

УДК 524.3-17

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО КОЛЛАПСА МАГНИТНЫХ ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

© 2021 г. С. А. Хайбрахманов^{1, 2, *}, А. Е. Дудоров^{1, 2}, Н. С. Каргальцева^{1, 2}, А. Г. Жилкин³

¹ Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

² Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

³ Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: khaibrakhmanov@csu.ru

Поступила в редакцию 10.03.2021 г.

После доработки 29.04.2021 г.

Принята к публикации 30.04.2021 г.

Исследуется коллапс магнитных протозвездных облаков с массой 10 и 1 M_{\odot} . Коллапс моделируется численно с использованием двумерного магнитогазодинамического (МГД) кода Enlil. Расчеты показывают, что к концу изотермической стадии коллапса протозвездные облака приобретают иерархическую структуру. Под действием электромагнитной силы протозвездное облако принимает форму сплюснутой оболочки с отношением полутолщины к радиусу $Z/R \sim 0.20-0.95$. Внутри этой оболочки образуется геометрически и оптически тонкий первичный диск с радиусом $(0.2-0.7)R_0$ и $Z/R \sim (10^{-2}-10^{-1})$, где R_0 – начальный радиус облака. Первичные диски – это структуры, находящиеся в квазимагнитостатическом равновесии. Они образуются в том случае, когда начальная магнитная энергия облака превышает 20% от гравитационной энергии. Масса первичных дисков составляет 30–80% от начальной массы облака. В центре первичного диска в дальнейшем образуется первое гидростатическое ядро. Обсуждаются роль первичных дисков в дальнейшей эволюции облака, а также возможные наблюдаемые проявления внутренней иерархии коллапсирующего облака с точки зрения особенностей геометрии магнитного поля и распределения углового момента на разных уровнях иерархии.

Ключевые слова: магнитные поля, магнитная газодинамика (МГД), численное моделирование, звездообразование, межзвездная среда

DOI: 10.31857/S0004629921090048

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения в оптическом, инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах показывают, что современное звездообразование происходит в холодных ядрах молекулярных облаков. Будем называть эти ядра протозвездными облаками (далее ПЗО). ПЗО имеют характерные размеры 0.05–0.3 пк, концентрации $10^4-10^5 \text{ см}^{-3}$, массы от нескольких десятых до десятков солнечных масс [1, 2], температуры 10–20 К [3, 4]. Градиенты скорости, определяемые по молекулярным эмиссионным линиям различных частей ядер, указывают на твердотельное вращение [6, 7]. Вращательная энергия составляет несколько процентов от гравитационной энергии. С помощью поляризационного картирования и измерения зеемановского расщепления линий молекул OH в ПЗО обнаружено крупномасштабное магнитное поле с напряженностью порядка 10^{-5} Гс [8–11].

Гравитационный коллапс ПЗО приводит к образованию протозвезды, которая наблюдается как источник инфракрасного (ИК) излучения в центре облака. Самая ранняя стадия эволюции протозвезды, когда она глубоко погружена в протяженную газопылевую оболочку, определяемую пиком излучения в субмиллиметровом диапазоне, ассоциируется с молодыми звездными объектами класса 0 [12].

Наблюдения нескольких молодых звездных объектов (далее МЗО) класса 0 в молекулярных эмиссионных линиях и в ИК-континууме показали, что молодые протозвезды окружены протяженными сплюснутыми структурами с радиусами от нескольких сотен до нескольких тысяч астрономических единиц [13–17]. Некоторые из этих структур имеют профили вращения, соответствующие постоянно угловому моменту [18–20]. Недавние наблюдения этих же объектов с помощью инструментов Atacama Large (sub-)Mm Array (ALMA) и Very Large Telescope (VLT) с высоким

угловым разрешением показывают, что внутри уплощенных оболочек вокруг протозвезд находятся компактные диски меньшего размера [1, 21–23]. Некоторые из этих компактных дисков демонстрируют профили вращения, близкие к кеплеровскому [24–26].

Для нескольких МЗО класса 0 удалось провести поляризационное картирование и определить геометрию крупномасштабного магнитного поля их дисков. Например, пинчевое магнитное поле и признаки тороидального магнитного поля были обнаружены внутри диска объекта HH 211 [19]. Магнитное поле в VLA 1632A направлено вдоль оси истечения [27]. Молекулярные истечения и струи являются типичными признаками МЗО класса 0 [12]. Жирар и др. [28], Дэвидсон и др. [29], Чэпмэн и др. [30] обнаружили магнитное поле с геометрией типа “песочные часы” в нескольких облаках на масштабах, сопоставимых с размером облака.

Анализ приведенных наблюдательных данных показывает, что динамика эволюции коллапсирующих ПЗО в МЗО класса 0 характеризуется образованием компактных дисков, погруженных в крупномасштабные уплощенные оболочки.

Первые численные расчеты коллапса ПЗО показали, что начальная изотермическая стадия коллапса характеризуется образованием сплюсненной оболочки коллапсирующего облака [31, 32]. На основе расчетов в рамках модели коллапса “наизнанку” (“inside-out collapse” в англоязычной терминологии), Галли и Шу [33] заявили, что в процессе коллапса изотермической невращающейся сингулярной сферы с однородным магнитным полем образуется псевдодиск — транзитентная уплощенная неравновесная структура. В более поздних работах любые уплощенные структуры, образующиеся на начальных этапах коллапса, назывались псевдодисками [34–38], хотя этот термин не имеет строгого определения. Основная проблема, которая рассматривалась в упомянутых выше статьях, это так называемая катастрофа магнитного торможения, сформулированная Галли и др. [39]. Проблема состоит в том, что замороженное магнитное поле во время коллапса ПЗО предотвращает образование кеплеровских дисков из-за эффективного отвода углового момента торсионными альфвеновскими волнами. Решение этой проблемы, очевидно, заключается в механизмах ослабления магнитного потока облака, а именно: диффузии магнитного поля и/или турбулентности (см. недавний обзор [40]). Из-за того, что разные коллективы авторов используют разные постановки задач и численные коды, пока не удалось определить относительную роль этих механизмов.

Ясно, что характеристики первичных уплощенных структур, в частности распределение их

углового момента и магнитного потока, определяют условия формирования кеплеровских дисков вокруг протозвезд. Но внутренняя структура и характеристики таких крупномасштабных плоских структур, образующихся на ранних стадиях коллапса, детально не изучены. Стоит отметить работы Дудорова и др. [41, 42], которые показали, что отношение толщины к радиусу сплюсненных структур, образующихся на ранних стадиях коллапса, пропорционально $\epsilon_m^{-1/2}$, где ϵ_m — отношение магнитной энергии облака к модулю его гравитационной энергии. На основе результатов двумерного МГД-моделирования Томасака и др. [36] отметили, что эпоха образования первичных уплощенных структур характеризуется формированием МГД-ударных волн, распространяющихся в оболочку облака, и последующим формированием истечений. Этот результат подтвердил предсказания Дудорова и Сазонова [43]. Предыдущие исследования были сосредоточены на коллапсе ПЗО с массой Солнца (см. ссылки выше) или массивных звезд с массой более $10M_\odot$ (см. недавний обзор [40]).

В данной работе исследуется изотермическая стадия коллапса магнитных ПЗО промежуточной, $M = 10 M_\odot$, и солнечной масс в широком диапазоне начальных тепловых и магнитных энергий. Основное внимание уделяется формированию квазимагнитостатических дисков, которые мы называем первичными дисками. Основная цель работы — детально изучить характеристики первичных дисков, так как они определяют дальнейшее формирование и эволюцию протозвезды с протозвездным диском. Постановка задачи коллапса ПЗО в осесимметричном приближении, численный метод и параметры модели описаны в разделе 2. В разделе 3 анализируется типичная картина изотермического коллапса магнитных ПЗО и определяются характеристики образующейся иерархической структуры: сплюснутый диск и первичный диск. В разделе 4 исследуется эволюция первичных дисков. Основные особенности образующихся структур в зависимости от начальных параметров облака анализируются в разделе 5. В разделе 6 обсуждается общая картина изотермического коллапса ПЗО, обнаруженная в проведенных расчетах, и намечаются перспективы дальнейших исследований.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим однородное сферически симметричное ПЗО с массой $M_0 = 10 M_\odot$ или $1 M_\odot$ и температурой $T = 20$ К. Облако вращается твердотельно и пронизано однородным магнитным полем. В начальный момент времени облако находится в равновесии по давлению с внешней

средой. Начальные концентрация n_0 , радиус R_0 и индукция магнитного поля B_0 облака задаются с помощью безразмерных параметров ϵ_t и ϵ_m , которые представляют собой отношения тепловой и магнитной энергий облака к модулю его гравитационной энергии соответственно.

