

ВСПЫШКИ СВЕТИМОСТИ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ПРОТОПЛАНЕТНЫХ СИСТЕМАХ

© 2023 г. А. М. Скляревский^{1,*}, Э. И. Воробьев²

¹Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

²Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

*E-mail: sklyarevskiy@sfedu.ru

Поступила в редакцию 16.07.2023 г.

После доработки 25.08.2023 г.

Принята к публикации 19.09.2023 г.

Объекты типа FU Ориона (фуоры) характеризуются короткими (десятки или сотни лет) эпизодическими вспышками, во время которых светимость растет на порядки величины. Возможной причиной таких вспышек могут являться тесные сближения звезд и протопланетных дисков. Численные расчеты показывают, что для генерации вспышки с характеристиками, близкими к фуорам, требуется достаточно близкий пролет, с периастром от нескольких а.е. до нескольких десятков а.е. Однако звездные объекты в фуорах, представляющих собой двойные системы (включая непосредственно FU Ориона), обычно разнесены на сотни а.е. Простые математические оценки показывают, что с такими параметрами компоненты двойной системы должны двигаться на порядок величины быстрее наблюдаемой дисперсии скоростей в молодых звездных скоплениях. Таким образом, вспышки светимости либо инициируются с некоторой временной задержкой, либо для инициации вспышки такие тесные сближения не требуются и всплеск светимости происходит не за счет первичного гравитационного возмущения в протопланетном диске. В работе использовалось численное гидродинамическое моделирование столкновения системы, состоящей из звезды, окруженной протопланетным диском, и бездискового внешнего звездного объекта. Показано, что к вспышкам светимости могут приводить даже пролеты с большим периастром порядка 500 а.е., при этом задержка между прохождением периастра и непосредственно вспышкой может достигать нескольких тысяч лет. Впервые показано посредством численного моделирования, что возмущение центрального диска, вызванное гравитационным воздействием пролетающего внешнего объекта, может запускать каскадный процесс, во время которого сначала развивается тепловая неустойчивость во внутреннем диске, а затем магниторотационная. Вследствие поочередного развития этих неустойчивостей возникает резкий рост темпа аккреции вещества на звезду, также выражающийся в повышении светимости более чем на 2 порядка величины.

Ключевые слова: астрофизика, протозвездные диски, протопланетные диски, вспышки светимости

DOI: 10.31857/S0004629923120101, **EDN:** CUWYSQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что протозвезды в молодых звездных системах могут испытывать внезапный рост светимости. Светимость во время таких событий может измениться вплоть до нескольких порядков на временах от десятков до нескольких сотен лет. FU Ориона является первым объектом, на котором успешно наблюдалась такая вспышка. Впоследствии он лег в основу целого класса объектов, называемых фуоры. Несмотря на то, что на данный момент количество объектов, классифицированных как фуоры, достигает всего нескольких десятков (см., напр., [1, 2]), такие вспышки вряд ли являются редкими. Молодые звезды могут испытывать до десяти или даже до нескольких десятков таких событий на протяжении их эво-

люции [1, 3, 4]. Вспышки типа фуор с большей вероятностью происходят на ранних стадиях эволюции протопланетных систем, пока вокруг звезды еще есть аккреционный диск, и этот диск является активным и оптически толстым [4, 5].

Вспышки могут влиять на эволюцию диска, его структуру и, в особенности, на его тепловые характеристики. Даже кратковременное, но значительное повышение светимости звезды может заметно нагреть диск [6, 7]. Кроме того, химический состав диска также может быть достаточно чувствителен как к прогреву диска, так и к изменениям излучательных характеристик звезды [8–12]. Помимо химических реакций, изменения температуры могут вылиться в смещение положения линий льда, изменение свойств пылинок (на-

пример, за счет более активной фрагментации) и, как следствие, изменение наблюдаемых характеристик диска [13, 14]. К примеру, в работе [15] было показано, что вспышка влияет на распределение спектральных индексов, при этом эффект сохраняется вплоть до нескольких тысяч лет. Наконец, резкий рост светимости центральной звезды может послужить спусковым механизмом для различных неустойчивостей в диске или изменить его динамику. В работе [16] показано, что по динамическим характеристикам поствспышечного диска можно различать типы вспышек.

Несмотря на значимость вспышек для эволюции диска и их предполагаемую распространенность, а также на обилие научных трудов, исследующих этот феномен, до сих пор не удалось достичь консенсуса в объяснении причин возникновения вспышек. На данный момент представлено множество гипотез о физической природе их происхождения. Общепринято, что вспышки являются следствием эпизодического повышения темпа аккреции вещества из диска на звезду [1, 17]. В качестве явления, потенциально приводящего к достаточному повышению темпа аккреции, часто рассматривается магниторотационная неустойчивость (МРН) (см., напр., [18, 19]). Для этого требуется, чтобы температура в диске была достаточно велика для тепловой ионизации щелочных металлов. Помимо МРН, темп аккреции может вырасти при падении сгустков вещества из диска на звезду под действием гравитации. В статьях [4, 20] показано, что темп аккреции при таком событии и соответствующий выброс энергии во время падения массивного сгустка на звезду могут достигать значений, характерных для фуоров. Стоит отметить, что на звезду могут падать не только сгустки, сформировавшиеся непосредственно в диске, но и уплотненные сегменты молекулярного облака, например, остатки родительского протозвездного облака. Влияние внешнего окружения диска и аккреционных процессов в системе облако-диск-звезда изучалось в работе [21]. Захват протопланетным диском крупного сегмента родительского протозвездного облака был исследован в работе [22]. Падение более компактных остатков протозвездных облаков на центральную звезду рассматривалось в работе [23]. Авторами этих исследований было показано, что при определенных условиях такие события могут приводить к инициации вспышек типа FU Ориона. Взаимный обмен веществом между протозвездой и планетой, вращающейся по низкой орбите, также может служить причиной для фуороподобного повышения темпа аккреции и светимости звезды, как было предложено в работе [24]. Кроме того, на роль механизма, обеспечивающего повышение темпа аккреции и соответствующий эпизодический рост излучения, претендуют тепловая [25] и кон-

вективная неустойчивости (см., напр., [26]). Наконец, численное моделирование показывает, что пролет внешней звезды через протопланетный диск может вызывать сильное гравитационное возмущение и служить причиной повышения светимости звездных объектов, сходного с тем, что наблюдается у фуоров [16, 27, 28].

Сам по себе объект FU Ориона, ставший прототипом фуоров, является двойной системой, состоящей из Северного и Южного источников. Одна из звезд, а именно менее массивная, находится во вспышечной фазе с 1937 г., когда ее светимость увеличилась на два порядка величины на годовых временных масштабах. Второй же, более массивный [29], источник остается в спокойной фазе до сих пор. В свете этого кажется логичным предположить, что происхождение вспышки FU Ориона является следствием высвобождения гравитационной энергии во время прохождения точки наибольшего сближения (периастра). Однако близкие пролеты в плоскости диска или с малыми углами наклона относительно диска (что, судя по всему, как раз наблюдается у FU Ориона [30]), требуют крайне тесного сближения (от нескольких а.е. до нескольких десятков а.е.) и, соответственно, проникающего пролета, что по результатам компьютерного моделирования (см., напр. [16, 31, 32]) требуется для воспроизведения амплитуды вспышки. При рассмотрении пространственной геометрии FU Ориона становится понятно, что с этим предположением требуется обходиться очень осторожно. На это обращали внимание, например, в работе [29]. Проблема заключается в том, что оцениваемое расстояние между звездами FU Ориона составляет порядка 250 а.е. [30]. Следуя логике, представленной в работе [33], можно оценить среднюю относительную скорость источников, поскольку нам также известен момент времени начала вспышки (т.е. предполагаемый момент наибольшего сближения). Принимая во внимание указанные выше параметры, можно вычислить, что средняя относительная скорость объектов должна быть не менее 10 км/с, что практически на порядок величины выше дисперсии скоростей в молодых звездных скоплениях. Этот парадокс может быть разрешен, если предположить большую величину расстояния в периастре между возмущающим объектом и центральной звездой (но в таком случае проблематично восстановить необходимую амплитуду вспышки) или наличием некоторой задержки между наиболее тесным сближением и инициацией вспышки. Однако факторы, определяющие длительность задержки, до сих пор неизвестны. Более того, механизм, приводящий к всплеску аккреции, в таком случае, вероятно, отличается от непосредственного гравитационного взаимодействия между объектами. Таким образом, мы преследуем цель изучить воз-

возникновения вспышечных событий в двойных системах с большими расстояниями между компонентами в периастре (далее – большой периастр) и задержками инициации всплесков по сравнению с моментом прохождения периастра.

В данной работе представлены результаты гидродинамического моделирования тесного сближения двух объектов субсолнечной массы с большим периастром. Впоследствии непроникающего пролета в диске происходит вспышка типа FU Ориона. Моделирование показывает возможный сценарий каскадной инициации вспышки, который может лечь в основу объяснения природы фуоров в двойных системах с большими расстояниями между компонентами.

2. МОДЕЛЬ ЦЕНТРАЛЬНОГО ПРОТОПЛАНЕТНОГО ДИСКА И ЕГО ДОВСПЫШЕЧНОЕ СОСТОЯНИЕ

Для исследования вспышки в двойных системах было задействовано численное гидродинамическое моделирование посредством программного кода FEOSAD (Formation and Evolution Of Stars And Disks – формирование и эволюция звезд и дисков). В этой главе будет кратко описана модель, использованная при расчетах, дана информация о начальных условиях в диске, и будут показаны результаты моделирования.

2.1. Описание модели

Численный гидродинамический код FEOSAD, на базе которого выполнена работа, позволяет промоделировать коэволюцию диска и центральной звезды в двумерном приближении тонкого диска. При этом эволюция может охватывать сотни тысяч и даже миллионы лет. Основная используемая модель подробно представлена в работе [34], а также различные модификации в статьях [19, 35, 36]. Далее будут коротко представлены основные компоненты, задействованные в расчетах и представляющие особую важность для текущей работы.

В ходе расчетов решается система гидродинамических уравнений, описывающих совместную эволюцию газового и пылевого компонентов в диске, а именно:

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} + \nabla_p \cdot (\Sigma_g v_p) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Sigma_{d,sm}}{\partial t} + \nabla_p \cdot (\Sigma_{d,sm} v_p) = -S(a_{\max}), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Sigma_{d,gr}}{\partial t} + \nabla_p \cdot (\Sigma_{d,gr} u_p) = \\ = \nabla \cdot (D \Sigma_g \nabla (\Sigma_{d,gr} \Sigma_g)) + S(a_{\max}), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma_g v_p) + [\nabla \cdot (\Sigma_g v_p \otimes v_p)]_p = \\ = -\nabla_p \mathcal{P} + \Sigma_g g_p + (\nabla \cdot \Pi)_p - \Sigma_{d,gr} f_p, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma_{d,gr} u_p) + [\nabla \cdot (\Sigma_{d,gr} u_p \otimes u_p)]_p = \\ = \Sigma_{d,gr} g_p + \Sigma_{d,gr} f_p + S(a_{\max}) v_p, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial e}{\partial t} + \nabla_p \cdot (e v_p) = -\mathcal{P}(\nabla_p \cdot v_p) - \\ - \Lambda + \Gamma + (\nabla v)_{pp'} : \Pi_{pp'}, \end{aligned} \quad (6)$$

где компоненты координатной плоскости (r, ϕ) представлены индексами p и p' . Уравнения (1)–(3) являются уравнениями неразрывности, записанными для газа, мелких (субмикронных) и выросших пылинок соответственно. При этом Σ_g , $\Sigma_{d,gr}$ и $\Sigma_{d,sm}$ – соответствующие поверхностные плотности, а v_p и u_p – скорости газа и выросшей пыли в плоскости диска. Слагаемое $S(a_{\max})$ введено для учета возможных переходов между популяциями мелкой и крупной пыли. В свою очередь, уравнения (4) и (5) – это уравнения динамики газа и выросшей пыли. Отметим, что уравнение динамики мелкой пыли отсутствует, а в уравнении неразрывности мелкой пыли используется скорость газа, поскольку модель предполагает совместное движение субмикронной пыли с газом. D – коэффициент турбулентной диффузии, g_p – компоненты гравитационного потенциала, включающего вклад от центральной звезды и самогравитации диска, f_p – сила трения между газом и пылью, нормированная на единицу массы, Π – тензор напряжений вязкости, $\mathcal{P}$ – давление, интегрированное в вертикальном направлении. Наконец, уравнение (6) описывает энергетический баланс системы, где Λ и Γ – темпы охлаждения и нагрева диска излучением центральной звезды и фоновым излучением соответственно.

