Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Челябинский государственный университет»

На правах рукописи

Каргальцева Наталья Сергеевна

Влияние магнитного поля на образование и эволюцию протозвездных дисков

Специальность 1.3.1.
Физика космоса, астрономия

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., доцент
Хайбрахманов С. А.

Челябинск — 2024

Оглавление

Стр.

Введение 4

Глава 1. Современная картина звездообразования 12
1.1 Наблюдательные данные 12
1.1.1 Протозвездные облака 18
1.1.2 Молодые звездные объекты 28
1.2 Обзор моделей коллапса протозвездных облаков 37
1.2.1 Динамика коллапса протозвездных облаков 39
1.2.2 Основные проблемы в теории звездообразования 45
1.3 Основные представления об этапах звездообразования 48
1.4 Выводы по главе 1 52

Глава 2. Иерархичиская структура протозвездного облака на изотермической стадии коллапса 54
2.1 Постановка задачи и параметры расчетов 54
2.2 Общая картина коллапса магнитного протозвездных облаков . . 59
2.3 Эволюция углового момента в иерархической структуре магнитного протозвездного облака 68
2.4 Коллапс протозвездного облака с различными начальными параметрами 76
2.4.1 Тепловой параметр 79
2.4.2 Магнитный параметр 81
2.4.3 Вращательный параметр 84
2.5 Выводы по главе 2 87

Глава 3. Эволюция иерархии протозвездного облака 90
3.1 Постановка задачи и параметры расчетов 90
3.2 Общая картина коллапса протозвездных облаков с учетом образования первого ядра 91
3.3 Влияние магнитного поля на коллапс протозвездных облаков . . 96

Стр.

3.4 Роль диссипативных МГД-эффектов в процессе коллапса протозвездных облаков 100
3.5 Выводы по главе 3 102

Глава 4. Коллапс неоднородного протозвездного облака 104
4.1 Постановка задачи и параметры расчетов 104
4.2 Общая картина коллапса неоднородного протозвездного облака . 107
4.2.1 Коллапс облаков с различной начальной степенью неоднородности 109
4.2.2 Эволюция углового момента в процессе коллапса неоднородного протозвездного облака 112
4.3 Роль амбиполярной диффузии в процессе коллапса неоднородного протозвездного облака 115
4.4 Выводы по главе 4 119

Заключение 121

Приложение А 125

Публикации автора по теме диссертации 128

Список литературы 132

Введение

Актуальность темы исследования и степень ее разработанности. Исследование процессов звездообразования является одной из актуальных задач в астрофизике и астрономии. Современные наблюдения в оптическом, инфракрасном (ИК) и субмиллиметровом диапазонах показывают, что звезды образуются в газопылевых самогравитирующих ядрах молекулярных облаков — протозвездных облаках (ПЗО).

Внутри молекулярных облаков наблюдают ИК-источники, которые называют молодыми звездными объектами (МЗО) и подразделяют на объекты от нулевого до третьего класса в зависимости от величины избытка потока в ИК-диапазоне [1]. Предполагается, что ПЗО эволюционируют в МЗО класса 0, которые ассоциируют с молодыми протозвездами, окруженными уплощенными газопылевыми оболочками. Наблюдения в субмиллиметровом диапазоне показывают, что радиус уплощенных оболочек МЗО класса 0 составляет 400 – 15000 а.е. [2–4]. Вблизи протозвезд различают небольшие протозвездные диски с возможно кеплеровским вращением и радиусом 30 – 300 а.е. [5–7]. Одним из признаков МЗО являются биполярные истечения. Оболочки МЗО пронизаны крупномасштабным квазирадиальным магнитным полем, в некоторых объектах наблюдаются признаки тороидального магнитного поля (см. обзор [4]). Распределение удельного углового момента меняется при переходе от внутреннего протозвездного диска к уплощенной оболочке МЗО [8].

Наблюдения перехода от ПЗО к МЗО класса 0 затруднены из-за поглощения излучения плотной газопылевой оболочкой, поэтому актуальной задачей является исследование данной эволюционной стадии аналитическими и численными методами.

Первые расчеты показали, что коллапс ПЗО имеет неоднородный характер и сопровождается образованием первого гидростатического ядра при характерной плотности 10^{-13} г см$^{-3}$ [9]. Изотермическая стадия коллапса, когда температура газа остается практически постоянной, происходит в автомодельном режиме. В этом случае плотность зависит от радиуса как $\rho \sim r^{-2}$, скорость пропорциональна радиусу как $v \sim r^{-1}$, и напряженность магнитного поля зависит от плотности как $B \sim \rho^{2/3}$ [10; 11]. Магнитное вращающееся ПЗО в процессе коллапса принимает сплюснутую вдоль линий магнитного поля и оси

вращения форму [12]. В вышеупомянутых работах рассматривается динамика облако как целого и не исследуются структуры, образующиеся внутри коллапсирующего облака на изотермической стадии. Поскольку характеристики образующихся первичных структур определяют условия образования протозвезд и протозвездных дисков, актуальной задачей является более детальное исследование изотермической стадии коллапса магнитных вращающихся ПЗО и образующихся на этой стадии структур в большом диапазоне начальных энергий облака.

Для исследования коллапса ПЗО можно сформулировать две постановки задачи. Сценарий коллапса «вовнутрь» (англ. «outside-in collapse») соответствует случаю, когда на контактной границе изначально однородного облака происходит формирование волны разрежения, которая движется по направлению к центру облака [9]. В изначально неоднородных облаках реализуется сценарий коллапса «наизнанку» (англ. «inside-out collapse»), когда контактный разрыв возникает в центре облака и движется наружу [13]. В работе Галли и Шу [14] в рамках модели коллапса «наизнанку» определено, что в процессе изотермического коллапса магнитной сингулярной сферы образуется псевдодиск (англ. «pseudodisk») – уплощенная неравновесная структура, имеющая транзиентный характер. Впоследствии любые уплощенные структуры, образующиеся на начальных этапах коллапса, назывались псевдодисками. Данный термин не имеет точного определения и не может использоваться для интерпретации наблюдений конкретных физических объектов в коллапсирующих облаках. Стоит отметить, что согласно работам Дудорова и Сазонова [15] и Томисаки [16], выполненным в рамках модели коллапса «вовнутрь», важную роль в динамике магнитных ПЗО играет образование магнитогазодинамических (МГД) ударных волн.

Современные расчеты в основном посвящены аккреционным стадиям коллапса ПЗО солнечной массы, когда в центре облака сформировалась протозвезда, окруженная аккреционным протозвездным диском [17; 18]. Основными проблемами в численном моделировании процессов звездообразования являются проблемы углового момента и магнитного торможения [12; 15; 19]. Данные проблемы являются тесно связанными и заключаются в том, что угловой момент и магнитной поток звезд главной последовательности много меньше, чем у ядер молекулярных облаков (см. обзор [20]). Известно, что основным механизмом перераспределения углового момента является магнитное торможение. В

случае сильного магнитного поля возникает проблема катастрофического магнитного торможения, связанная с чрезмерным отводом углового момента из центральных частей облака, препятствующим образованию кеплеровских дисков [21; 22]. При слабом магнитном поле перераспределение углового момента может быть неэффективным. Решением проблем магнитного потока и катастрофического магнитного торможения является ослабление магнитного потока диссипативными эффектами, турбулентностью и другими эффектами. Есть указания на то, что магнитное торможение наиболее эффективно на изотермической стадии коллапса, так как на данной стадии не работают диссипативные эффекты [23]. Поскольку магнитное поле играет принципиальную роль в эволюции ПЗО и в образовании протозвездных дисков, а относительная роль вышеописанных МГД-эффектов до сих пор не ясна, актуальной задачей является численное МГД-моделирование коллапса магнитных вращающихся ПЗО.

Для решения вышеуказанных проблем в данной работе выполняются численные расчеты коллапса магнитных вращающихся ПЗО в большом диапазоне начальных энергий. Особое внимание уделяется исследованию динамики и структуры облака на изотермической стадии. Определяются условия образования протозвезд с протозвездными дисками с учетом влияния магнитного поля в соответствии с теорией остаточного магнитного поля. Результаты данной работы могут быть использованы для интерпретации наблюдательных данных о ПЗО и МЗО класса 0.

Цели и задачи. Целью работы является исследование влияния магнитного поля на образование и эволюцию протозвездных дисков в процессе коллапса протозвездных облаков. **Задачи** работы:

1. Выполнить численное моделирование изотермической стадии коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков с начальной массой $1\,M_\odot$ и $10\,M_\odot$ в широком диапазоне начальных тепловой, магнитной и вращательной энергий.
2. Проанализировать структуру коллапсирующего протозвездного облака и определить размеры, массы, угловые моменты и магнитные потоки первичных структур, образующихся на изотермической стадии коллапса.
3. Выполнить численное моделирование коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков с учетом формирования первого гидростатического ядра. Определить интенсивность и геометрию магнитного

поля на разных уровнях иерархии протозвездного облака в процессе его эволюции. Оценить эффективность магнитного торможения и условия образования протозвездных дисков.

4. Выполнить численное моделирование коллапса неоднородных облаков и проанализировать иерархическую структуру коллапсирующих облаков с различной начальной степенью неоднородности. Выполнить анализ ионизационной структуры облака и эффективности магнитной амбиполярной диффузии на начальных этапах коллапса.

Научная новизна

1. В данной работе впервые детально исследована изотермическая стадия коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков в большом диапазоне начальных тепловой, магнитной и вращательной энергий. Показано, что коллапсирующее протозвездное облако приобретает иерархическую структуру, состоящую из уплощенной оболочки облака и первичного квазимагнитостатического диска. Определены условия формирования квазимагнитостатических первичных дисков.
2. Впервые продемонстрирована ключевая роль первичных дисков в эволюции углового момента в иерархической структуре коллапсирующего протозвездного облака. Определены размеры и массы первичных дисков в зависимости от начального значения магнитной энергии. Выполнено сравнение полученных результатов с наблюдательными данными о размерах и массах уплощенных оболочек МЗО класса 0. Определены интенсивность и геометрия магнитного поля на разных уровнях иерархии коллапсирующего протозвездного облака.
3. Исследована эволюция иерархии коллапсирующих протозвездных облаков, включающей первичные диски, вплоть до образования первого ядра и истечений. Впервые показано, что первичные диски являются долгоживущими структурами, являющимися основным резервуаром массы, углового момента и магнитного потока для дальнейшего формирования протозвезды с протозвездным диском.
4. На основе расчетов коллапса неоднородного облака в первые показано, что область низкой степени ионизации и эффективной амбиполярной диффузии («мертвая» зона) может образоваться до появления первого гидростатического ядра. Показано, что распределения углового момента и магнитного потока меняются в процессе эволюции коллапси-

рующего протозвездного облака. Высказана гипотеза о том, что анализ этих распределений может быть использован для идентификации оболочки и первичного диска в наблюдениях.

Теоретическая значимость диссертации заключается в развитии теории остаточного магнитного поля. Результаты, представленные в диссертации, вносят вклад в решение проблем углового момента и магнитного потока. В частности, исследование начальных стадий коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков является ключевым для решения проблемы катастрофического магнитного торможения.

Практическая значимость диссертации заключается в возможности применения результатов расчетов для интерпретации наблюдательных данных о ядрах молекулярных облаков и молодых звездных объектах. Анализ геометрии магнитного поля и углового момента на разных уровнях иерархии может быть использован для определения эволюционной стадии коллапсирующего протозвездного облака. Разработанные численные модели могут быть развиты для исследования дальнейшей эволюции протозвезд с протозвездными дисками.

Методы исследования. Для решения поставленных задач использован двумерный МГД-код Enlil на адаптивно подвижной сетке, основанный на TVD-схеме высокого порядка точности и использующий технологию адаптивно подвижных сеток [24; 25]. Обработка, анализ и визуализация результатов расчетов выполняется с помощью средств языка программирования Python.

Основные результаты и положения, выносимые на защиту

1. Показано, что в процессе изотермического коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков формируется иерархическая структура облака, состоящая из оптически тонкой и геометрически толстой сплюснутой оболочки, внутри которой находится оптически и геометрически тонкий квазимагнитостатический первичный диск. Геометрическая толщина первичного диска зависит от начальных тепловой, магнитной и вращательной энергий протозвездного облака. После образования первичного диска на его границе формируется быстрая МГД-ударная волна, которая распространяется к периферии облака. В центре первичного диска формируется первое гидростатическое ядро.
2. Обнаружено, что первичные диски образуются в магнитных протозвездных облаках, когда магнитная энергия облака составляет более 20% от его гравитационной энергии, $\varepsilon_{\mathrm{m}} \geqslant 0.2$. Размеры и массы пер-

вичных дисков сопоставимы с наблюдаемыми размерами уплощенных оболочек молодых звездных объектов класса 0. На изотермической стадии коллапса магнитное торможение отводит от 2% до 30% полного углового момента из облака в зависимости от ε_{m} в диапазоне от 0.01 до 0.6.

3. Продемонстрировано, что первичный диск является долгоживущей структурой и представляет собой резервуар массы, углового момента и магнитного потока для формирующихся в дальнейшем протозвезды и протозвездного диска. Истечение образуется вблизи первого гидростатического ядра и сопровождается нарушением квазимагнитостатического равновесия в этой области. Внутри сплюснутой оболочки геометрия магнитного поля является квазирадиальной, внутри первичного диска – квазиоднородной, за фронтом быстрой МГД-ударной волны и в области истечений – квазитороидальной. Угловой момент накапливается на границе первичного диска, а затем передается оболочке за счет магнитного торможения в области за фронтом быстрой МГД-ударной волны.
4. Показано, что облака с большей степенью неоднородности характеризуются большими размерами элементов иерархической структуры. Магнитное торможение эффективнее в процессе коллапса неоднородного облака, чем в случае однородного облака. Наклон радиального профиля удельного углового момента меняется в процессе коллапса и отражает переход от начального твердотельного вращения к дифференциальному. Высказана гипотеза, что разброс наблюдаемых значений данной величины может свидетельствовать о различных эволюционных стадиях наблюдаемых протозвездных облаков. «Мертвая» зона может образоваться на изотермической стадии коллапса.

Достоверность полученных результатов подтверждается тем, что в работе используются современные апробированные численные методы. Результаты расчетов в предельных случаях согласуются с предсказанием аналитических моделей и результатами других авторов. Основные результаты и выводы докладывались и обсуждались на всероссийских и международных конференциях, и описаны в рецензируемых научных статьях.

Апробация результатов. Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях и семинарах: еженедельный астрофизический се-

минар кафедры общей и теоретической физики ФГБОУ ВО «ЧелГУ»; 48-я, 49-я и 50-я Международные студенческие научные конференции «Физика космоса» (Екатеринбург, УрФУ, Коуровская астрономическая обсерватория, 2019 — 2023 г.); Всероссийская конференция «VII Пулковская молодежная астрономическая конференция» (Санкт-Петербург, Пулковская астрономическая обсерватория РАН, 2018 г.); Всероссийская десятая конференция из цикла «Современная звездная астрономия» (Нижний Архыз, САО РАН, 2019 г.); Всероссийские 4-я и 5-я конференции «Звездообразование и планетообразование» (Москва, АКЦ ФИАН, 2020 – 2021 г.); XI Международная школа-конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании»: спутник Международной научной конференции «Уфимская осенняя математическая школа-2020» (Уфа, БашГУ, 2020 г.); Всероссийская с международным участием конференция «Астрономия и исследование космического пространства» (Екатеринбург, УрФУ, Коуровская астрономическая обсерватория, 2021 г.); Международная конференция «Submillimeter and Millimeter Astronomy: Objectives and Instruments» (Москва, АКЦ ФИАН, 2021 г.); Всероссийская астрономическая конференция, ВАК-2021: «Астрономия в эпоху многоканальных исследований» (Москва, ГАИШ МГУ, 2021 г.); Всероссийская с международным участием конференция «Физика звёзд: теория и наблюдения» (Москва, ГАИШ МГУ, 2023 г.); Всероссийская астрономическая конференция, ВАК-2024: «Современная астрономия: от ранней вселенной до экзопланет и черных дыр» (Нижний Архыз, САО РАН, 2024 г.)

Публикации и личный вклад Основные результаты по теме диссертации изложены в 22-х печатных и электронных изданиях, 5 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК [A1 – A5], 17 —- в трудах российских и международных конференций [A6 – A22]. Результаты излагались также в отчётах по проектам Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), Российского научного фонда (РНФ), Фонда поддержки молодых ученых (ФПМУ) и Фонда перспективных научных исследований (ФПНИ).

Автором получены все основные результаты, выносимые на защиту. С помощью двумерного МГД-кода Enlil [24;25] выполнены численные расчеты коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков в большом диапазоне начальных параметров. Всего выполнено около 300 расчетов с разными начальными безразмерными параметрами, массами и температурами, без диффузии и с учетом омической и/или амбиполярной диффузии, с разным количеством

ячеек сетки и скоростью сгущения сетки. На языке программирования Python написаны программы для обработки, анализа и визуализации данных, полученных с помощью МГД-кода Enlil. Выполнен анализ полученных результатов. Автор принимала активное участие в написании статей по результатам работ.

Структура и объем диссертации

Работа состоит из введения, четырех глав, заключения, приложения, списка публикаций автора из 22-х работ, списка литературы из 157 источников; изложена на 148 страницах; содержит 8 таблиц и 63 рисунка.

Глава 1. Современная картина звездообразования

1.1 Наблюдательные данные

Современные наблюдения областей звездообразования выполняются в оптическом, инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах с помощью интерферометров ALMA (The Atacama Large Millimeter/submillimeter Array), SMA (The Submillimeter Array), VLTI (The Very Large Telescope Interferometer), космических телескопов Гершель (Herschel Space Observatory), Спитцер (Spitzer Space Telescope) и орбитальной инфракрасной обсерватории JWST (James Webb Space Telescope). Наиболее изученными являются ближайшие области звездообразование, такие как: комплексы молекулярных облаков в Тельце на расстоянии $D \approx 140$ пк от Солнца [26; 27], в ρ Змееносца ($D \approx 130$ пк) [28; 29], в Персее ($D \approx 300$ пк) [30–32], в Орионе ($D \approx 400$ пк) [33; 34], и т.д. Указанные области звездообразования входят в состав так называемого пояса Гулда, который занимает площадь в $\sim 700 \times 1000$ пк [35]. Характерными особенностями этих областей является наличие инфракрасных (ИК) источников, источников мазерного излучения, плотных молекулярных и пылевых облаков.

Наблюдения областей звездообразования показывают, что молекулярные облака имеют волокнистую структуру. Внутри молекулярных облаков по эмиссионным линиям обнаруживают более плотные и холодные сгустки — ядра молекулярных облаков. Для примера рассмотрим молекулярное облако в Тельце, показанное на рисунке 1.1. На нижних панелях показано волокно, состоящее из двух частей B213 и B211. Приведены изображения в оптическом диапазоне (слева) и в миллиметровом диапазоне (справа). Внутри волокна наблюдаются яркие практически точечные источники, соответствующие компактным областям повышенной плотности. Такие плотные сгустки называют ядрами молекулярного облака (см. вставки на верхней панели рисунка 1.1).

Аналогичная картина наблюдается в комплексе молекулярных облаков в Персее (Рисунок 1.2). На рисунке 1.2 а показаны северная и южная части комплекса в ИК-диапазоне [32]. Внутри комплекса различают отдельные молекулярные облака: B5, IC348, B1-E, NGC1333, L1448 и L1455 [37] (рисунок1.2 б).

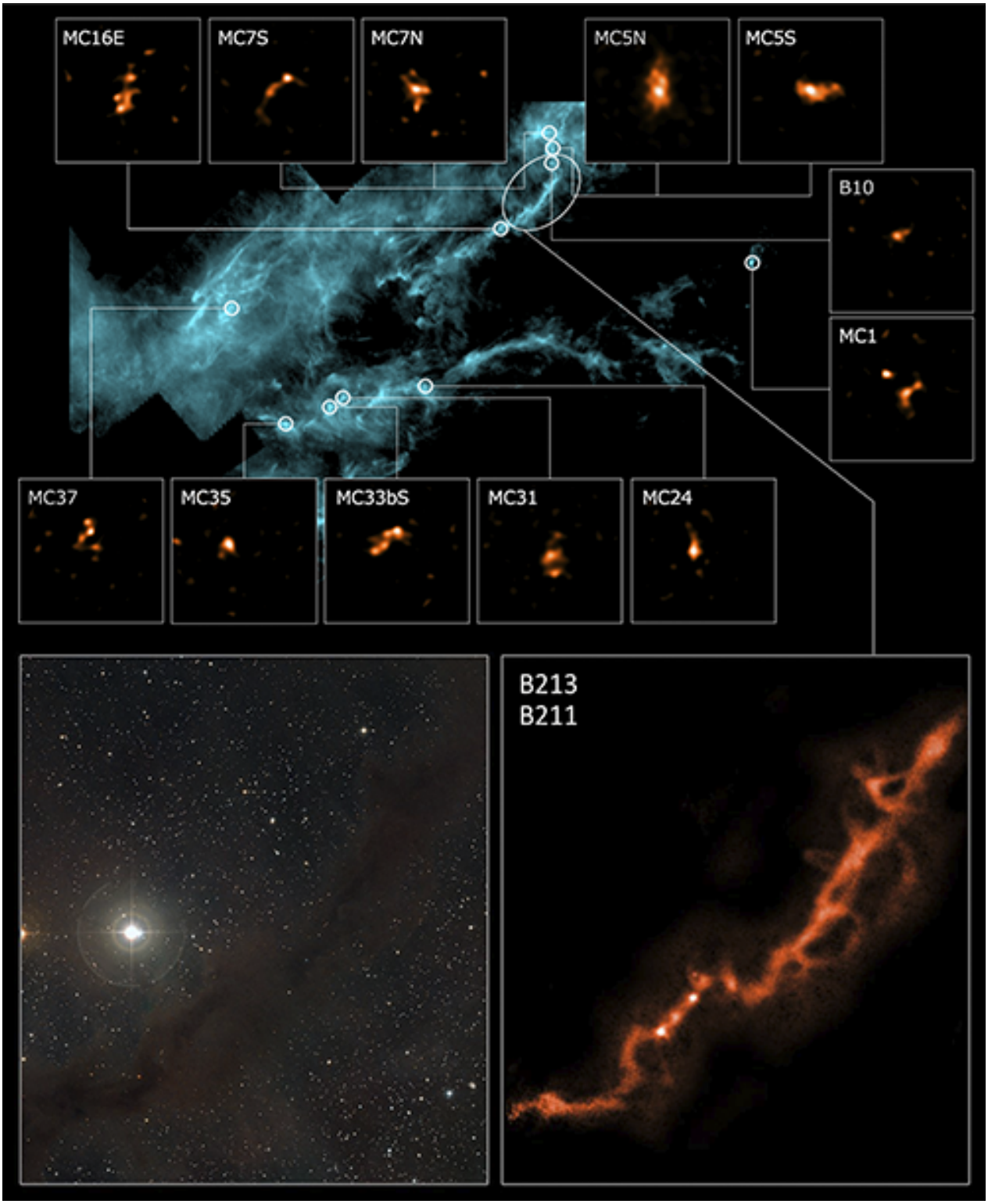

Рисунок 1.1 — Вверху: Широкоугольное изображение молекулярного облака Тельца в дальнем инфракрасном диапазоне, полученное космической обсерваторией Гершель (зеленый цвет). На вставках отображены ядра молекулярных облаков, наблюдаемые с помощью ALMA [27]. Источник: ALMA (ESO/NAOJ/NRAO), ESA/Herschel. Снизу: Волокна B213 и B211 в видимом диапазоне (слева) и в миллиметровом диапазоне (справа). Источник: ESO/APEX (MPIfR/ESO/OSO)/Digitized Sky Survey 2 [36].

Весь комплекс молекулярных облаков имеет волокнистую структуру (1.2 в), с плотными ядрами внутри каждого облака (1.2 г) [32].

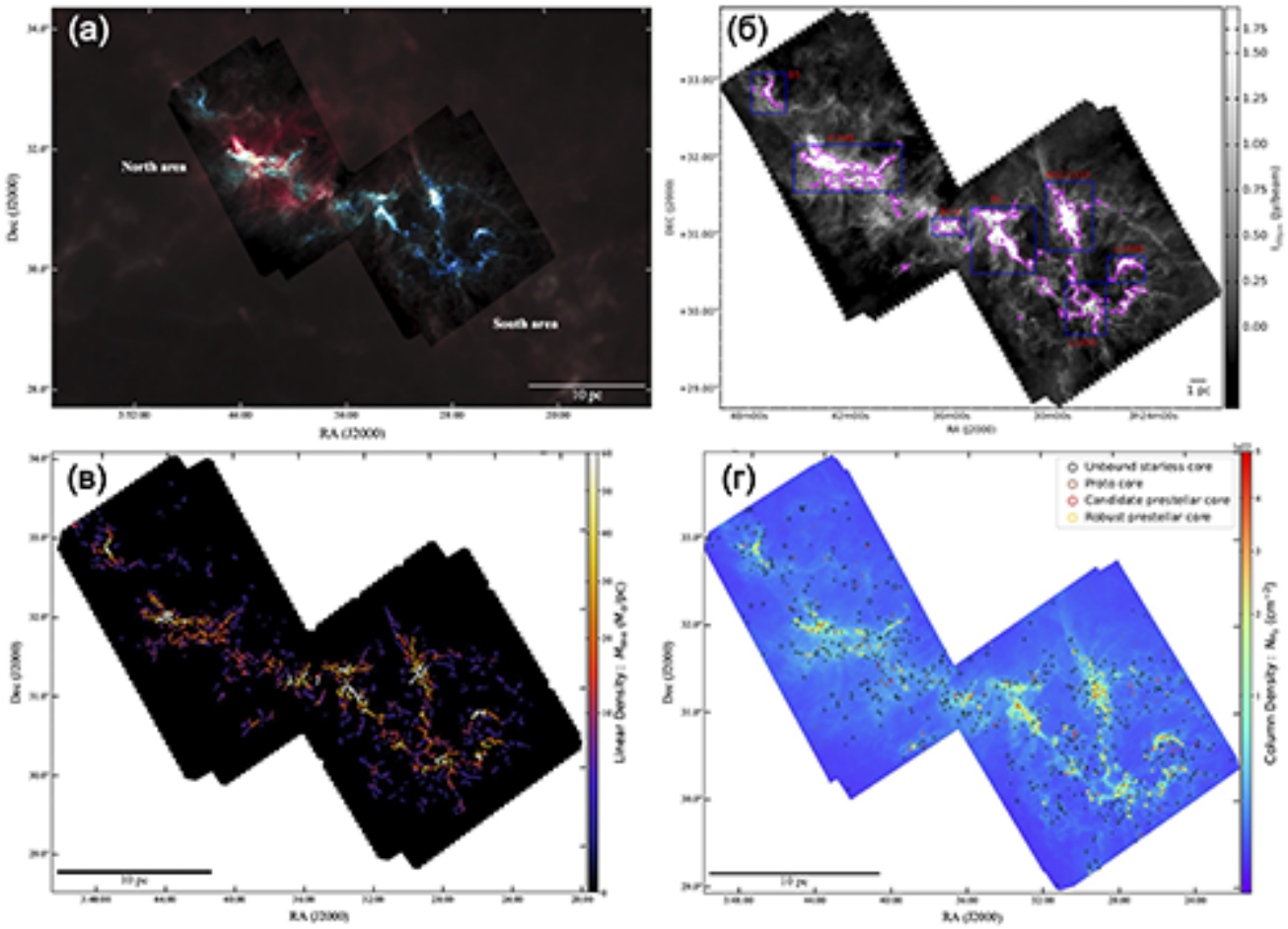

Рисунок 1.2 — Комплекс молекулярных облаков Персея: а) в ИК диапазоне; б) с выделенными волокнами; в) с выделенными ядрами [32] г) с выделенными областями звездообразования [37].

С точки зрения наблюдений ядра молекулярных облаков классифицируют по их спектру, размеру, плотности и температуре (см. обзор [38]). Используя данные инфракрасного астрономического спутника (IRAS), Бейхман и др. [39] обнаружили, что примерно половина известных плотных ядер молекулярных облаков содержит источники ИК-излучения, а Юн и Клеменс [40] обнаружили, что около 23% изолированных облаков содержат внутри ИК-источники. Плотные холодные квазисферические ядра из газа и пыли, не содержащие ИК-источников излучения, называют «беззвездными ядрами» (англ. «starless core») [41]. Облака с ИК-источником излучения, называют «протозвездными ядрами» (англ. «protostellar core») [42]. Андре и др. [28] выделили ещё один класс ядер молекулярных облаков — «дозвездные ядра» (англ. «prestellar core»), ко-

торые обладают относительно высокими плотностями $10^5 - 10^6$ см$^{-3}$ [43] и демонстрируют признаки гравитационного сжатия (например, см. [44]).