Будем исследовать коллапс ПЗО на основе системы уравнений гравитационной МГД в приближении вмороженного магнитного поля:

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

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla P - \rho \nabla \Phi + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \epsilon \right] + P \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (4)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho, \quad (5)$$

$$P = (\gamma - 1) \epsilon \rho, \quad (6)$$

где Φ – гравитационный потенциал, ϵ – удельная внутренняя энергия газа, γ – показатель адиабаты. Все остальные величины используются в стандартной физической нотации. Приближение идеальной МГД справедливо для рассматриваемых начальных стадий коллапса, когда концентрация увеличивается не более чем на 4–5 порядков по сравнению с начальной и не превышает 10^{12} см^{-3} [44]. На этой стадии температура газа остается почти постоянной. Для моделирования изотермического коллапса, когда газ в облаке эффективно охлаждается и его температура не изменяется, примем эффективное значение показателя адиабаты $\gamma = \gamma_{\text{eff}} = 1.001$.

Используем цилиндрическую систему координат (r, ϕ, z) . Начало координат находится в центре облака. Ось z направлена вдоль начального магнитного поля \mathbf{B}_0 . В осесимметричном приближении можно рассматривать динамику облака в плоскости r – z в области положительных координат r и z . Подробное описание уравнений модели в цилиндрических координатах приведено в статье Жилкина и др. [45].

Численное моделирование коллапса ПЗО выполняется с помощью МГД-кода Enlil на адаптивной подвижной сетке [41, 45–47]. Система уравнений модели решается в безразмерном виде. Начальные плотность ρ_0 и радиус R_0 облака используются как масштабы плотности и координат соответственно. Время измеряется в единицах $t_0 = 1/\sqrt{4\pi G \rho_0}$. Соответствующие масштабы ско-

рости, давления, энергии и магнитной индукции равны $v_0 = R_0/t_0$, $\rho_0 v_0^2$, v_0^2 и $\sqrt{4\pi \rho_0} v_0$ соответственно. Уравнения идеальной МГД решаются с помощью квазимонотонной TVD-схемы, имеющей третий порядок аппроксимации по пространственной переменной в областях гладкого решения и первый порядок аппроксимации по времени. Схема гарантирует сохранение массы, импульса и энергии на расчетной сетке. Уравнение Пуассона для гравитационного потенциала решается неявным методом переменных направлений. Очистка дивергенции магнитного поля реализована с помощью обобщенного метода множителей Лагранжа. Общее количество ячеек сетки составляет $N_r \times N_z = 150 \times 150$.

Для исследования условий формирования и свойств первичных дисков было выполнено 19 расчетов с начальными параметрами в широких пределах: $0.1 \leq \epsilon_t \leq 0.9$, $0 \leq \epsilon_m \leq 0.7$, что соответствует начальной концентрации в диапазоне $10^3 \leq n_0 \leq 10^6 \text{ см}^{-3}$, начальной индукции магнитного поля $0 \leq B_0 \leq 10^{-4} \text{ Гс}$. Моделирование проводилось до образования непрозрачной области в центре облака. Оптическая толщина по отношению к собственному тепловому излучению рассчитывалась для постоянной средней непрозрачности пыли с характерным значением $\kappa = 0.1 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ [48].

3. РАСЧЕТ ПРИ ТИПИЧНЫХ ПАРАМЕТРАХ

Рассмотрим коллапс магнитного невращающегося ПЗО с массой $10 M_\odot$ при начальных параметрах $\epsilon_t = 0.3$, $\epsilon_m = 0.2$. Соответствующие начальный радиус, концентрация и индукция магнитного поля равны $R_0 = 0.1 \text{ пк}$, $n_0 = 4 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$, $B_0 = 4.7 \times 10^{-5} \text{ Гс}$ соответственно. Характерное время коллапса с учетом влияния электромагнитной силы можно определить как

$$t_{\text{fm}} = t_{\text{ff}} (1 - \epsilon_m)^{-1/2}, \quad t_{\text{ff}} = (3\pi/32G\rho_0)^{1/2}, \quad (7)$$

где t_{ff} – время свободного падения (см. [43]). Для принятых параметров $t_{\text{ff}} = 0.170 \text{ млн. лет}$, $t_{\text{fm}} = 0.193 \text{ млн. лет}$.

На рис. 1 показаны профили плотности и компонентов вектора полоидальной скорости вдоль осей r и z в разные моменты времени. Исходное состояние рассматриваемого однородного облака показано на этом рисунке линиями, обозначенными цифрой “1”. Начальная динамика коллапсирующего магнитного облака характеризуется распространением быстрой МГД-волны разрежения от границы облака к его центру [49]. Фронт этой волны делит облако на однородную центральную область и неоднородную оболочку. На-