В гидродинамической модели учтены следующие ключевые процессы: самогравитация диска (газового и пылевого); взаимодействие между пылью и газом посредством трения, включая обратную реакцию пыли на газ [35, 37]; турбулентная вязкость, введенная согласно параметризации Шакуры-Сюняева [38], и турбулентная диффузия пыли. Энергетический баланс в диске рассчитывается, принимая во внимание изменение энергии за счет сжатия и растяжения (адиабатический нагрев/охлаждение), охлаждение инфракрасным излучением пыли и нагрев излучением центральной звезды и фоновым излучением. Пылевой компонент диска состоит из двух популяций: мелкая пыль, представляющая собой ансамбль частиц с размерами от 0.005 до 1 μm , и выросшая пыль, у которой минимальный

размер составляет $1 \mu\text{m}$, а максимальный является переменным. Максимальный размер выросшей пыли a_{max} меняется за счет процесса столкновительного роста посредством взаимных столкновений в ходе турбулентного и броуновского движения, а также посредством адвекции. Размер пыли жестко ограничен фрагментационным барьером, величина которого зависит от параметров среды. Пыль внутри популяций распределена по степенному закону с показателем $p = -3.5$, что соответствует модели бесконечного столкновительного каскада [39]. Возможны переходы между популяциями, причем пыль перераспределяется так, чтобы общее распределение пыли по размерам оставалось непрерывным в точке $a = 1 \mu\text{m}$ (подробнее см. в [15, 36]).

Как уже было упомянуто выше, в модели задействована α -параметризация [38]. При этом параметр вязкости α_{visc} является переменным по пространству и времени. Значение α_{visc} рассчитывается в соответствии с концепцией “слоистого диска” [40] с использованием подхода [41, 42]. При этом значение альфа определяется как

$$\alpha_{\text{visc}} = \frac{\Sigma_a \alpha_a + \Sigma_d \alpha_d}{\Sigma_g}, \quad (7)$$

где Σ_a и Σ_d — толщины “МРН-активных” и “МРН-мертвых” слоев диска соответственно. Тогда $\alpha_a = 10^{-2}$ — значение параметра вязкости в активном слое, а α_d — в оставшейся его части, при этом α_d включает в себя также некоторый фоновый уровень вязкости ($\alpha_{\text{bg}} = 10^{-5}$). Описание реализации метода более детально приведено в работе [42]. В рамках концепции предполагается, что МРН-активными являются области глубиной до 100 г/см^2 , где газ ионизируется в достаточной мере космическими лучами. Также предполагается, что в областях диска, в которых температура превышает критическое значение T_{crit} , происходит тепловая ионизация щелочных металлов, что также приводит к высокой МРН-активности в этих областях.

Наконец, для симуляции близкого пролета объекта (суб)звездной массы используется подход, представленный в работе [43], который позволяет моделировать столкновение протопланетного диска, окружающего центральную звезду, с внешним источником, возмущающим систему. В рамках этого подхода в систему вводится дополнительный гравитационный источник, который движется в пределах расчетной области. Масса источника может быть велика, особенно в задачах, связанных с моделированием пролетов внешних звездных объектов. Следовательно, гравитационным воздействием системы на центральную звезду нельзя пренебречь. Поэтому мо-

делирование производится в неинерциальной системе отсчета. В конечном итоге уравнение движения в системе модифицируется введением дополнительных компонентов гравитационного потенциала. К изначальным компонентам — гравитационному полю звезды и самогравитации диска — добавляется гравитация возмущающего объекта и складывается, позволяющее учесть непосредственно движение самой системы отсчета, с помощью введения неявного потенциала.

В работе будут рассмотрены результаты двух расчетов: (i) исходной модели, представляющей собой систему с одиночной звездой, окруженной диском; и (ii) возмущенной модели, в которой внешний объект запускается в направлении центральной звезды с расстояния 3000 а.е. Радиальная и азимутальная компоненты начальной скорости внешнего объекта v_r и v_ϕ равны соответственно -2.5 и 0.2 км/с (отрицательное значение здесь соответствует движению в сторону центральной звезды). Столкновение является ретроградным, т.е. возмущающий объект движется в направлении, противоположном вращению диска и центральной звезды. Ретроградное столкновение выбрано как более благоприятствующее развитию вспышек типа FU Ориона на сходных временных масштабах, как показано в работе [44]. Масса возмущающего объекта составляет половину солнечной, масса диска, окружающего центральную звезду, равна $0.22 M_\odot$, а самой центральной звезды — $0.28 M_\odot$. Таким образом, масса внешнего объекта выше массы центрального объекта, на котором ожидается развитие вспышки, что согласуется с данными об объектах в системе FU Ориона [29]. Расчетная область покрывает зону площадью $3500 \times 3500 \text{ а.е.}^2$, разделенную на 400×256 ячеек в радиальном и азимутальном направлениях соответственно. На внутренней границе расчетной зоны $r = 0.2 \text{ а.е.}$ установлено граничное условие, позволяющее веществу свободно втекать и вытекать, в то время как на внешней границе до введения внешнего объекта возможен только отток вещества. Однако при моделировании столкновения внешние граничные условия также позволяют двунаправленное перемещение вещества, т.е. и вток и отток. Это необходимо для исключения действия эффектов, связанных с искусственным накоплением вещества в окрестности внешних границ в расчетах в неинерциальной системе отсчета (подробнее см. [45]).

2.2. Начальное состояние систем

Протопланетные диски, а также условия в них на момент начала расчетов обеих моделей эквивалентны. Начальные распределения поверхностной плотности газа, температуры и вязкого параметра α_{visc} показаны на рис. 1. Эти распределения

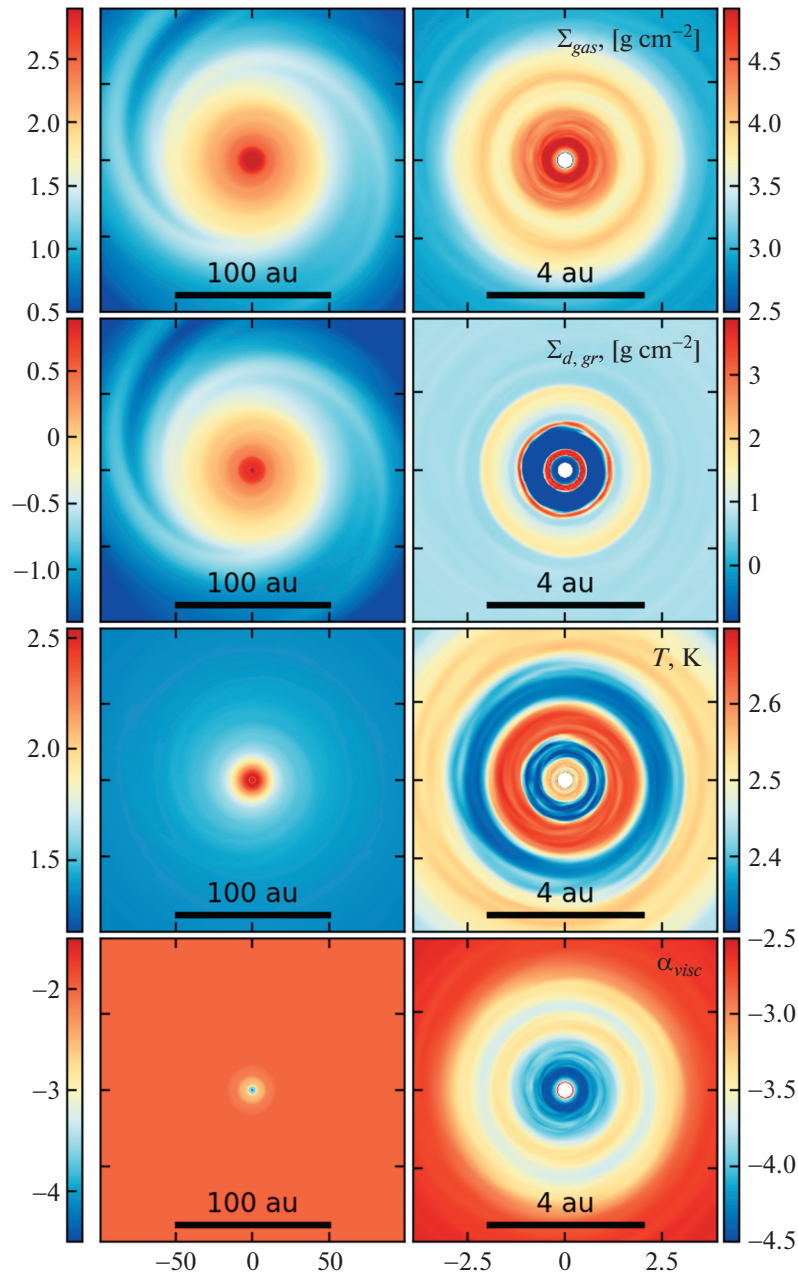


Рис. 1. Пространственные распределения основных параметров диска во внешней области 100×100 а.е.² (слева) и внутренней области 4×4 а.е.² (справа). Представлены величины сверху вниз: поверхностная плотность газа, поверхностная плотность выросшей пыли, температура, параметр вязкости α_{visc} . Все значения показаны цветом в логарифмической шкале.

получены в результате моделирования коллапса дозвездного облака массой $0.5 M_{\odot}$, образования диска и его последующей эволюции вплоть до момента времени $t = 125$ тыс. лет после образования. Для начала сфокусируемся на общей структуре диска, представленной в левом столбце рис. 1. Отчетливо заметно, что структура диска неосесимметрична, поскольку он гравитационно неустойчив. При этом масса внешней оболочки,

оставшейся от дозвездного облака, превышает 10% от общей массы системы. Следовательно, диск находится во внедренной фазе эволюции, для которой вполне ожидаемо развитие гравитационной неустойчивости [20]. Распределение пыли, в целом, повторяет распределение газа, хотя значения поверхностной плотности выросшей пыли приблизительно на два порядка ниже плотности газа. Крупномасштабная тепловая

структура диска не имеет значительных особенностей, и, несмотря на слабые отклонения, в целом довольно регулярна. Согласно распределению параметра вязкости α_{visc} , показанному на нижней панели, внешние области диска снаружи ~ 15 а.е. МРН-активны. Внутри этой области наблюдается понижение турбулентной вязкости, и достигаются достаточно низкие значения $\alpha_{\text{visc}} \lesssim 10^{-3}$.