Признаки гравитационного сжатия ядер молекулярных облаков можно определить по спектрам наблюдаемых ПЗО [45]. Например, по обратному профилю P Лебедя, в котором поглощение в красной части спектра указывает на падение вещества внутрь облака [46]. Условия гравитационного сжатия соответствуют тому, что масса облака должна быть больше некой критической массы. Например, в статье Пезуто и др. [47] в качестве критической массы, которую может иметь ядро устойчивое к гравитационному коллапсу, используют критическую массу сферы Боннора-Эберта [48; 49]. Сфера Боннора-Эберта является гидростатической сферой, поджимаемой внешним давлением. Отношение массы сферы Боннора-Эберта к массе ядра, M, характеризуется вириальным параметром $\alpha_{\mathrm{B}E} = M_{\mathrm{B}E}/M$, где $M_{\mathrm{B}E} \approx 2.4 R_{\mathrm{B}E} c_s^2/G$ — масса сферы Боннора-Эберта, $R_{\mathrm{B}E}$ — радиус сферы Боннора-Эберта и c_s — изотермическая скорость звука (см. пример [50]). На рисунке 1.8в показано распределение масс беззвездных ядер в облаке Орла в зависимости от их размеров [50]. Синие закрашенные треугольники соответствуют 292 дозвездным ядрам демонстрирующим признаки гравитационного сжатия, $\alpha_{\mathrm{B}E} \leqslant 2$.

Оценить динамическое состояние облака можно с помощью безразмерных теплового, ε_{t}, магнитного, ε_{m}, и вращательного, ε_{w}, параметров, которые являются отношением тепловой, магнитной и вращательной энергии к модулю гравитационной энергии, соответственно. Если $\varepsilon_{\mathrm{t}} + \varepsilon_{\mathrm{m}} + \varepsilon_{\mathrm{w}} = 1$, то облако находится в состоянии, близком к равновесию. Если $\varepsilon_{\mathrm{t}} + \varepsilon_{\mathrm{m}} + \varepsilon_{\mathrm{w}} < 1$, то облако находится в неравновесном состоянии и может начать сжиматься.

Роль магнитного поля в динамике облака характеризуется безразмерным отношением массы облака к его магнитному потоку $\lambda = 2\pi G^{1/2} M/(B\pi R^2)$, где G — гравитационная постоянная и R —- радиус облака. Состояние $\lambda = 1$ характеризуется равенством гравитационной силы и градиента магнитного давления. Состояние $\lambda > 1$ называется сверхкритическим — в этом случае магнитное поле является слабым, облако начинает коллапсировать под действием собственной гравитации [51–53]. Например, в работе Троланда и Кратчера [54] обнаружено 34 ядра темных облаков в сверхкритическом состоянии, $\lambda \approx 2$. Магнитный параметр связан с λ как: $\varepsilon_{\mathrm{m}} = 10/9\lambda^{-2}$. В статье Кароли и др. [55] по линейной поляризации теплового излучения пыли определенно, что беззвездное

ядро L183 имеет $\varepsilon_m > 0.5$, то есть $\lambda < 1.5$, что говорит о его субкритическом состоянии.

Наблюдаемые источники ИК-излучения в областях звездообразования называют **молодыми звездными объектами (МЗО)** и ассоциируют их с протозвездами и звездами до главной последовательности, такими как звезды типа Т Тельца, Ae/Be звезды Хербига, а также коричневые карлики.

Как правило, в молекулярных облаках наблюдаются ядра различных классов. Например, при исследовании молекулярного облака в Орле с помощью телескопа Гершель обнаружено 541 беззвездное ядро размером 0.01 – 0.1 пк (рисунок 1.3) [35]. Из них более 60% являются дозвездными ядрами, то есть демонстрируют признаки гравитационного сжатия. Кроме того в этом облаке обнаружено 45 МЗО класса 0.

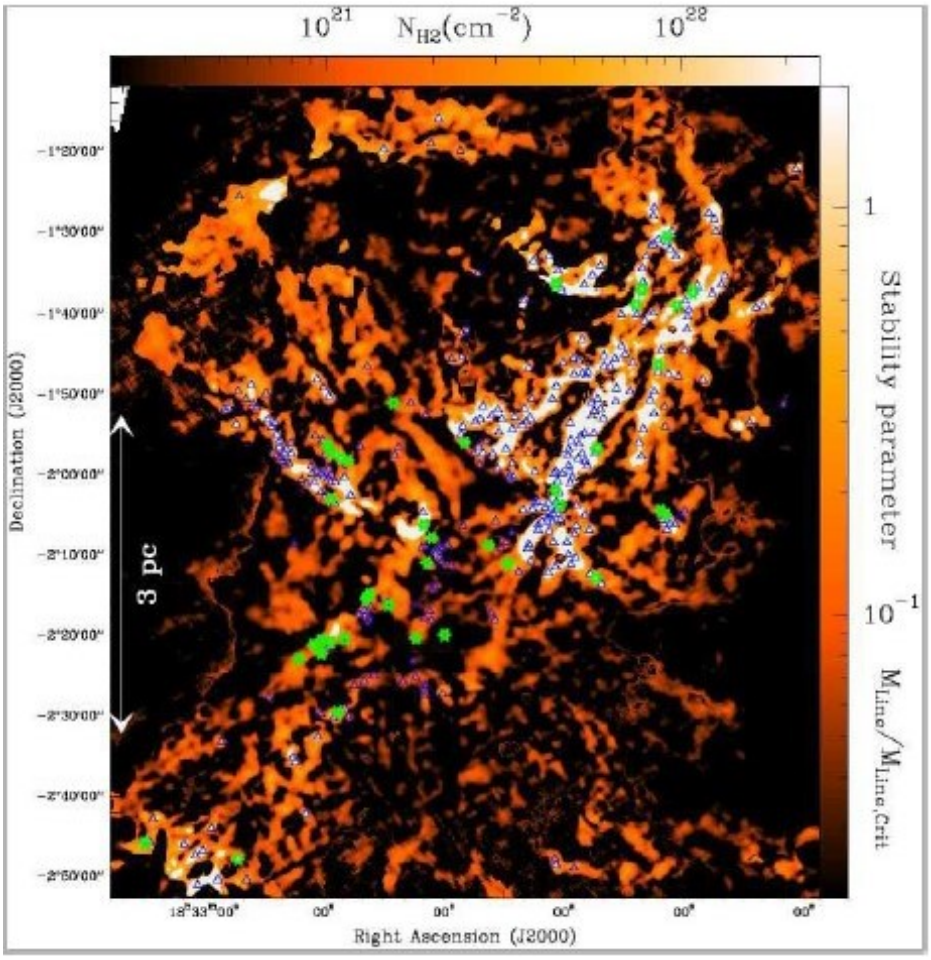

Рисунок 1.3 — Карта столбцовой плотности (цветовая заливка) в молекулярном облаке в поясе Гулда. Белый цвет отображает гравитационно-неустойчивые области, синие треугольники – дозвездные ядра, зеленые звездочки – МЗО класса 0 [35].

Анализ вышеприведенных наблюдательных данных показывает, что в ядрах молекулярных облаков происходит процесс звездообразования. Будем в дальнейшем называть ядра молекулярных облаков без ИК-источника излучения, в которых может происходить процесс звездообразования, **протозвездными облаками (ПЗО)**.

Исследование эволюции начальной функции масс ПЗО показало, что время их жизни, за которое они эволюционируют в МЗО класса 0, составляет от 10^5 до 10^7 лет [56]. Инок и др. [57] исследовали массы и время жизни дозвездных и протозвездных ядер в молекулярных комплексах в Персее, Змее и Змееносце. Они определили, что в каждом облаке находится примерно равное количество дозвездных и протозвездных ядер, со средним временем жизни ядер $4.5 \cdot 10^5$ лет.

Исследование структуры и свойств наблюдаемых ядер молекулярных облаков в основном осуществляется путем исследования различных молекулярных линий. На рисунке 1.4 схематически показаны основные молекулярные индикаторы в зависимости от плотности вещества и визуальной экстинкции (AV). Индикаторами плотного газа ($n \geqslant 10^6$ см$^{-3}$) являются молекулы H_2D^+ и D_2H^+, эмиссия молекул $C_{18}O$, CS, H_2O и HCO^+ соответствует менее плотным областям ($n \leqslant 10^4$ см$^{-3}$), таким как оболочки ПЗО и МЗО.

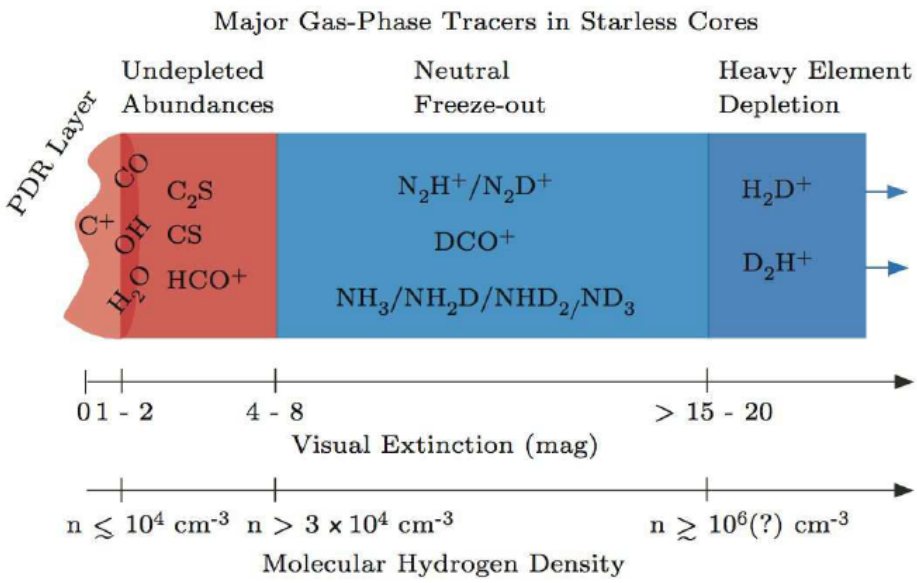

Рисунок 1.4 — Схематическое представление основных молекулярных маркеров ПЗО в зависимости от глубины и плотности [58]. Приведенные шкалы являются приблизительными и были рассчитаны по Барнарду 68. Предполагается, что температура менее 15 K.

1.1.1 Протозвездные облака

Протозвездные облака (ПЗО) — это газопылевые ядра молекулярных облаков, из которых в процессе гравитационного коллапса формируется звезда или кратная система звезд. В оптическом диапазоне такие облака наблюдаются как темные пятна — глобулы Бока. На рисунке 1.5 на панелях а и б изображена одна из таких глобул — Барнард 68 (Б 68), находящаяся в молекулярном облаке ρ Змееносца. Это плотное и холодное газопылевое облако поглощает излучение в оптическом диапазоне от звезд, находящихся позади него (рисунок 1.5в) [59].

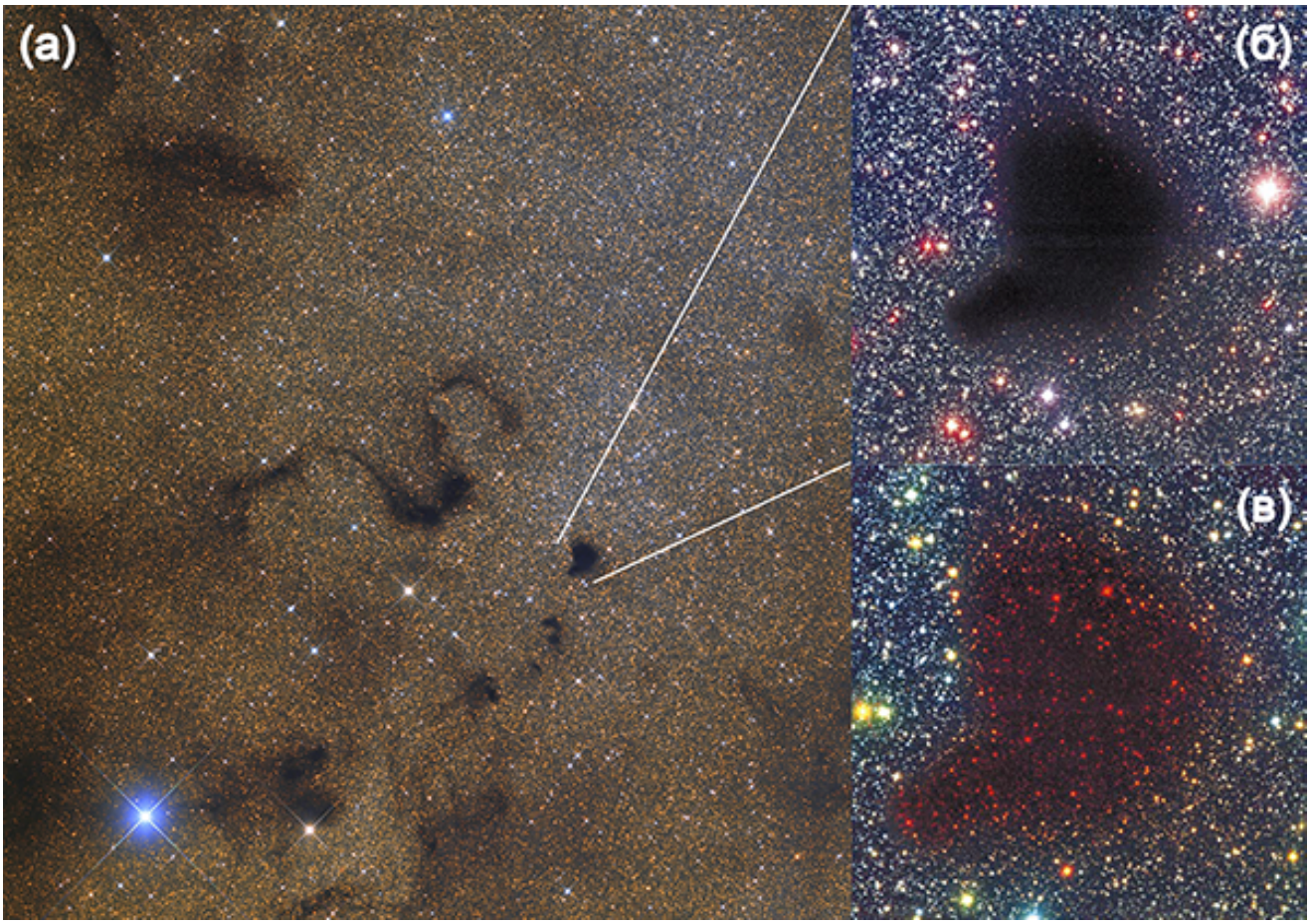

Рисунок 1.5 — Фотография в оптическом диапазоне темного облака Барнард 68 (В 68) в молекулярном облаке ρ Змееносца (панель а). Источник: URL: https://www.astrobin.com/7fi6u4. Панели (б) и (в) показывают облако В 68 в увеличенном масштабе в оптическом и инфракрасном диапазонах [59].

ПЗО являются прозрачными к собственному ИК-излучению и имеют очень низкую температуру $T = 10 - 20$ K (см. обзоры [38; 58]). На рисунке 1.8а показана гистограмма распределения ПЗО по температуре пыли в молекуляр-

ном облаке Орла. Температуру вещества наблюдаемого ПЗО можно определить по излучению внешних областей облака в линиях CO и по излучению более плотных центральных областей ПЗО в линиях NH_3 [60]. Анализ показывает, что ПЗО имеют почти постоянные значения температуры около 10 K (например, Хотцель и др. [61] для B68 и Тафалла и др. [62] для L1498 и L1517B). Более детальные наблюдения, по которым можно определить температуру в разных частях облака показывают, что существует градиент температуры внутри ПЗО с минимальными значениями в центре облака. Например, Тафалла и др. [63] в своей работе определили, что в беззвездном ядре L1544 кинетическая температура газа линейно увеличивается от 11 K в центре до 13.5 K к его переферии. Для этого же ПЗО L1544 на рисунке 1.6 пунктирными линиями показано предполагаемое распределение температуры полученное в более поздних работах [64; 65]. Профили температуры показывают, что в центральной области размером до ≈ 1000 а.е. облако L1544 имеет температуру около $5-7$ K, к периферии ≈ 40000 а.е. температура увеличивается до 12 K. Температура молекулярных облаков составляет $20-40$ K, то есть в $2-4$ раза выше температуры ПЗО (см. обзор [58; 66]).

Наблюдения миллиметрового и субмиллиметрового излучения в отдельных молекулярных линиях позволяют определить форму, строение и кинематику ПЗО. Например, в работе Лада и др. [67] построенны карты лучевой концентрации газа по излучению молекулярных линий N_2H^+, $C^{18}O$ и CS вышеупомянутого облака B 68 (рисунок 1.7). Согласно построенным картам облако B 68 является неоднородным — плотность уменьшается от центра к его периферии (рисунок 1.7).

По анализу многочисленных ПЗО в различных молекулярных облаках, определено, что их плотность находится в диапазоне значений: $n = 10^4 - 10^6$ см$^{-3}$ [58; 66; 68]. Наблюдаемые конфигурации ПЗО описываются распределением плотности, соответствующие решению для сферы Боннора-Эберта [48; 49; 69; 70]. Решение задачи о распределения плотности в сфере Боннора-Эберта не имеет аналитического решения. Поэтому для описания профилей плотности наблюдаемых облаков используют аппроксимации этого численного решения. Семейство решений для изотермических сфер Боннора-Эберта параметризуется центральной плотностью ρ_c и характеризуется профилями плотности с «плато» ($\rho \approx \rho_c$) на малых радиусах и степенным убыванием ($\rho(r) \propto r^{-2}$) на больших радиусах [38]. Наиболее часто используется формула Пламмера [71]:

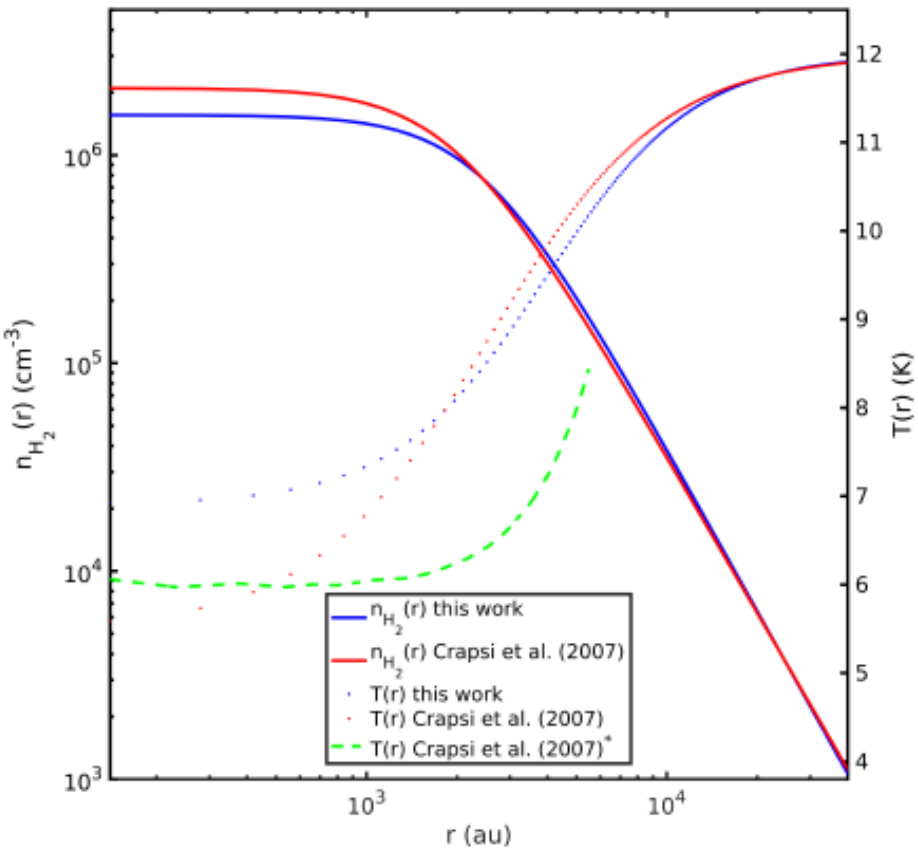

Рисунок 1.6 — Профили плотности (сплошные линии) и температуры (штриховые линии), полученные в работе Крапси и др. [64] (красные и зеленая линии) и в работе Чакон-Танарро и др. [65] (синие линии).

$\rho = \rho_c/(1 + (r/R_c)^k)$, где R_c — характерный радиус центрального однородного ядра и r — радиус ПЗО. Как правило, в качестве характерного степенного индекса выбирается $k = -2$ [28], что соответствует автомодельному решению задачи о коллапсе изотермической сферы [11]. Например, Каселли и др. [8] показали, что 60 маломассивных ПЗО характеризуются сферически-симметричным степенным профилем плотности $\rho \propto r^{-k}$, с показателем $k = 1.2$ для $r < 0.03$ пк и $k = 2$ для $r > 0.03$ пк. Подобное распределение плотности получено для ПЗО L1544 в работах Крапси и др. [64] (красная сплошная линия на рисунке 1.6) и Чакон-Танаро и др. [65] (синяя сплошная линия на рисунке 1.6). В работе Саху и др. [72] на основе наблюдательных данных смоделировано распределение плотности для трех дозвездных ядер (G209N, G212N1 и G205M3) в молекулярном облаке Ориона. Определено, что размер внутренних однородных областей данных ядер составляет $\sim$ 500 а.е.

Наблюдаемые ПЗО имеют размеры в диапазоне значений, $R = 0.01 - 0.3$ пк, и диапазон масс, $M = 0.1 - 30\,M_\odot$ [50; 58; 68]. Например, Ониши и др. [73]

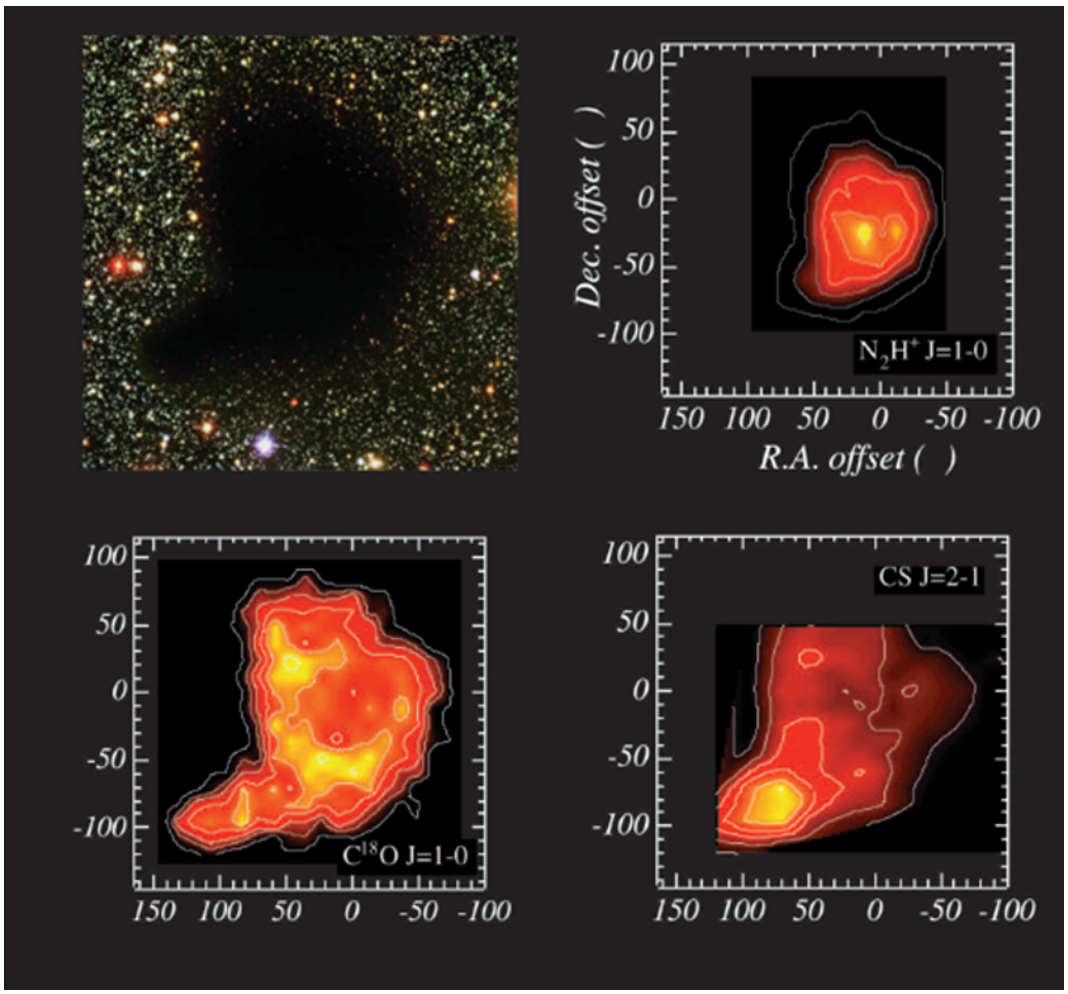

Рисунок 1.7 — Наблюдения облака B 68 в субмиллиметровом диапазоне в линиях N_2H^+, $C^{18}O$ и CS [67].

идентифицировали в молекулярном облаке Тельца 55 конденсаций, из которых 80% классифицировали как беззвездные ядра с массой $0.4 - 20\ M_\odot$, размером менее 0.1 пк и плотностью около 10^5 см$^{-3}$. Конивес и др. [50] выделили в молекулярном облаке Орла 292 дозвездных ядра с массами от 0.1 до $20\,M_\odot$ и размерами от ~ 0.01 до 0.15 пк (рисунок 1.8в). В работе Шимаджири и др. [74] по анализу масс ПЗО в волокне NGC 6334 и в молекулярном облаке Орла определено, что максимальное количество ПЗО наблюдаются с массами 0.6 и $10\,M_\odot$ (рисунок 1.8г).

ПЗО имеют почти сферически-симметричную форму, однако наблюдают и вытянутые ПЗО. Например, Инок и др. [57] предположили, что ПЗО могут иметь форму эллипсоидов и определили отношение большой и малых осей для беззвездных и протозвездных ядер в молекулярных облаках Персея, Змеи и Змееносца (см. рисунок 1.8б). Максимальное соотношение осей сплюснутых ядер составляет от 1.2 до 1.5.

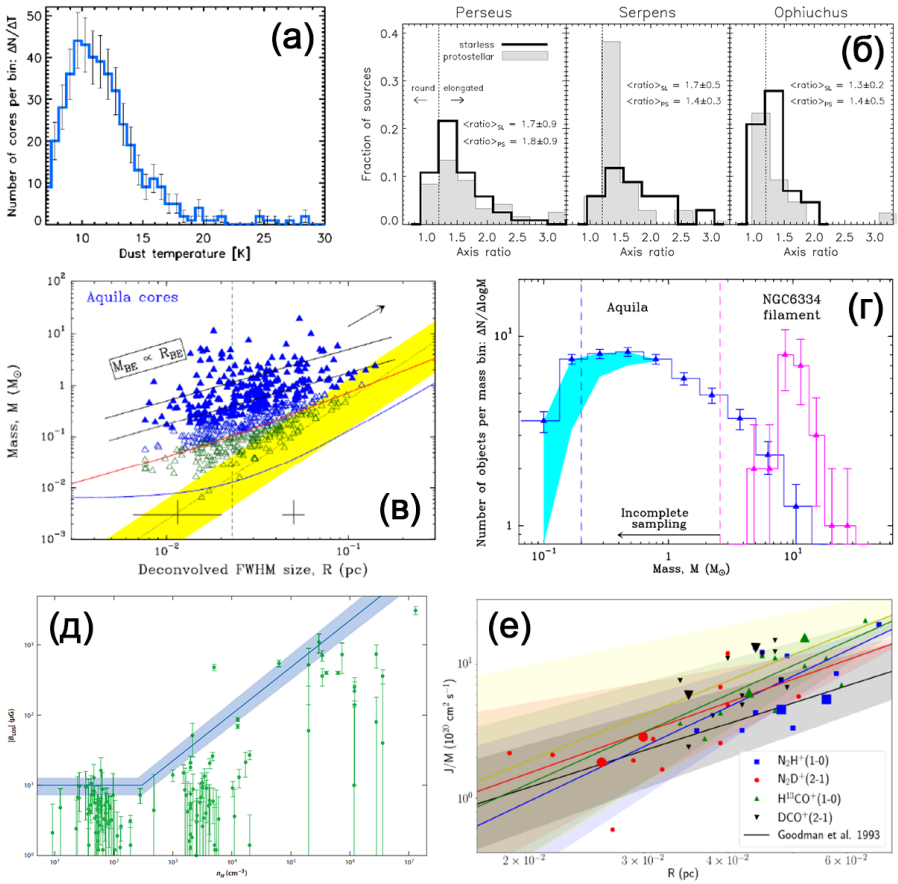

Рисунок 1.8 — Панель (а): Гистограмма распределения числа ПЗО по температуре в молекулярном облаке Орла [50]. Панель (б): Распределения отношений осей беззвездных и протозвездных ядер в молекулярных облаках Персея, Змеи и Змееносца. При отношении осей < 1.2 ядра считаются круглыми, а при отношением осей > 1.2 — сплюснутыми [57]. Панель (в): Диаграмма зависимости массы от размера для 651 беззвездного ядра в облаке Орла. Синие закрашенные треугольники соответствуют 292 дозвездным ядрам (при $\alpha_{BE} \leqslant 2$), открытые синие треугольники — кандидатам в дозвездные ядра и зеленые треугольники — беззвездным ядрам. Черными сплошными линиями соответствую сферам Боннора-Эберта при $= 7$ K и $= 20$ K. Заштрихованная желтая полоса — корреляции массы и размера для невошедших в обзор сгустков наблюдаемых в линиях CO [50]. Панель (г): Распределение массы 26 ядер в волокне NGC 6334 (пурпурный цвет) и в облаке Орла (синий цвет, из [50]). Панель (д): Зависимость интенсивности магнитного поля от плотности, определенная по эффекту Зеемана в диффузных и молекулярных облаках. Сплошная синяя линия показывает наиболее вероятные максимальные значения $\vec{B}$ [75]. Панель (е): Удельный угловой момент как функция радиуса ядра. Крупные символы показывают протозвездные ядра, маленькие символы показывают беззвездные ядра [76].