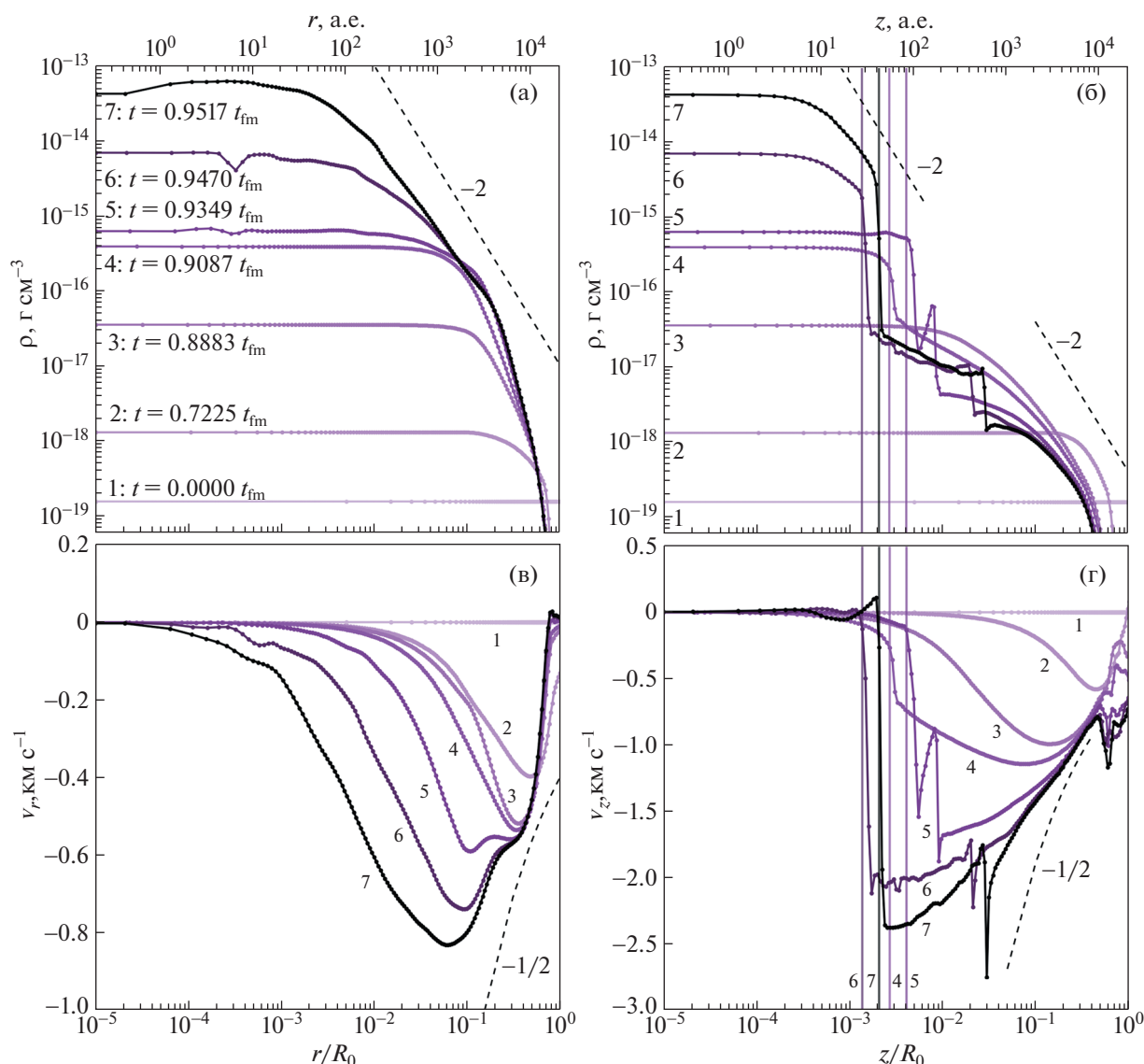


Рис. 1. Слева – профили плотности (а) и радиальной скорости (в) вдоль экваториальной плоскости в несколько моментов времени для параметров $\varepsilon_t = 0.3$, $\varepsilon_m = 0.2$. Справа – соответствующие профили плотности (б) и вертикальной скорости (г) вдоль оси z . Штриховые линии с цифрами показывают характерные наклоны, вертикальные линии – полутолщину первичного диска..

пример, линия “2” на рис. 1а показывает волну разрежения в области $(r, z) > 0.1R_0$. Облако сплющивается вдоль направления начального магнитного поля, как, например, показывают линии “3”: размер центральной однородной области в z -направлении меньше, чем размер в r -направлении. Во внешней части облака устанавливается автомодельный радиальный профиль плотности $\rho \propto r^{-2}$, что согласуется с классическим результатом Ларсона [50].

К моменту времени $t = 0.9087t_{\text{fm}}$ (линии “4” на рис. 1), плотность в центре облака увеличивается

до $\sim 4 \times 10^{-16}$ г см $^{-3}$, т.е. более чем на три порядка по сравнению с начальным значением. В отличие от монотонного уменьшения плотности вдоль r на периферии облака, по координате z происходит резкий переход от оболочки к центральной части облака при $z = Z_{\text{pd}} \approx 3 \times 10^{-3} R_0 \approx 60$ а.е. Этот скачок соответствует переходу от коллапсирующей оболочки к квазимагнитостатическому первичному диску, о чем будет подробно сказано ниже. Формирование первичного диска происходит после фокусировки и отражения МГД-волны разрежения от центра облака.

Позже, при $t > 0.9087t_{\text{fm}}$ (линии “5–7” на рис. 1), наблюдается еще один скачок в профилях $\rho(z)$ над первичным диском, $z \approx (0.01-0.03)R_0 \approx \approx (200-600)$ а.е. Этот скачок соответствует фронту быстрой МГД-ударной волны, распространяющейся наружу от диска практически в направлении z . Эта волна формируется в результате отражения быстрой МГД-волны разрежения от центра облака, как было предсказано Дудоровым и Сазоновым [43]. Отраженная быстрая магнитозвуковая волна выходит из первичного диска в оболочку, укручивается и превращается в ударную волну. При переходе через фронт ударной волны газ сжимается на порядок по плотности. К моменту времени $t = 0.9517t_{\text{fm}}$ плотность в центре облака вырастает до 4.3×10^{-14} г см⁻³, т.е. почти на 5 порядков по сравнению с начальным значением.

Рисунок 1б показывает, что вертикальный профиль плотности над фронтом МГД-ударной волны, $z > 0.05R_0 \approx 1000$ а.е., также соответствует автомодельному степенному закону $\rho \propto z^{-2}$ для свободно падающего газа в оболочке облака.

МГД-волна разрежения распространяется от границы облака к его центру, и начальная динамика коллапса характеризуется монотонно ускоряющимся сверхзвуковым течением во внешней части облака и замедляющимся потоком во внутренней однородной области, как показано на рис. 1в (см. линии “1–3”). Электромагнитная сила противодействует сжатию в r -направлении, а течение вдоль силовых линий магнитного поля в z -направлении практически свободно. Следовательно, $v_r < v_z$, как показывает сравнение рис. 1в и 1г. Например, максимальная радиальная скорость составляет (-0.5) км/с при $r \approx 0.3R_0 \approx 0.03$ пк (линия “3”), а максимальная вертикальная скорость составляет (-1.1) км/с на $z \approx 0.1R_0 \approx 0.01$ пк. Картина качественно меняется при $t > 0.91t_{\text{fm}}$ (линии “4–7”). Коллапс в радиальном направлении становится медленнее, чем в начале, с максимальной скоростью $v_r \approx 0.3-0.5$ км/с, близкой к скорости звука $v_s = 0.27$ км/с. Коллапс в z -направлении характеризуется очень быстрым падением со скоростью до 2.5 км/с в оболочке облака, $z > Z_{\text{pd}}$, и квазимагнитостатическим равновесием, $v_z \approx 0$, в области $z \leq Z_{\text{pd}} \approx 60$ а.е. Равновесие устанавливается приблизительно при $t = 0.9087t_{\text{fm}}$ (линия “4”). Область резкого торможения газа соответствует вертикальной границе первичного диска, которая также видна и на профилях плотности на рис. 1б. Тот факт, что газ падает на диск со сверхзвуковой скоростью, означает, что граница первичного диска представляет собой ударный фронт. Резкие пики скорости при $z \approx 0.01R_0 \approx$

≈ 200 а.е. (линия “5” на рис. 1г), $0.02R_0 \approx 400$ а.е. (линия “6”) и $0.02R_0 \approx 600$ а.е. (линия “7”) соответствуют быстрой МГД-ударной волне, распространяющейся за пределы диска. Самая внешняя часть облака, $(r, z) > 0.1R_0$, характеризуется профилем скорости свободного падения $v \propto r^{-1/2}$.

На рис. 2а изображены радиальные профили $B_z(z = 0)$ в те же моменты времени, что и на рис. 1. Рисунок 2а показывает, что индукция магнитного поля монотонно увеличивается от начального значения 4.7×10^{-5} до $\sim 10^{-3}$ Гс внутри однородной части облака до образования первичного диска (линии “1–4”). Внешняя часть облака характеризуется радиальным профилем $B \propto r^{-1}$, который согласуется с профилем плотности $\rho \propto r^{-2}$, в случае магнитостатического сжатия, $B \propto \rho^{1/2}$. После образования первичного диска индукция магнитного поля продолжает увеличиваться, но центральная часть облака характеризуется немонотонными профилями $B_z(r)$ (линии “5–7”). Наблюдаемые локальные пики на профилях $B_z(r)$ обусловлены “отскоком” некоторой части падающего газа после фокусировки волны разрежения в центре облака. Аналогичный “отскок” наблюдался в расчетах [31, 51].

Зависимость интенсивности магнитного поля от плотности газа в центре облака изображена на рис. 2б. Зависимость является степенной, $B \propto \rho_c^k$, с $k_B = 2/3$ на самой ранней стадии коллапса, $\rho_c < 3 \times 10^{-18}$ г см⁻³. Эта зависимость отражает почти изотропный коллапс облака из-за слабого влияния электромагнитной силы на динамику газа. Этому этапу соответствуют линии “1–2” на рис. 1 и 2а. Зависимость становится почти плоской, $B \approx \text{const}$, т.е. интенсивность магнитного поля практически не меняется, в диапазоне плотностей $3 \times 10^{-18} < \rho_c < 5 \times 10^{-16}$ г см⁻³. Этот эффект объясняется тем, что магнитное поле замедляет коллапс в радиальном направлении, и падение продолжается преимущественно в направлении z вдоль силовых линий магнитного поля, что соответствует случаю $v_r < v_z$ (линии “3–4” на рис. 1в и 1г). Немонотонное поведение зависимости $B_c(\rho_c)$ при $\rho_c \sim (10^{-15}-10^{-14})$ г см⁻³ вызвано кратковременными эпизодами “отскока” после фокусировки волны разрежения в центре облака и ее последующего отражения. После формирования первичного диска, $\rho_c > 10^{-14}$ г см⁻³, степенная зависимость $B_c(\rho_c)$ характеризуется показателем $k_B \approx 1/2$, отражающим квазимагнитостатическое сжатие диска.