Теперь обратим внимание на состояние внутреннего диска, представленное в правом столбце рис. 1. Во внутренних 2 а.е. отчетливо заметны кольца, как газовые, так и пылевые. В случае газа одно из колец расположено на расстоянии ~ 2 а.е., а второе в непосредственной близости к внутренней границе расчетной области на радиусе ~ 0.35 а.е. В пылевой же компоненте диска наблюдается 3 кольцевых структуры: менее плотная на 2 а.е., и более плотные на 1 и 0.4 а.е. При этом внутри 1 а.е. между внешним и внутренним кольцом, а также между внутренним кольцом и границей расчетной области наблюдаются глубокие щели, в которых плотность выросшей пыли падает более чем на 2 порядка по сравнению с окружающим диском и кольцами.

Резкие переходы поверхностной плотности газа не случайны, их положение совпадает с переходами от более высокой к более низкой вязкости, при движении от внешней части диска к внутренней, а максимумы плотности газа, соответственно, приходится на минимумы α_{visc} . Это можно наблюдать на нижней панели рис. 1, где показано распределение параметра вязкости α_{visc} . Вязкость служит одним из основных агентов переноса вещества в диске. Поэтому, когда вещество из зоны с высоким темпом переноса (т.е. с высоким параметром вязкости) попадает в область с низким темпом переноса вещества, вязкость не может обеспечить полный и беспрепятственный перенос, что неизбежно выливается в накопление газа на границе между этими двумя регионами. В областях накопления газа при повышенной температуре образуются пики давления, в направлении которых дрейфует пыль, таким образом собираясь в кольцевые структуры, описанные выше. Более подробно механизмы накопления вещества и формирования газовых и пылевых колец описаны в работах [42, 46, 47].

3. ПРОЛЕТ МАССИВНОГО ОБЪЕКТА И ЕГО ЭФФЕКТ НА ЭВОЛЮЦИЮ ДИСКА

Описанное в предыдущей главе состояние протопланетного диска используется в качестве начальных условий в двух модельных случаях. В первом случае эволюция системы происходит без возмущений, и эта модель принимается в ка-

честве референсной. Во втором случае в представленную систему вводится внешний возмущающий объект, массой $M_{\text{int}} = 0.5 M_{\odot}$, который запускается на расстоянии 3000 а.е. от центральной звезды с радиальной и азимутальной скоростями $v_r = -2.5$ км/с и $v_{\phi} = 0.2$ км/с. Отметим, что в силу используемого двумерного приближения пролет происходит в плоскости диска.

3.1. Вспышка вследствие первичного гравитационного возмущения

Внешнему объекту требуется 7.95 тыс. лет для того, чтобы достигнуть точки периастра. За это время внешний объект успевает посредством гравитации накопить вокруг себя вещество из остатков дозвездного облака, образовав некое подобие диска, несмотря на то, что полноценная аккреция на возмущающий объект в модели не введена. Минимальное расстояние, на которое сближаются объекты, составляет приблизительно 500 а.е. При этом в момент прохождения периастра не отмечается изменений в светимости звезды, поскольку возмущению в диске, вызванному гравитационным воздействием внешнего объекта, требуется время для того, чтобы достичь области аккреции. Повышение светимости центрального объекта, спровоцированное изменением темпа аккреции, вызванным возмущением от внешнего объекта, происходит на времени $t = 8.81$ куг от момента его запуска. Таким образом, время, которое требуется первичному возмущению для прохождения по всему пространству диска, составляет порядка 860 лет. Светимость центрального объекта повышается в 2–2.5 раза. Несмотря на то, что это изменение приводит к локальному повышению температуры во внутреннем диске (на 100–200 К в самом внутреннем диске), светимость объекта остается далека от характерной для объектов типа FU Ориона, равной $30\text{--}300 L_{\odot}$ [17]. Таким образом, первичного возмущения, возникающего вследствие гравитационного воздействия внешнего объекта во время прохождения перицентра, недостаточно для увеличения темпа аккреции схожего со вспышкой фуора в представленном случае.

3.2. Вторичная вспышка

Тем не менее вспышка типа FU Ориона все же происходит спустя 5.7 тыс. лет с момента прохождения перицентра. При этом причиной вспышки является не гравитационное воздействие, а развитие магниторотационной неустойчивости во внутреннем диске. На рис. 2 и 3 показаны распределения параметров во внутреннем диске. Резкий рост температуры выше критического значения и параметра вязкости до величины $\alpha_{\text{visc}} = 10^{-2}$ сви-

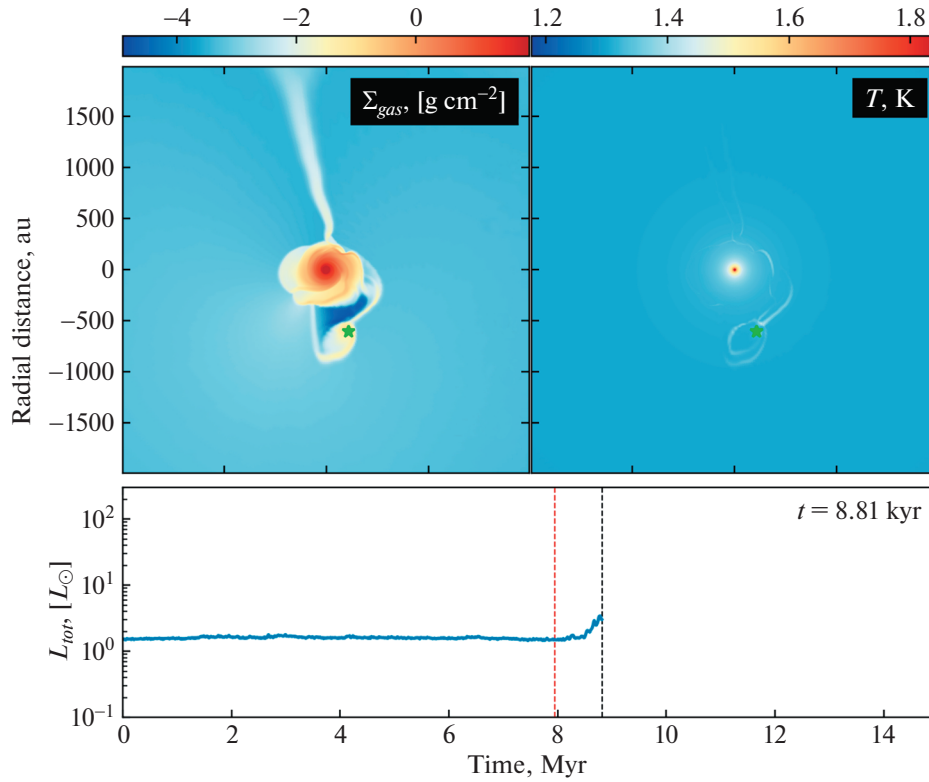


Рис. 2. Верхняя панель: пространственные распределения поверхностной плотности газа и температуры в модели с пролетом внешнего объекта, показанные в области 2000×2000 а.е.² в момент повышения светимости центральной звезды вследствие гравитационного возмущения, вызванного пролетом. Нижняя панель — график зависимости светимости центральной звезды от времени от начала расчета до момента, показанного в верхнем ряду панелей. Черной вертикальной пунктирной линией обозначено время $t = 8.81$ тыс. лет, соответствующее локальному пику светимости, а красной пунктирной линией — момент прохождения точки наиболее тесного сближения — периастра.

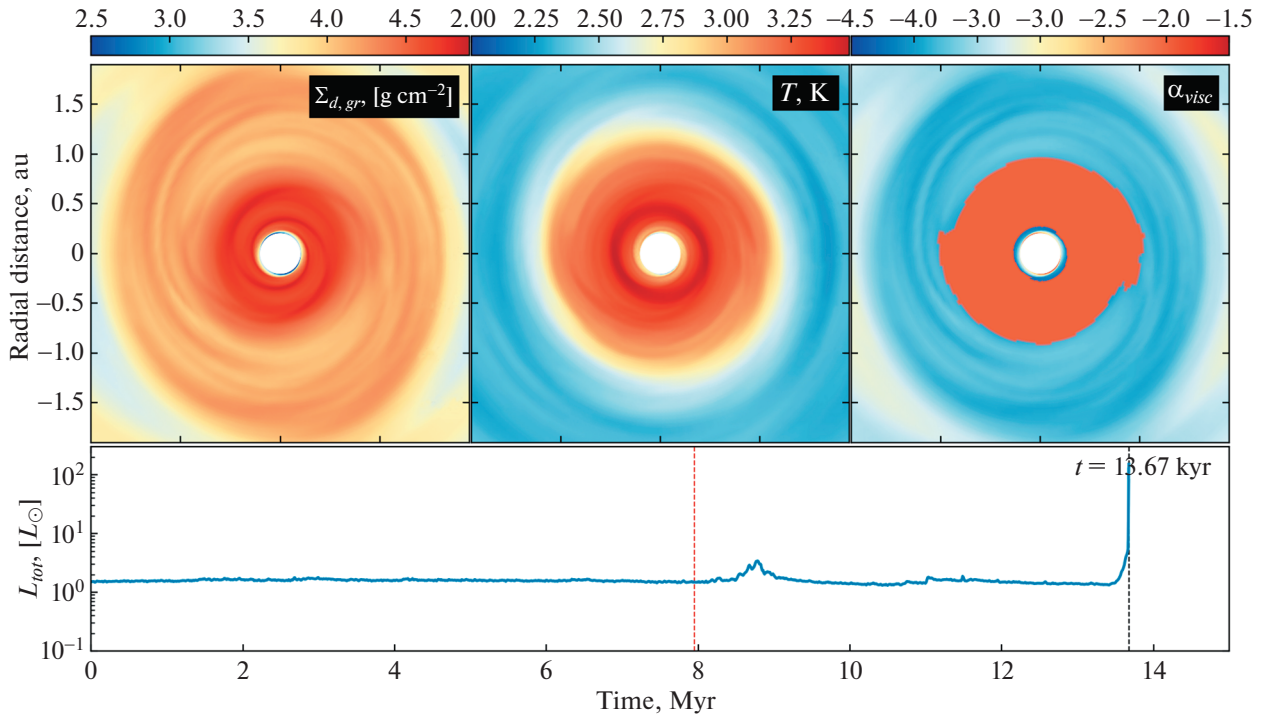


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но во время вспышки МРН, во внутренней области 2×2 а.е. Кроме того, на правой верхней панели показано также пространственное распределение параметра вязкости α_{visc} .