Магнитное поле в протозвездных облаках

Молекулярные облака и их ядра пронизаны крупномасштабным магнитным полем. Информацию о магнитном поле можно получить с помощью поляризационного картирования межзвездной среды, измерению эффекта Фарадея и эффекта Зеемана.

Линейная поляризация собственного теплового излучения межзвездной пыли, а также ослабленного света фоновых звезд позволяет исследовать геометрию магнитного поля в межзвездной среде (МЗС), в том числе в молекулярных облаках. Поляризация происходит при выравнивании пылинок несферической формы под действием магнитного поля и полей излучения. Пылинки несферической формы дифференциально рассеивают анизотропное излучение, которое раскручивает пылинки преимущественно вокруг их коротких осей, при этом прецессия осей вращения происходит вокруг направления локального магнитного поля. Таким образом, сечение поглощения пыли является наибольшим в направлении перпендикулярным к вектору напряженности магнитного поля, $\vec{B}$. В этом случае вектора поляризации собственного излучения пылинок в ИК спектре перпендикулярны линиям магнитного поля. Для проходящего оптического света фоновых звезд наоборот векторы поляризации параллельны магнитному полю.

Пример поляризационной карты молекулярного облака в Орионе показан на рисунке 1.9 [77]. Наблюдаемые векторы поляризованного излучения повернуты на 90°, чтобы показать линии локального магнитного поля. По данному рисунку можно сравнить геометрию магнитного поля в ядрах молекулярного облака Ориона с геометрией магнитного поля в более диффузном газе, в который погружены ядра. На восьми вставках (a – h) показаны поляризационные карты ядер молекулярного облака в Орионе (NGC 2071, NGC 2068, NGC 2024, IRAS 05327, OMC-4, OMC-3, OMC-2, OMC-1). В случае сплюснутых ядер линии магнитного поля обычно перпендикулярны проекции их большой оси (NGC2024, OMC-3, OMC-1). Ли и др. [77] пришли к выводу, что среднее направление магнитного поля ядер и родительского молекулярного облака практически совпадают друг с другом.

Более детальное картирование показывает, что большинство ядер имеет геометрию магнитного поля в форме песочных часов. В этом случае линии

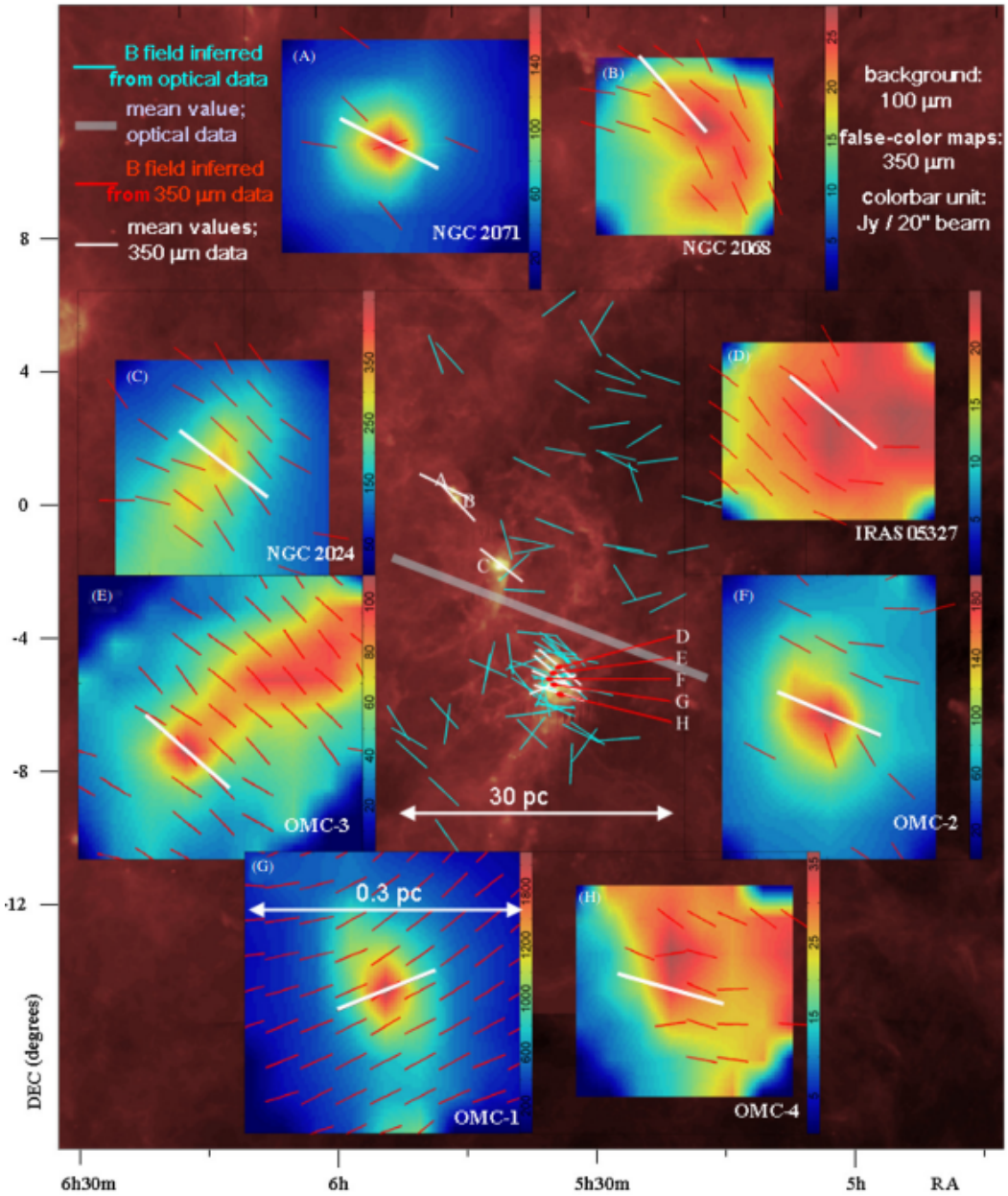

Рисунок 1.9 — Геометрия магнитного поля в области молекулярного облака Ориона [77]. Светло-голубые линии показывают вектора поляризации в оптическом диапазоне, красные линии на врезках — вектора поляризации на длине волны 350 мкм в каждом из ядер (a — h). Средние направления напряженности магнитного поля показаны толстыми белыми линиями. Фон показывает изображение IRAS на 100 мкм.

полоидального магнитного поля изогнуты по направлению к центру ядра. Например, геометрия песочных часов наблюдается на рисунке 1.10а для облака B 68 [78]. Ядро NGC 2024 из молекулярного облака в Орионе (см. рисунок 1.9) также имеет геометрию магнитного поля типа песочных часов.

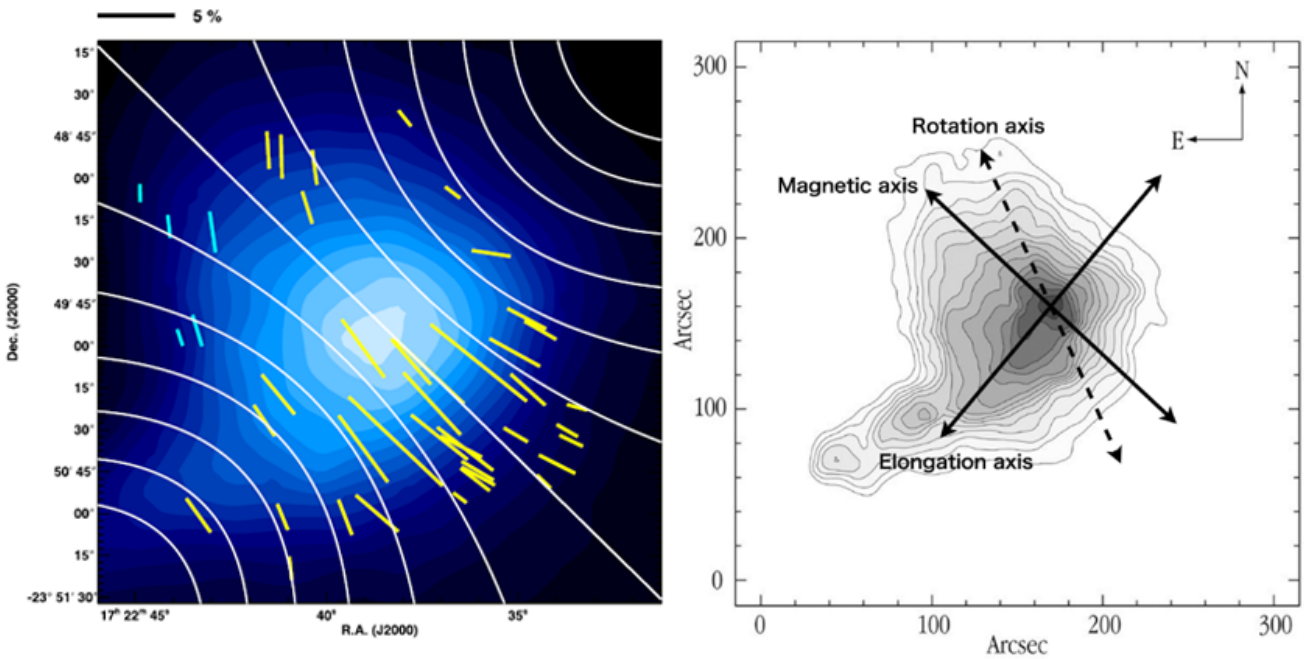

Рисунок 1.10 — Слева: карта распределения магнитного поля в облаке B 68, построенная по наблюдениям поляризации пыли. Градиентная заливка цветом показывает распределение плотности NH_2. На правой панели показана взаимная ориентация оси вращения облака и направления магнитного поля в центре облака. Источник: [78].

Эффект Зеемана — единственный доступный метод прямого измерения напряженности магнитного поля в межзвездных облаках (см. обзор [79]).

Спектральные линии расщепляются на три компоненты при наблюдении поперек направления $\vec{B}$ и на две компоненты при наблюдении вдоль магнитного поля. Зная все эти компоненты и величину сдвига по частоте, можно определить напряженность магнитного поля, $\vec{B}$.

При анализе результатов наблюдений Зеемана с использованием статистических методов можно получить распределение напряженности магнитного поля в зависимости от плотности. Дудоров [Дудоров, 1991] объединил наблюдательные данные магнитного поля межзвездных облаков в виде зависимости: $B/B_0 \sim (n/n_0)^{k_B}$, где B_0 и n_0 — параметры, связанные с условиями образования облаков. На рисунке 1.11 приведены основные зависимости магнитного поля от плотности межзвездных облаков. При анализе рисунка можно выделить несколько основных последовательностей с параметрами:

1) $(B_0,\ n_0,\ k_B) = (3 - 5$ мкГс, $\sim$, $0)$ — данная последовательность соответствует сверхоблакам с низкой плотностью (слои и оболочки диффузного газа), она подтверждает возможность образования плоских слоев и оболочек благо-

даря одномерным течениям вдоль магнитных линий без заметного изменения интенсивности поля.

2) $(B_0, n_0, k_B) = (5$ мкГс, $10-20$ см$^{-3}$, $1/2)$ — соответствует интенсивности магнитного поля облаков HI, теплых облаков OH и мазеров H_2O.

3) $(B_0, n_0, k_B) = (5$ мкГс, $10-20$ см$^{-3}$, $2/3)$ — интенсивность магнитного поля диффузных облаков и мазеров OH, H_2O.

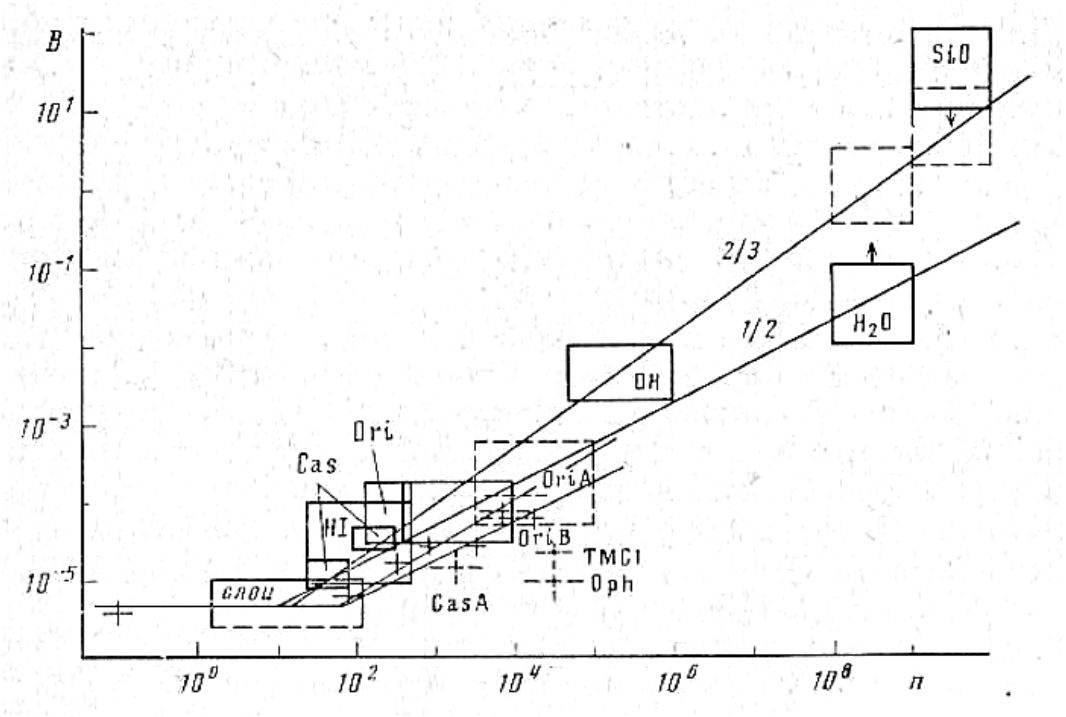

Рисунок 1.11 — Зависимость интенсивности магнитного поля, B, от плотности, n [80]. Прямоугольник слева снизу (слои) показывает среднее значение B в диффузионных слоях и оболочках по определению мер вращения пульсаров и зеемановского расщепления эмиссионных линий HI. Прямоугольники сплошной линией указывают наблюдаемые значения B и n в облаках атомарного водорода, в теплых молекулярных облаках, и в мазерных конденсациях OH, H_2O и SiO с учетом ошибок их определения. Жирными линиями показаны наблюдательные данные, считающиеся надежными. Для источников Cas A и Ori A приведены данные апертурного синтеза. Для мазеров даются усредненные значения B и n. Сплошные кресты соответствуют отдельным теплым молекулярным облакам, штриховые кресты — неуверенным наблюдениям темных (холодных) облаков с низким (по сравнению с их размером) угловым разрешением. Штриховыми линиями отмечены направления предполагаемых наблюдательных тенденций. Кривые, соединяющие все наблюдательные данные соответствуют наклонам 2/3 и 1/2.

Значения степенного индекса соответствует определенным физическим процессам. Например, $k_B = 2/3$ соответствует сжатию сферически-симметричного облака с вмороженным слабым магнитным полем. Показатель степени $k_B = 1/2$ указывает на квазистатическое сжатие, а $k_B = 2/5$ соответствует случаю эффективной амбиполярной диффузии в облаке. Таким образом, по зависимости интенсивности магнитного поля от плотности можно делать выводы об эволюционных стадиях наблюдаемых облаков.

Более поздние результаты для большей выборки объектов подтвердили выводы Дудорова. Например, Кратчер [75] получил, что межзвездные плотности сначала увеличиваются в основном за счет накопления вещества вдоль силовых линий магнитного поля, но при средней плотности $n_0 \approx 300$ см$^{-3}$ (рисунок 1.8д) облака становятся самогравитирующими, причем гравитация приводит к более изотропному сжатию с увеличением напряженности магнитного поля.

Таким образом в ПЗО при плотностях $n = 10^4 - 10^6$ см$^{-3}$ напряженность магнитного поля растет вместе с плотностью по степенному закону $B \sim n^{2/3}$ и имеет значения $B = 10^{-5} - 10^{-4}$ [66; 75; 81–83].

Кинематика протозвездных облаков

Молекулярные облака имеют сложные внутренние движения, на что указывают широкие и часто сложные профили их молекулярных эмиссионных линий. По анализу профилей линий можно выделить крупномасштабные движения, такие как вращение, и мелкомасштабные хаотические движения, то есть турбулентность. Обычно турбулентные движения носят сверхзвуковой характер со скоростями, значительно превышающими скорость звука 0.2 км/с, типичную для темных облаков [84]. Анализ наблюдательных данных показывает, что дисперсия скорости в ПЗО составляет $\sigma \leqslant 3$ км/с [58; 66; 68]. Дисперсия соответствует хаотическим движениям, которые могут быть связаны с турбулентностью различных типов. Наблюдения указывают, на то, что σ систематически увеличивается с пространственным масштабом, $\sigma \sim R^{k_\sigma}$ с показателем степенной зависимости, $k_\sigma = 0.2 - 0.4$ [80; 85; 86]. Значение $k_\sigma = 1/3$ соответствует классической колмагоровской турбулентности, и $k_\sigma = 0.25$ —

волновой МГД-турбулентности. Исследование иерархии молекулярных облаков показало, что тип турбулентности может меняться в зависимости от размеров облаков [66; 80].

В ПЗО наблюдается вращательное движение. На рисунке 1.10б показано облако B 68, на котором штриховой линией показана ось вращения относительно оси параллельной линиям магнитного поля. По карте плотности наблюдается слабая сплюснутость оболочки B 68 вдоль оси вращения и линий магнитного поля. Наблюдаемые градиенты скорости указывают на то, что ПЗО могут вращаться с угловой скоростью, $\omega = 10^{-12} - 10^{-14}$ сек$^{-1}$ [8; 76]. Соответствующее отношение кинетической энергии вращения к модулю гравитационной энергии находятся в диапазоне $\varepsilon_{\rm w} = 10^{-4} - 0.07$ [8]. Например, в работе Гудмана [87] и в более поздней работе Белош [88] определено, что $\varepsilon_{\rm w} \approx 0.02$. Наблюдаемое вращение холодных ПЗО можно считать практически твердотельным [8].

Анализ наблюдательных данных скоростей ПЗО позволяет оценить удельный угловой момент в оболочках ПЗО, $j_{obs} = J/M$, где J и M — полный угловой момент и масса в области размером R. ПЗО характеризуются зависимостью $j_{obs} \sim R^n$ с показателем $n = 1.6 - 2.4$ (рисунок 1.8е), что в среднем соответствует твердотельному вращению [76]. Характерное значение $j_{obs} = 10^{20} - 10^{21}$ см^2 с $^{-1}$ [76].

Все вышеупомянутые характеристики ПЗО сведены в таблице 1. В 12 строке показан тепловой параметр $\varepsilon_{\rm t}$, равный отношению тепловой энергии к модулю гравитационного.

1.1.2 Молодые звездные объекты

Молодые звездные объекты (МЗО) интерпретируют как протозвезды, излучающие в ИК-спектре [90]. На основе анализа спектров в ИК-диапазоне МЗО подразделяют на классы от 0 до 3 [1; 90]. Наличие ИК-избытка излучения в спектре МЗО указывает на присутствие газопылевых оболочек. Количественно ИК-избыток описывается спектральным индексом в диапазоне длин волн от ближнего ИК (2 мкм) до среднего ИК (10 мкм): $\alpha_{IR} = log(\lambda F_\lambda)/log(\lambda)$, где F_λ — плотность потока излучения на длине волны λ [91]. Спектральный индекс характеризует угол наклона кривой спектра.

Таблица 1 — Характеристики и параметры наблюдаемых ПЗО

	Наименование	Обозначение	Значение	Размерность
1	Температура[1–4]	T	$8-20$	К
2	Радиус[1,2,5,7]	R	$0.03-0.3$	пк
3	Плотность[1–7]	n	10^4-10^6	см$^{-3}$
4	Масса[1,2,5–7]	M	$0.5-70$	$M_\odot$
5	Дисперсия скорости[1–4]	σ	$\leqslant 3$	км/с
6	Показатель степенной зависимости $\sigma(R)$ [15]	k_σ	$0.2-0.4$	
7	Магнитная индукция[1,8]	B	$10^{-5}-10^{-4}$	Гс
8	Показатель степенной зависимости $B(n)$ [1,8]	k_B	$2/3-1/2$	
9	Угловая скорость[1,9]	Ω	$10^{-12}-10^{-14}$	с$^{-1}$
10	Удельный угловой момент[9,13]	j_{obs}	$10^{19}-10^{22}$	см^2 с$^{-1}$
11	Показатель степенной зависимости $j(R)$ [13]	k_j	$1.6-2.4$	
12	Тепловой параметр[1]	ε_t	$< 1-\varepsilon_\mathrm{m}-\varepsilon_\mathrm{w}$	
13	Магнитный параметр[8,12,14]	ε_m	$\geqslant 0.27$	
14	Вращательный параметр[9–11]	ε_w	$10^{-4}-0.07$	

Источники: [1] [66], [2] [58], [3] [63], [4] [89], [5] [68], [6] [69], [7] [73], [8] [75], [9] [8], [10] [87], [11] [88], [12] [54], [13] [76], [14] [55], [15] [80].

МЗО класса 0 характеризуется спектром с пиком в области средних и миллиметровых длин волн ($\lambda \simeq 100$ мкм), и ассоциируются с протозвездами, окруженными массивными сплюснутыми оболочками. Это самая ранняя эволюционная стадия протозвезды, которую возможно наблюдать. Класс 1 присваивается МЗО с плоским или возрастающим спектром в диапазоне среднего ИК-излучения, $\alpha_{IR} > 0$. К данному классу относят молодые звезды типа Т Тельца, окруженные оптически и геометрически толстыми аккреционными дисками. МЗО класса 2 характеризуется $-2 < \alpha_{IR} < 0$, к ним относят классические звезды типа Т Тельца с оптически толстыми, но геометрическими тонкими аккреционными дисками. В МЗО класса 3 избыток в ИК-диапазоне спектра либо слабый, либо отсутствует, $\alpha_{IR} < -2$. Эти источники отождествляются с поздними звездами типа Т Тельца. Отсутствие ИК-избытка говорит о том, что диск является оптически тонким или вообще отсутствует. На рисунке 1.12 показано

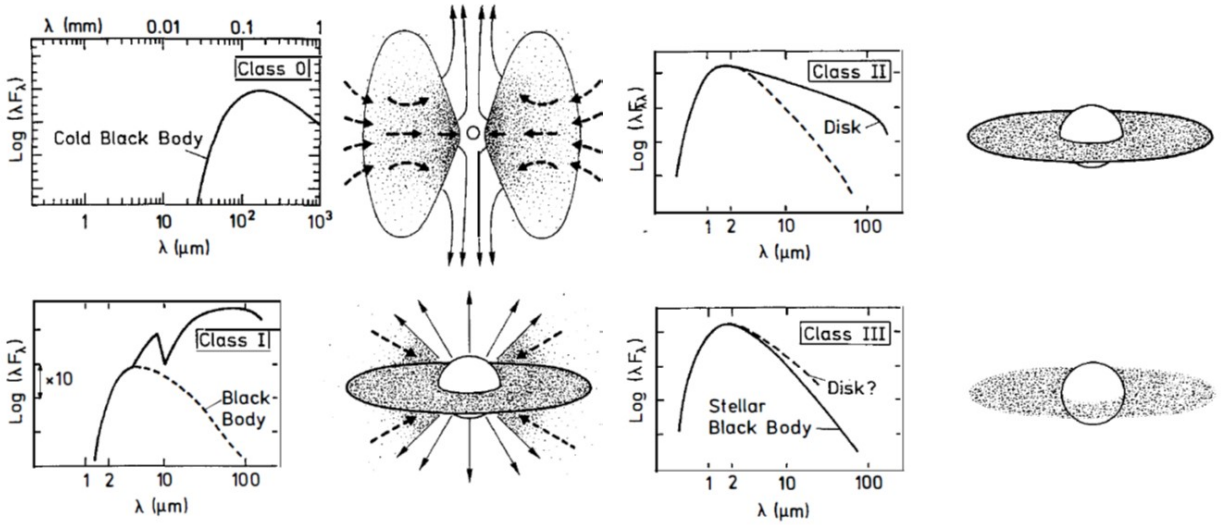

Рисунок 1.12 — Классификация МЗО по спектральным распределениям энергии [92].

схематическое представление МЗО и их энергетических спектров. На панели слева вверху показан спектр для класса 0, соответствующий холодному черному телу с максимумом на длине волны $\lambda = 100$ мкм. Панель слева снизу показывает энергетический спектр для класса 1, состоящий из спектра темного тела (пунктирная линия) с максимумом при $\lambda = 5$ мкм и ИК-избытком (сплошная линия) в области среднего и дальнего ИК-излучения. Энергетический спектр класса 2 и 3 показаны справа вверху и внизу, соответственно. Они так же состоят из спектра черного тела с максимумом сдвигающимся к большим длинам волн и ИК-избытка в областях слабого ИК-излучения. В МЗО класса 3 максимум спектра соответствует длине волны для звездных величин, а ИК-избыток слабо различим.

Обзор наблюдательных данных свидетельствует о том, что ПЗО эволюционируют в МЗО. С точки зрения построения теории звездообразования особый интерес представляет изучение самых ранних стадий эволюции протозвезд, то есть МЗО класса 0.

МЗО класса 0

Наблюдения МЗО класса 0 в молекулярных эмиссионных линиях и в ИК-континууме показали, что молодые протозвезды окружены протяженными

сплюснутыми оболочками с радиусами от 400 до 15000 а.е. [2–4;93–96]. Наблюдения в разных молекулярных линиях дают различные размеры оболочек одного и того же МЗО. Например, внешняя граница протозвездной системы HH 212 в линии $C^{18}O$ имеет размер 2000 а.е. [94], а в линии HCO^+ — 800 а.е. [96].

Интерферометрические наблюдения протозвезд, погруженных в массивную оболочку, выявили неразрешенные компактные компоненты на масштабах $<$ 300 а.е. На основе кинематического анализа молекулярных линий вокруг протозвезд были обнаружены небольшие диски размером от 30 до 300 а.е. с возможно кеплеровским вращением [5–7; 96–100]. Эти диски ассоциируют с протозвездными дисками [101]. Например, Ли и др. [96] построили карту протозвездной системы HH 212 в линии HCO^+, которая указывает на наличие компактного диска размером около 120 а.е. и скоростью вращения 0.2 км $с^{-1}$. В МЗО класса 0 HH 211 обнаружена сплюснутая оболочка размером 400 а.е., внутри которой находится диск размером 20 а.е. с предположительно кеплеросвским вращением (рисунок 1.13б) [4]. Тобин и др. [99] обнаружили в молекулярном облаке Ориона 94 протозвезды класса 0 с дисками радиусом $\sim$ 50 а.е. (см. пример на рисунке 1.14). Оценки показывают, что размер протозвезд класса 0 составляет от 5 до 20 а.е. [6].