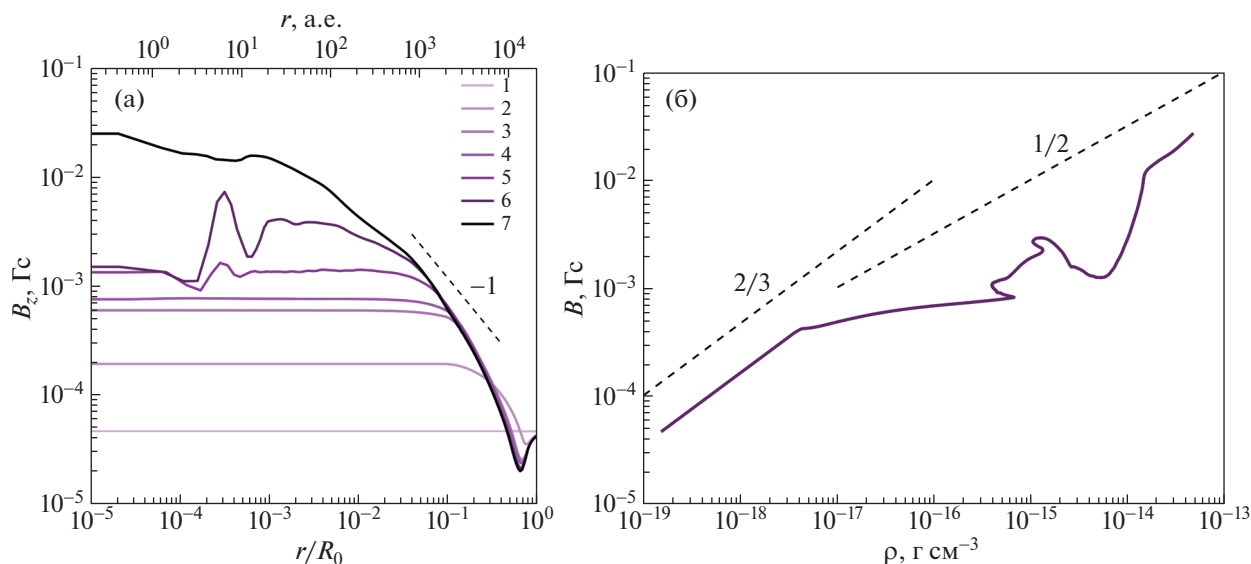


Рис. 2. Слева – радиальные профили $B_z(z=0)$ в те же моменты времени, что на рис. 1. Справа – зависимость интенсивности магнитного поля от плотности газа в центре облака. Штриховыми линиями с цифрами показаны характерные наклоны профилей.

На рис. 3 показана двумерная структура облака при $t = 0.9517 t_{\text{fm}}$, когда в центре облака появилась непрозрачная область (см. линию “7” на рис. 1). Показаны распределения десятичного логарифма плотности, векторы полоидальной скорости и силовые линии полоидального магнитного поля в области $(r, z) < 0.8R_0$ (а) и в центральных частях облака (панели б и в).

Рисунок 3а демонстрирует, что облако приобретает сплюснутую форму с малой полуосью, направленной вдоль начального магнитного поля \mathbf{B}_0 (см. оранжевую область на рис. 3а). Большая и малая полуоси сплюснутого облака равны $R_{\text{env}} \approx 0.62R_0 \approx 0.062$ пк и $Z_{\text{env}} \approx 0.4R_0 \approx 0.040$ пк соответственно. Степень сплюснутости облака $\epsilon_{\text{env}} = Z_{\text{env}}/R_{\text{env}} \approx 0.645$. Магнитное поле во внешней части оболочки облака, $r > (0.2-0.3)R_0$, имеет квазирadiaльную геометрию, $B_r \sim B_z$.

На рис. 3б и 3в виден геометрически тонкий диск внутри сплюснутой оболочки облака. Распределение стрелок полоидальных скоростей указывает на то, что быстрое и практически вертикальное падение газа в оболочке превращается в медленное почти радиальное движение внутри диска, т.е. внутри первичного диска возникает квазимагнитостатическое равновесие. Граница первичного диска определяется по переходу от вертикального почти свободного падения вещества к магнитостатическому равновесию, характеризующему $v_z \approx 0$ (см. обсуждение рис. 1 выше). Определенная таким образом граница первичного диска обозначена на рис. 3 зеленой линией. Пер-

вичный диск имеет радиус $R_{\text{pd}} \approx 0.22R_0 \approx 4500$ а.е. и максимальную полутолщину $\approx 0.009R_0 \approx 180$ а.е. Толщина первичного диска минимальна вдоль оси вращения, $Z_{\text{pd}} \approx 0.002R_0 \approx 40$ а.е. В этой области характерная шкала высоты первичного диска H составляет 16 а.е., а внутри первичного диска укладывается 26 из 150 расчетных ячеек (см. линию “7” на рис. 1б). Максимальный размер ячейки внутри диска равен $\Delta z_{\text{max}} \approx 1.6$ а.е. $\ll \ll 1H$. Следовательно, разрешение сетки является достаточным для исследования внутренней структуры первичного диска.

На рис. 3б наблюдается еще один резкий скачок плотности при $z \approx (0.02-0.04)R_0 \approx (400-800)$ а.е. Этот скачок соответствует фронту быстрой МГД-ударной волны, распространяющейся из диска в оболочку облака, как показано на рис. 1.

В момент времени $t = 0.9517 t_{\text{fm}}$ плотность в центре облака составляет 4.3×10^{-14} г см $^{-3}$. Дальнейшая эволюция системы приведет к образованию почти сферического непрозрачного гидростатического ядра с $\gamma_{\text{eff}} = 5/3$. Точное исследование формирования первого ядра и последующей эволюции облака и первичного диска будет выполнено в нашей дальнейшей работе.

Резюмируя описанные выше результаты, можно обрисовать следующую картину коллапса магнитного ПЗО. Изначально коллапс облака практически сферически симметричен, так как электромагнитная сила слабее гравитационной силы. В процессе коллапса электромагнитная сила уве-