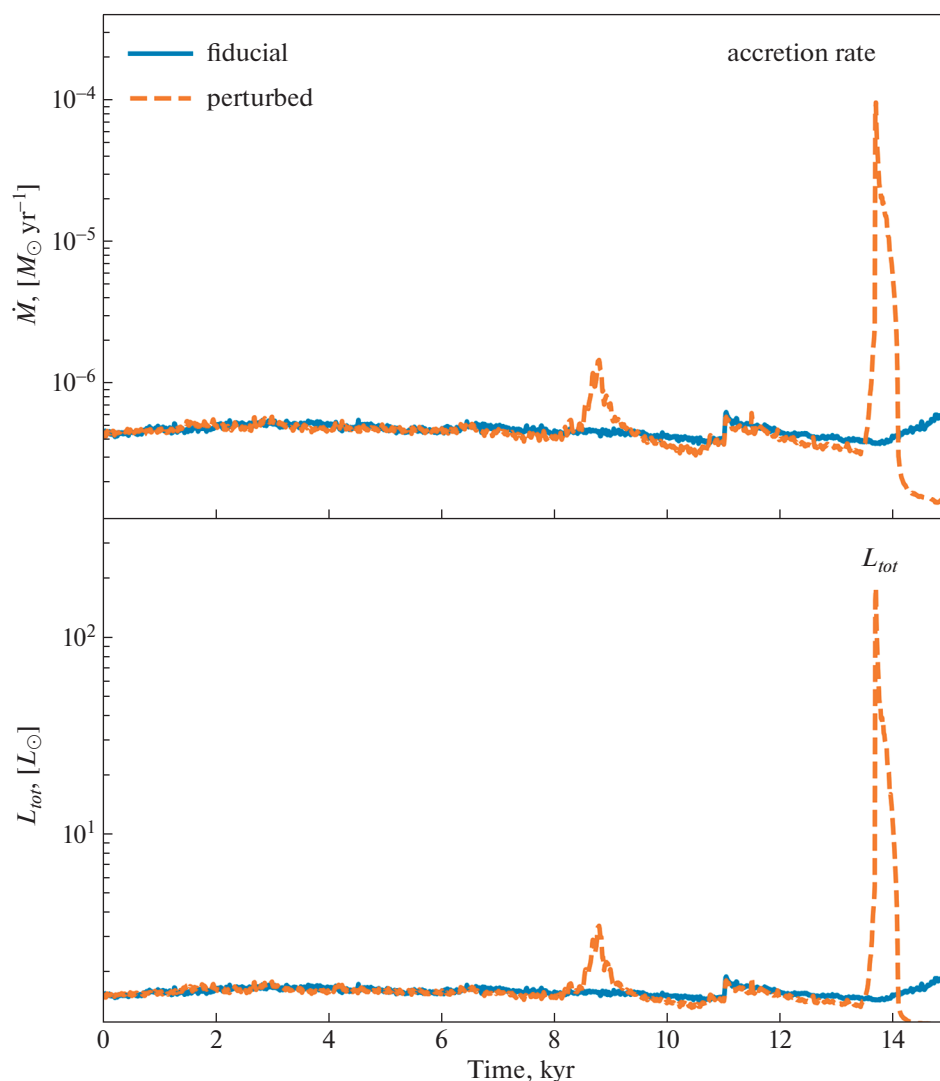


Рис. 4. Вверху: темп аккреции вещества из диска на звезду как функция времени. Внизу: полная светимость (как комбинация аккреционной и фотосферной) центральной звезды. Синие сплошные линии соответствуют референсной модели, а оранжевые штриховые — возмущенной модели.

детельствует об активности МРН, что и приводит к значительному повышению темпов переноса вещества в диск. Это в свою очередь выливается в высокий темп аккреции вещества на звезду и, как следствие, высокую светимость центральной звезды. В ходе этого события светимость поднимается на 2 порядка за короткий промежуток времени, менее 10 лет, что согласуется с характеристиками фуоров. Частота вывода данных в модельных расчетах, однако, не позволяет более точно определить время выхода на пиковую светимость. За скоротечным повышением светимости следует постепенное затухание. Светимость возвращается к довспышечным значениям за время около 400 лет. Характеристики затухания также соответствуют текущим представлениям и данным о фуорах. В частности, для родительского

объекта класса — FU Ориона — приводится темп затухания светимости примерно в 2.5–3 раза за 80 лет (см., напр., [48, 49]). В представленной модели светимость уменьшается в 2.65 раза за тот же временной промежуток.

Стоит также отметить, что в референсной модели вспышек не происходит, как можно увидеть на рис. 4. Это позволяет сделать вывод о том, что именно пролет внешнего объекта запускает механизмы, которые приводят к инициации вспышки.

4. РАЗВИТИЕ МАГНИТОРОТАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВСЛЕДСТВИЕ НЕПРОНИКАЮЩЕГО ПРОЛЕТА

Рассмотрим состояние диска, непосредственно предшествующее вспышке светимости. На

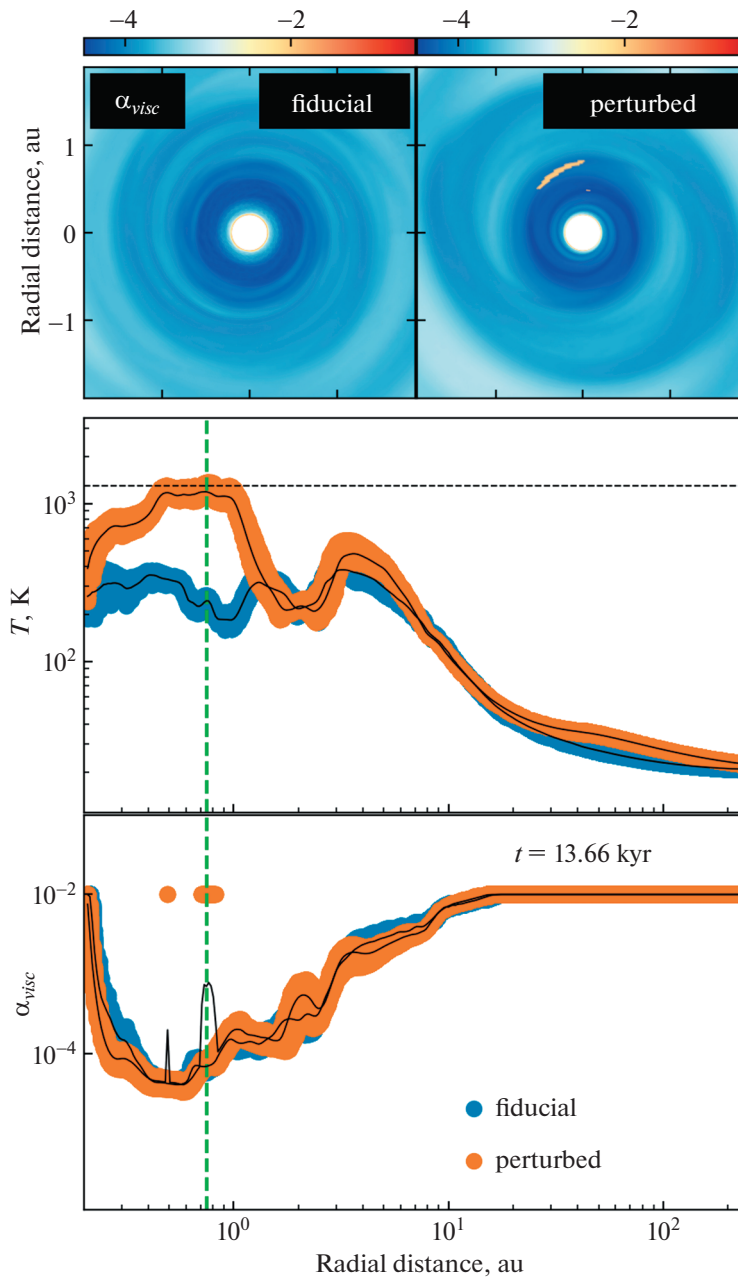


Рис. 5. Состояние дисков в моделях на момент времени $t = 13.66$ тыс. лет. Верхняя панель: двумерное распределение параметра вязкости референсной (слева) и возмущенной (справа) моделей во внутренней области 2×2 а.е. Профили распределения температуры представлены на средней панели, а параметра вязкости — на нижней. Множество точек соответствует всем азимутальным значениям на данном радиусе, в то время как сплошные линии показывают средние значения. Синие и оранжевые точки соответствуют референсной и возмущенной моделям. Зеленой вертикальной штриховой линией отмечено радиальное расстояние 0.75 а.е.

рис. 5 представлены двумерные распределения параметра вязкости α_{visc} во внутренней области 2 а.е. Эти распределения для исходной и возмущенной моделей показаны в верхнем ряду панелей слева и справа соответственно. Выбранное время $t = 13.66$ тыс. лет от начала расчета, т.е. 100 лет до вспышки светимости. Мертвые зоны, ха-

рактеризующиеся низкими α_{visc} , присутствуют в обоих случаях, однако в возмущенной модели мертвая зона менее симметрична. Снаружи узкого кольца, в котором значение параметра вязкости минимально, морфология распределения также различается. В то время как в исходной модели морфология имеет сложный спиральный ха-

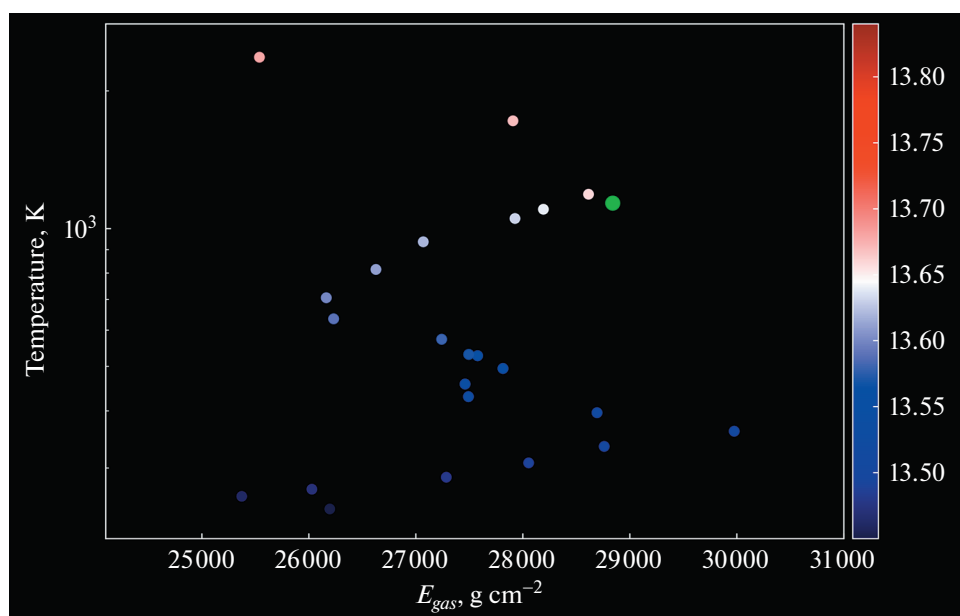


Рис. 6. Эволюция состояния возмущенного диска в фазовом пространстве “поверхностная плотность газа—температура”. Точками показаны состояния в различные моменты времени. Временная разница между точками — 10 лет. Разными цветами показано абсолютное время. Оттенки синего — для времен до вспышки, красного — после нее. Зеленой точкой отмечен момент, непосредственно предшествующий вспышке.

рактически, в возмущенной модели прослеживается образец в форме сплюснутого эллипса. Что самое важное: в рассмотренной области присутствуют зоны с высоким значением α_{visc} , соответствующим развитой МРН. Стоит отметить, что магниторотационная неустойчивость в диске развивается несколько раньше вспышки светимости, однако следует прояснить, что приводит к ее развитию.

Согласно используемой модели слоистого диска, во внешнем диске МРН развивается вследствие достижения средой достаточной степени ионизации посредством ионизации космическими лучами. Тем не менее, как уже было упомянуто выше, внутренняя область характеризуется высоким значением поверхностной плотности, а значит ионизованы только самые верхние слои диска, составляющие лишь малую часть от его толщины. С другой стороны, необходимая степень ионизации может быть достигнута посредством механизма тепловой ионизации. Для этого требуется, чтобы температура в диске превышала пороговое значение (в данном исследовании оно положено равным 1600 К [41]). На нижних панелях рис. 5 продемонстрированы одномерные распределения температуры и параметра вязкости. По вертикальной оси цветными точками показаны множества всех значений величин на данном радиусе. Очевидно, что в отдельных областях температура превышает критическое значение, показанное горизонтальной штрихо-

вой линией. Именно в этих областях развивается магниторотационная неустойчивость. Таким образом, вспышка светимости развивается в возмущенной модели вследствие активации МРН в областях повышенной температуры в диске. Однако открытым остается вопрос, что именно вызывает рост температуры.