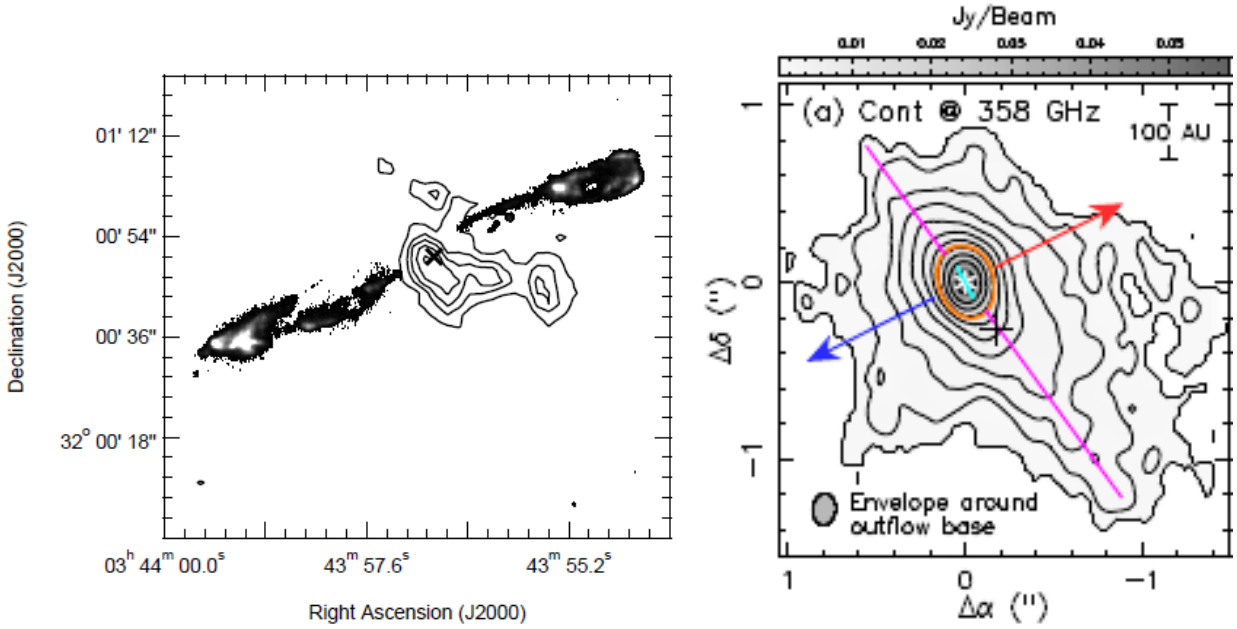

Рисунок 1.13 — а) Интегральная карта интенсивности аммиака NH_3 (Tanner, Arce, 2011) с нанесенными джетами в линии H_2 (Hirano et al. 2006). Источник обозначен крестиком. б) Картирование объекта HH 211 на ALMA в излучении линии $C_{18}O$ с угловым разрешением около 50 а.е.. Направление джетов показаны синей и красной стрелками [4].

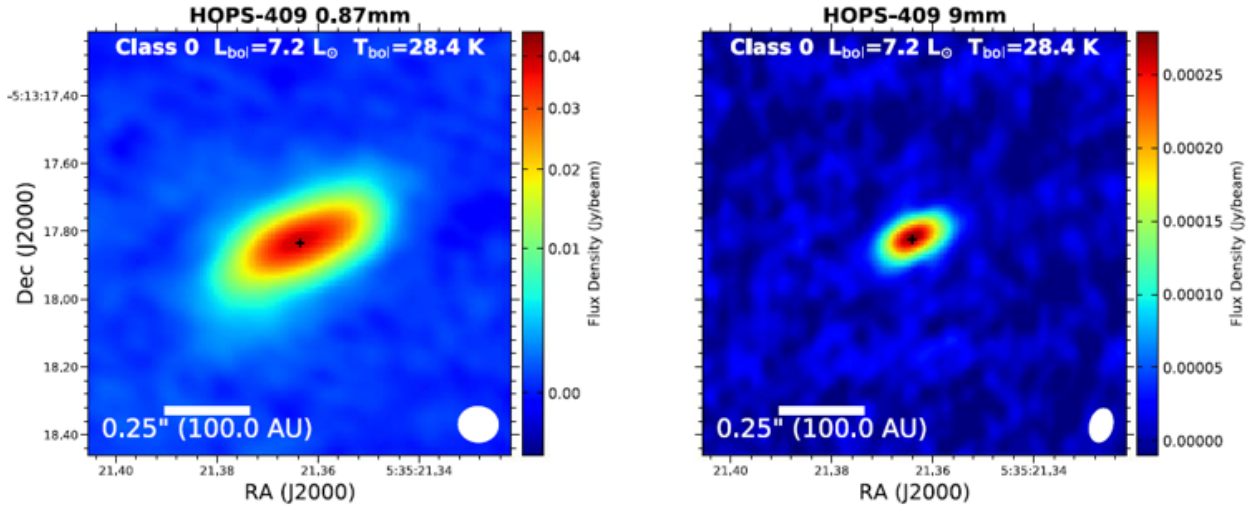

Рисунок 1.14 — Протозвездные диски МЗО класса 0 в молекулярном облаке Ориона [99].

Наблюдаемая болометрическая температура МЗО класса 0 находится в диапазоне от 10 до 70 K [102; 103]. С помощью моделирования переноса излучения определено, что центральные части МЗО класса 0 нагреваются до $100 - 200$ K [104].

Протозвезда и протозвездный диск являются оптически толстыми по отношению к собственному тепловому излучению, тогда как оболочка МЗО остается прозрачной к собственному ИК излучению. В работе Уорд-Томпсона и др. [43] определили, что в центральной части протозвездных ядер $\rho \sim r^{-1}$ ближе к периферии $\rho \sim r^{-2}$. Таким образом, характеристики оболочек МЗО класса 0 схожи с характеристиками ПЗО.

Масса наблюдаемых протозвезд класса 0 лежит в диапазоне от 0.01 до $2.6\,M_\odot$, для протозвездных дисков $7.7 \cdot 10^{-5} - 3.2\,M_\odot$ и для сплюснутых оболочек $0.02 - 19.7\,M_\odot$ [3; 96; 97; 100; 103; 105]. Андерсон и др. [103] определили, что масса дисков практически не меняется в классах 0 и 1, и сделали вывод, что размер протозвездных дисков зависит только от начальных условий его формирования. Хотя схожесть характеристик дисков в МЗО класса 0 и 1, может быть связана с тем, что эволюционная стадия класса 0 является непродолжительной. Например время жизни МЗО класса 0 составляет от 0.1 до 0.2 млн лет при темпе аккреции $\sim 10^{-6}$ $M_\odot$/год [106; 107].

Поляризационное картирование показывает, что в оболочках МЗО класса 0 геометрия магнитного поля является квазирадиальной и квазитороидальной [4; 108; 109]. Например, в работе Ли и др. [4] в МЗО класса 0 HH 211 обнаружили признаки тороидального магнитного поля в области $200 - 400$ а.е.

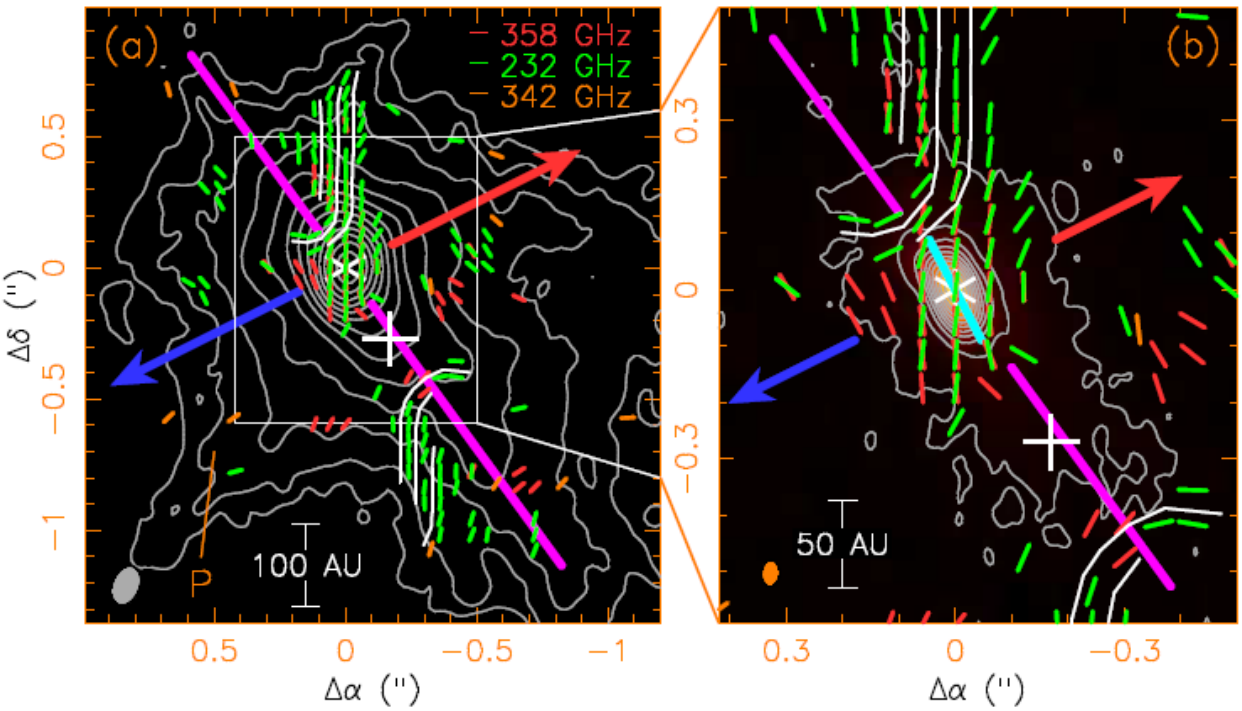

Рисунок 1.15 — Геометрия магнитного поля сплющенной оболочки HH 211, полученная по поляризации пыли на разных частотах. Розовая линия ось уплощенной оболочки. Синие и красные стрелки показывают смещенную в синюю сторону и смещенную в красную сторону оси джета во внутренней части. P — полоидальное магнитное поле [4].

от протозвезды (рисунок 1.15). В этом же объекте Хулл и Жанг [109] определили, что в основании истечений магнитное поле является квазиполоидальным, а в области истечений — квазитороидальным.

Исследование поляризации пыли на разных масштабах в МЗО класса 0 L483 показывает, что магнитное поле является динамически сильным и влияет на движение вещества в масштабах 10 000 а.е. и менее [110]. Наблюдается увеличение степени поляризации от диска к оболочке [4; 111]. Например, на рисунке 1.16 показана карта поляризации для четырех МЗО класса 0 из работы Кокса и др. [111]. По черным линиям наблюдается сильное уменьшение степени поляризации в центральной плотной части МЗО, то есть наблюдается эффект «поляризационной дыры». Слабая поляризация в центральной части облака может быть связана со слабой степенью ионизации, то есть с образованием мертвой зоны внутри протозвездных дисков [112].

Йен и др. [113] исследовали изменение отношения массы к магнитному потоку в МЗО класса 0 HH 211 на радиусах от 600 а.е. до 0.1 пк. Они определили, что в этой области напряженность магнитного поля увеличивается к центру от

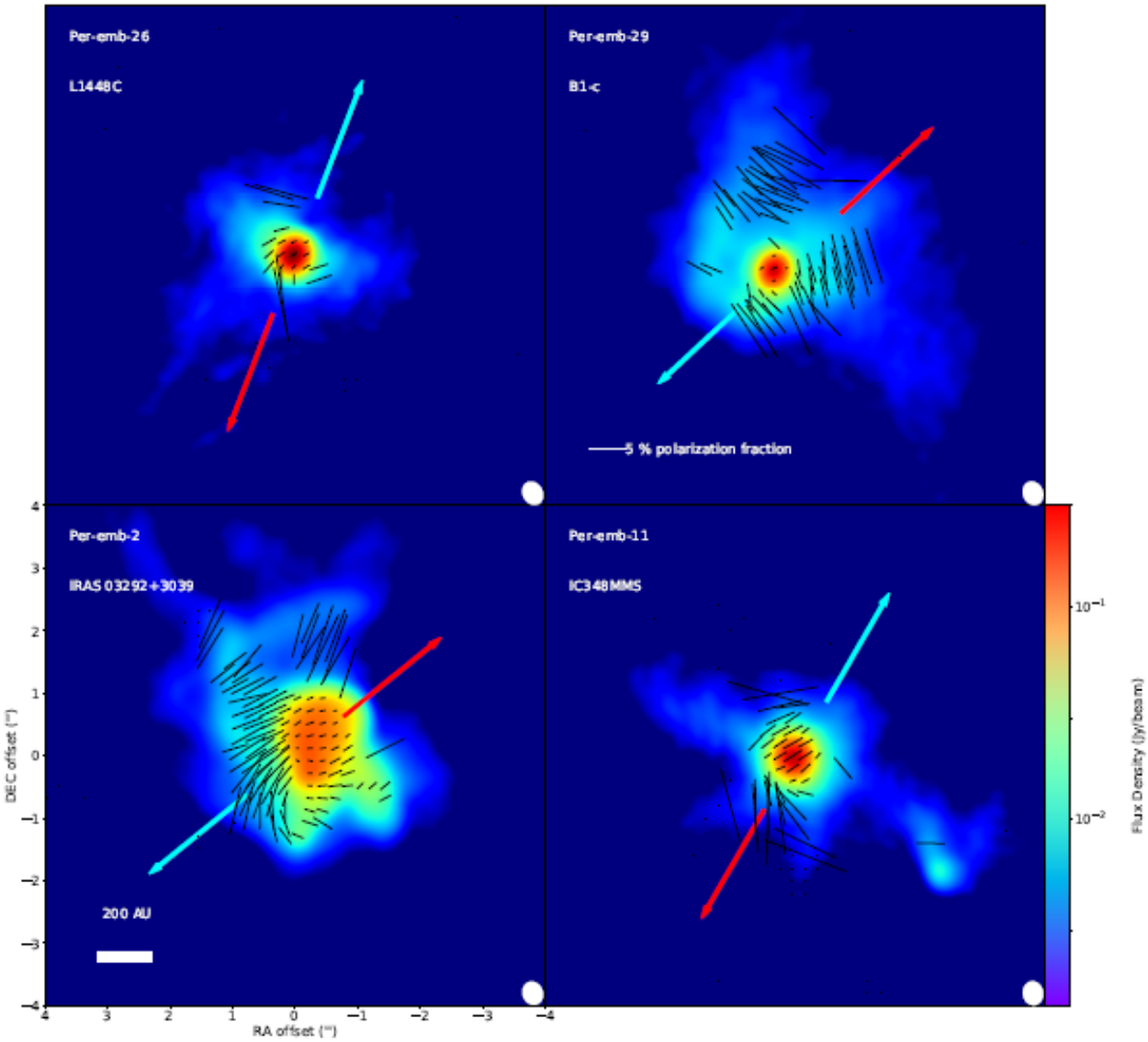

Рисунок 1.16 — Карта излучения МЗО класса 0 [111]. Цветовая шкала показывает интенсивность излучения пылевого континуума на 870 мкм. Черные векторы показывают вектора поляризации. Их длина соответствует степени поляризации. Направления истечений показаны красной и синей стрелками.

10^{-4} Гс до 10^{-3} Гс по степенному закону $B \sim \rho^{0.36}$. Авторы сделали вывод о том, что увеличение отношения массы к потоку может указывать на то, что в области от 600 а.е. до 0.1 пк эффективно развивается амбиполярная диффузия.

Исследование кинематики МЗО показывает, что распределение удельного углового момента является неоднородным в области от 1000 до 10000 а.е. [8; 87; 88]. В работе Гёделя и др. [114] исследовали вращательное движение 12 оболочек МЗО класса 0 в области от 50 до 5000 а.е. в линиях $C^{18}O$ и N_2H^+. Они определили, что удельный угловой момент МЗО класса 0 характеризуются зависимостью $j_{obs} \sim R^n$ с показателем с $n = 0.3$ в области менее 1600 а.е. и $n = 1.6$ на расстояниях более 1600 а.е. (рисунок 1.17). Таким образом, в центральной части вращение МЗО близко к кеплеровскому вращению, а в оболочке вращение является практически твердотельным вращением, как в ПЗО.

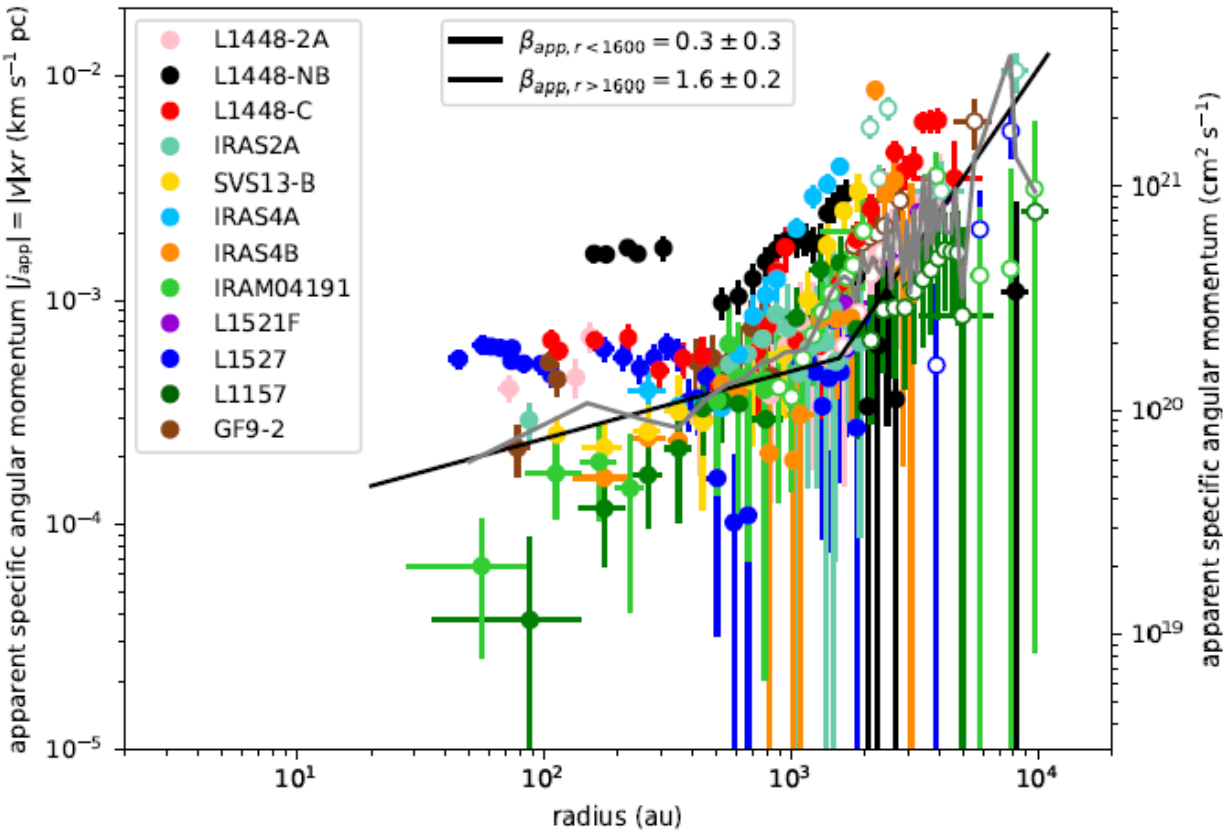

Рисунок 1.17 — Радиальное распределение удельного углового момента, j_{obs}, наблюдаемых МЗО класса 0 [114]. Серая кривая показывает медианный профиль j_{obs}, а сплошная черная линия показывает модель наилучшего соответствия со степенным законом.

Неотъемлемой характеристикой МЗО класса 0 является наличие биполярных медленных истечений со скоростью от 0.5 до 30 км с$^{-1}$ [34; 68; 115; 116] и быстрых струйных истечений (джетов) со скоростью 100−1000 км с$^{-1}$ [117; 118].

Например, на рисунке 1.18 показаны джеты HH 212 в разных молекулярных линиях с увеличением масштаба слева на право. На рисунке 1.18е оранжевым цветом показан вращающийся диск вокруг протозвезды, а синие и красные стрелки показывают направление вращения диска [118]. Медленные истечения определяют по профилям типа P Лебедя, где поглощение в синей части спектра указывает на движение вещества от центра наблюдаемого объекта. Например, в работе Фуджиширо и др. [119] по спектрам линии ^{12}CO выделены истечния в МЗО MC35-mm. Истечения имеют скорость $2 - 4$ км/с и простираются на расстояние около 2000 а.е. (рисунок 1.19). Наличие медленных истечений в MC35-mm указывает на то, что это очень молодой звездный объект. Чепмен и др. [120] исследовали взаимную ориентацию осей симметрии уплощенных структур, направление истечений и линий магнитного поля в МЗО класса 0. Они получили, что отклонения между направлением среднего магнитного поля и осью уплощенной оболочки составляет около 15°. Хулл и др. [108] предположили, что направление истечений по отношению к линиям магнитного поля является случайным, однако в источниках с низкой степенью поляризации истечения преимущественно перпендикулярны линиям мелкомасштабного магнитного поля. В объектах, в которых магнитное поле и ось вращения не совпадают, наблюдают диски радиусом более 100 а.е. [105]. Галамец и др. [121] определили что при уменьшении угла между осью истечения и линиями магнитного поля уменьшается скорость вращения МЗО. Это может быть связанно с ростом эффективности магнитного торможения.

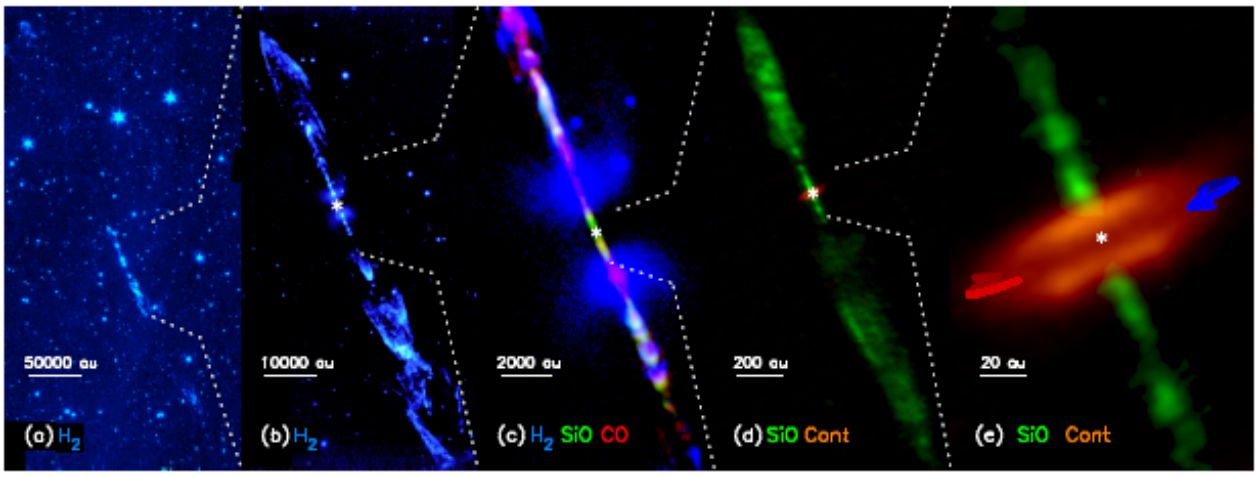

Рисунок 1.18 — Наблюдения джетов HH 212 в различных молекулярных линиях при разных разрешениях (см. обзор [118]).

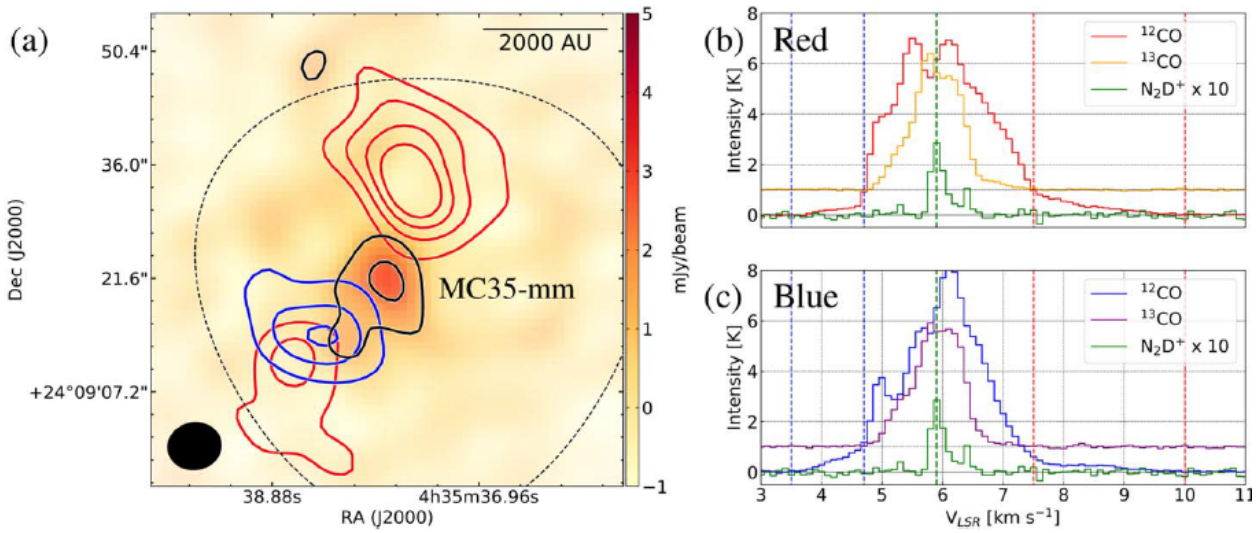

Рисунок 1.19 — Медленные истечения в MC35-mm в молекулярном облаке Тельца [119]. Панель (а): Интегральные распределения интенсивности компонент скорости эмиссии ^{12}CO, смещенной в синюю и красную сторону (синие и красные контуры). Панели (б) и (с): спектры красного и синего смещения, соответственно.

1.2 Обзор моделей коллапса протозвездных облаков

Анализ наблюдательных данных приведенных в предыдущих разделах, показывает, что ПЗО пронизаны крупномасштабным магнитным полем, и их кинематика характеризуется крупномасштабным вращением и мелкомасштабными хаотическими движениями (турбулентностью). Поскольку они наблюдаются в областях звездообразования где есть и МЗО, то можно предположить, что МЗО формируются в результате гравитационного коллапса ПЗО.

Коллапс ПЗО — это сверхзвуковое сжатие облака под действием силы гравитации. Коллапс ПЗО начинается, когда сила гравитации становится больше суммы противодействующих сил, $\vec{F}_{\rm g} > \vec{F}_{\rm p} + \vec{F}_{\rm m} + \vec{F}_{\rm w}$, где $\vec{F}_{\rm p}$ — градиент давления газа, $\vec{F}_{\rm m}$ – электромагнитная сила и $\vec{F}_{\rm w}$ — центробежная сила. Гравитационный коллапс ПЗО приводит к образованию звезды или кратной системы звезд.

Предполагается, что изначально ПЗО находятся в равновесном состоянии. Равновесие ПЗО может быть нарушено при действии индуцирующих процессов, которые могут возникать вне облака, например, взрывом сверхновой звезды, или внутренними процессами такими как: затухание турбулентности и амбиполярная диффузия. Можно выделить две постановки задачи для решения

коллапса ПЗО. Коллапс «вовнутрь» (англ. «outside-in collapse»), когда на контактной границе изначально однородного облака происходит формирование волны разрежения, которая движется по направлению к центру облака [9]. В изначально неоднородных облаках реализуется сценарий коллапса «наизнанку» (англ. «inside-out collapse»), когда контактный разрыв возникает в центре облака и движется наружу [13]. Данные постановки задачи подобны задачам о поршне, двигающемся внутрь и наружу, соответственно (Ландау, Гидродинамика, 1986).

Первые расчеты эволюции молекулярных облаков выполнялись аналитически в одномерном приближении для случая в плоской, цилиндрической и сферической симметрий. Данные расчеты посвящены устойчивости и гравитационной фрагментации молекулярных облаков. В дальнейшем исследования были посвящены коллапсу ПЗО. Свободный коллапс сферически симметричного ПЗО происходит за характерное время, $t_{\rm ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}$, которое называется временем свободного сжатия (падения).

Большинство аналитических расчет посвящены исследованию устойчивости ПЗО и определению критериев характеризующих устойчивость облака. Например, Мусковьес и Спитцер [51] получили точное решение для критического значения отношения массы к потоку: $(M/\Phi)_{cr} = c_1/3\pi(5/G)^{1/2)}$, где $c_1 \approx 0.53$. Если отношение массы к потоку, $\lambda = (\Phi/M)/(\Phi/M)_{cr}$, выше критического значения, то магнитное поле является достаточно сильным, чтобы препятствовать сжатию облака. При $\lambda > 20$ магнитное поле несущественно для коллапса ПЗО, и эволюция аналогична эволюции чисто газового облака [122].

Существуют различные постановки задачи для расчета коллапса ПЗО, которые отличаются сценарием коллапса, размерностью, характеристикой ПЗО и учетом различных физических процессов. Например, аналитически можно исследовать только одномерные случаи со слабым магнитным полем. Для более сложных газодинамических (ГД) или магнитогазодинамических (МГД) расчетов в двухмерной или трехмерной картине с учетом диффузии, переноса излучения и ионизации, необходимо использовать численное моделирование.

Численные расчеты коллапса ПЗО осуществляются с помощью кодов, основанных на адаптивно подвижных сетках (англ. adaptive mesh refinement, AMR) [17], вложенных сетках [15; 123] и кодов основанных на гидродинамике сглаженных частиц (англ. Smoothed Particle Hydrodynamics, SPH) [124]. С помощью численного моделирования решаются уравнения ГД, идеальной МГД

и МГД с учетом диссипативных эффектов таких как: омическая диффузия, амбиполярная диффузия и эффекта Холла.