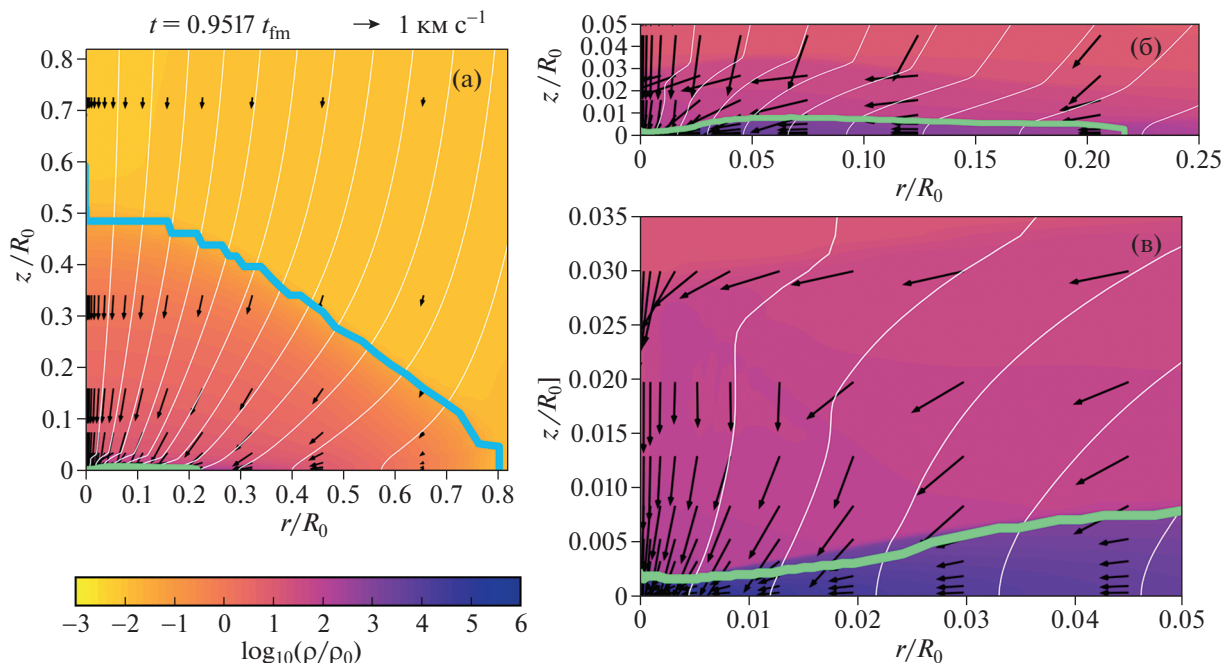


Рис. 3. Двумерная структура коллапсирующего протозвездного облака при $t = 0.9517 t_{fm}$ для параметров $\epsilon_t = 0.38$, $\epsilon_m = 0.2$. Цветовая заливка показывает распределение десятичного логарифма безразмерной плотности, стрелки показывают поле скорости, белые линии – линии полоидального магнитного поля. Слева (а) показана область $(r \times z)(0.8 \times 0.8)R_0$; справа – увеличенная область $(r \times z)(0.25 \times 0.05)R_0$ (б) и увеличенная область $(r \times z)(0.02 \times 0.035)R_0$ (в). Голубая линия на панели (а) показывает границу облака, зеленая линия на панелях (б) и (в) – границу первичного диска.

личивается, и в конечном итоге двумерный коллапс сменяется на одномерный. Сжатие облака в направлении, перпендикулярном силовым линиям магнитного поля, замедляется электромагнитной силой, в то время как вертикальное падение вдоль силовых линий магнитного поля остается практически свободным. Одномерный коллапс вдоль силовых линий магнитного поля неэффективен в том смысле, что этот процесс в конечном итоге всегда прекращается и приводит к формированию квазимагнитоэлектростатической равновесной структуры. Равновесие устанавливается благодаря балансу между гравитацией ($g_z \sim \rho GMH/r^3$, где H – шкала высоты), давлением газа ($\partial P/\partial z \sim \rho c_t^2/H$, где c_t – изотермическая скорость звука) и электромагнитной силой ($\partial(B^2/8\pi)/\partial z \sim B^2/8\pi H$) в вертикальном направлении, а также балансу между гравитацией ($g_r \sim \rho GM/r^2$) и электромагнитной силой ($\partial(B^2/8\pi)/\partial r \sim B^2/8\pi r$) в радиальном направлении. Такой баланс сил приводит к соотношению $B \propto \rho^{1/2}$, которое наблюдается в наших расчетах после формирования первичного диска (см. рис. 2б). Таким образом, формирование квазимагнитоэлектростатического первичного диска на изо-

термической стадии является естественным и неизбежным следствием коллапса магнитного ПЗО.

4. ЭВОЛЮЦИЯ ПЕРВИЧНОГО ДИСКА

В табл. 1 представлены характеристики первичного диска и его оболочки в расчете с $\epsilon_t = 0.3$, $\epsilon_m = 0.2$ для нескольких моментов времени. В таблице указаны время формирования (столбец 2), радиус (столбец 3), максимальная полутолщина (столбец 4), степень сплюснутости $\epsilon_{pd} = Z_{pd}/R_{pd}$ (столбец 5) и масса первичного диска (столбец 6), масса оболочки (столбец 7), плотность (столбец 8) и индукция магнитного поля (столбец 9) в центре диска. Моменты времени, приведенные в строках 1–4, соответствуют линиям “4–7” на рис. 1.

Таблица 1 показывает, что радиус, R_{pd} , и полутолщина, Z_{pd} , первичного диска увеличиваются со временем. К моменту образования непрозрачной области $R_{pd} \approx 4500$ а.е. и $Z_{pd} \approx 180$ а.е., что соответствует степени сплюснутости ~ 0.04 . Первичный диск остается геометрически и оптически тонким в процессе своей эволюции. Рост первичного диска со временем объясняется падением вещества из оболочки и соответствующим

Таблица 1. Зависимость характеристик оболочки облака и первичного диска от времени в расчете с начальными параметрами $\epsilon_t = 0.3$, $\epsilon_m = 0.2$

№	t_{pd}, t_{fm}	R_{pd} , а.е.	Z_{pd} , а.е.	ϵ_{pd}	M_{pd}/M_0	M_{env}/M_0	ρ_c , г см ⁻³	B_c , Гс
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
1	0.909	1600	60	0.037	0.03	0.92	3.95×10^{-16}	7.59×10^{-4}
2	0.935	3780	170	0.045	0.28	0.66	6.33×10^{-16}	7.99×10^{-4}
3	0.947	4280	170	0.040	0.36	0.56	7.04×10^{-15}	1.50×10^{-3}
4	0.952	4460	180	0.040	0.38	0.53	4.31×10^{-14}	2.60×10^{-2}

увеличением квазимагнитостатической области, характеризующейся балансом между газовым и магнитным давлениями и гравитацией в направлении z . Следует отметить, что, исходя из наших расчетов, полутолщина первичного диска зависит от r . В центральной части диска она меньше, $Z_{pd} \approx 40\text{--}50$ а.е., чем на его периферии, $Z_{pd} \approx \approx 200$ а.е. Это связано с тем, что магнитное поле остается практически однородным в центральной части облака, так что магнитное поле не вносит заметный вклад в баланс сил в вертикальном направлении в области $r < 200$ а.е. Таким образом, первичный диск состоит из квазигидростатической центральной части и квазимагнитостатической периферии. Плотность газа и интенсивность магнитного поля в центре диска увеличиваются

со временем, отражая рост первичного диска из-за падения вещества из оболочки.

На рис. 4 показаны вертикальные профили B_z и B_r на расстоянии $r = 0.05R_0 \approx 1000$ а.е. в несколько моментов времени после формирования первичного диска. Рис. 4а показывает, что интенсивность B_z максимальна и увеличивается со временем внутри первичного диска от 6×10^{-4} Гс при $t = 0.9038t_{fm}$ до 1.5×10^{-3} Гс при $t = 0.9517t_{fm}$. Магнитное поле остается однородным, $B_z \sim \text{const}$ внутри первичного диска, $z < Z_{pd}$, поскольку динамика газа в этой области практически одномерна, $v_z \ll v_r$. Область над диском характеризуется двумерным коллапсом с $v_r \sim v_z$ (см. поле скорости на рис. 3б и 3в), комбинация радиального и