4.1. Тепловая неустойчивость

Сфокусируемся на области диска, находящейся на расстоянии 0.75 а.е. от звезды, поскольку на этом расстоянии МРН развивается в первую очередь (соответствующая область отмечена на нижних панелях рис. 5 зеленой штриховой линией), и подробно рассмотрим эволюцию различных параметров в этой области непосредственно до, во время и после вспышки. Поскольку нас интересуют, в первую очередь, тепловые и аккреционные характеристики среды, полезно будет проследить взаимные изменения поверхностной плотности и температуры газа. На рис. 6 представлена эволюция состояния выбранной области в фазовом пространстве “ $\Sigma_g - T$ ”. Время показано с помощью цветовой шкалы, охватывающей некоторый период до (200 лет) и после вспышки (30 лет). Каждая точка представляет азимутально усредненные характеристики для выбранного момента времени. Временной шаг между точками — 10 лет. При этом довыспышечному состоянию соответствуют точки синего цвета и его оттенков, а пост-

вспышечному — красного. Момент, непосредственно предшествующий вспышке, отмечен зеленой точкой. В рассмотренный временной отрезок температура непрерывно растет вплоть до достижения порогового значения активации МРН $T_{\text{crit}} = 1600$ К. При этом эволюция поверхностной плотности газа имеет немонотонный характер, т.е. значения то нарастают, то убывают. Фактически, для состояния, непосредственно предшествующего вспышке, приведенная кривая имеет изогнутую форму, напоминающую латинскую букву S. Такая форма кривой в выбранном фазовом пространстве характерна для систем, подверженных развитию тепловой неустойчивости, описанной, например, в работе [25, 46, 50]. Рассмотрим подробнее эту особенность.

В упомянутых выше работах форму буквы S имеют кривые теплового равновесия. То есть кривые, описывающие состояние, при котором основные источники накопления и потери тепловой энергии — вязкий нагрев, доминирующий в рассматриваемой внутренней, оптически толстой области (см., напр., [51]), и охлаждение за счет теплового излучения пыли с поверхности диска, уравнивают друг друга.

В области, находящейся слева от S-кривой, охлаждение доминирует над нагревом, и в случае повышения температуры вне зависимости от причины система самостабилизируется, а состояние возвращается к равновесному. При этом в области справа доминирует нагрев, а это значит, что повышение температуры выливается в последующий дополнительный рост, продолжающийся вплоть до достижения нового равновесного состояния. Этот процесс и называется тепловой неустойчивостью.

Напомним, что на рис. 6 представлена эволюция азимутально усредненных значений. Опираясь на характерную форму распределения, можно предположить, что в общем система эволюционирует в соответствии с равновесной кривой. Однако стоит помнить, что локальные изменения температуры в предвспышечный период, связанные, например, с локальным адиабатическим сжатием, вызванным гидродинамическими течениями, провоцируют переход к новому равновесному состоянию с еще более высокой температурой.

В упрощенной форме условие, описывающее равновесное состояние системы, можно записать, как [52, 53]:

$$\alpha_{\text{visc}} \Sigma_g \tau \propto T^3, \quad (8)$$

где $\tau = \kappa \Sigma$ — локальная оптическая толщина в диске в вертикальном направлении, которая по сути является произведением непрозрачности вещества в среде κ и поверхностной плотности этого вещества Σ . Причем в качестве доминирующе-

го носителя непрозрачности могут выступать как газ, так и пыль в зависимости от температурного режима.

Это выражение получено путем уравнивания темпов охлаждения и нагрева. Если произведение параметров в левой части растет быстрее, чем куб температуры, это создает условия для развития тепловой неустойчивости. Такая ситуация как раз реализуется в рассматриваемой области, что можно отчетливо заметить на рис. 7. Из рисунка видно, что данная область диска находится в равновесии вплоть до приблизительно 150 лет, предшествующих вспышке. Затем в системе наблюдается рост совокупного параметра $\alpha_{\text{visc}} \Sigma_g \tau$, причем этот рост достаточно крутой (для удобства сравнения желтой штриховой линией показана функция, пропорциональная кубу температуры, а зеленой — функция, пропорциональная температуре в десятой степени, полученная в результате аппроксимации данных). Поскольку зависимость растет с большим углом, чем кубическая, развитие тепловой неустойчивости является вероятным сценарием на данном этапе. Температура растет до тех пор, пока не превышает порог тепловой ионизации среды. Как результат, происходит вспышка МРН, во время которой резко увеличивается темп вязкого нагрева, и затем система релаксирует в квазиравновесном состоянии, при котором падение хорошо согласуется с кубическим законом.

Если подробнее рассмотреть компоненты, определяющие равновесие, а именно, темп вязкого нагрева, который приближенно можно записать как:

$$\Gamma_{\text{visc}} = \frac{9}{4} \Omega_K^2 \Sigma_g v_{\text{kin}}, \quad (9)$$

где Ω_K — угловая скорость диска, а v_{kin} — кинематическая вязкость.

В свою очередь, темп охлаждения излучением определен в модели как [54]:

$$\lambda = \frac{8\tau_p \sigma T^4}{1 + 2\tau_p + 1.5\tau_p \tau_R}, \quad (10)$$

где τ_R и τ_p — оптические толщины Росселанда и Планка соответственно, а σ — постоянная Стефана-Больцмана. Из условия равновесия этих величин, например, можно определить критическое значение поверхностной плотности:

$$\Sigma_g^{\text{crit}} = \frac{32}{9} \frac{\mu \sigma \tau_p T^3}{\alpha_{\text{visc}} \gamma R \Omega_K} \frac{1}{1 + 2\tau_p + 1.5\tau_p \tau_R}, \quad (11)$$

где γ — показатель адиабаты, который в текущем исследовании принят равным 7/5, что соответствует двуатомному идеальному газу, $\mu = 2.33$ — молекулярная масса, а R — универсальная газовая

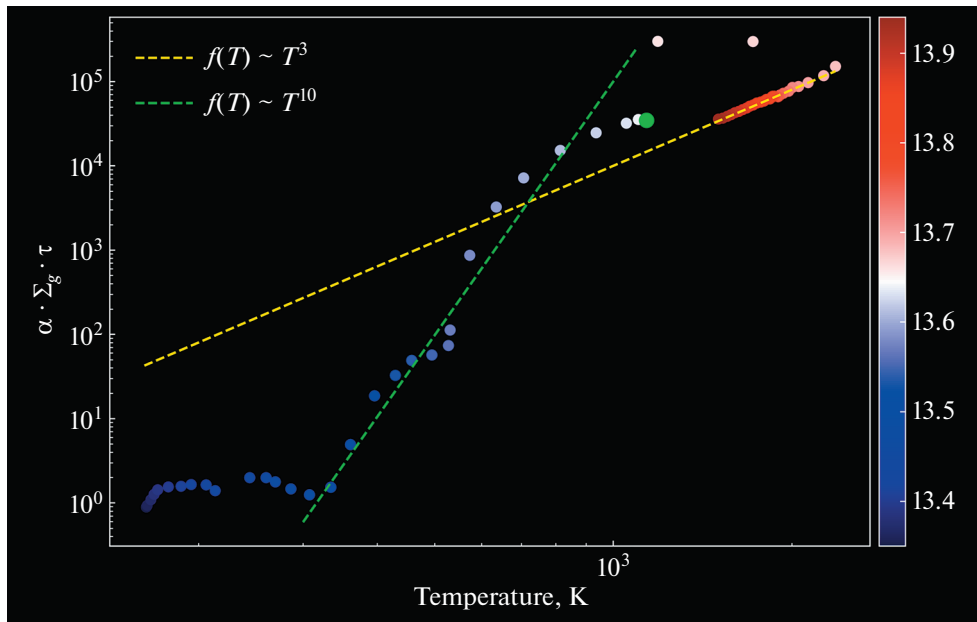


Рис. 7. То же, что и рис. 6, но в фазовом пространстве “ $T-\alpha_{\text{visc}}\Sigma_g\tau$ ”.

постоянная. При превышении Σ_g^{crit} для текущих значений параметра вязкости и температуры, диск должен переходить в режим тепловой неустойчивости, при условии, что его состояние в фазовом пространстве “ $T-\Sigma_g$ ” находится в окрестности неустойчивой ветви S-образной кривой. Результаты расчета этого критического значения приведены на рис. 8, вместе с реальной азимутально усредненной поверхностной плотностью Σ_g . С самого начала расчета поверхностная плотность в среднем на порядок величины меньше критического значения. Однако величина критического значения заметно падает на времени около 13 тыс. лет от начала расчета, а реальное значение поверхностной плотности, таким образом, оказывается выше критической отметки. В этот момент в рассматриваемой области диска инициируется тепловая неустойчивость, вскоре после которой развивается и МРН вспышка светимости.

4.2. Особенности тепловой неустойчивости в модели с возмущенным диском

Описанный выше механизм развития тепловой неустойчивости дает представление о том, почему инициируются МРН и последующая вспышка аккреции. Однако в классическом понимании тепловая неустойчивость, описанная в работах [25, 50] и множестве других, работает в совершенно другом температурном режиме. Характерная S-образная форма равновесной кривой появляется при температурах более 2–3 тыс. К.

Эта особенность является следствием изменений в оптической толщине диска, поскольку при таких высоких температурах происходит ионизация водорода, что меняет непрозрачность среды. Однако в нашем случае температуры ниже на порядок величины, следовательно, упомянутые выше изменения непрозрачности не являются причиной возникновения условий для развития тепловой неустойчивости в нашей модели.

На рис. 9 показана эволюция во времени различных параметров диска перед, во время и после вспышки светимости. Очевидно, что к моменту возникновения вспышки происходит значительный рост оптической толщины. Тем не менее непрозрачность претерпевает лишь пренебрежимо малые изменения. Однако стоит отметить, что оптическая толщина зависит не только от характеристик материала (газа или пыли), но и от количества этого самого материала. По сути, в нашем случае оптическая толщина является производением непрозрачности и поверхностной плотности пыли, поскольку при исследуемых температурах именно пыль является основным источником непрозрачности и, следовательно, оптической толщины. Кроме того, как видно из рисунка, поверхностная плотность газа в рассматриваемой области также не претерпевает значительных изменений. Таким образом, именно увеличение поверхностной плотности пыли является причиной повышения оптической толщины и, следовательно, создания условий для развития тепловой неустойчивости.

