао и др. (W. Hao, M.B.N. Kouwenhoven, and R. Spurzem), *MNRAS* **433**, 867 (2013).
74. Цинк и др. (J.K. Zink, K. Batygin, and F.C. Adams), *Astron. J.* **160**, 232 (2020).
75. Чжэн и др. (X. Zheng, M.B.N. Kouwenhoven, and L. Wang), *MNRAS* **453**, 2759 (2015).
76. Шольц и др. (A. Scholz, R. Jayawardhana, K. Muzic, V. Geers, M. Tamura, and I. Tanaka), *Astrophys. J.* **756**, 24 (2012).