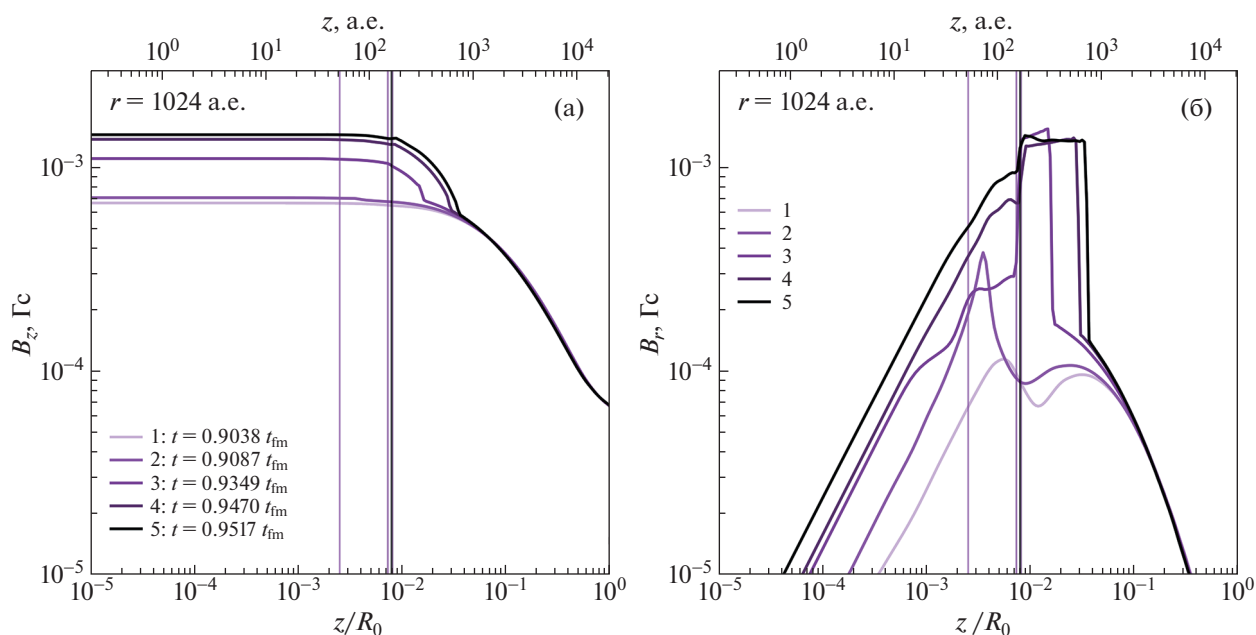


Рис. 4. Слева (а) – вертикальные профили B_z на $r = 0.05R_0 \approx 1000$ а.е. в несколько моментов времени, справа (б) – соответствующие профили B_r . Линии “2–5” соответствуют строкам 1–4 в табл. 1.

Таблица 2. Характеристики оболочки облака и первичного диска в расчетах коллапса ПЗО $10 M_{\odot}$

№	ϵ_t	ϵ_m	ρ_c/ρ_0	R_{pd}/R_0	R_{env}/R_0	M_{pd}/M_0	M_{env}/M_0	ϵ_{pd}	ϵ_{env}	t_{pd}, t_{fm}	t_{od}, t_{fm}
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
1	0.3	0	9.8×10^3	—	0.57	—	0.947	—	1.0	—	0.991
2	0.3	0.01	1.2×10^4	—	0.60	—	0.946	—	1.0	—	0.986
3	0.3	0.2	2.7×10^5	0.22	0.80	0.38	0.563	0.04	0.70	0.909	0.952
4	0.3	0.6	4.6×10^5	0.54	0.98	0.71	0.237	0.13	0.29	0.692	0.823
5	0.7	0.2	7.6×10^6	0.31	0.83	0.47	0.470	0.23	0.63	1.089	1.194

вертикального падения вызывает уменьшение B_z с высотой z .

Согласно рис. 4б, радиальное магнитное поле имеет локальный максимум около границы первичного диска до того, как из диска выйдет быстрая МГД-волна. Например, $B_r(z=80 \text{ а.е.}) \approx 2.5 \times 10^{-4} \text{ Гс}$ при $t = 0.9038t_{fm}$ (линия “1”). Компонента B_r максимальна вблизи поверхности диска потому, что эта область характеризуется максимальной скоростью радиального движения (см. рис. 3б) и, следовательно, наиболее эффективной генерацией B_r . МГД-ударная волна формируется на границе первичного диска при $t \approx 0.9087t_{fm}$ (линия “2”), когда отраженная МГД-волна разрежения преломляется на ударном фронте у поверхности диска и укручается при выходе из плотного диска в разреженную оболочку. За фронтом волны происходит одновременный рост плотности газа и интенсивности тангенциальной компоненты магнитного поля (см. рис. 1б и 4б), т.е. эта волна является быстрой МГД-ударной волной. Таким образом, магнитное поле приобретает квазирадiallyную геометрию, $B_r \sim B_z$, в области между поверхностью диска и фронтом ударной волны в процессе ее распространения в оболочке диска $z > (50-200) \text{ а.е.}$ (линии “3–5”). Эта область со временем увеличивается в размерах.

5. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ПАРАМЕТРОВ

Подведем итоги набора выполненных расчетов и обсудим зависимость свойств первичного диска от начальных параметров облака.

В табл. 2 показаны характеристики оболочки и первичного диска в расчетах с различными начальными магнитным и тепловым параметрами. Для сравнения также представлены результаты для двух расчетов, в которых первичный диск не образовался (строки 1, 2). В табл. 2 перечислены характеристики структур, образовавшихся в момент окончания расчета. Показаны следующие величины: тепловой и магнитный параметры

(столбцы 2 и 3), безразмерная плотность в центре облака (столбец 4), радиусы первичного диска и оболочки (столбцы 5 и 6 соответственно), соответствующие массы (столбцы 7 и 8) и степени сплюснутости (столбцы 9 и 10) этих структур, времена образования первичного диска (столбец 11) и непрозрачной области (t_{od} , столбец 12). Время измеряется в единицах динамической шкалы времени t_{fm} , определяемой с учетом влияния магнитного поля (см. определение в первом абзаце раздела 3).

Расчеты показывают, что иерархическая структура “сплюснутая оболочка → первичный диск → непрозрачная область”, обсуждаемая в разделе 3, формируется в расчетах с $\epsilon_m \geq 0.2$. К моменту формирования непрозрачной области плотность в центре облака ρ_c увеличивается на 5–6 порядков по сравнению с начальной. Радиусы первичных дисков варьируются от $0.22 R_0$ ($\epsilon_m = 0.2$) до $0.54 R_0$ ($\epsilon_m = 0.6$). Масса первичного диска составляет 38–71% от начальной массы облака, $M_{pd} \approx 3.75-6.79 M_{\odot}$, в зависимости от начальных параметров ПЗО. Наблюдается тенденция увеличения размеров и массы первичного диска с увеличением магнитного параметра.

Степень сплюснутости каждой структуры в таблице определена как отношение максимальной полутолщины к радиусу, $\epsilon = Z/R$. Непрозрачная область представляет собой очень тонкую структуру с $\epsilon_{od} \sim 10^{-4}-10^{-3}$. В дальнейшем в ее центре сформируется сферически симметричное оптически толстое первое гидростатическое ядро. Первичные диски также являются геометрически тонкими, $\epsilon_{pd} \sim 10^{-2}-10^{-1}$, и их толщина увеличивается со временем. Сплюснутая оболочка имеет $\epsilon_{env} \approx 0.22-0.95$, т.е. является геометрически толстой. Следовательно, степень сплюснутости в центральных частях коллапсирующего ПЗО больше, чем на его периферии, $\epsilon_{od} < \epsilon_{pd} < \epsilon_{env}$.

Таблица 3. Характеристики оболочки и первичного диска в расчетах коллапса ПЗО массой $1 M_{\odot}$ с начальным тепловым параметром $\epsilon_t = 0.3$ и различными магнитными параметрами ϵ_m

№	ϵ_m	ρ_c/ρ_0	R_{pd}/R_0	R_{env}/R_0	M_{pd}/M_0	M_{env}/M_0	ϵ_{pd}	ϵ_{env}	t_{pd}, t_{fm}	t_{od}, t_{fm}
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
1	0	3.0×10^5	—	0.64	—	0.95	—	1.0	—	0.995
2	0.001	2.7×10^5	—	0.61	—	0.95	—	1.0	—	0.995
3	0.01	4.5×10^4	—	0.61	—	0.95	—	1.0	—	0.994
4	0.05	9.8×10^3	—	0.66	—	0.95	—	0.95	—	0.970
5	0.1	4.8×10^3	—	0.72	—	0.94	—	0.82	—	0.949
6	0.2	2.9×10^4	0.20	0.79	0.33	0.62	0.04	0.73	0.92	0.950
7	0.4	7.6×10^3	0.42	0.91	0.63	0.31	0.06	0.48	0.82	0.902
8	0.5	5.3×10^3	0.59	0.93	0.77	0.17	0.07	0.44	0.76	0.864
9	0.6	4.2×10^3	0.61	0.65	0.73	0.22	0.11	0.57	0.69	0.814
10	0.7	4.2×10^3	0.68	0.92	0.71	0.23	0.08	0.17	0.61	0.742

Первичные диски обычно образуются в пределах одной динамической шкалы времени t_{fm} , после начала коллапса в расчетах со слабым или умеренным магнитным полем, $\epsilon_m < 0.6$. В случаях сильного магнитного поля, $\epsilon_m \geq 0.6$, первичные диски формируются раньше, при $t \sim 0.7t_{fm}$.