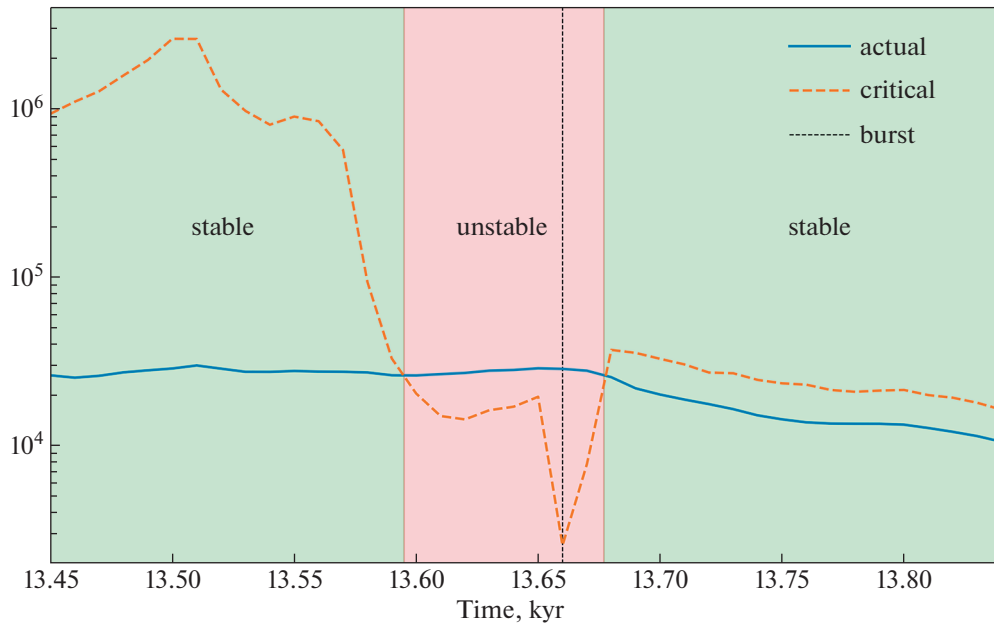


Рис. 8. Эволюция значений поверхностной плотности газа в возмущенном диске на временах, близких к вспышке светимости. Синей сплошной линией показаны реальные значения поверхностной плотности газа. Оранжевой штриховой линией обозначено критическое значение поверхностной плотности, выше которого в диске развивается тепловая неустойчивость. Вертикальная черная штриховая линия показывает момент времени, соответствующий инициации вспышки.

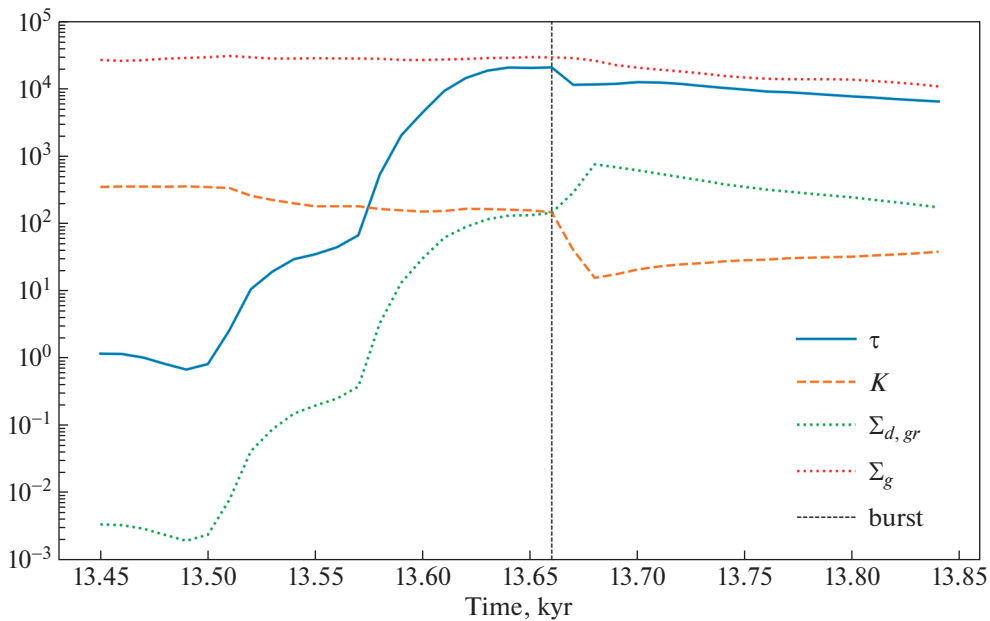


Рис. 9. Различные параметры в возмущенном диске на расстоянии 0.75 а.е. от центра как функции времени. Сплошная синяя линия — оптическая толщина, оранжевая штриховая — непрозрачность в $\text{cm}^2/\text{г}$, зеленая и красная пунктирные линии — поверхностные плотности выросшей пыли и газа соответственно, в $\text{г}/\text{см}^2$. Вертикальная черная штриховая линия показан момент инициации вспышки МРН.

Повышение поверхностной плотности пыли в рассматриваемой области проиллюстрировано на рис. 10. Исследуемая область на расстоянии

$r = 0.75$ а.е., непосредственно в которой в первую очередь развивается тепловая неустойчивость, показана зеленой штриховой линией. Изначаль-

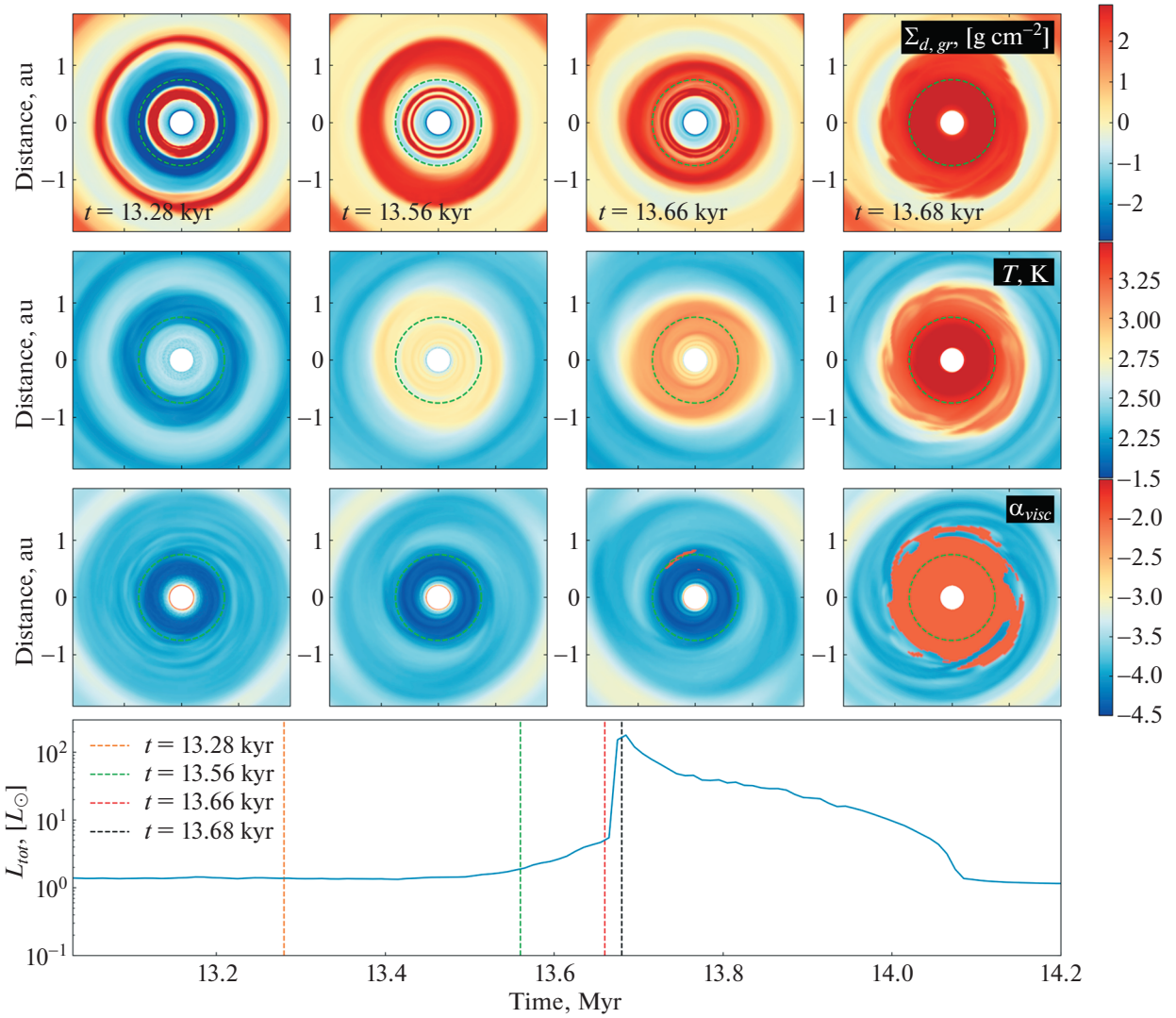


Рис. 10. Временная эволюция распределений поверхностной плотности выросшей пыли (верхний ряд), температуры (второй ряд) и параметра вязкости α_{visc} (третий ряд) во внутренних 4 а.е. диска. Показаны распределения в различные моменты эволюции диска, слева направо: $t = 13.28, 13.56, 13.66, 13.68$ тыс. лет. Зеленой штриховой линией обозначена рассматриваемая область, находящаяся на расстоянии 0.75 а.е. от центральной звезды. Значения в логарифмической шкале соответствуют цветовой линейке (справа). На нижней панели показана полная светимость центральной звезды как функция времени. Вертикальными штриховыми линиями отмечены моменты времени, показанные на двумерных распределениях.

но в этой области присутствует крайне малое количество выросшей пыли, т.к. она является, скорее, щелью между двумя кольцевыми структурами, внутренней и внешней. В этих кольцевых структурах сконцентрировано достаточно много пыли и, в основном, они являются достаточно стабильными. Температура в них мала для развития классической тепловой (вследствие ионизации водорода) или магниторотационной неустойчивостей, из-за эффективного выхолаживания благодаря низким оптическим толщинам, а вязкость на этом радиусе претерпевает переход от низкого значения, соответствующего мертвой зо-

не, к более высокому. Возмущение, вызванное близким пролетом внешнего объекта, приводит к разбалансировке системы. Кольца, находящиеся снаружи рассматриваемой области, теряют изначально регулярную форму (см. рис. 1), преобразуются в эллипсообразные структуры и начинают прецессировать, что отчетливо заметно во втором и третьем столбцах панелей. Таким образом, кольцо, находившееся на расстоянии около 2 а.е., постепенно дрейфует в направлении центра к более стабильному внутреннему кольцу. Данный процесс приводит к локальному повышению оптической толщины и последующему развитию

тепловой неустойчивости, что соответственно выражается в повышении температуры в исследуемой области. В конечном итоге, по достижении критического значения температуры к моменту времени $t = 13.66$ тыс. лет, локально активизируется МРН, что можно заметить на панели в третьем ряду третьего столбца. Вскоре после этого МРН охватывает весь внутренний диск, и развивается вспышка светимости, вызванная значительным повышением темпа аккреции, а система колец окончательно разрушается. После затухания МРН и вспышки аккреции в системе возникает вращающаяся вихревая структура, которая со временем вырождается в пылевое кольцо, локализованное в области присутствия внешнего кольца в довспышечном состоянии.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ОГРАНИЧЕНИЯ МОДЕЛИ

Прежде всего стоит отметить, что для реализации представленного каскадного механизма запуска вспышки критически важно наличие пылевых колец и щелей во внутренних областях диска. Способ формирования таких структур и их тип могут быть различны. Кольца в окрестности линий льдов могут образоваться вследствие различных размеров пыли внутри и снаружи линии и, соответственно, различных скоростей радиального дрейфа [55, 56]. Причиной появления кольцевых и щелевых структур в диске также может стать и планета [57, 58]. В рассмотренном нами случае кольца формируются в мертвых зонах диска, являющихся естественными пылевыми ловушками [47, 59–61]. В промоделированном “слоистом” диске различная эффективность переноса вещества моментами вязких сил — более эффективная снаружи и неэффективная внутри мертвой зоны — приводит к развитию ситуации, напоминающей узкое бутылочное горлышко. Неспособность перенести весь объем вещества, приходящего в мертвую зону из внешнего диска, ведет к его накоплению и повышению давления, вплоть до образования локального пика. Пыль, дрейфующая в направлении градиента давления, неизбежно скапливается в таких пиках, что выражается в появлении колец, чье положение совпадает с пиками, и щелей в областях между пиками, если их несколько и они локализованы достаточно близко. Отдельно можно выделить, что мертвые зоны могут развиваться не только вследствие различной эффективности МРН, как подразумевается в использованной модели слоистого диска, но и как следствие слабой турбулентной вязкости и переменной эффективности гравитационного переноса в диске [47].