Основные результаты, полученные при анализе аналитических и численных расчетов, рассматривается ниже. Основное внимание уделяется проблемам углового момента, магнитного потока и магнитного катастрофического торможения.

1.2.1 Динамика коллапса протозвездных облаков

На начальной стадии коллапса ПЗО прозрачно к собственному ИК-излучению. Сжатие сопровождается выделением тепловой энергии, избыток которой высвечивается. Таким образом, температура ПЗО практически не меняется, поэтому начальную стадию коллапса ПЗО называют изотермической. В классической постановке задачи коллапса «вовнутрь» коллапсирующее ПЗО становится неоднородным в процессе распространения волны разрежения от границы облака к его центру. Фронт волны разрежения делит облако на однородную центральную часть и неоднородную область, формирующуюся за фронтом волны [9; 125; 126]. К моменту фокусировки волны разрежения, t_*, в центре ПЗО все облако переходит в автомодельный режим с характерным профилем плотности $\rho \sim r^{-2}$ и скорости $v \sim r^{-1}$ [11]. В центре облака формируется оптически толстое гидростатическое первое ядро. Данный момент является окончанием изотермической стадии. После формирования ядра оболочка облака переходит в аккреционный режим с распределением плотности $\rho \sim r^{-3/2}$ и скорости $v \sim r^{-1/2}$ [11].

Например, в работе Ларсона [9] проведено численное моделирование однородных оптически прозрачных немагнитных невращающихся ПЗО массой $1-5\,M_\odot$, температурой $10-100$ К и плотностью $\rho = 1\cdot 10^{-19} - 1\cdot 10^{-16}$ г см$^{-3}$ в сферически-симметричном приближении. Расчеты коллапса протозвезды выполняются до главной последовательности с учетом радиационного нагрева и охлаждения водорода. Результаты расчетов показали, что в процессе изотермического коллапса в центре облака формируется оптически непрозрачное ядро — первое гидростатическое ядро с плотностью 10^{-13}. К этому моменту времени распределение плотности соответствует автомодельному решению $\rho \sim r^{-2}$ (ри-

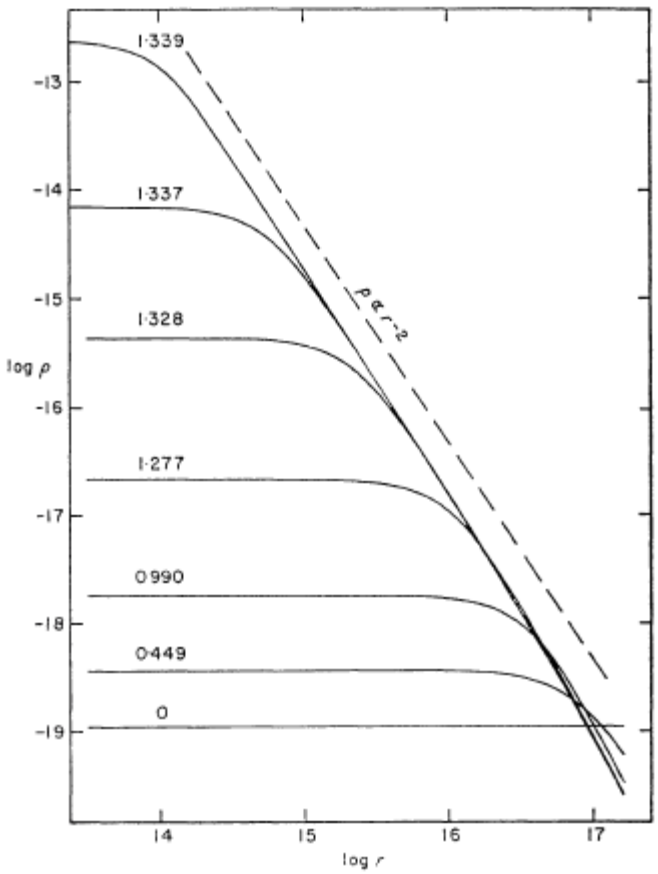

Рисунок 1.20 — Распределение плотности в процессе коллапса однородного немагнитного и невращающегося ПЗО [9]).

сунок 1.20). В работе Шу [13] автомодельному решению $\rho \sim r^{-2}$ соотносится сингулярная сфера с плотностью $\rho = \sigma^2/(2\pi G r^2)$ с дисперсией скорости равной $\sigma = k_{\rm B}T/m$.

Дудоров и Жилкин [125;126] рассмотрели разные сценарии эволюции ПЗО при различной тепловой, магнитной и вращательной энергиях. Эти работы показали, что динамика коллапса определяется тремя параметрами ($\varepsilon_{\rm t}$, $\varepsilon_{\rm m}$, $\varepsilon_{\rm w}$), а не только одним тепловым параметром.

Динамика коллапса холодных облаков, которые характеризуются тепловым параметром $\varepsilon_{\rm t} < 0.34$, определяется начальной тепловой энергией — в этом случае момент времени фокусировки волны разрежения, t_*, равен времени свободного сжатия облака, $t_{\rm ff}$. В горячих облаках при $\varepsilon_{\rm t} > 0.34$ фронт волны разрежения достигает центра быстрее, чем формируется первое гидростатическое ядро, $t_* < t_{\rm ff}$. Этот случай соответствует квазистатическому сжатию горячих облаков или облаков, равновесие которых поддерживается внутренней турбулентностью.

В случае коллапса магнитного ПЗО от границы облака к центру движется МГД-волна разрежения. В направлении, параллельном силовым линиям магнитного поля скорость МГД-волны разрежения соответствует газодинамическому случаю и равна скорости звука, $v_{\mathrm{wave}} = c_{\mathrm{s}}$. В направлении, перпендикулярном силовым линиям магнитного поля, v_{wave} соответствует скорости быстрой магнитозвуковой волны и равна $v_{\mathrm{wave}} = c_{\mathrm{s}} + v_{\mathrm{a}}$, где v_{a} — альвеновская скорость. Таким образом, поверхность переднего фронта МГД-волны разрежения вытянута вдоль линий магнитного поля [125; 126]. Однако из-за анизотропного характера магнитного поля и, в частности, из-за того, что сила Лоренца обращается в ноль вдоль силовых линий, облако с магнитным полем обычно сплющивается вдоль силовых линий (см. обзор [53]).

Для очень сильных магнитных полей время фокусировки настолько мало, что в момент отражения МГД-волны разрежения от центра вещество облака не набирает достаточной кинетической энергии для генерации МГД-волн, способных повлиять на динамику сжатия. В этом случае после отражения МГД-волны разрежения облако переходит в состояние квазимагнитостатического сжатия с относительно небольшим перепадом плотности от периферии к центру [125]. Дудоров и Жилкин [125] определили, что при отношении магнитной энергии к модулю гравитационной энергии, $\varepsilon_{\mathrm{m}} > 0.025$ электромагнитные силы начинают оказывать влияние на динамику коллапса ПЗО.

В случае вращающегося немагнитного облака центробежная сила замедляет вещество перпендикулярно оси вращения, а скорость фронта волны разрежения остается со скоростью звука. В результате поверхность переднего фронта волны разрежения и всё коллапсирующее ПЗО приобретают сплюснутую вдоль оси вращения форму [125]. Таким образом, начальная изотермическая стадия сжатия характеризуется образованием сплюснутой оболочки ПЗО (рисунок 1.21). В работах Дудорова и др. [127; 128] отношение толщины к радиусу сплющенных структур, образующихся на ранних стадиях коллапса, пропорционально $\varepsilon_{\mathrm{m}}^{-1/2}$.

На основе расчетов в рамках модели коллапса «наизнанку», Галли и Шу [14] заявили, что в процессе коллапса изотермической невращающейся сингулярной сферы с однородным магнитным полем образуется псевдодиск — транзиентная уплощенная неравновесная структура. Псевдодиск, в отличие от диска в центробежном равновесии, не является структурой, находящейся в механическом равновесии. По сути, это сжимающаяся оболочка, сплюснутая под

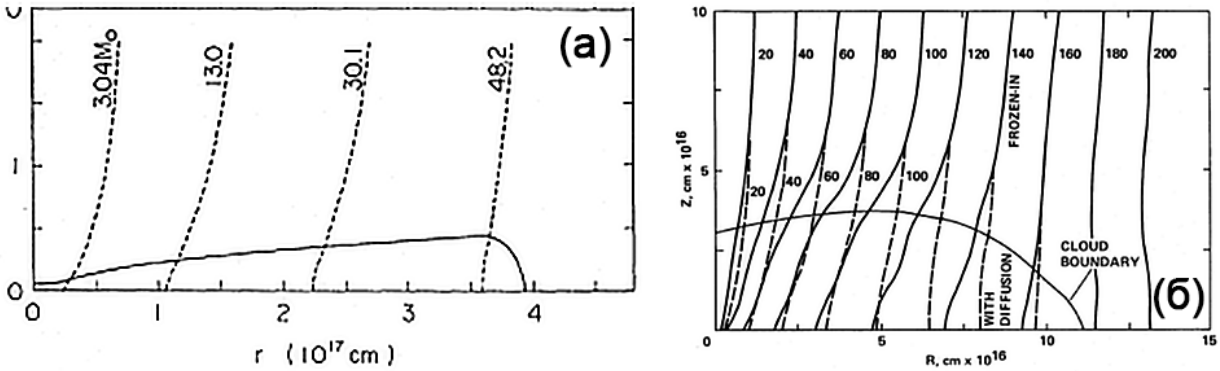

Рисунок 1.21 — Сплюснутая оболочка магнитного ПЗО в конце изотермической стадии коллапса [129](панель а), [130] (панель б).

действием магнитного поля [53]. В более поздних работах любые уплощенные структуры, образующиеся на начальных этапах коллапса, назывались псевдодисками (пр., [16;23;131–134]), хотя этот термин не имеет строгого определения.

На основе результатов двумерного МГД-моделирования Томисака и др. [16] отметили, что эпоха образования первичных уплощенных структур характеризуется формированием МГД-ударных волн, распространяющихся в оболочку облака, и последующим формированием истечений. На рисунке 1.22 по профилям скорости вдоль оси z наблюдаются медленная ударная волна при $z = 0.005$ и быстрая ударная волна при $z = 0.02$. Эти результаты согласуются с предсказаниями Дудорова и Сазонова [15].

Цукамото и др. [23] в рамках модели коллапса «вовнутрь» получили, что в центре облака образуется псевдодиск размером более 100 а.е. и плотностью от $1 \cdot 10^{-15}$ г см$^{-3}$ до $1 \cdot 10^{-13}$ г см$^{-3}$. Вещество падает на диск почти вертикально. К моменту образования псевдодиска, магнитное поле в облаке приобретает геометрию типа песочных часов.

В работе Замоздры и Каргальцевой [A1] промоделирован коллапс вращающихся магнитных ПЗО в трехмерной постановке задачи с различными начальными параметрами. Расчеты показали, что при $\varepsilon_{\rm w} > 0.05$ происходит фрагментация центрального первого ядра на две и более части. Для исследования процессов образования одиночной звезды необходимо учитывать данное ограничение.

После формирования первого гидростатического ядра в центре коллапсирующего ПЗО стадия коллапса ПЗО характеризуются аккреционными процессами. На ядро продолжает аккрецировать вещество из оболочки, тем самым увеличивая его размер, массу, плотность и температуру. Современные

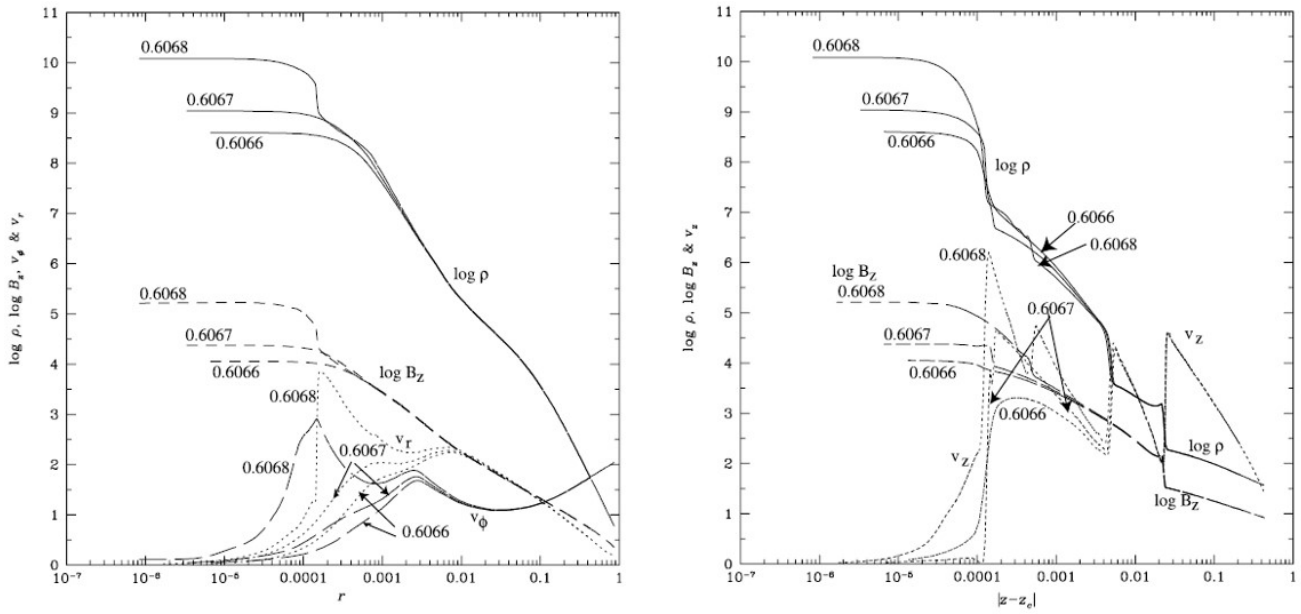

Рисунок 1.22 — Профили плотности (сплошная линия), скорости (пунктирная линия) и магнитной индукции (штриховая линия) в разные моменты времени вдоль оси r (панель слева) и z (панель справа) [16].

расчеты в основном посвящены исследованию коллапса аккреционных стадий коллапса, когда внутри первого ядра сформировалось второе ядро, окруженное аккреционным диском - протозвездным диском. Например, в работе Бейта и др. [122] методом магнитогидродинамики сглаженных частиц (SPMHD) был посчитан коллапс однородного магнитного вращающегося ПЗО до звездных плотностей. В процессе коллапса в центре облака сформировалось первое ядро с медленными истечениями со скоростью около 2 км/с и далее внутри первого ядра сформировалось второе ядро с истечениями со скоростью около 10 км/с. На рисунке 1.23 показана эволюция истечений в моменты времени, соответствующие образованию первого ядра и истечений и через 0.5, 1.0 и 2.0 года после формирования второго ядра в расчетах с разным начальным безразмерным отношением массы, $\mu = 20; 10; 5$. Авторы делают выводы, что истечения вызываются электромагнитной силой, которая подавляет гравитационную силу. Тороидальная составляющая поля преобладает над полоидальной, но соотношение тороидальной к полоидальной компонент уменьшается с увеличением начальной напряженности поля. В расчетах с сильным магнитным полем образуется псевдодиск – даже до образования первого ядра. В случае с самым сильным магнитным полем, над диском образуется ударный фронт, в котором происходит нагрев вещества.

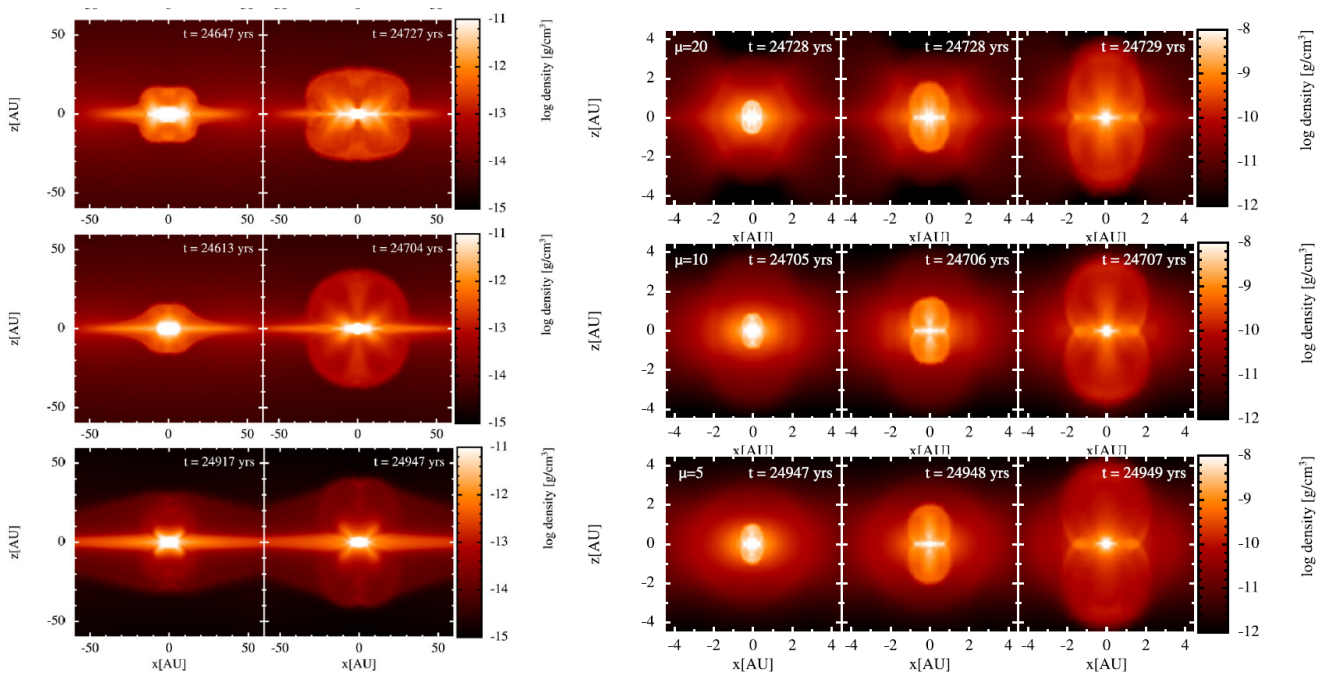

Рисунок 1.23 — Распределение плотности на срезах, параллельных оси вращения, показывающие развитие истечений, которые запускаются из протозвезд в трех расчетах с $\mu = 20$ (1 строка), $\mu = 10$ (2 строка) и $\mu = 5$ (3 строка). Для каждого случая показаны моменты времени образования первого ядра и истечений, и через 0.5, 1.0 и 2.0 года после формирования второго ядра [122].

Мачида и Басу [135] исследовали первые 2000 лет после образования протозвезды, используя трехмерное МГД-моделирование. Начальная модель облака соответствовала сфере Боннора-Эберта в однородном магнитном поле. Расчеты показали, что после образования протозвезды образуется долгоживущий диск размером $2 - 4$ а.е., поддерживаемый центробежной силой. Под действием магнитных эффектов поверхностная плотность диска постепенно увеличивается, а из-за гравитационной неустойчивости развиваются спиральные рукава.

В работе Сью и Кунц [136] с помощью трехмерного МГД-кода посчитан коллапс ПЗО в течении 10 000 лет. В первую тысячу лет в центре ПЗО сформировалось первое гидростатическое ядро, которое далее набирает массу за счет аккреции и принимает форму тора - «первый гидростатичсекий тор»(англ. «first hydrostatic torus»). В последующей эволюции из тора образуется протозвезда и долгоживущий диск радиусом 30 а.е.

Результаты численного моделирования коллапса ПЗО в целом согласуются с характеристиками наблюдаемых ПЗО и МЗО, однако в численном моделировании выделяют ряд проблем. К таким проблемам относят проблемы

углового момента, магнитного потока и катастрофического магнитного торможения.

1.2.2 Основные проблемы в теории звездообразования

Проблема углового момента

Ключевым процессом в звездообразовании является эволюция углового момента ПЗО. При моделировании коллапса ПЗО без магнитного поля формируются протозвезда и протозвездный диск с большим угловым моментом, который не согласуется с наблюдаемыми значениями. Оценки показывают, что в процессе коллапса удельный угловой момент должен уменьшится на $4-5$ порядков [18; 20]. Следовательно, в коллапсирующих ПЗО должны существовать процессы, замедляющие вращение облака в центре облака. Эту проблему принято называть «проблемой углового момента». Возможным решением данной проблемы является фрагментация коллапсирующего ПЗО на несколько звездных систем или околозвездных дисков. Однако расчеты показывают, что без дополнительных механизмов для переноса углового момента результирующие диски имеют размеры больше типичных размеров дисков, наблюдаемых вокруг молодых звездных объектов (например, [137]). Решение данной проблемы связанно с влиянием магнитного поля.

При совместном влиянии вмороженного магнитного поля и вращения в процессе коллапса происходит перенос углового момента альвеновскими волнами вдоль линий магнитного поля от центральных частей облака к его периферии. Наиболее эффективная потеря углового момента происходит в области тороидального магнитного поля, которая сформировалась за счет дифференциального вращения. Такой процесс называется магнитным торможением. Однако учет магнитного поля приводит ещё к двум проблемам в численном моделировании, которые будут рассмотрены далее.

Для решения проблемы углового момента важно исследовать эволюцию углового момента во всем ПЗО на всех этапах коллапса. Чен и Острайкер [138] в результате МГД моделирования волокна в объеме 1 пк^3 получили более

100 ядер. Анализ расчетов показал что отношение полного углового момента ядра к его массе пропорционален радиусу облака в степени 1.5 ($J/M \propto R^{1.5}$). Авторы делают вывод, что данная зависимость согласуется с наблюдаемыми данными [87; 114], и скорее всего говорит о наличии турбулентности внутри ядер.

Проблема магнитного потока

Воздействие магнитного поля на облако осуществляется через магнитное давление, которое обеспечивает поддержку против гравитации. Мерой магнитного поля является магнитный поток $\Phi = \pi R^2 B$, где R — радиус облака. Предполагая, что поле вморожено внутри ПЗО, то Φ будет сохраняться во время коллапса. Отношение магнитной энергии к гравитационной пропорционально отношению магнитного потока к массе облака: $\varepsilon_{\mathrm{m}} \propto R^3 B^2/(GM^2/R) \propto 1/G(\Phi/M)^2$.

В процессе коллапса силовые линии магнитного поля сжимаются к центру облака, образуя форму песочных часов. Вместе с силовыми линиями к центру облака сгущается магнитный поток, в связи с этим в численном моделировании существует «проблема магнитного потока». Эта проблема связана с тем, что если бы весь магнитный поток, пронизывающий коллапсирующее плотное ядро, сконцентрировался в молодом звездном объекте, напряженность магнитного поля звезды составила бы десятки миллионов гаусс, что более чем на три порядка выше, чем магнитное поле звезды(см. обзор [18]). Поэтому большая часть магнитного потока должна быть потеряна в процессе формирования звезд.

Решением проблемы магнитного потока является включение диссипативных эффектов, при которых магнитное поле больше не является вмороженным, и как следствие концентрация магнитного потока в центр облака ослабляется.

Проблема катастрофического магнитного торможения

Магнитное торможение может эффективно отводить угловой момент из ПЗО [139]. Оценка эффективности магнитного торможения для наблюдаемого магнитного поля, $\lambda \leqslant 2$ [54], сделанная Алленом и др. [21] и Галли и др. [22], показала, что магнитное торможение может быть чрезмерно эффективным и препятствовать образованию протозвездных дисков. Это так называемая проблема катастрофического магнитного торможение.

В работах Хеннебел и др. [17; 131] определено, что в случае расчетов коллапса ПЗО идеальной МГД при $\mu < 3$ центробежный диск не образуется из-за отвода углового момента. Джус и др. [140] показали, что $\mu \leqslant 10$ должно быть достаточно для подавления образования диска.

Решение этой проблемы, аналогично проблеме магнитного потока, заключается в механизмах ослабления магнитного потока облака, а именно: магнитной амбиполярной диффузии, омической диффузии, турбулентности и несовпадении направления магнитного поля с осью вращения (см. обзор [18]).

Увеличение угла между линиями магнитного поля и осью вращения ПЗО ведет к увеличению толщины псевдодиска, и соответствующему уменьшению эффективности магнитного торможения. Например, при перпендикулярном расположении осей образуется кеплеровский диск размером $150 - 200$ а.е. [131].

В работе Цукамото и др. [23] исследовали влияние диссипативных эффектов на разных эволюционных стадиях коллапса ПЗО. Получили, что диссипативные эффекты не работают на изотермической стадии коллапса, когда облако прозрачно к собственному тепловому излучению, поэтому на этой стадии магнитное торможение наиболее эффективно. Влияние амбиполярной диффузии преобладает над омической диффузией в стадии первого гидростатического ядра. Эффект Холла влияет на распределение углового момента в псевдодиске на аккреционных стадиях больше, чем омическая и амбиполярная диффузии.

В работе Лама и др. [133] в процессе коллапса ПЗО без учета амбиполярной диффузии и турбулентности кеплеровский диск не образовался. С учетом турбулентности образуется псевдодиск изогнутой формы. С учетом амбиполярной диффузии образуется кеплеровский диск радиусом 30 а.е.

На процесс потери магнитного потока влияет также размер пыли [141]. Эффективность магнитного торможения сильно зависит от геометрии магнитного поля [142]. Например, Маури и др. [53] показали, что искривление силовых линий магнитного поля приводят к более сильному магнитному торможению.

Для оценки магнитного поля в коллапсирующем ПЗО используется зависимость магнитной индукции от плотности, $B \propto \rho^k$. Показатель степени k изменяется в процессе коллапса. На изотермической стадии $k = 2/3$ и $k = 1/2$, что соответствует сферически-симметричному сжатию со слабым магнитным полем и магнитостатическому сжатию сплюснутых структур, соответственно. Например, в работе Мусковьес [143] зависимость магнитного поля от плотности в центре облака характеризуется показателем $k = [1/3; 1/2]$. Скотт и Блэк [12] определили, что вне зависимости от соотношения начальных энергий внутри центрального ядра индукция магнитного поля растет с плотностью с показателем степени $k = 1/2$.

После образования первого гидростатического ядра или при $n \geqslant 10^9$ см$^{-3}$ показатель $k = 2/5$, что указывает на влияние амбиполярной диффузии [130].

Из-за того, что разные коллективы авторов используют разные постановки задач и численные коды, пока не удалось определить относительную роль вышеупомянутых механизмов и определить условия формирования кеплеровских дисков. В этом смысле представляет интерес анализ внутренней структуры и характеристик крупномасштабных плоских структур образующихся на ранних стадиях коллапса.

1.3 Основные представления об этапах звездообразования

На основе вышесказанного можно описать общую картину коллапса ПЗО.

На рисунке 1.24 схематически отображены основные эволюционные этапы звездообразования. Звезды образуются в холодных ($T = 10$ K) газопылевых ядрах молекулярных облаков — ПЗО (рисунок 1.24а). Считается, что большинство ПЗО находятся в равновесном состоянии, когда сумма гравитационной, тепловой, магнитной и центробежной энергий равна нулю, $E_\mathrm{g} + E_\mathrm{t} + E_\mathrm{m} + E_\mathrm{w} = 0$. Под действием внешних индуцирующих процессов (взрыв сверхновой звезды, звездный ветер и т.д.), или внутренних процессов (затухание турбулентности,

уменьшение магнитного потока из-за амбиполярной диффузии и т.п.), равновесие ПЗО может быть нарушено. Когда сила гравитации становится больше суммы противодействующих сил, $\vec{F}_{\rm g} > \vec{F}_{\rm p}+\vec{F}_{\rm m}+\vec{F}_{\rm w}$, облако начинает сжимается под действием собственной гравитации – коллапсировать (рисунок 1.24b). Действие электромагнитной и центробежной сил приводит к замедлению сжатия вещества в направлениях, перпендикулярных линиям магнитного поля и оси вращения. Поэтому в процессе коллапса ПЗО принимает сплюснутую форму вдоль линий магнитного поля и оси вращения.