Сравнение строк 3 ($\epsilon_t = 0.3$, $\epsilon_m = 0.2$) и 5 ($\epsilon_t = 0.7$, $\epsilon_m = 0.2$) показывает, что радиус, масса и степень сплюснутости первичного диска увеличиваются с увеличением теплового параметра.

Для сравнения, в данной работе также выполнены расчеты коллапса магнитного ПЗО солнечной массы с тепловым параметром $\epsilon_t = 0.3$ и магнитным параметром в диапазоне от 0.01 до 0.7. Характеристики структур, образующихся в конце изотермического коллапса облаков солнечной массы, перечислены в табл. 3, по аналогии с табл. 2. Прочерк “—” означает, что в соответствующем расчете первичный диск не образовался. Таблица подтверждает выводы, сделанные для облака массой $10M_{\odot}$, о том, что первичный диск формируется в условиях $\epsilon_m \geq 0.2$. Радиус первичного диска, образовавшегося в результате коллапса ПЗО солнечной массы, составляет от $0.20 R_0$ для $\epsilon_m = 0.2$ (строка 6) до $0.68 R_0$ для $\epsilon_m = 0.7$ (строка 10). Сравнение этих результатов с результатами, представленными в табл. 2, показывает, что отношение радиуса первичного диска к начальному радиусу облака не зависит от массы облака, что можно интерпретировать как автомодельное поведение. В случае динамически сильного магнитного поля, $\epsilon_m \geq 0.5$ (строки 4 в табл. 2 и 8–10 в табл. 3), радиус и масса первичного диска

составляют более 50% от начального радиуса и массы облака. Можно сделать вывод, что облако целиком переходит в состояние магнитостатического равновесия, когда его начальное магнитное поле является динамически сильным, что согласуется с предсказаниями Дудорова и Сазонова [43].

Сравнение столбца 7 в табл. 2 и столбца 6 в табл. 3 показывает, что отношение массы первичного диска к массе облака также не зависит от абсолютного значения начальной массы облака. Это соотношение увеличивается с 33% при $\epsilon_m = 0.2$ до 71% при $\epsilon_m = 0.7$. Первичные диски в случае ПЗО солнечной массы также являются геометрически тонкими, но их степень сплюснутости немного больше, чем в случае $M_0 = 10 M_{\odot}$.

6. ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В работе проведено двумерное численное МГД-моделирование коллапса магнитных ПЗО с массой $M_0 = 10$ и $1 M_{\odot}$ для широкого диапазона начальных тепловых и магнитных параметров, ϵ_t и ϵ_m . Моделирование показывает, что в конце изотермической стадии коллапса ПЗО приобретают иерархическую структуру. Первоначально сферическое облако принимает форму сплюснутой оболочки из-за действия электромагнитной силы. Оболочка является оптически тонкой и геометрически толстой со степенью сплюснутости $Z/R \sim 0.20-0.95$. Внутри этой оболочки формируется оптически и геометрически тонкий, $Z/R \sim 10^{-2}-10^{-1}$, квазимагнитостатический диск.

Мы называем эту структуру первичным диском, поскольку она является основой для дальнейшего формирования протозвездного диска. Первичные диски образуются в случае $\epsilon_m \geq 0.2$. Впоследствии в центре облака сформируется первое гидростатическое ядро.

Масса и радиус первичных дисков увеличиваются с увеличением ϵ_m и лежат в диапазонах $M_{pd} \approx (0.3-0.7) M_0$ и $R_{pd} \approx (0.2-0.7) R_0$ соответственно. Коллапс протозвездных облаков с сильным магнитным полем ($\epsilon_m \geq 0.5$) приводит к образованию массивных первичных дисков, масса которых больше массы оболочки, т.е. облако в целом эволюционирует в состояние квазимагнито-статического равновесия, как было предсказано Дудоровым и Сазоновым [43].

Первичные диски образуются после фокусировки и отражения волны разрежения в центре облака, в соответствии с выводом Дудорова и др. [49]. Это происходит через $t \approx 1t_{fm}$ после начала коллапса протозвездных облаков с умеренным магнитным полем, $\epsilon_m \approx 0.2$. Здесь t_{fm} – характерный динамический масштаб времени для коллапса с учетом влияния магнитного поля. В случае ПЗО с динамически сильным магнитным полем, $\epsilon_m \geq 0.5$, первичный диск формируется быстрее, в пределах $\sim(0.7-0.8)t_{fm}$. Первичные диски – это долгоживущие структуры. В нашем моделировании они растут со временем до конца изотермической стадии коллапса. Дальнейшая эволюция дисков будет определяться ослаблением их магнитного потока из-за магнитной амбиполярной диффузии и омической диссипации и последующим образованием протозвезды с протозвездным кеплеровским диском.

Можно предположить, что первичные диски будут проявляться в наблюдениях как сплюснутые оболочки вокруг протозвезд с протозвездными дисками, формирующихся после изотермического коллапса. Крупномасштабные плоские структуры, наблюдаемые в МЗО класса 0, могут быть интерпретированы как первичные диски. Например, такая уплощенная структура была обнаружена в линии излучения $NH_3(1,1)$ для МЗО HH211 [17]. Этот первичный диск имеет радиус 6000 а.е. Другой пример – сплюснутая оболочка радиуса 2000 а.е. в МЗО L1527 [15].

В последние годы вокруг протозвезд в МЗО класса 0 обнаруживаются более компактные диски. Эти диски наблюдаются в ИК-континууме, а также в излучении линий CO на ALMA и VLT (см., напр., [1, 21–23, 26]). Есть признаки того, что некоторые из этих компактных дисков имеют профили вращения, близкие к кеплеровским. Компактные вращающиеся диски также были обнаружены внутри сплюснутых оболочек HH211

и L1527, обсуждаемых выше (см. [19] и [20] соответственно). На основе проведенного моделирования и анализа наблюдений можно сделать вывод, что первичные диски определяют начальные условия для образования протозвезд с протозвездными дисками. Поэтому возникает вопрос, можно ли наблюдательно обнаружить иерархию, включающую первичные диски, особенно в коллапсирующих ПЗО до образования первого ядра. Мы предполагаем, что оболочку и первичный диск можно отличить друг от друга с точки зрения распределения углового момента и геометрии магнитного поля. Распределение углового момента может быть исследовано с использованием наблюдений молекулярных эмиссионных линий (см., [7, 18]). Геометрию магнитного поля можно определить с помощью поляризационного картирования, как это было сделано для HH211 [19]. Проведенные в настоящей работе расчеты показывают, что первичный диск имеет квазиоднородное магнитное поле внутри, и квазирадialное магнитное поле вблизи поверхности первичного диска сразу после его образования. В процессе дальнейшей эволюции за пределы первичного диска распространяется быстрая МГД-ударная волна, и область квазирадialного магнитного поля ограничена поверхностью первичного диска и фронтом ударной волны.

Дальнейшее развитие работы предполагает исследование коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков, эволюции углового момента первичных и протозвездных дисков, а также влияния магнитной амбиполярной диффузии и омической диссипации на эволюцию их магнитного потока. Необходимо определить полный угловой момент, массу и магнитный поток оболочки, первичного диска и непрозрачного ядра, чтобы исследовать наблюдаемые проявления внутренней иерархии коллапсирующего облака. Важной задачей является рассмотрение более реалистичной начальной конфигурации, в которой ПЗО с магнитным полем является изначально неоднородным.