Несмотря на обилие возможностей для формирования пылевых колец в дисках, кольца, представленные в данной работе, достаточно ма-

ловероятно пронаблюдать. С одной стороны, интерферометрические наблюдения позволяют получить информацию о распределении пыли относительно большого размера, которая как раз оседает к срединной плоскости диска и может эффективно скапливаться в кольцах. С другой стороны, возможности современных (суб)миллиметровых интерферометров не позволяют пространственно разрешить такие узкие кольца в настолько близкой окрестности звезды, как представлено в текущей работе. Наблюдения в рассеянном свете могли бы позволить разрешить такие структуры, но во время внедренной фазы в оболочке содержится достаточное количество мелкой, субмикронной пыли, чтобы естественным образом экранировать излучение, исходящее из срединной плоскости, в которой, как ожидается, могут быть локализованы кольца. Кроме того, сама по себе субмикронная пыль не дрейфует к максимумам давления, а жестко связана с газом. Как следствие, пространственная сегрегация субмикронной пыли не выражена так ярко, как миллиметровой, что еще больше снижает шансы на успешное детектирование пылевых колец, играющих ключевую роль в представленном механизме развития вспышки.

Показанный сценарий каскадной инициализации вспышки представляет интерес в том числе потому, что имеет особенности, схожие со вспышкой в системе FU Ориона. Прежде всего согласуются амплитуды вспышек — рост светимости происходит на 2 порядка за короткий промежуток времени. Как и в случае FU Ориона, система — двойная, состоящая из объектов разной массы. Так же, как и в FU Ориона, вспышка происходит на менее массивной звезде [29]. Наконец, судя по всему, пролет также, как и в FU Ориона, непроникающий. Несмотря на перечисленные сходства, цель представленной работы заключается не в непосредственном объяснении сценария возникновения вспышки конкретного объекта типа FU Ориона, а в исследовании возможных механизмов, с помощью которых вспышки могут возникнуть в системах с относительно большими периастроми и(или) с задержкой. К сожалению, не представляется возможным достоверно утверждать, что показанная каскадная инициализация имела место в FU Ориона. К тому же параметры систем все же различаются: периастр в промоделированной двойной системе в два раза превосходит даже текущее расстояние между объектами в FU Ориона [30], а расстояние в момент вспышки гораздо больше. К тому же размер диска вокруг центральной звезды (>100 а.е.) превышает таковые в FU Ориона [30], и хотя массы вспыхивающих звезд схожи ($0.28 M_{\odot}$ в модельной системе и $\sim 0.3 M_{\odot}$ в FU Ориона), массы звезд, находящихся в спокойной фазе, различаются приблизительно в 2 раза:

$0.6 M_{\odot}$ и $1.2 M_{\odot}$ соответственно [29]. Тем не менее основная задача работы по поиску возможностей для реализации вспышки при непроникающих пролетах, а также с задержкой, выполнена.

Несмотря на тонкость условий, необходимых для реализации показанного каскадного развития вспышки: наличие пылевых колец и щелей во внутреннем диске, а также их пребывание в состоянии маргинальной устойчивости, при которой гравитационное возмущение от пролета внешнего объекта будет способно разбалансировать систему, предложенный механизм может расширить число двойных систем, склонных к развитию вспышки вследствие пролета. Дело в том, что сближения с большими периастроми являются более вероятными событиями. В работе [62] приведена оценка, основанная на расчетах [63], позволяющая подсчитать частоту событий сближений системы звезда-диск с бездискowymi компаньонами в молодом звездном скоплении внутри некоторого радиуса R_{enc} :

$$\Gamma_{\text{hit}} = \Gamma_0 \left(1 + \frac{V_*^2 R_{\text{enc}}}{GM_*} \right), \quad (12)$$

распределение их скоростей принято Гауссовым с дисперсией V_* , Γ_0 , в свою очередь, определяется как:

$$\Gamma_0 = \frac{4\sqrt{\pi} n_0 GM_* R_{\text{enc}}}{V_*}, \quad (13)$$

где n_0 — концентрация звезд в скоплении. Возьмем типичные для молодого звездного скопления значения $n_0 = 100 \text{ пк}^{-3}$ и $V_* = 1 \text{ км/с}$ [63]. Масса исследованного диска вокруг центральной звезды в текущей работе составляет $0.22 M_{\odot}$, а в качестве R_{enc} выберем два характерных значения, чтобы сравнить вероятность пролета с различными радиусами. Одно характерное значение примем равным 20 а.е., что примерно соответствует тесному проникающему пролету, в результате которого может возникнуть вспышка [32]. Принимая во внимание, что средний возраст протозвездного диска составляет примерно 1 млн. лет, и, подставив значения в уравнения (13), (12), можно подсчитать, что столкновение с такими параметрами может произойти приблизительно в одной системе звезда-диск из 11 000. Если же в качестве R_{enc} принять периастр промоделированной в этой работе системы с каскадной инициацией вспышки, равный 500 а.е., результат окажется более вероятным — одна система из 157. Таким образом, вероятность столкновений, подобных исследуемому в нынешней работе, примерно в 70 раз выше типичного случая с проникающим пролетом в системах с компактными дисками. К тому же, по-

скольку с увеличением массы звезды возрастает и доля двойных и кратных систем, можно ожидать, что актуальность представленного механизма вспышек будет возрастать с увеличением массы центральной звезды. В добавок можно упомянуть, что показанный механизм каскадной инициации вспышки может иметь место не только в двойных системах, но и, например, в случае падения сгустков вещества из остатков родительского облака. На такую возможность также обращали внимание в работе [23].

Наконец, уделим внимание процессу развития вспышки с точки зрения локализации вспышечных процессов. Как описано выше, вспышка происходит вследствие развития тепловой и магниторотационной неустойчивостей, вызванных разбалансировкой системы вследствие гравитационного возмущения внешним объектом. Тепловая неустойчивость разогревает систему достаточно для инициации МРН и последующего значительного роста темпа аккреции и светимости центральной звезды. Однако существуют различные результаты, показывающие пространственное направление распространения неустойчивостей. Например, в работе [64] показано, что вспышка развивается вследствие активации МРН сначала на внешней границе мертвой зоны благодаря эффективному притоку вещества посредством переноса моментами гравитационных сил из гравитационно неустойчивых областей диска внутрь. Затем постепенно МРН развивается и ближе к звезде, где уже возможны локальное развитие тепловой неустойчивости, сопровождающееся также значительным повышением темпа аккреции и вспышкой светимости. С другой стороны, в моделировании [65] МРН, напротив, распространяется изнутри наружу вследствие постепенного достижения порога тепловой ионизации веществом по направлению от более горячих к менее нагретым областям. В исследовании [41] направление распространения зависит от величины фоновой вязкости в мертвой зоне. В текущей же работе подробно рассмотреть механику развития неустойчивости не удалось вследствие недостаточной частоты временного шага, и решение этой задачи может стать основой для последующих исследований. Тем не менее, как показано на рис. 5, на начальном этапе МРН, в большей степени развивается на внешней границе мертвой зоны. На следующем же выводе данных по времени МРН охватывает уже всю мертвую зону и некоторую область снаружи. Подробное описание процесса требует крайне частого вывода данных, поскольку в данных областях характерные вязкие и динамические времена малы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численные исследования вспышек типа FU Ориона помогают ответить на вопросы о происхождении и общих характеристиках этих явлений, но в реальности причины возникновения вспышек могут быть различными. В частности, в этой работе был исследован сценарий, при котором спусковым механизмом вспышки светимости является близкий пролет внешнего возмущающего звездного объекта, но непосредственным механизмом развития и поддержания вспышки являются тепловая и магниторотационная неустойчивости во внутренних областях протопланетного диска. Основные результаты исследования можно выделить следующим образом:

- Первичное возмущение, вызванное гравитационным воздействием внешнего объекта при сближении, может и не спровоцировать значительных изменений светимости центрального объекта в масштабах, сопоставимых со вспышками фуоров. В исследованной системе наиболее короткое расстояние между объектами составило порядка 500 а.е. Возмущению потребовалось более 800 лет, чтобы достигнуть области протозвездной аккреции центрального объекта. Светимость центрального объекта увеличилась приблизительно в 2 раза, вследствие возмущений, вызванных первичным гравитационным воздействием от пролета.

- Пролет внешнего объекта может не напрямую, но косвенно вызвать гораздо более мощную вспышку. Спустя более чем 5 тыс. лет после пролета в исследуемом диске реализовались условия для развития тепловой и магниторотационной неустойчивости, что привело к повышению темпа аккреции и соответствующему росту светимости центральной звезды более чем в 100 раз с короткой временной шкалой явления (менее 10 лет).

- Впервые в численном моделировании показано, что гравитационное возмущение, возникающее вследствие пролета звезды, может привести к разбалансировке равновесия в диске центральной звезды и запуску целого каскада эффектов, в конечном итоге приводящего к вспышке типа FU Ориона. Цепочка событий выглядит следующим образом: начальная система пылевых колец деформировалась, развилась прецессия, в результате которой произошло разрушение одного из колец, за ним последовало локальное повышение оптической толщины и вызванное этим развитие тепловой неустойчивости. Тепловая неустойчивость, приводящая к повышению температуры до значений выше критических, в свою очередь, запустила магниторотационную неустойчивость, значительно повышающую темп аккреции и, соответственно, светимость звезды.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, Государственное задание в сфере научной деятельности № GZ0110/23-10-IF (А.М.С., разд. 1, 3, 4) и РНФ, проект № 23-12-00258 (Э.И.В., разд. 2, 5).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *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].
2. *T. Magakian, T. Movsessian, and H. Andreasyan*, *Acta Astrophys. Taurica* **3** (3), 4 (2022).
3. *S. J. Kenyon*, in *The Origin of Stars and Planetary Systems*, edited by C. J. Lada and N. D. Kylafis, NATO ASI Ser. C **540**, 613 (1999), arXiv:astro-ph/9904035.
4. *E. I. Vorobyov and S. Basu*, *Astrophys. J.* **805**, id. 115 (2015), arXiv:1503.07888 [astro-ph.SR].
5. *A. Mercer and D. Stamatellos*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 2 (2017), arXiv:1610.08248 [astro-ph.EP].
6. *E. I. Vorobyov, Y. N. Pavlyuchenkov, and P. Trinkl*, *Astron. Rep.* **58**, 522 (2014).
7. *E. I. Vorobyov, V. G. Elbakyan, M. Takami, and H. B. Liu*, *Astron. and Astrophys.* **643**, id. A13 (2020), arXiv:2009.01888 [astro-ph.SR].
8. *R. Visser, E. A. Bergin, and J. K. Jørgensen*, *Astron. and Astrophys.* **577**, id. A102 (2015), arXiv:1503.04951 [astro-ph.SR].
9. *C. Rab, V. Elbakyan, E. Vorobyov, M. Güdel, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **604**, id. A15 (2017), arXiv:1705.03946 [astro-ph.SR].
10. *T. Molyarova, V. Akimkin, D. Semenov, P. Árahám, T. Henning, Á. Kóspál, E. Vorobyov, and D. Wiebe*, *Astrophys. J.* **866**, id. 46 (2018), arXiv:1809.01925 [astro-ph.EP].
11. *D. S. Wiebe, T. S. Molyarova, V. V. Akimkin, E. I. Vorobyov, and D. A. Semenov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **485**, 1843 (2019), arXiv:1902.07475 [astro-ph.EP].
12. *E. I. Vorobyov, I. Baraffe, T. Harries, and G. Chabrier*, *Astron. and Astrophys.* **557**, id. A35 (2013), arXiv:1307.2271 [astro-ph.SR].
13. *A. Banzatti, P. Pinilla, L. Ricci, K. M. Pontoppidan, T. Birnstiel, and F. Ciesla*, *Astrophys. J. Letters* **815**, id. L15 (2015), arXiv:1511.06762 [astro-ph.EP].
14. *D. Schoonenberg and C. W. Ormel*, *Astron. and Astrophys.* **602**, id. A21 (2017), arXiv:1702.02151 [astro-ph.EP].
15. *E. I. Vorobyov, A. M. Skliarevskii, T. Molyarova, V. Akimkin, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **658**, id. A191 (2022), arXiv:2112.06004 [astro-ph.EP].