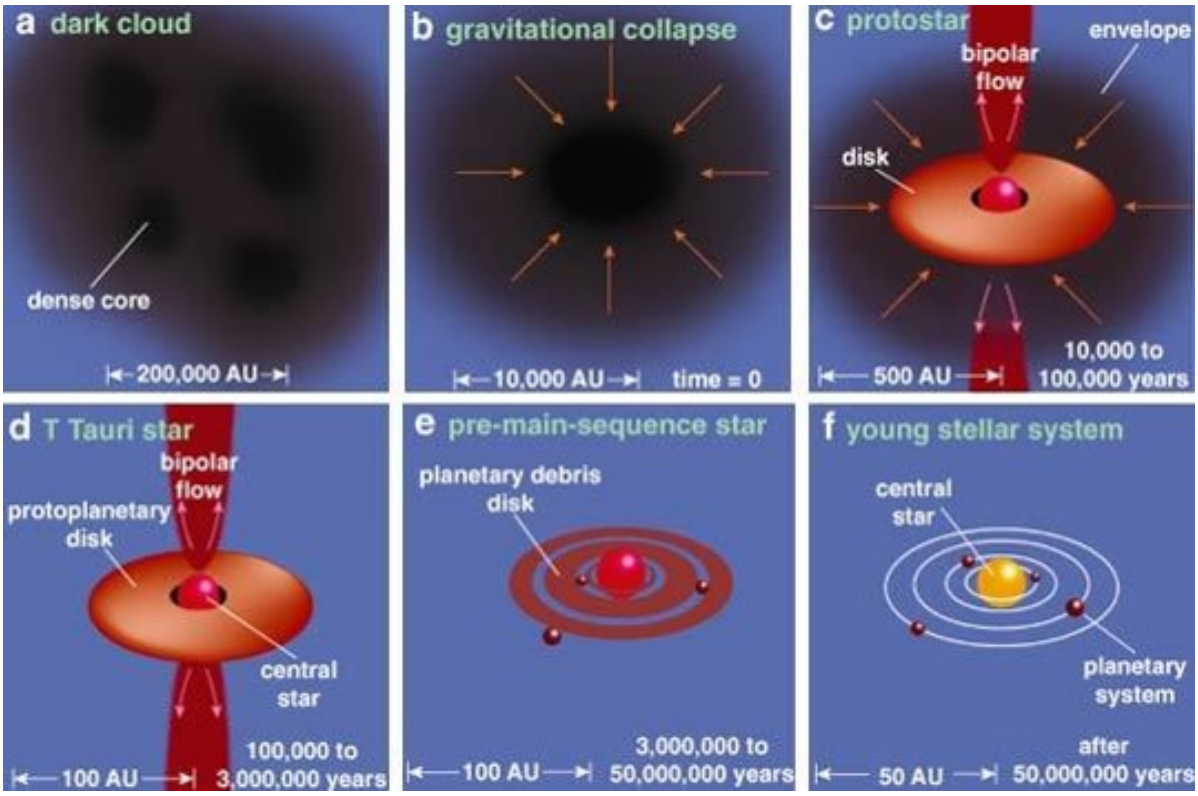

Рисунок 1.24 — Схематическое представление этапов звездообразования [101].

В зависимости от термодинамического состояния коллапсирующего ПЗО, в коллапсе можно выделить следующие стадии. Начальный этап характеризуется изотермическим сжатием одноатомного газа. На этой стадии облако прозрачно к собственному ИК-излучению, то есть его оптическая толщина $\tau < 1$. Сжатие газа сопровождается выделением тепловой энергии, избыток которой высвечивается. Температура ПЗО практически не меняется и соответствует начальному значению порядка 10 K (см. на рисунке 1.25 участок графика в области $\rho < 10^{-15}$ г см$^{-3}$). Давление газа, $p = nkT$, растет медленнее, чем сила гравитации, $F_{\rm g} = GM/R^2$. Сжатие будет продолжаться, пока градиент газового давления не сравняется с силой гравитации. При моделировании данной стадии

можно использовать уравнения состояния идеального газа с эффективным показателем адиабаты («Effective ratio of specific heats») $\gamma_{\text{eff}} = 1$. В обзорной работе Инуцки [20] данная стадия называется первым динамическим коллапсом («First Collapse»).

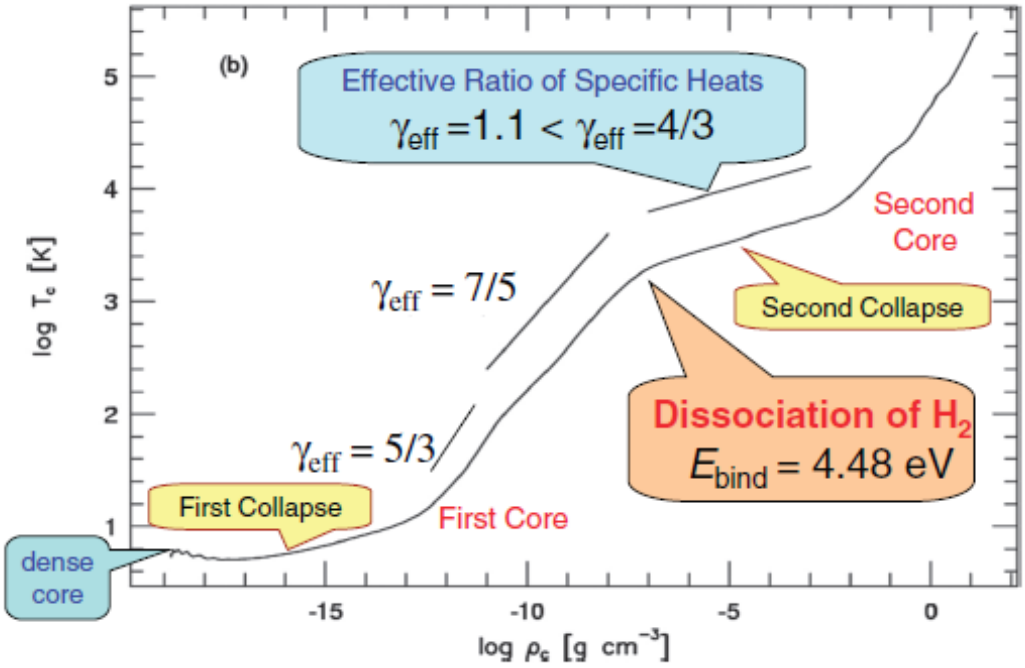

Рисунок 1.25 — Эволюция центральной температуры в зависимости от центральной плотности в коллапсирующем облаке [20].

В процессе изотермического коллапса/первого коллапса в центре облака увеличивается плотность, за счет чего увеличивается оптическая толщина, τ. По результатам численных и аналитических расчетов, которые подробно описаны в пункте 1.2, при достижении плотности 10^{-13} г см$^{-3}$ в центральной области образуется оптически толстое первое ядро («First core»), $\tau = 1$ [9]. Этот момент соответствует окончанию изотермической и началу адиабатической стадии коллапса. Длительность изотермического коллапса оценивается около миллиона лет.

В процессе адиабатического коллапса в оптически толстой центральной области облака ($\tau \geqslant 1$) энергия соударения частиц переходит в тепловую энергию, следовательно увеличиваются температура и давление газа. Из-за роста давления сумма противодействующих сил начинает уравновешивать силу гравитации. В результате в центре коллапсирующего ПЗО формируется квазигидростатическое первое ядро. Внутри первого ядра за счет низкой температуры у атомов не возбуждается вращательная степень свободы, поэтому на

данном этапе коллапса эффективный показатель адиабаты равен 5/3. Уплощенная оптически тонкая изотермическая оболочка продолжает падать на образовавшееся квазигидростатическое первое ядро, увеличивая его плотность и радиус. На границе ядра возникает ударный фронт, где падающее вещество внезапно останавливается. Увеличение плотности и температуры внутри первого ядра происходит медленно, но монотонно. При достижении плотности 10^{-10} г см$^{-3}$ и температуры порядка 100 K эффективный показатель адиабаты становится равным 7/5 [20; 84] (рисунок 1.25). После образования первого ядра магнитное поле вблизи него приводит к образованию слабых истечений, скорость которых увеличивается от 2 до 100 км/с [118].

Когда температура первого ядра увеличивается до ≈ 1000 K, внутри него начинается диссоциация молекулярного водорода, H_2, что увеличивает эффективность охлаждения газа. Давление в первом ядре ослабевает, гравитация снова начинает преобладать над суммой противодействующих сил. Это стадия называется вторым динамическим коллапсом («Second Collapse») [20].

В процессе второго коллапса плотность в центре первого ядра возрастает до звездных значений 1 г см$^{-3}$ и формируется второе гидростатическое ядро. Оставшееся оптически толстое вещество первого ядра под действием электромагнитной и центробежной сил приобретает сплюснутую форму и аккрецирует на второе ядро. Такой диск называют протозвездным или аккреционным диском. Предполагается, что данная эволюционная стадия соответствует наблюдаемым протозвездам класса 0 и выше.

Из-за влияния магнитного поля на ударном фронте второго ядра возникают быстрые струйные истечения — джеты. Скорость джетов может достигать 1000 км/с [118; 144]. На рисунке 1.26 показана схематически структура коллапсирующего ПЗО на стадии второго коллапса. Эта же стадия изображена на панели с рисунка 1.24.

В процессе эволюции протозвездный диск истощается за счет аккреции на протозвезду и становится протопланетным(см. рисунок 1.24d). Внутри протопланетного диска образуются планетезимали, которые увеличивают свою массу, «собирая» остатки вещества из диска. В итоге вокруг протозвезды формируется так называемый «осколочный» диск («planetary debris», рисунок 1.24e).

Когда протозвезда накопит большую часть ($> 90\%$) своей конечной массы главной последовательности и достигнет звездной температуры, она становится звездой до главной последовательности, которая эволюционирует примерно с

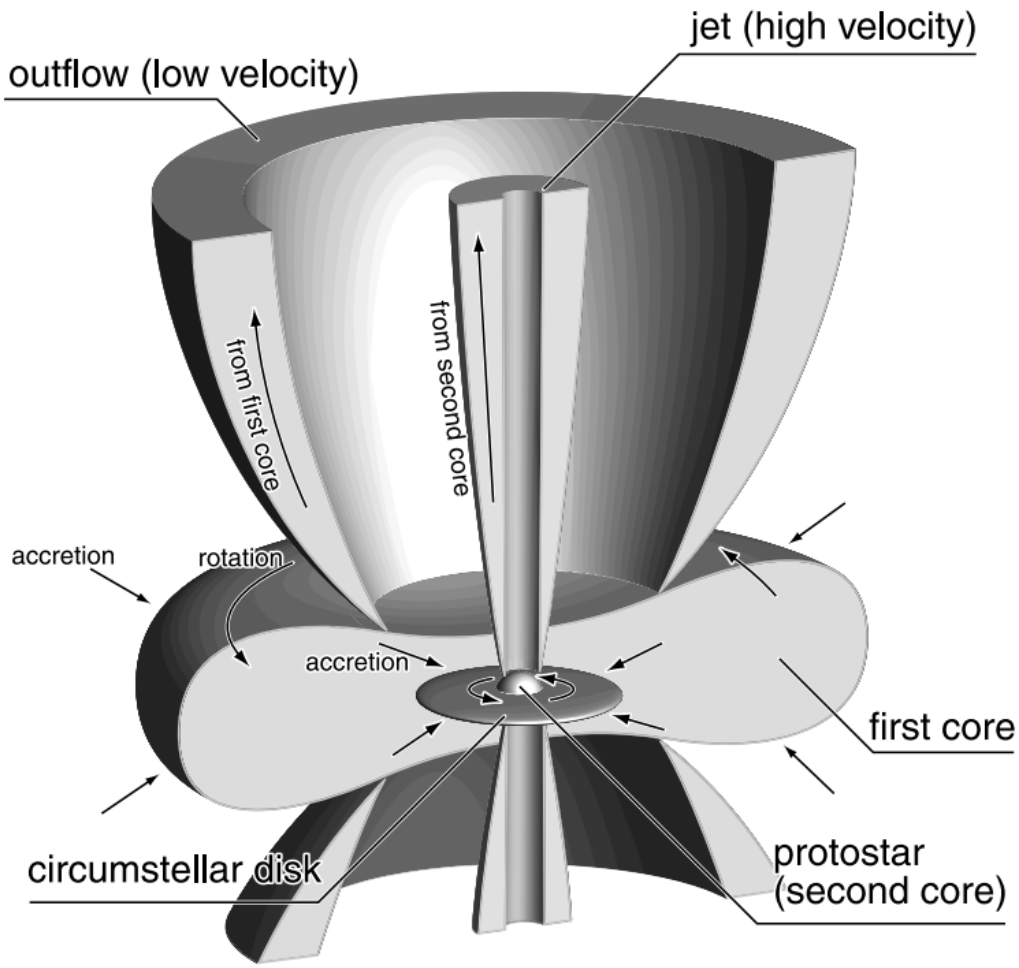

Рисунок 1.26 — Схематическое представление структуры коллапсирующего ПЗО на стадии второго коллапса. В центре находится протозвезда («protostar»), окруженная протозвездным диском, с быстрыми биполярными струйными истечениями («jet»). Вокруг них находится уплощенное первое ядро («first core»), от которого исходит медленное истечение («outflow»). Стрелками показаны направления движения вещества. Рисунок взят из работы [144].

фиксированной массой на шкале времени сжатия Кельвина-Гельмгольца [101; 145]. Таким образом формируется звезда с планетной системой 1.24f.

1.4 Выводы по главе 1

К настоящему времени накоплен большой наблюдательный и теоретический материал, касающийся процессов звездообразования. Анализ наблю-

дательных данных показывает, что звезды формируются в коллапсирующих газопылевых магнитных вращающихся ПЗО.

Предполагается, что в процессе гравитационного коллапса ПЗО эволюционируют в МЗО класса 0, на что указывают схожие характеристики ПЗО и оболочек МЗО, а так же, то что они находятся в одном родительском молекулярном облаке. Динамика эволюции коллапсирующих ПЗО в МЗО характеризуется образованием компактных дисков, погруженных в крупномасштабные уплощенные оболочки. Данный результат подтверждается численным моделированием.

Теоретические и численные исследования показывают, что в зависимости от термодинамического состояния коллапсирующего ПЗО, в коллапсе можно выделить следующие стадии. Начальная изотермическая стадия коллапса ПЗО имеет неоднородный характер с образованием центрального плотного гидростатического первого ядра. На следующих стадиях происходит аккреция вещества на первое ядро и далее на протозвезду из протозвездного диска.

Важную роль в процессах звездообразования играет магнитное поле. Численные расчеты показывают, что на начальных стадиях коллапса ПЗО магнитное поле является вмороженным, то есть линии магнитного поля сгущаются к центру облака в процессе сжатия вещества. Геометрия магнитного поля на этой стадии принимает форму песочных часов, а коллапсирующее ПЗО становится сплюснутым вдоль магнитных линий. Эта общая теоретическая картина согласуется с современными наблюдательными данными. При детальном сравнении результатов численного моделирования коллапса ПЗО и характеристик наблюдаемых ПЗО и МЗО возникают проблемы углового момента, магнитного потока и катастрофического магнитного торможения. Основными сложностями в решении данных проблем является большой разброс возможных начальных характеристик облака, с одной стороны, и необходимость самосогласованного учета различных МГД-эффектов, с другой стороны.

Таким образом, анализ современного состояния исследований процессов звездообразования показывает, что для определения условий образований протозвездных дисков и исследования их эволюцией необходимо детальное численное МГД-моделирование начальных стадий коллапса для широкого диапазона начальных параметров.

Глава 2. Иерархичиская структура протозвездного облака на изотермической стадии коллапса

2.1 Постановка задачи и параметры расчетов

Исходя из наблюдательных данных ПЗО, приведенных в предыдущей главе, используем модель однородного сферически-симметричного ПЗО. В начальный момент времени граница ПЗО представляет собой контактный разрыв с межзвездной средой. Облако вращается твердотельно с угловой скоростью Ω_0 и пронизано однородным магнитным полем с интенсивностью B_0 (см. рисунок 2.1). Будем рассматривать облака солнечных масс, $M_0 = 1\,M_\odot$, и промежуточных масс, $M_0 = 10 M_\odot$, с соответствующей начальной температурой, $T = 10$ и 20 K. Состояние облака характеризуется тремя безразмерными параметрами, которые являются отношением тепловой, магнитной и вращательной энергий к модулю гравитационной энергии: $\varepsilon_{\rm t}$, $\varepsilon_{\rm m}$ и $\varepsilon_{\rm w}$, соответственно. Зная начальные массу, температуру и три указанных безразмерных параметра, можно определить начальные концентрацию n_0, радиус R_0, индукцию магнитного поля B_0 и угловую скорость Ω_0 облака [24]:

$$R_0 = 7.1 \cdot 10^{-2} \varepsilon_{\rm t} \left(\frac{M_0}{1\,M_\odot}\right) \left(\frac{T_0}{10\,K}\right)^{-1} \text{пк}, \tag{2.1}$$

$$\rho_0 = 4.3 \cdot 10^{-20} \varepsilon_{\rm t}^{-3} \left(\frac{M_0}{1\,M_\odot}\right)^{-2} \left(\frac{T_0}{10\,K}\right)^{3} \text{г} \cdot \text{см}^{-3}, \tag{2.2}$$

$$B_0 = 1.2 \cdot 10^{-4} \varepsilon_{\rm t}^{-2} \varepsilon_{\rm m}^{1/2} \left(\frac{M_0}{1\,M_\odot}\right)^{-1} \left(\frac{T_0}{10\,K}\right)^{2} \text{Гс}, \tag{2.3}$$

$$\Omega_0 = 7.5 \cdot 10^{-13} \varepsilon_{\rm t}^{-3/2} \varepsilon_{\rm w}^{1/2} \left(\frac{M_0}{1\,M_\odot}\right)^{-1} \left(\frac{T_0}{10\,K}\right)^{3/2} \text{с}^{-1}. \tag{2.4}$$

Исследуем коллапс ПЗО, используя начальные параметры в следующих пределах: $0.1 \leqslant \varepsilon_{\rm t} \leqslant 0.9$, $0 \leqslant \varepsilon_{\rm m} \leqslant 0.7$ и $0 \leqslant \varepsilon_{\rm w} \leqslant 0.05$, что соответствует начальной концентрации в диапазоне $10^3 \leqslant n_0 \leqslant 10^6$ см$^{-3}$, начальной индукции магнитного поля $0 \leqslant B_0 \leqslant 10^{-4}$ Гс и угловой скорости $0 \leqslant \Omega_0 \leqslant 10^{-13}$ с$^{-1}$ (см. таблицу 2).

При анализе коллапса магнитного вращающегося ПЗО необходимо учесть замедление коллапса тепловым давлением, электромагнитной и центробежной

силами. Для этого следует использовать соответствующий временной масштаб – характерное время коллапса:

$$t_{\mathrm{fmw}} = t_{\mathrm{ff}}(1 - \varepsilon_{\mathrm{m}} - \varepsilon_{\mathrm{w}})^{-1/2}, \tag{2.5}$$

где t_{ff} — время свободного падения (см. [15]). Значения t_{fmw} для каждого расчета показаны в таблице 2 в 11-ом столбце.

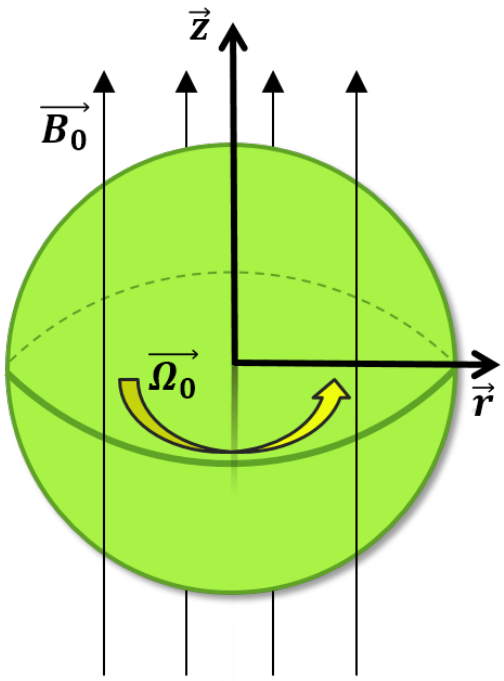

Рисунок 2.1 — Схематическое представление однородного ПЗО.

Таблица 2 — Начальные характеристики однородного ПЗО.

№	ε_{t}	n_0 см$^{-3}$	R_0 пк	ε_{m}	λ^*	B_0 Гс	ε_{w}	Ω_0 с$^{-1}$	t_{ff} млн.лет	t_{fmw} млн.лет
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
10 $M_\odot$, 20 K										
1	0.3	$4.00 \cdot 10^4$	0.1	0.0	-	-	0.0	-	0.170	0.170
2							0.001	$1.2 \cdot 10^{-14}$		0.170
3							0.005	$2.6 \cdot 10^{-14}$		0.170
4							0.01	$3.9 \cdot 10^{-14}$		0.171
5							0.04	$7.2 \cdot 10^{-14}$		0.173
6				0.01	5.8	$1.1 \cdot 10^{-5}$	0.0	-		0.171
7							0.01	$3.9 \cdot 10^{-14}$		0.172
8							0.04	$7.2 \cdot 10^{-14}$		0.175

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
9				0.2	1.4	$4.7 \cdot 10^{-5}$	0.0	-		0.193
10							0.01	$3.9 \cdot 10^{-14}$		0.195
11							0.04	$7.2 \cdot 10^{-14}$		0.198
12				0.6	0.83	$7.6 \cdot 10^{-5}$	0.0	-		0.269
13							0.01	$3.9 \cdot 10^{-14}$		0.273
14							0.04	$7.2 \cdot 10^{-14}$		0.283
15	0.7	$2.40 \cdot 10^{3}$	0.26	0.0	-	-	0.01	$9.8 \cdot 10^{-15}$	0.694	0.698
16				0.2	1.4	$7.3 \cdot 10^{-5}$	0.0	-		0.788
17							0.01	$3.9 \cdot 10^{-14}$		0.794
18		$2.70 \cdot 10^{3}$	0.25				0.04	$7.2 \cdot 10^{-14}$	0.654	0.763
19	0.9	$1.16 \cdot 10^{3}$	0.33	0.0	-	-	0.01	$6.7 \cdot 10^{-15}$	0.998	1.004
$1\ M_{\odot}, 20$ K										
20	0.3	$2.00 \cdot 10^{6}$	0.014	0.0	-	-	0.0	-	0.024	0.024
21							0.005	$1.8 \cdot 10^{-13}$		0.024
22							0.01	$2.8 \cdot 10^{-13}$		0.024
23							0.03	$4.4 \cdot 10^{-13}$		0.024
24							0.05	$5.7 \cdot 10^{-13}$		0.025
25				0.001	19.5	$2.3 \cdot 10^{-5}$	0.0	-		0.024
26				0.01	5.9	$7.7 \cdot 10^{-5}$	0.0	-		0.024
27							0.01	$2.8 \cdot 10^{-13}$		0.024
28							0.03	$4.4 \cdot 10^{-13}$		0.025
29							0.05	$5.7 \cdot 10^{-13}$		0.025
30				0.05	2.8	$1.6 \cdot 10^{-4}$	0.0	-		0.025
31							0.01	$2.8 \cdot 10^{-13}$		0.025
32							0.03	$4.4 \cdot 10^{-13}$		0.025
33							0.05	$5.7 \cdot 10^{-13}$		0.025
34				0.1	1.9	$2.3 \cdot 10^{-4}$	0.0	-		0.025
35							0.01	$2.8 \cdot 10^{-13}$		0.026
36							0.03	$4.4 \cdot 10^{-13}$		0.026
37							0.05	$5.7 \cdot 10^{-13}$		0.026
38				0.2	1.4	$3.2 \cdot 10^{-4}$	0.0	-		0.027
39							0.01	$2.8 \cdot 10^{-13}$		0.027
40							0.03	$4.4 \cdot 10^{-13}$		0.028
41							0.05	$5.7 \cdot 10^{-13}$		0.028
42				0.4	1.0	$4.4 \cdot 10^{-4}$	0.0	-		0.031
43							0.01	$2.8 \cdot 10^{-13}$		0.032
44							0.03	$4.4 \cdot 10^{-13}$		0.032
45							0.05	$5.7 \cdot 10^{-13}$		0.033
46				0.5	0.91	$4.9 \cdot 10^{-4}$	0.0	-		0.034
47				0.6	0.83	$5.4 \cdot 10^{-4}$	0.0	-		0.038
48							0.03	$4.4 \cdot 10^{-13}$		0.040

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
49				0.7	0.77	$5.8 \cdot 10^{-4}$	0.0	-		0.044
50							0.01	$2.8 \cdot 10^{-13}$		0.045
51	0.7	$2.17 \cdot 10^{5}$	0.027	0.2	1.4	$6.6 \cdot 10^{-5}$	0.0	-	0.073	0.083
52							0.03	$1.5 \cdot 10^{-13}$		0.084
53	0.9	$1.16 \cdot 10^{5}$	0.033	0.0	-	-	0.03	$1.1 \cdot 10^{-13}$	0.099	0.101
54							0.05	$1.4 \cdot 10^{-13}$		0.102

Будем исследовать коллапс ПЗО на основе решения системы уравнений гравитационной МГД в приближении вмороженного магнитного поля [A2]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \tag{2.6}$$

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla P - \rho \nabla \Phi + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \tag{2.7}$$

$$\rho \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon \right] + P \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \tag{2.8}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \tag{2.9}$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho, \tag{2.10}$$

$$P = (\gamma - 1) \varepsilon \rho, \tag{2.11}$$

где Φ — гравитационный потенциал, ε — удельная внутренняя энергия газа, γ — показатель адиабаты. Все остальные величины записаны в стандартных физических обозначениях. Приближение идеальной МГД справедливо для рассматриваемых начальных стадий коллапса, когда плотность увеличивается не более чем на 4–5 порядков по сравнению с начальной и не превышает 10^{12} см$^{-3}$ (см., пр., [146]). 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 $\gamma \to \gamma_{\text{eff}} = 1.001$.

Будем использовать цилиндрическую систему координат: $\mathbf{r} = (r, \varphi, z)$, $\mathbf{v} = (v_r, v_\varphi, v_z)$, $\mathbf{B} = (B_r, B_\varphi, B_z)$. 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. [25].

Для численного моделирования коллапса ПЗО используем МГД-код Enlil на адаптивной подвижной сетке [24; 25; 127; 147]. Система уравнений модели решается в безразмерном виде. В качестве масштабов плотности и координат принимаются, соответственно, начальная плотность ρ_0 и радиус R_0 облака. Время измеряется в единицах $t_0 = 1/\sqrt{4\pi G\rho_0}$. Масштабы скорости, 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, имеющий 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 $N_r \times N_z = 150 \times 150$. Динамически адаптивная сетка сгущается к центру с заданным характерным временем по экспоненциальному закону. Для определения оптимальных параметров сгущения, была выполнена серия расчетов, анализ которых приведен в приложении 4.4.

Расчет коллапса ПЗО осуществляется до образования непрозрачной области в центре облака. Оптическая толщина по отношению к собственному тепловому излучению рассчитывается для постоянной средней непрозрачности пыли с характерным значением $\kappa = 0.1$ см^2 г$^{-1}$ (см., пр., [148]).

Далее в разделе 2.2 детально исследована эволюция коллапсирующего магнитного ПЗО с типичными параметрами с целью описания общей картины коллапса магнитного ПЗО на изотермической стадии. Влияние вращения на структуру коллапсирующего магнитного ПЗО на изотермической стадии описано в разделе 2.3. В разделе 2.4 исследуются характеристики коллапсирущего ПЗО в зависимости от начальных параметров облака.

2.2 Общая картина коллапса магнитного протозвездных облаков

Рассмотрим коллапс магнитного невращающегося ПЗО с массой $10\,M_\odot$ и температурой $20\,K$ при начальных параметрах $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$, $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ и $\varepsilon_{\rm w} = 0$ (расчет №9 из таблицы 2). Значение теплового параметра взято для случая, когда волна разрежения достигает центра облака за время свободного падения [125; 126]. Значение магнитного параметра соответствуют средним значениям по наблюдаемым данным (таблица 1). Начальный радиус, концентрация и индукция магнитного поля равны $R_0 = 0.1$ пк, $n_0 = 4 \cdot 10^4$ см$^{-3}$, $B_0 = 4.7 \cdot 10^{-5}$ Гс, соответственно. Для принятых параметров $t_{\rm ff} = 0.170$ млн лет, $t_{\rm fmw} = 0.193$ млн лет. С учетом того, что облако находится в равновесии по давлению с окружающей средой, внешняя плотность, $\rho_{\rm ext}$, в 100 раз меньше ρ_0, а температура окружающей среды, $T_{\rm ext}$, соответственно, в 10 раз больше, чем в облаке.

На рисунке 2.2 показано двумерное распределение плотности ПЗО в разные моменты времени. Рисунок 2.2а соответствует начальному моменту времени, когда облако однородно. Граница облака (голубая линия) определяется по контактному разрыву. В дальнейшем облако коллапсирует и линии магнитного поля стягиваются к центру облака (панель б). Рисунок 2.2в демонстрирует, что в конечный момент времени облако приобретает сплюснутую форму с малой полуосью, направленной вдоль начального магнитного поля $\mathbf{B}_0$. Большая и малая полуоси сплюснутого облака равны $R_{\rm env} \approx 0.78\,R_0 \approx 0.078$ пк и $Z_{\rm env} \approx 0.5\,R_0 \approx 0.050$ пк, соответственно. Степень сплюснутости облака $\varepsilon_{\rm env} = Z_{\rm env}/R_{\rm env} \approx 0.70$. Магнитное поле во внешней части оболочки облака, $r > (0.2 - 0.3)\,R_0$, имеет квазирадиальную геометрию, $B_r \sim B_z$.