Следует подчеркнуть, что первичные диски, определенные в настоящей работе, не являются псевдодисками, описанными в расчетах [33], где была рассмотрена постановка задачи об аккреционной стадии коллапса. Эта постановка задачи соответствует продвинутым стадиям коллапса, когда сильно неоднородная структура облака с резким увеличением плотности в центре уже сформировалась. Расчеты настоящей работы показывают, что сплюснутые квазистатические диски формируются на самых ранних стадиях коллапса, до образования первого гидростатического ядра. Также следует отметить, что проведенные расчеты показывают, что магнитное поле остается квазиоднородным внутри центральной уплощенной области коллапсирующего облака, в

отличие от нефизического утверждения Галли и др. [39] о том, что в подобной области формируется магнитное поле монополярного типа.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа С.А. Хайбрахманова в разделе 6 поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 18-52-52006). Работа А.Е. Дудорова в разделе 3 поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 18-02-01067). Работа Н.С. Каргальцевой в разделе 5 поддержана Российским научным фондом (проект 19-72-10012). Работа А.Г. Жилкина в разделе 2 выполнена при поддержке правительства Российской Федерации и Министерства высшего образования и науки РФ по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039). Авторы благодарны рецензенту за оценку работы и полезные комментарии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. L. Enoch, S. Corder, G. Duchêne, D. C. Bock, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **195**, id. 21 (2011).
2. *P. S. Teixeira, C. J. Lada, and J. F. Alves*, **629**, 276 (2005).
3. *R. Launhardt, A. M. Stutz, A. Schmiedeke, T. Henning, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **551**, id.A98 (2013).
4. *S. I. Sadavoy, E. Keto, T. L. Bourke, M. M. Dunham, et al.*, *Astrophys. J.* **852**, id. 102 (2018).
5. *M. Tang, T. Liu, S.-L. Qin, K.-T. Kim, et al.* *Astrophys. J.* **856**, id. 141 (2018).
6. *P. Caselli, P. J. Benson, P. C. Myers, and M. Tafalla*, *Astrophys. J.* **572**, 238 (2002).
7. *A. Punanova, P. Caselli, J. E. Pineda, A. Pon, M. Tafalla, A. Hacar, and L. Bizzocchi*, *Astron. and Astrophys.* **617**, id. A27 (2018).
8. *R. M. Crutcher*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **50**, 29 (2012).
9. *M. Galametz, A. Maury, J. M. Girart, R. Rao, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A139 (2018).
10. *H.-B. Li, C. D. Dowell, A. Goodman, R. Hildebrand, and G. Novak*, *Astrophys. J.* **704**, 891 (2009).
11. *T. H. Troland and R. M. Crutcher*, *Astrophys. J.* **680**, 457 (2008).
12. *P. Andre, D. Ward-Thompson, and M. Barsony*, *Astrophys. J.* **406**, 122 (1993).
13. *C.-F. Lee, N. Hirano, Q. Zhang, H. Shang, P. T. R. Ho, and R. Krasnopolsky*, *Astrophys. J.* **786**, 114 (2014).
14. *L. W. Looney, J. J. Tobin, and W. Kwon*, *Astrophys. J.* **670**, L131 (2007).
15. *N. Ohashi, M. Hayashi, P. T. P. Ho, and M. Momose*, *Astrophys. J.* **475**, 211 (1997).
16. *J. J. Tobin, L. Hartmann, L. W. Looney, and H.-F. Chiang*, *Astrophys. J.* **712**, 1010 (2010).
17. *G. J. Wiseman, A. Wootten, H. Zinnecker, and M. McCaughrean*, *Astrophys. J.* **550**, L87 (2001).
18. *M. Gaudel, A. J. Maury, A. Belloche, S. Maret, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **637**, id. A92 (2020).
19. *C.-F. Lee, W. Kwon, K.-S. Jhan, N. Hirano, et al.*, *Astrophys. J.* **879**, 101 (2019).
20. *J. J. Tobin, L. Hartmann, H.-F. Chiang, D. J. Wilner, L. W. Looney, L. Loinard, N. Calvet, and P. D'Alessio*, *Nature* **492**, 83 (2012).
21. *J. K. Jørgensen, E. F. van Dishoeck, R. Visser, T. L. Bourke, D. J. Wilner, D. Lommen, M. R. Hogerheijde, and P. C. Myers*, *Astron. and Astrophys.* **507**, 861 (2009).
22. *S. Maret, A. J. Maury, A. Belloche, M. Gaudel, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **635**, id. A15 (2020).
23. *J. J. Tobin, P. D. Sheehan, S. T. Megeath, A. K. Diaz-Rodriguez, et al.*, *Astrophys. J.* **890**, id. 130 (2020).
24. *J. E. Lindberg, J. K. Jørgensen, C. Brinch, T. Haugbolle, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **566**, id. A74 (2014).
25. *N. M. Murillo and S.-P. Lai*, *Astrophys. J. Letters* **764**, id. L15 (2013).
26. *H. H.-W. Yen, P. M. Koch, S. Takakuwa, R. Krasnopolsky, N. Ohashi, and Y. Aso*, *Astrophys. J.* **834**, id. 178 (2017).
27. *C. L. H. Hull, R. L. Plambeck, W. Kwon, G. C. Bower, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **213**, id. 13 (2014).
28. *J. M. Girart, R. Rao, and D. P. Marrone*, *Science* **313**, 812 (2006).
29. *J. A. Davidson, G. Novak, T. G. Matthews, B. Matthews, et al.*, *Astrophys. J.* **732**, id. 97 (2011).
30. *N. L. Chapman, J. A. Davidson, P. F. Goldsmith, M. Houde, et al.*, *Astrophys. J.* **770**, id. 151 (2013).
31. *D. C. Black and E. H. Scott*, *Astrophys. J.* **263**, 696 (1982).
32. *T. Nakano*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **31**, 697 (1979).
33. *D. Galli and F. H. Shu*, *Astrophys. J.* **417**, 220 (1993).
34. *P. Hennebelle and A. Ciardi*, *Astron. and Astrophys.* **506**, L29 (2009).
35. *K. H. Lam, Z.-Y. Li, C.-Y. Chen, K. Tomida, and B. Zhao*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **489**, 5326 (2019).
36. *K. Tomisaka*, *Astrophys. J.* **575**, 306 (2002).
37. *F. Y. Tsukamoto, S. Okuzumi, K. Iwasaki, M. N. Machida, and S.-I. Inutsuka*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **69**, id. 95 (2017).
38. *B. Zhao, P. Caselli, Z.-Y. Li, and R. Krasnopolsky*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **473**, 4868 (2018).
39. *D. Galli, S. Lizano, F. H. Shu, and A. Allen*, *Astrophys. J.* **647**, 374 (2006).
40. *B. Zhao, K. Tomida, P. Hennebelle, J. J. Tobin, et al.*, *Solar System Res.* **216**, id. 43 (2020).
41. *A. E. Dudorov, A. G. Zhilkin, and O. A. Kuznetsov*, *Mathematical Modelling* **11**, 110 (1999).
42. *A. E. Dudorov, A. G. Zhilkin, N. Y. Lazareva, and O. A. Kuznetsov*, *Astron. Astrophys. Trans.* **19**, 515 (2000).
43. *A. E. Dudorov and I. V. Sazonov*, *Nauchnye Informatsii* **50**, 98 (1982).

44. *T. Nakano, R. Nishi, and T. Umebayashi*, *Astrophys. J.* **573**, 199 (2002).
45. *Q. A. G. Zhilkin, Y. N. Pavlyuchenkov, and S. N. Zamozdra*, *Astron. Rep.* **53**, 590 (2009).
46. *A. E. Dudorov, A. G. Zhilkin, and O. A. Kuznetsov*, in *Numerical Astrophysics*, Proc. of the Intern. Conference on Numerical Astrophysics 1998 (NAP98), held at the National Olympic Memorial Youth Center, Tokyo, Japan, March 10–13, 1998, edited by S. M. Miyama, K. Tomisaka, and T. Hanawa (Boston, Mass.: Kluwer Academic, 1999), *Astrophys. Space Sci. Library.* **240**, 389 (1999).
47. *A. E. Dudorov, A. G. Zhilkin, and O. A. Kuznetsov*, *Mathematical Modelling* **11**, 101 (1999).
48. *D. Semenov, T. Henning, C. Helling, M. Igner, and E. Sedlmayr*, *Astron. and Astrophys.* **410**, 611 (2003).
49. *A. E. Dudorov and A. G. Zhilkin*, *Sov. J. Experim. Theoret. Phys.* **96**, 165 (2003).
50. *R. B. Larson*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **145**, 271 (1969).
51. *E. H. Scott and D. C. Black*, *Astrophys. J.* **239**, 166 (1980).