16. *E. I. Vorobyov, V. G. Elbakyan, H. B. Liu, and M. Takami*, *Astron. and Astrophys.* **647**, id. A44 (2021), arXiv:2101.01596 [astro-ph.SR].
17. *M. S. Connelley and B. Reipurth*, *Astrophys. J.* **861**, id. 145 (2018), arXiv:1806.08880 [astro-ph.SR].
18. *P. J. Armitage, M. Livio, and J. E. Pringle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **324**, 705 (2001), arXiv:astro-ph/0101253.
19. *E. I. Vorobyov, S. Khaibrakhmanov, S. Basu, and M. Audard*, *Astron. and Astrophys.* **644**, id. A74 (2020), arXiv:2011.00951 [astro-ph.SR].
20. *E. I. Vorobyov and S. Basu*, *Astrophys. J.* **719**, 1896 (2010), arXiv:1007.2993 [astro-ph.SR].
21. *M. Küffmeier, S. Frimann, S. S. Jensen, and T. Haugbølle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 2642 (2018), arXiv:1710.00931 [astro-ph.SR].
22. *C. P. Dullemond, M. Küffmeier, F. Goicovic, M. Fukagawa, V. Oehl, and M. Kramer*, *Astron. and Astrophys.* **628**, id. A20 (2019), arXiv:1911.05158 [astro-ph.EP].
23. *T. V. Demidova and V. P. Grinin*, *Astrophys. J.* **953** (1), id. 38 (2023), arXiv:2308.04936 [astro-ph.SR].
24. *S. Nayakshin and G. Lodato*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **426**, 70 (2012), arXiv:1110.6316 [astro-ph.EP].
25. *K. R. Bell and D. N. C. Lin*, *Astrophys. J.* **427**, 987 (1994), arXiv:astro-ph/9312015.
26. *L. A. Maksimova, Y. N. Pavlyuchenkov, and A. V. Tutukov*, *Astron. Rep.* **64**, 815 (2020), arXiv:2009.07750 [astro-ph.SR].
27. *I. Bonnell and P. Bastien*, *Astrophys. J. Letters* **401**, L31 (1992).
28. *R. Dong, H. B. Liu, N. Cuello, C. Pinte, et al.*, *Nature Astron.* **6**, 331 (2022), arXiv:2201.05617 [astro-ph.SR].
29. *T. L. Beck and C. Aspin*, *Astron. J.* **143** (3), id. 55 (2012).
30. *S. Pérez, A. Hales, H. B. Liu, Z. Zhu, et al.*, *Astrophys. J.* **889**, id. 59 (2020), arXiv:1911.11282 [astro-ph.EP].
31. *E. M. A. Borchert, D. J. Price, C. Pinte, and N. Cuello*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **510**, L37 (2022), arXiv:2111.12723 [astro-ph.GA].
32. *N. Cuello, F. Ménard, and D. J. Price*, *European Phys. J. Plus* **138**, 11 (2023), arXiv:2207.09752 [astro-ph.EP].
33. *H. B. Liu, E. I. Vorobyov, R. Dong, M. M. Dunham, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **602**, id. A19 (2017), arXiv:1701.06531 [astro-ph.SR].
34. *E. I. Vorobyov, V. Akimkin, O. Stoyanovskaya, Y. Pavlyuchenkov, and H. B. Liu*, *Astron. and Astrophys.* **614**, id. A98 (2018), arXiv:1801.06898 [astro-ph.EP].
35. *O. P. Stoyanovskaya, F. A. Okladnikov, E. I. Vorobyov, Y. N. Pavlyuchenkov, and V. V. Akimkin*, *Astron. Rep.* **64**, 107 (2020), arXiv:2102.09155 [astro-ph.EP].
36. *T. Molyarova, E. I. Vorobyov, V. Akimkin, A. Skliarevskii, D. Wiebe, and M. Güdel*, *Astrophys. J.* **910**, id. 153 (2021), arXiv:2103.06045 [astro-ph.EP].
37. *C. B. Henderson*, *Amer. Inst. Aeronautics and Astronautics J.* **14**, 707 (1976).
38. *N. I. Shakura and R. A. Sunyaev*, *Astron. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
39. *J. S. Dohnanyi*, *J. Geophys. Res.* **74**, 2531 (1969).
40. *C. F. Gammie*, *Astrophys. J.* **457**, 355 (1996).
41. *J. Bae, L. Hartmann, Z. Zhu, and R. P. Nelson*, *Astrophys. J.* **795**, id. 61 (2014), arXiv:1409.3891 [astro-ph.SR].
42. *K. Kadam, E. Vorobyov, Z. Regály, Á. Kóspál, and P. Abraham*, *Astrophys. J.* **882**, id. 96 (2019), arXiv:1908.02515 [astro-ph.SR].
43. *E. I. Vorobyov, M. E. Steinrueck, V. Elbakyan, and M. Guedel*, *Astron. and Astrophys.* **608**, id. A107 (2017), arXiv:1708.07166 [astro-ph.SR].
44. *E. M. A. Borchert, D. J. Price, C. Pinte, and N. Cuello*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **517**, 4436 (2022), arXiv:2210.01143 [astro-ph.SR].
45. *Z. Regály and E. Vorobyov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **471**, 2204 (2017), arXiv:1709.08334 [astro-ph.SR].
46. *K. Kadam, E. Vorobyov, Z. Regály, Á. Kóspál, and P. Abraham*, *Astrophys. J.* **895**, id. 41 (2020), arXiv:2005.03578 [astro-ph.SR].
47. *E. I. Vorobyov, V. G. Elbakyan, A. Johansen, M. Lambrechts, A. M. Skliarevskii, and O. P. Stoyanovskaya*, *Astron. and Astrophys.* **670**, id. A81 (2023), arXiv:2212.01023 [astro-ph.EP].
48. *A. Labdon, S. Kraus, C. L. Davies, A. Kreplin, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **646**, id. A102 (2021), arXiv:2011.07865 [astro-ph.SR].
49. *F. Lykou, P. Abraham, L. Chen, J. Varga, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **663**, id. A86 (2022), arXiv:2205.10173 [astro-ph.SR].
50. *L. Hartmann*, *Accretion Processes in Star Formation* (Cambridge, UK; New York: Cambridge University Press, 1998).
51. *A. M. Skliarevskii, Y. N. Pavlyuchenkov, and E. I. Vorobyov*, *Astron. Rep.* **65**, 170 (2021), arXiv:2104.10787 [astro-ph.EP].
52. *E. Kawazoe and S. Mineshige*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **45**, 715 (1993).
53. *P. D'Alessio*, Ph.D. thesis, UNAM's Institute of Astronomy (1996).
54. *R. Dong, E. Vorobyov, Y. Pavlyuchenkov, E. Chiang, and H. B. Liu*, *Astrophys. J.* **823**, id. 141 (2016), arXiv:1603.01618 [astro-ph.SR].
55. *K. Zhang, G. A. Blake, and E. A. Bergin*, *Astrophys. J. Letters* **806**, id. L7 (2015), arXiv:1505.00882 [astro-ph.EP].
56. *P. Pinilla, A. Pohl, S. M. Stammer, and T. Birnstiel*, *Astrophys. J.* **845**, id. 68 (2017), arXiv:1707.02321 [astro-ph.EP].
57. *G. Picogna and W. Kley*, *Astron. and Astrophys.* **584**, id. A110 (2015), arXiv:1510.01498 [astro-ph.EP].
58. *R. Dong, Z. Zhu, and B. Whitney*, *Astrophys. J.* **809**, id. 93 (2015), arXiv:1411.6063 [astro-ph.EP].
59. *N. Dzyurkevich, M. Flock, N. J. Turner, H. Klahr, and T. Henning*, *Astron. and Astrophys.* **515**, id. A70 (2010), arXiv:1002.2521 [astro-ph.SR].
60. *M. Flock, J. P. Ruge, N. Dzyurkevich, T. Henning, H. Klahr, and S. Wolf*, *Astron. and Astrophys.* **574**, id. A68 (2015), arXiv:1411.2736 [astro-ph.EP].
61. *K. Kadam, E. Vorobyov, and S. Basu*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **516**, 4448 (2022), arXiv:2208.12105 [astro-ph.EP].

62. *D. Forgan and K. Rice*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **402**, 1349 (2010), arXiv:0911.0531 [astro-ph.SR].
63. *C. J. Clarke and J. E. Pringle*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **249**, 584 (1991).
64. *G. Bourdarot, J.-P. Berger, G. Lesur, K. Perraut, et al.*, arXiv:2304.13414 [astro-ph.SR] (2023).
65. *K. Kadam, E. Vorobyov, and Á. Kóspál*, Astrophys. J. **909**, id. 31 (2021), arXiv:2101.05764 [astro-ph.SR].

LUMINOSITY OUTBURSTS IN INTERACTING PROTOPLANETARY SYSTEMS

A. M. Skliarevskii^a and E. I. Vorobyov^b

^a*Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia*

^b*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

FU Orionis type objects (fuors) are characterized by rapid (tens to hundreds years) episodic outbursts, during which the luminosity increases by orders of magnitude. One of the possible causes of such events is a close encounter between stars and protoplanetary disks. Numerical simulations show that the fuor-like outburst ignition requires a very close encounter ranging from a few to a few tens of au. In contrast, the observed stellar objects in fuor binaries are usually hundreds of au apart. Simple mathematical estimates show that if such a close approach took place, the binary stellar components would have an unrealistic relative velocity, at least an order of magnitude greater than the observed velocity dispersion in young stellar clusters. Thus, the bursts are either triggered with a certain delay after passage of the periastron or their ignition does not necessary require a close encounter and hence the outburst is not caused by the primordial gravitational perturbation of the protoplanetary disk. In this work, an encounter of a star surrounded by a protoplanetary disk with a diskless external stellar object was modeled using numerical hydrodynamics simulations. We showed that even fly-bys with a relatively large periastron (at least 500 au) can result in fuor-like outbursts. Moreover, the delay between the periastron passage and the burst ignition can reach several kyr. It was shown for the first time by means of numerical modeling that the perturbation of the disk caused by the external object can trigger a cascade process, which includes the development of the thermal instability in the innermost disk followed by the magneto-rotational instability ignition. Because of the sequential development of these instabilities, the rapid increase in the accretion rate occurs, resulting in the luminosity increase by more than two orders of magnitude.

Keywords: astrophysics, protostellar disks, protoplanetary disks, luminosity outbursts