Согласно рисунку 2.2г внутри сплюснутой оболочки образовался геометрически тонкий диск. Распределение стрелок полоидальных скоростей указывает на то, что быстрое и практически вертикальное падение газа в оболочке превращается в медленное почти радиальное движение внутри диска, то есть внутри диска возникает квазимагнитостатическое равновесие. Будем далее такие диски называть **первичными дисками**. Граница первичного диска определяется по переходу от вертикального почти свободного падения вещества к магнитостатическому равновесию, характеризуемому $v_z \approx 0$. Определенная таким образом граница первичного диска обозначена на рисунке 2.2 зеленой линией. Первич-

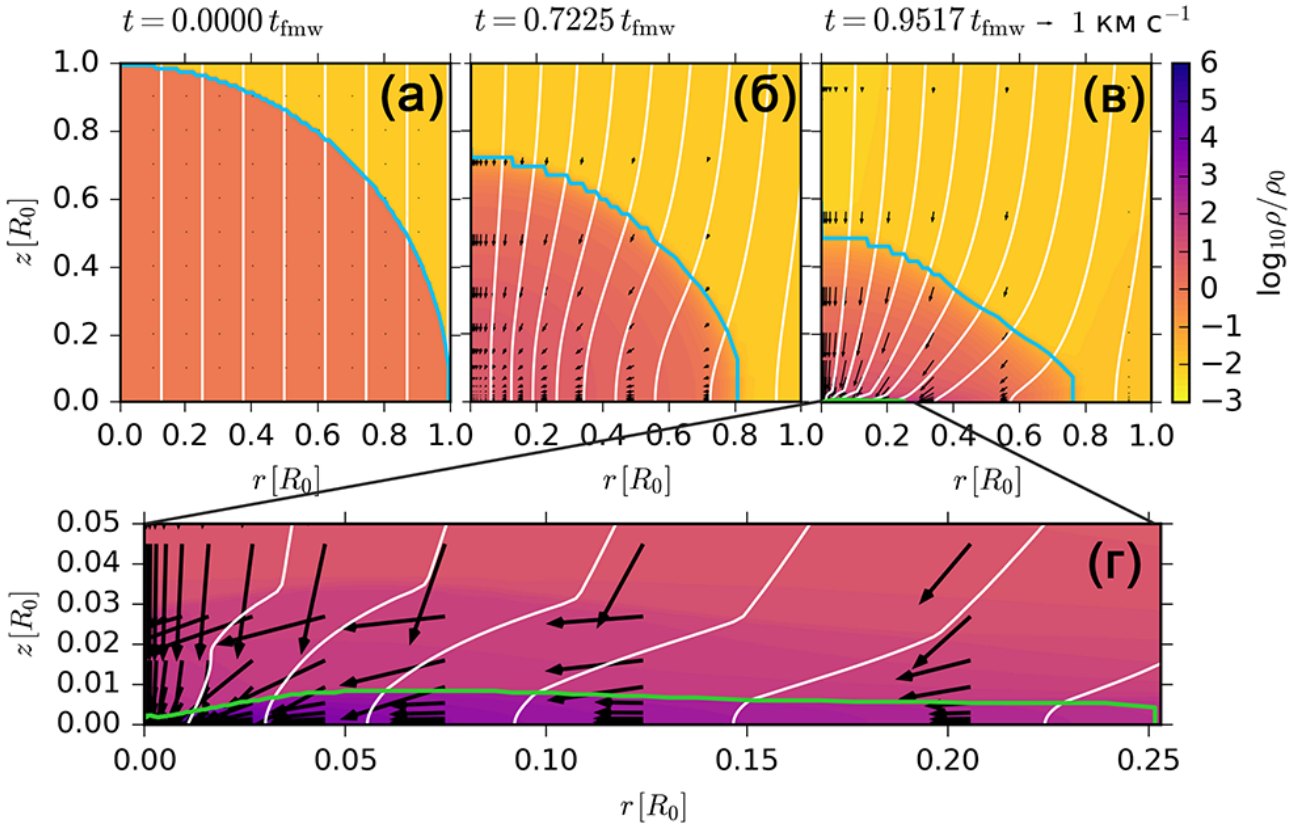

Рисунок 2.2 — Двумерная структура коллапсирующего ПЗО при $t = 0.0\,t_{\rm fmw}$ (панель а), $t = 0.722\,t_{\rm fmw}$ (панель б) и $t = 0.957\,t_{\rm fmw}$ (панели в, г) для расчета с $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$, $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$. Цветовая заливка показывает распределение десятичного логарифма безразмерной плотности, стрелки показывают поле скоростей, белые линии — линии полоидального магнитного поля. Панель г: увеличенная область $(r \times z) = (0.25 \times 0.05\,R_0)$. Голубая линия показывает границу облака, зеленая линия — границу первичного диска.

ный диск имеет радиус $R_{\rm pd} \approx 0.25\,R_0 \approx 4500$ а.е. и максимальную полутолщину $\approx 0.009\,R_0 \approx 180$ а.е. Полутолщина первичного диска минимальна вдоль оси вращения, $Z_{\rm pd} \approx 0.002\,R_0 \approx 40$ 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 рисунке 2.3б).

На рисунке 2.2г 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 (см. подробное обсуждение далее).

В момент времени $t = 0.957\ t_{\rm fmw}$ плотность в центре облака составляет $4.3 \cdot 10^{-14}$ г см$^{-3}$ или $5.9 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$. Дальнейшая эволюция системы приве-

дет к образованию почти сферического непрозрачного гидростатического ядра с $\gamma_{\rm eff} = 5/3$. Процесс формирования первого ядра и последующей эволюции коллапсирующего ПЗО подробно исследован в главе 3.

Проанализируем профили плотности и скорости, чтобы исследовать динамику коллапса ПЗО. На рисунке 2.3 показаны профили плотности и компонент 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 и соответствует рисунку 2.2а. Начальная динамика коллапсирующего магнитного облака характеризуется распространением быстрой МГД-волны разрежения от границы облака к его центру [125]. Фронт этой волны делит облако на однородную центральную область и неоднородную оболочку. Например, линия 2 на рисунке 2.3а показывает волну разрежения в области $(r, z) > 0.1\,R_0$. Этот же момент времени показан ан рисунке 2.2б. 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 [9].

К моменту времени $t = 0.9087\,t_{\rm fmw}$ (линии 4 на рисунке 2.3), плотность в центре облака увеличивается до $\sim 4 \cdot 10^{-16}$ г см$^{-3}$, то есть 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 $z = Z_{\rm pd} \approx 3 \cdot 10^{-3}\,R_0 \approx 60$ 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 $t > 0.9087\,t_{\rm fmw}$ (линии 5 – 7 на рисунке 2.3), наблюдается еще один скачок в профилях $\rho(z)$ над первичным диском, $z \approx (0.01 - 0.03)\,R_0 \approx (200 - 600)$ 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 [15]. Отраженная быстрая магнитозвуковая волна выходит из первичного диска в оболочку, укручается и превращается в ударную волну. При переходе через

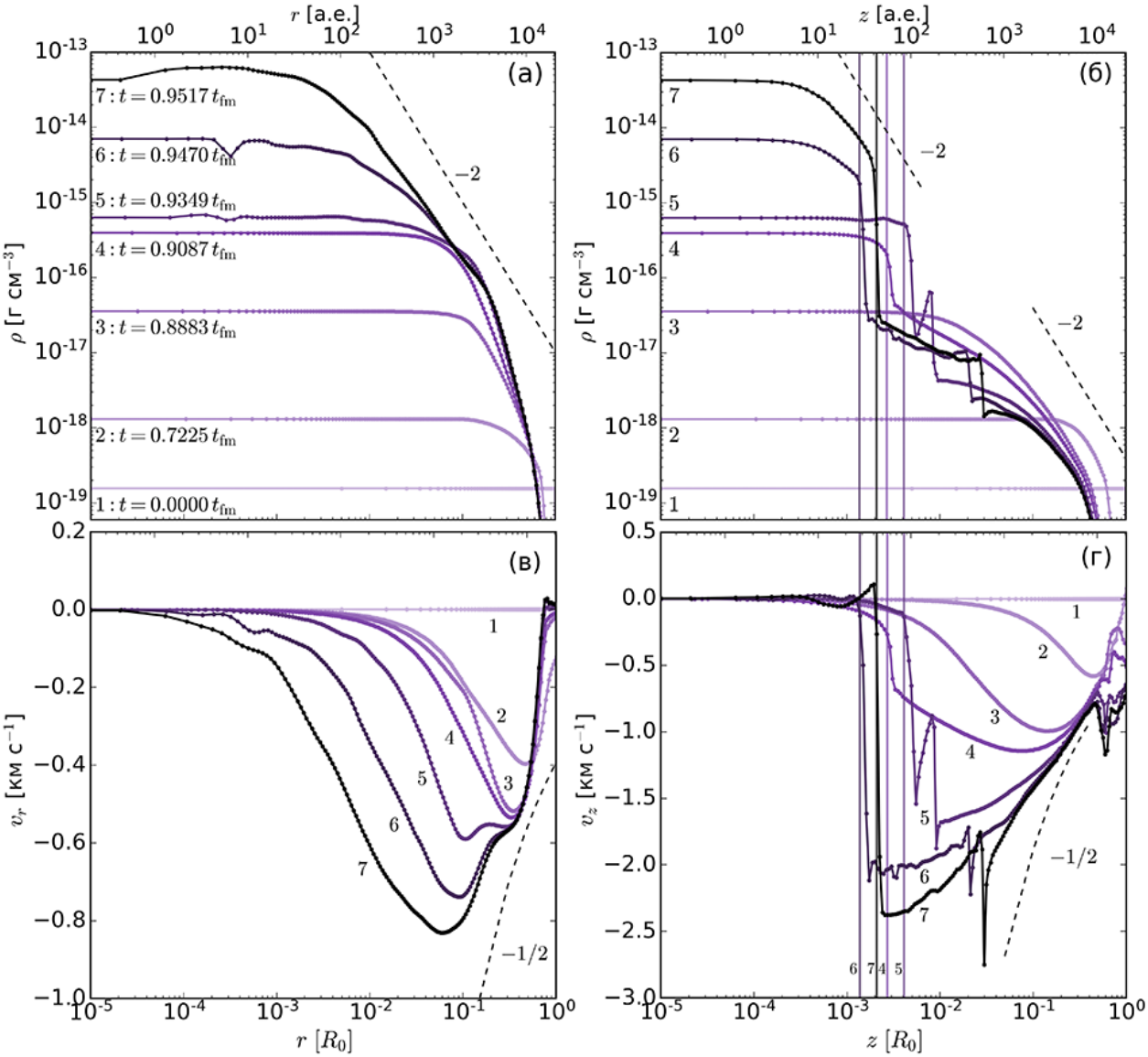

Рисунок 2.3 — Панели а и в: профили плотности и радиальной скорости вдоль экваториальной плоскости в несколько моментов времени в расчете с $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$, $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ и $\varepsilon_{\rm w} = 0$. Панели б и г: соответствующие профили плотности и вертикальной скорости вдоль оси z. Штриховые линии с цифрами показывают характерные наклоны. Соответствующие вертикальные линии показывают полутолщину первичного диска.

фронт ударной волны газ сжимается на порядок по плотности. К моменту времени $t = 0.9517\,t_{\rm fmw}$, плотность в центре облака вырастает до $4.3{\cdot}10^{-14}$ г см$^{-3}$, то есть почти на 5 порядков по сравнению с начальным значением. Распространение МГД-ударной волны можно отследить по изменению геометрии магнитного поля и полю скоростей (см. рисунок 2.2г).

Рисунок 2.3б показывает, что вертикальный профиль плотности над фронтом МГД-ударной волны, $z > 0.05\,R_0 \approx 1000$ 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 рисунке 2.3в (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 рисунков 2.3в и 2.3г. Например, в момент времени $t = 0.8883\, t_{\rm fmw}$ (линия 3) максимальная радиальная скорость составляет (-0.5) км с$^{-1}$ при $r \approx 0.3\, R_0 \approx 0.03$ пк, а максимальная вертикальная скорость составляет (-1.1) км с$^{-1}$ на $z \approx 0.1\, R_0 \approx 0.01$ пк. Картина качественно меняется при $t > 0.91\, t_{\rm fmw}$ (линии 4 – 7). Коллапс в радиальном направлении становится медленнее, чем в начале, с максимальной скоростью $v_r \approx 0.3 - 0.5$ км с$^{-1}$ близкой к скорости звука $v_{\rm s} = 0.27$ км с$^{-1}$. Коллапс в z-направлении характеризуется очень быстрым падением со скоростью до 2.5 км с$^{-1}$ в оболочке облака, $z > Z_{\rm pd}$, и квазимагнитостатическим равновесием, $v_z \approx 0$, в области $z \leqslant Z_{\rm pd} \approx 60$ а.е. Равновесие устанавливается приблизительно при $t = 0.9087\, t_{\rm fmw}$ (линия 4). Область резкого торможения газа соответствует вертикальной границе первичного диска, которая также видна и на профилях плотности на рисунке 2.3б. Тот факт, что газ падает на диск со сверхзвуковой скоростью, означает, что граница первичного диска представляет собой ударный фронт. Резкие пики скорости при $z \approx 0.01\, R_0 \approx 200$ а.е. (линия 5 на рисунке 2.3г), $0.02\, R_0 \approx 400$ а.е. (линия 6) и $0.02\, R_0 \approx 600$ а.е. (линия 7) соответствуют фронту быстрой МГД-ударной волне, распространяющейся за пределы диска. Самая внешняя часть облака, $(r, z) > 0.1\, R_0$, характеризуется профилем скорости свободного падения $v \propto r^{-1/2}$. Подобные ударные волны ранее также были обнаружены в работе Томисаки [16].

На рисунке 2.4а изображены радиальные профили $B_z(z = 0)$ в те же моменты времени, что и на рисунке 2.3. Рисунок 2.4а показывает, что индукция магнитного поля монотонно увеличивается от начального значения $4.7 \cdot 10^{-5}$ Гс 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

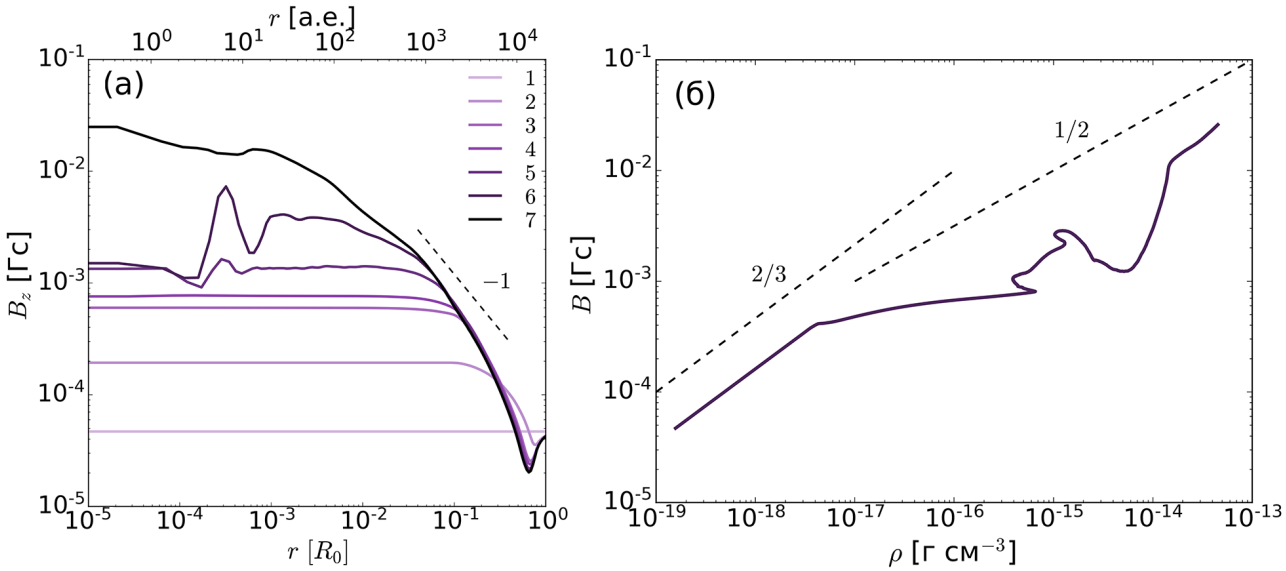

Рисунок 2.4 — Панель а: радиальные профили $B_z(z = 0)$ в те же моменты времени, что на рисунке 2.3. Панель б: Зависимость интенсивности магнитного поля от плотности газа в центре облака. Штриховыми линиями с цифрами показаны характерные наклоны профилей.

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 [12] и [149].

Зависимость интенсивности магнитного поля от плотности газа в центре облака изображена на рисунке 2.4б. Зависимость является степенной, $B \propto \rho_{\rm B}^k$, с $k_{\rm B} = 2/3$ на самой ранней стадии коллапса, $\rho_{\rm c} < 3{\cdot}10^{-18}$ 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 рисунках 2.3 и 2.4а. Зависимость становится почти плоской, $B \approx$ const, то есть интенсивность магнитного поля практически не меняется, в диапазоне плотностей $3 \cdot 10^{-18} < \rho_{\rm c} < 5 \cdot 10^{-16}$ 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 рисунках 2.3в и 2.3г). Немонотонное поведение зависимости $B_{\rm c}(\rho_{\rm c})$ при $\rho_{\rm c} \sim (10^{-15} - 10^{-14})$ г см$^{-3}$ вызвано кратковременными эпизодами «отскока» после фокусировки волны разрежения в центре облака и ее последующего отражения. После формиро-

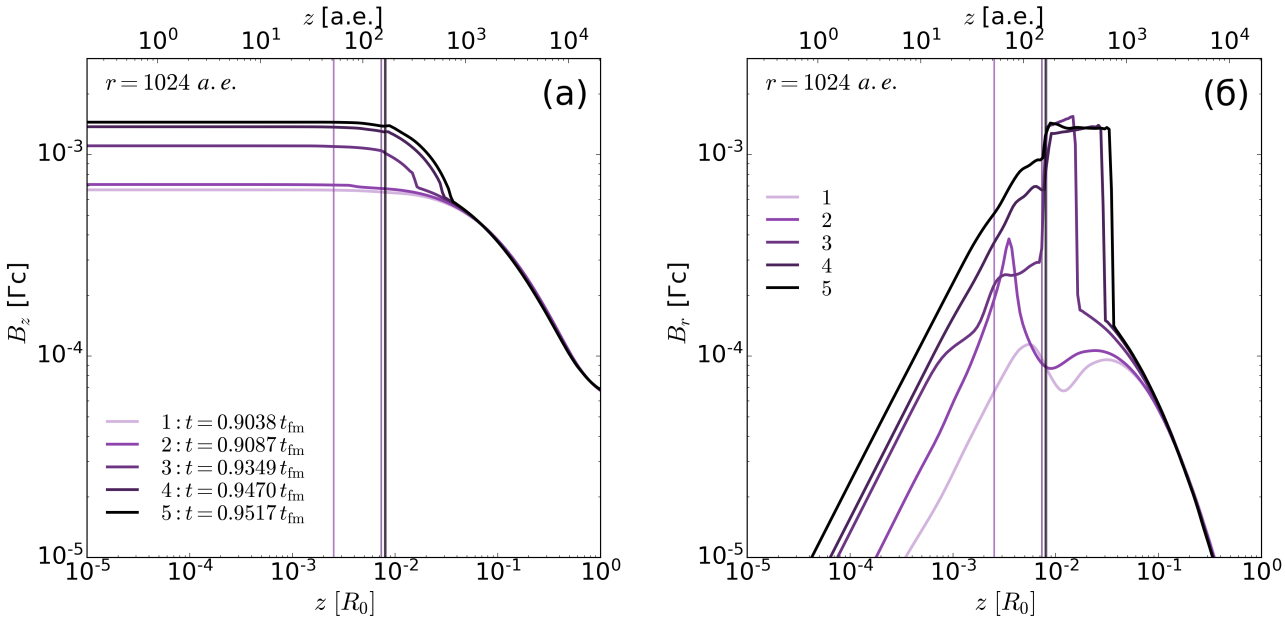

Рисунок 2.5 — Панель а: вертикальные профили B_z на $r = 0.05\,R_0 \approx 1000$ а.е. в несколько моментов времени. Панель б: соответствующие профили B_r. Линии «2–5» соответствуют строкам 1–4 в таблице 3.

вания 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.

На рисунке 2.5 показаны вертикальные профили B_z и B_r на расстоянии $r = 0.05\,R_0 \approx 1000$ а.е. в несколько моментов времени после формирования первичного диска. Рисунок 2.5а показывает, что интенсивность B_z максимальна и увеличивается со временем внутри первичного диска от 6×10^{-4} Гс при $t = 0.9038\,t_{fmw}$ до 1.5×10^{-3} Гс при $t = 0.9517\,t_{fmw}$. Магнитное поле остается однородным, $B_z \sim$ 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 скоростей на рисунках 2.2б и 2.2в), и комбинация радиального и вертикального падения вызывает уменьшение B_z с высотой z.

Согласно рисунку 2.5б, радиальное магнитное поле имеет локальный максимум около границы первичного диска до того, как из диска выйдет быстрая МГД-волна. Например, $B_r(z = 80\,\text{а.е.}) \approx 2.5 \times 10^{-4}$ Гс при $t = 0.9038\,t_{fmw}$ (линия 1). Компонента B_r максимальна вблизи поверхности диска потому, что эта область характеризуется максимальной скоростью радиального движения (см. рисунок 2.2б) и, следовательно, наиболее эффективной генерацией

B_r. МГД-ударная волна формируется на границе первичного диска при $t \approx 0.9087\, t_{\rm fmw}$ (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. рисунки 2.3б и 2.5б), то есть эта волна является быстрой МГД-ударной волной. Таким образом, магнитное поле приобретает квазирадиальную геометрию, $B_r \sim B_z$, в области между поверхностью диска и фронтом ударной волны в процессе ее распространения в оболочке диска $z > (50 - 200)$ а.е. (линии 3 – 5). Эта область со временем увеличивается в размерах.

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 увеличивается, 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 квазимагнитостатической равновесной структуры. Равновесие устанавливается благодаря балансу между гравитацией ($g_z \sim \rho GMH/r^3$, где H — шкала высоты), давлением газа ($\partial P/\partial z \sim \rho c_{\rm T}^2/H$, где $c_{\rm T}$ — 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. рисунок 2.4б). Таким образом, формирование квазимагнитостатического первичного диска на изотермической стадии является естественным и неизбежным следствием коллапса магнитного ПЗО.

В таблице 3 представлены характеристики первичного диска и его оболочки в расчете с $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$, $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ для нескольких моментов времени. В таблице указаны время формирования (столбец 2), радиус (столбец 3), максимальная полутолщина (столбец 4), степень сплюснутости, равная отношению

Таблица 3 — Зависимость характеристик оболочки облака и первичного диска от времени в расчете с начальными параметрами $\varepsilon_t = 0.3$, $\varepsilon_m = 0.2$.

№	t_{pd} [t_{fmw}]	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	$3.95 \cdot 10^{-16}$	$7.59 \cdot 10^{-4}$
2	0.935	3780	170	0.045	0.28	0.66	$6.33 \cdot 10^{-16}$	$7.99 \cdot 10^{-4}$
3	0.947	4280	170	0.040	0.36	0.56	$7.04 \cdot 10^{-15}$	$1.50 \cdot 10^{-3}$
4	0.952	4460	180	0.040	0.38	0.53	$4.31 \cdot 10^{-14}$	$2.60 \cdot 10^{-2}$

максимальной полутолщины к радиусу, $\varepsilon_{pd} = Z_{pd}/R_{pd}$ (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 рисунке 2.3. Таблица 3 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 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, $r \approx 40 - 50$ а.е., чем на его периферии, $r \approx 200$ 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.

2.3 Эволюция углового момента в иерархической структуре магнитного протозвездного облака

В предыдущем разделе было показано, что в процессе изотермического коллапса магнитное невращающееся ПЗО приобретает иерархическую структуру, состоящую из сплюснутой оболочки и квазимагнитостатического первичного диска. В данном разделе будет исследована иерархическая структура вращающегося магнитного ПЗО. Особое внимание будет уделено влиянию магнитного поля на распределение углового момента в облаке. Для этого проведем сравнение двух расчетов без магнитного поля и с магнитным полем с одинаковыми $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$ и $\varepsilon_{\rm w} = 0.01$. Для расчета без магнитного поля примем $\varepsilon_{\rm m} = 0$ (I, расчет №2 из таблицы 2), для расчета с магнитным полем используем типичное значение магнитного параметра, $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ (II, см. раздел 2.2). При массе 10 $M_\odot$ и температуре 20 K начальные характеристики ПЗО равны $R_0 = 0.1$ пк, $n_0 = 4 \cdot 10^4$ см$^{-3}$, $B_0 = 4.7 \cdot 10^{-5}$ Гс и $\Omega_0 = 3.9 \cdot 10^{-14}$ с$^{-1}$. Для принятых параметров $t_{\rm ff} = 0.170$ млн лет и $t_{\rm fmw} = 0.170 - 0.195$ млн лет.

Рассмотрим радиальную и вертикальную структуру коллапсирующего вращающегося ПЗО в разные моменты времени (рисунок 2.6). Как и в расчете с магнитным полем без вращения (рисунок 2.3), в расчете I в каждый момент времени наблюдается движение МГД-волны разрежения от границы облака к его центру. Волна разрежения разделяет облако на однородную и неоднородную части. На панелях б и г в момент времени $t = 1.0016\, t_{\rm fmw}$ (линия 6) наблюдается резкое уменьшение плотности (панель б) и резкое увеличение скорости (панель г) при $z = Z_{\rm pd} \approx 1.6 \cdot 10^{-4}\, R_0 \approx 3$ а.е. (вертикальная линия под номером 6). При этом в центральной части меньше $Z_{\rm pd}$ устанавливается квазигидростатическое движение вещества. Далее будем называть данную область квазигидростатическим первичным диском, а $Z_{\rm pd}$ — полутолщиной первичного диска. Со временем полутолщина первичного диска увеличивается, и в конце изотермической стадии коллапса ($t = 1.0041\, t_{\rm fmw}$, линия 7) $Z_{\rm pd} \approx 5 \cdot 10^{-4}\, R_0 \approx 10$ а.е. (вертикальная линия под номером 7). На панелях в и г профили компонент скорости соответствуют: $v_r \propto r^{-1/2}$, $v_z \propto z^{-1/2}$ и $v_\varphi \propto r^1$.

На рисунке 2.7 показано двумерное распределение плотности в облаке в конце коллапса для расчета I. Большая и малая полуоси облака почти совпадают, $R_{\rm cl} \approx 0.61\, R_0 \approx 12500$ а.е. и $Z_{\rm cl} \approx 0.57\, R_0 \approx 11700$ а.е., соответственно.

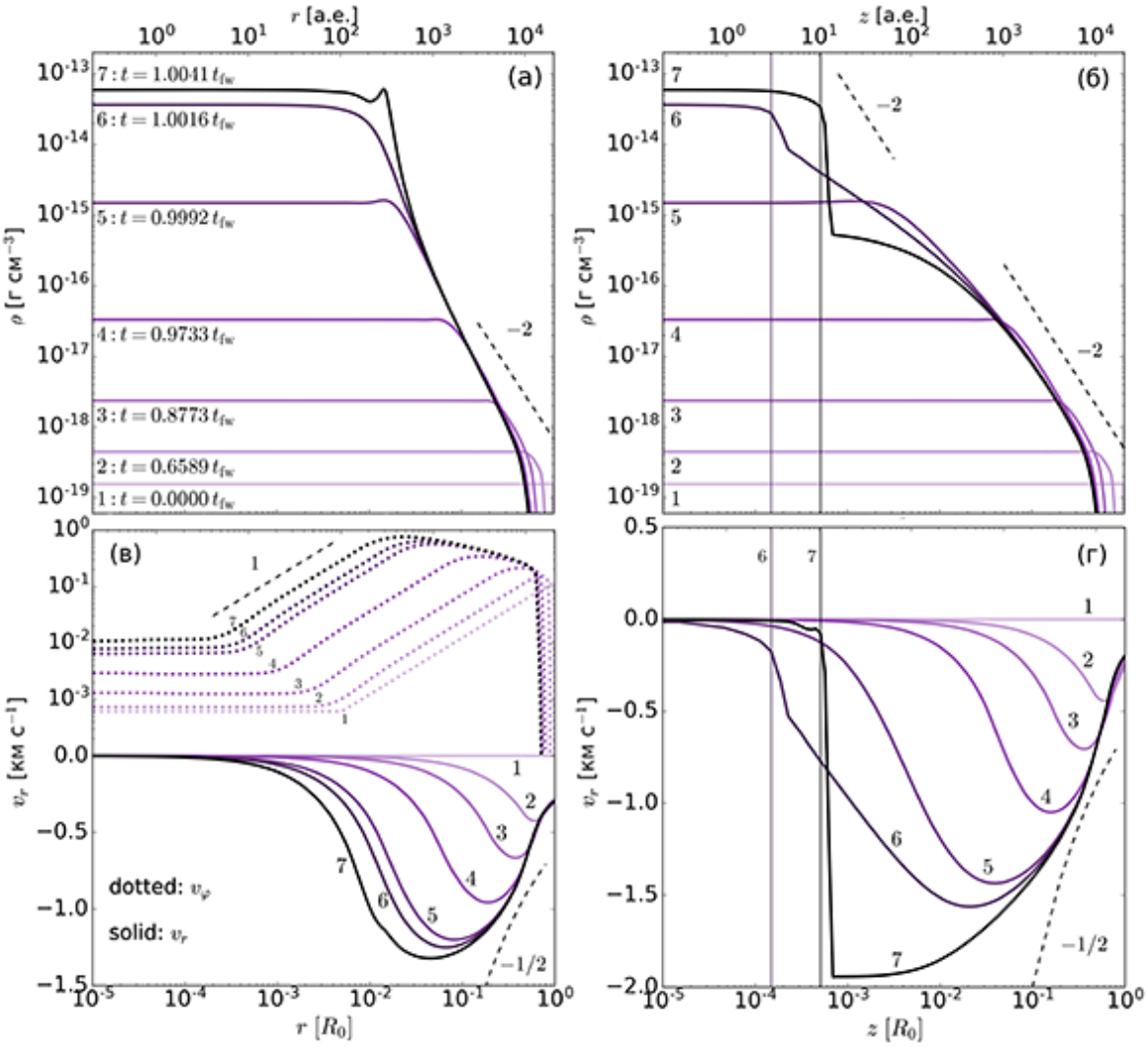

Рисунок 2.6 — Профили плотности и скорости в разные моменты времени для расчета I ($\varepsilon_{\rm t} = 0.3$, $\varepsilon_{\rm m} = 0$ и $\varepsilon_{\rm w} = 0.01$). Панель а и б: профили ρ вдоль r и z, соответственно. Панель в: профили v_r и v_φ вдоль оси r. Панель г: профили v_z вдоль оси z.

Степень сплюснутости оболочки равна 0.95, то есть к концу изотермической стадии вращающееся ПЗО сохранило почти сферически-симметричную форму (см. панель а). В центральной части облака, вблизи экваториальной плоскости располагается геометрически тонкий первичный диск с радиусом $R_{\rm pd} \approx 0.017\,R_0 \approx 350$ а.е. и полутолщиной ≈ 10 а.е.(панель б).

Профили удельного углового момента и угловой скорости в разные моменты времени отображены на рисунке 2.8. В начальный момент времени $j \propto r^2$ и $\Omega = const$ во всем облаке, то есть вращение ПЗО твердотельное. В процессе изотермического коллапса оболочка продолжает вращаться твердотельно, а в центральной части облака показатель степенной зависимости углового момента от радиуса уменьшается, а угловая скорость начинает меняться по

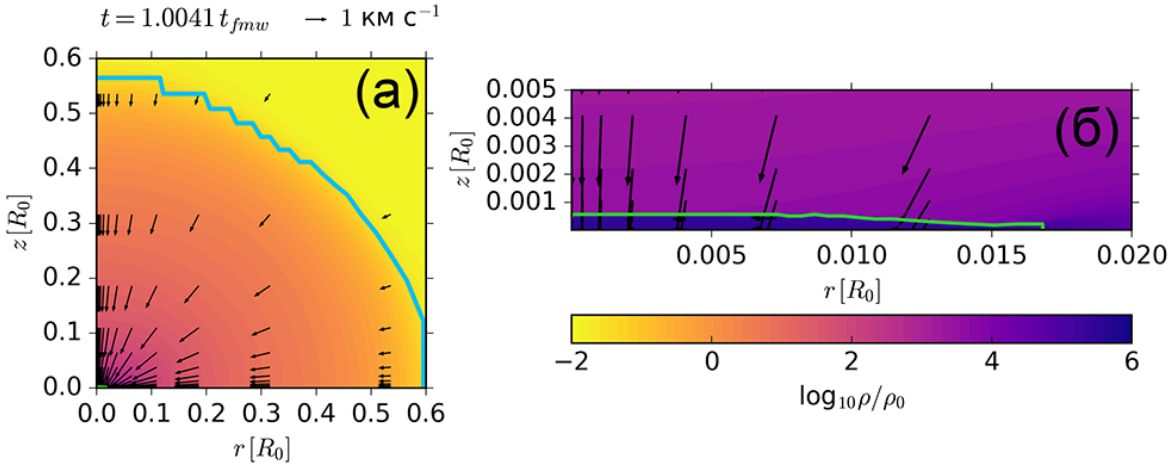

Рисунок 2.7 — Двумерная структура ПЗО без магнитного поля (расчета I, $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$ и $\varepsilon_{\rm w} = 0.01$) в конце изотермической стадии коллапса. Зеленая линия соответствует границе первичного диска.

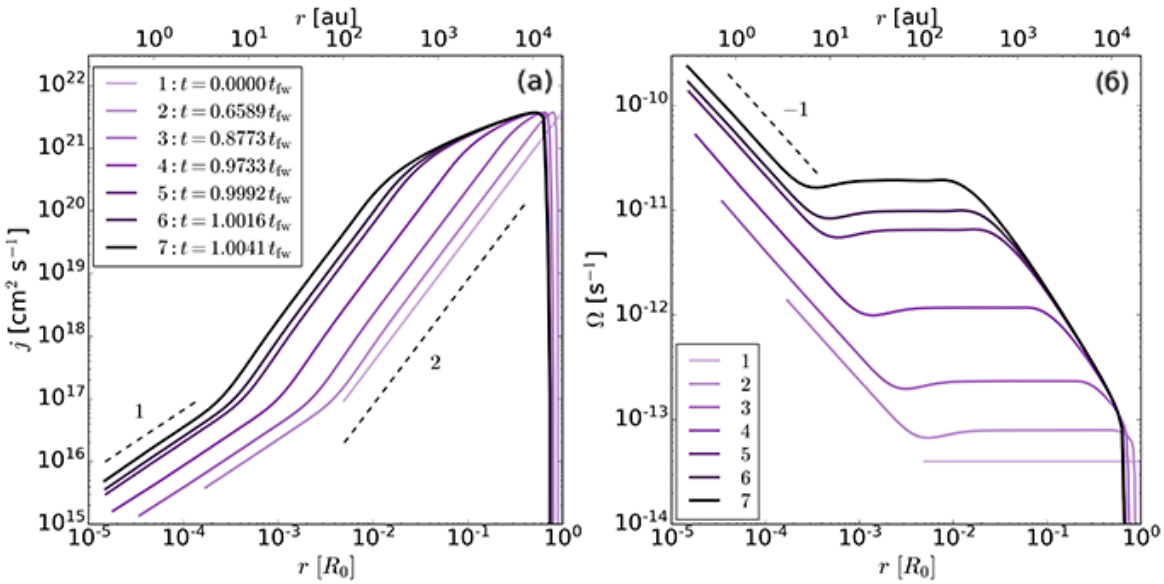

Рисунок 2.8 — Профили удельного углового момента (панель а) и угловой скорости (панель б) в разные моменты времени для расчета I.

степенному закону в зависимости от r. Например, в конце расчета в области $r < 2 \cdot 10^{-4}\, R_0 \approx 5$ а.е. удельный угловой момент и угловая скорость зависят от радиуса как $j \propto r^1$ и $\Omega \propto r^{-1}$, соответственно. Следовательно в процессе коллапса вращение ПЗО становится дифференциальным.

Эволюция удельного углового момента вблизи первичного диска показана на рисунке 2.9. На панелях a – c цветной градиент показывает, что j увеличивается вдоль экваториальной плоскости от центра облака к его периферии. В процессе коллапса радиус первичного диска увеличивается от ≈ 270 до ≈ 400 а.е (зеленые линии). Профили j в срезе $r = 211$ а.е. (панель d) по-

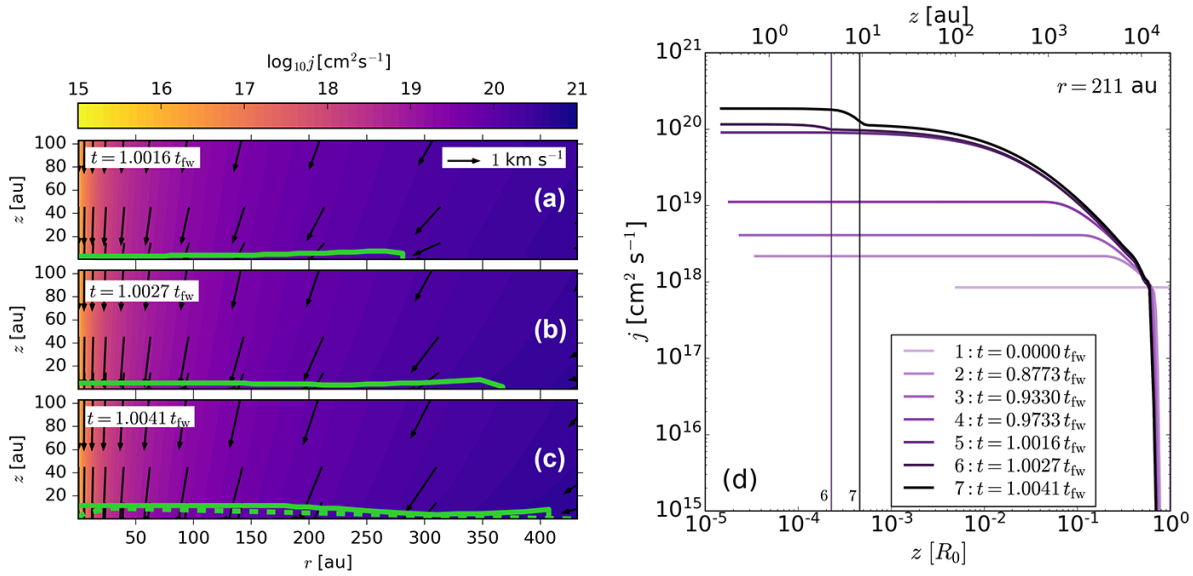

Рисунок 2.9 — Панели a – c: двумерное распределение удельного углового момента вблизи первичного диска в разные моменты времени для расчета I. Панель d: профиль углового момента в срезе $r = 200$ а.е. в моменты времени, соответствующие панели a.

казывают, что после образования первичного диска, $t > 1.0016\,t_{\rm fmw}$, удельный угловой момент внутри него увеличивается (линии 6 и 7).

Проанализируем коллапс магнитного вращающегося ПЗО (расчет II). Как и в расчетах, рассмотренных ранее, в процессе коллапса формируется иерархическая структура ПЗО (рисунок 2.10). В конце изотермического коллапса оболочка имеет радиус $R_{\rm env} \approx 0.8\,R_0 \approx 16500$ а.е. и степень сплюснутости 0.7. В центре вдоль экваториальной плоскости образовался первичный диск с радиусом $R_{\rm pd} \approx 0.25\,R_0 \approx 5000$ а.е., максимальной полутолщиной $Z_{{\rm pd}max} \approx 0.01\,R_0 \approx 200$ а.е. и полутолщиной в центре облака $Z_{\rm pd} \approx 0.002\,R_0 \approx 56$ а.е. На высоте $z = 0.03 - 0.04\,R_0$ меняется направление полоидальной скорости и искривляются линии магнитного поля, что указывает на фронт быстрой МГД-ударной волны.

На рисунке 2.11 показано двумерное распределение удельного углового момента вблизи первичного диска, аналогично рисунку 2.9a – c для расчета I. После образования первичного диска, $t > 0.9076\,t_{\rm fmw}$, удельный угловой момент накапливается вблизи границы первичного диска (панели в и г), а не внутри него как в расчете I. В последующие моменты положение области максимума j отдаляется от экваториальной плоскости ПЗО (панели д и е).

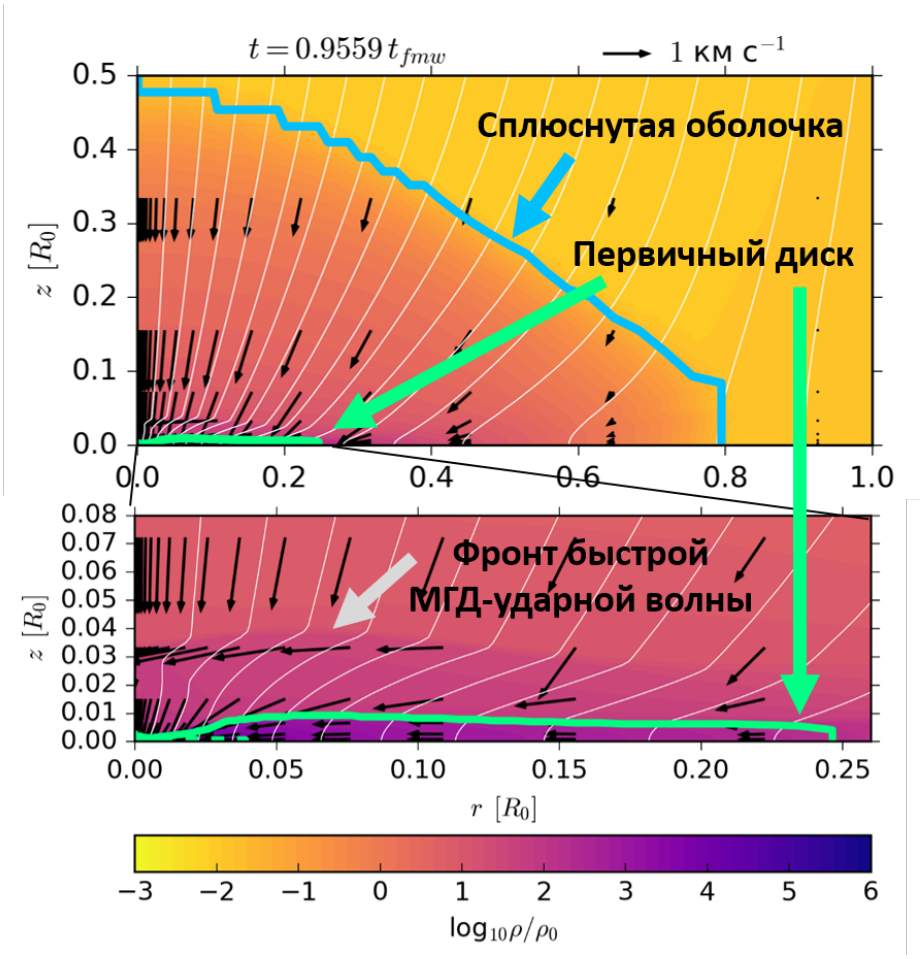

Рисунок 2.10 — Двумерная структура ПЗО для расчета II ($\varepsilon_{\rm t} = 0.3$, $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ и $\varepsilon_{\rm w} = 0.01$) в конце изотермической стадии коллапса. Верхняя панель показывает область: $(r \times z) = (0.1 \times 0.05\, R_0)$, нижняя панель — $(r \times z) = (0.25 \times 0.08\, R_0)$.

В соответствии с введенным определением, граница первичного диска характеризуется по скачку скорости и плотности. Например, на рисунке 2.12а показана компонента скорости v_z в разные моменты времени. Первая линия имеет гладкую форму, она соответствует моменту времени до образования первичного диска. На линии 2 наблюдается слабо выраженный скачок скорости – этот момент времени может считаться моментом образования квазимагнитостатического первичного диска. Линия 3 соответствует промежуточному моменту, когда первичный диск увеличивается в размерах. В последующие моменты времени на профилях скорости наблюдается два резких изменения скорости, как на рисунке 2.3г. Скачок, находящийся ближе к центру облака, соответствует границе первичного диска, второй скачок — фронту быстрой МГД-ударной волны. В процессе коллапса первичный диск увеличивает свои размеры, а МГД-ударная волна распространяется от границы первичного диска к периферии облака.

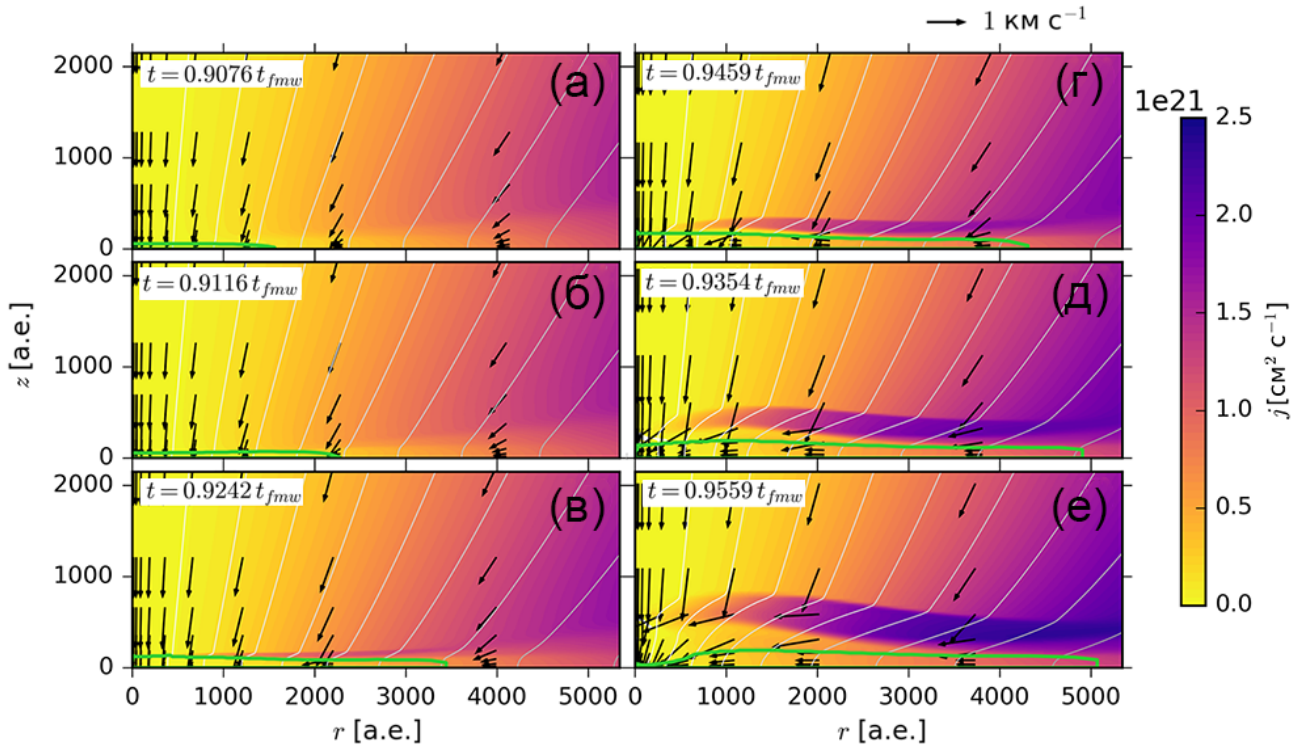

Рисунок 2.11 — Двумерное распределение удельного углового момента вблизи первичного диска в разные моменты времени для расчета II.

График удельного момента (рисунок 2.12б) показывает, что в первые моменты времени максимум j приходится в области над первичным диском. Далее в момент образования МГД-ударной волны (линия 4) на границе первичного диска происходит резкое уменьшение j, и в области фронта волны разрежения происходит резкое увеличение j. В следующие моменты времени максимум j смещается к периферии облака вместе с фронтом быстрой ударной МГД-волны.

На рисунке 2.13 на панелях а-в показаны компоненты магнитного поля в срезе $r = 2022$ а.е. в разные моменты времени. В момент времени до образования первичного диска, $t = 0.8979\,t_{\rm fmw}$ (линия 1), профили компонент магнитного поля имеют гладкую форму. При $z < 0.03\,R_0 \approx 100$ а.е. профиль B_r плавно растет до $\approx 5 \cdot 10^{-5}$ Гс, профиль $B_z = 5 \cdot 10^{-4}$ Гс и $B_\varphi \approx 0$, что соответствует квазиоднородной геометрии магнитного поля. В области от $z \approx 0.03\,R_0 \approx 100$ а.е. до $z \approx 0.1\,R_0 \approx 400$ а.е. профили B_r и $|B_\varphi|$ растут достигая своих максимумов $\approx 1.5 \cdot 10^{-4}$ Гс и $\approx 6 \cdot 10^{-5}$ Гс, соответственно. Возникновение и рост тороидальной компоненты связан с дифференциальным вращением в данной области (см. рисунок 2.12). Вертикальная компонента магнитного поля наоборот уменьшается до $B_z = 4.5 \cdot 10^{-4}$ Гс. В области $z > 0.1\,R_0 \approx 400$ а.е. интенсивность магнитного поля плавно уменьшается.

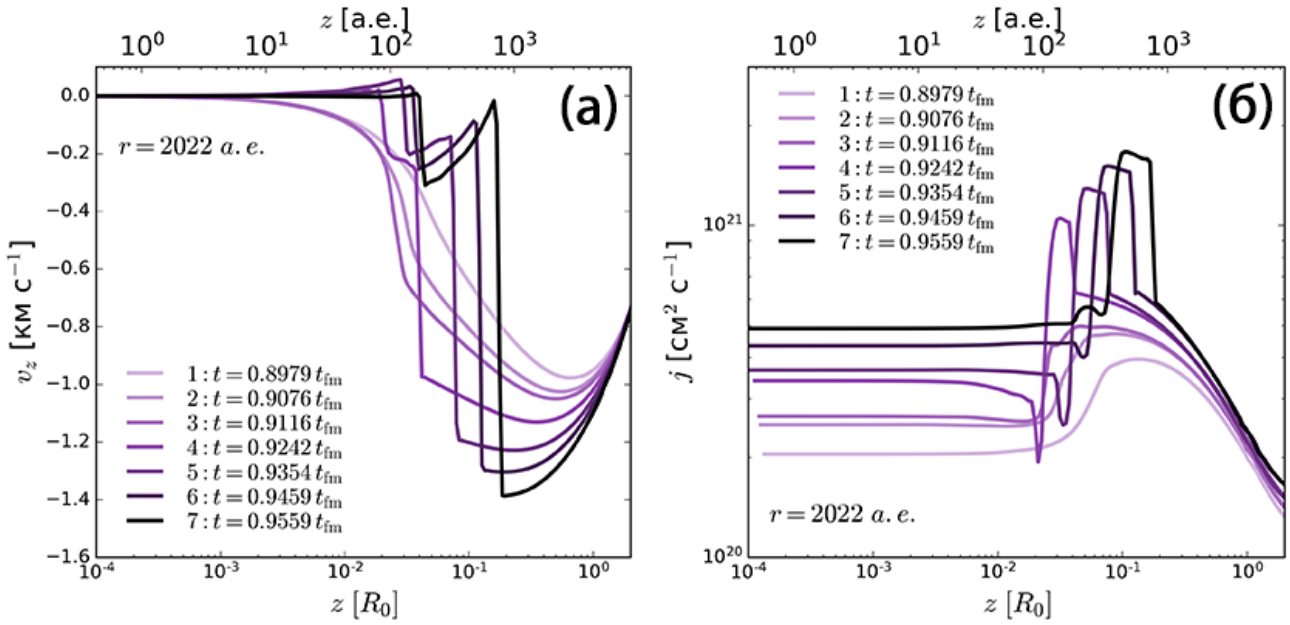

Рисунок 2.12 — Профили компоненты скорости v_z (панель а) и удельного углового момента j (панель б) вдоль оси z в срезе $r = 2022$ а.е. в моменты времени, соответствующие рисунку 2.11.

В момент образования первичного диска, $t = 0.9076\,t_{\rm fmw}$ (линия 2), и в следующий момент времени, $t = 0.9116\,t_{\rm fmw}$ (линия 3), на границе первичного диска $z = 0.02 - 0.03\,R_0 \approx 100$ а.е., в профилях наблюдаются локальные пики, связанные с формированием МГД-ударной волны. Профили B_r и B_φ максимальны в области фронта МГД-ударной волны. В процессе изотермического коллапса эти максимумы смещаются вправо вдоль оси z, так как МГД-ударная волна движется от границы первичного диска к периферии облака. В области между границей первичного диска и фронтом МГД-ударной волны $(B_\varphi \sim B_z) \ll B_r$, что соответствует квазитороидальному магнитному полю. В процессе изотермического коллапса внутри первичного диска геометрия магнитного поля остается квазиоднородной, $(B_r, B_\varphi) \ll B_z = const$. В оболочке при $z \approx 0.04 - 0.5\,R_0 \approx 200 - 2000$ а.е. геометрия магнитного поля является квазирадиальной, $B_r > B_z$.

Как и в расчете коллапса магнитного невращающегося ПЗО (рисунок 2.5), интенсивность B_z максимальна внутри первичного диска и монотонно увеличивается в процессе коллапса внутри однородной части облака от $\approx 5.0 \cdot 10^{-4}$ Гс до $\approx 6.2 \cdot 10^{-4}$ Гс. В случае невращающегося облака в конце расчета максимум B_z равен $\approx 1.5 \cdot 10^{-3}$ Гс.

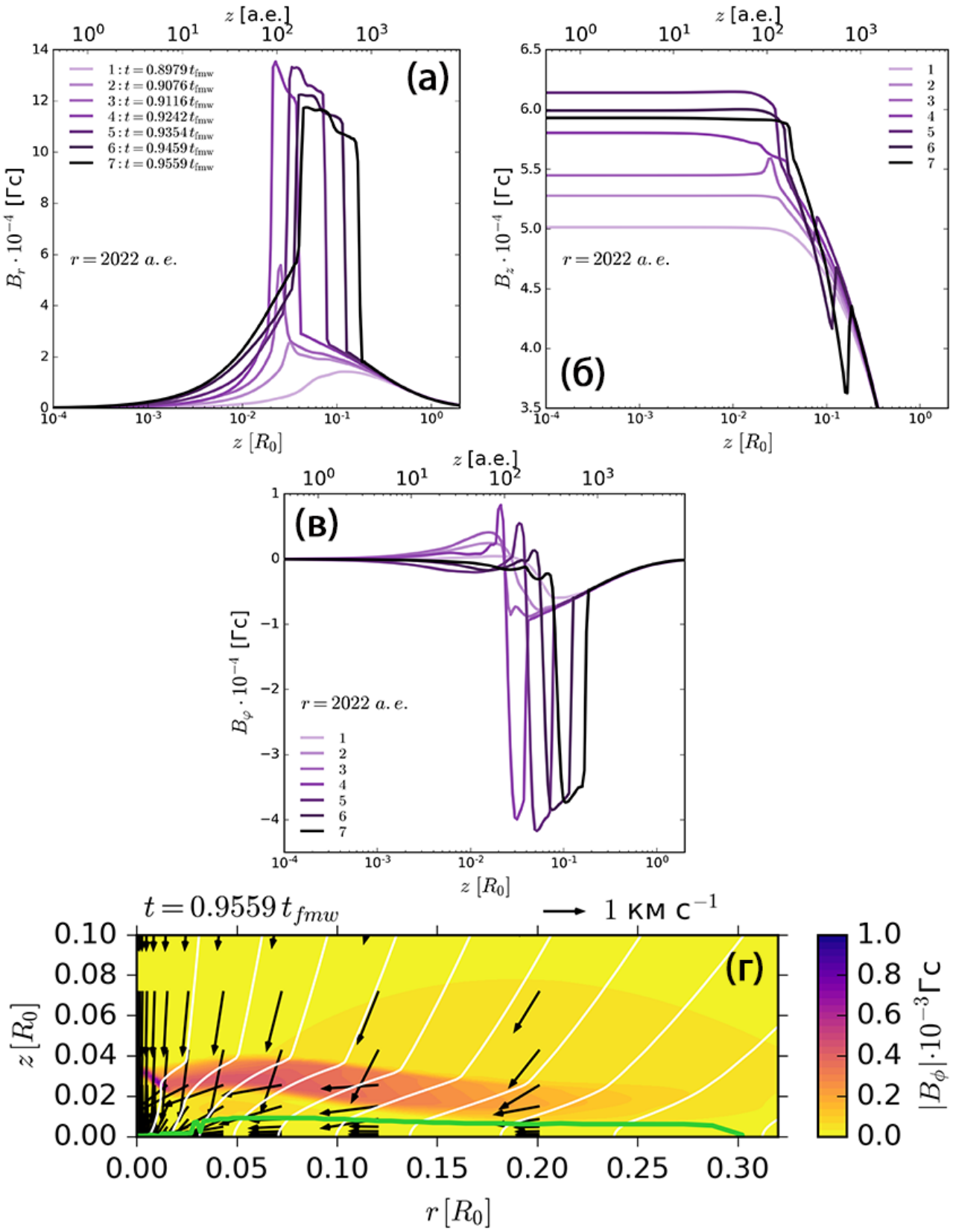

Рисунок 2.13 — Панели а-в: профили компонент магнитного поля B_r, B_z и B_φ вдоль оси z для расчета II в вертикальном срезе на $r = 2022$ а.е. в моменты времени, соответствующие рисункам 2.11 и 2.12. Панель г: двумерное распределение тороидальной магнитной компоненты, B_φ, в конечный момент времени для расчета II.

Рисунок 2.13г показывает двумерное распределение тороидальной компоненты магнитного поля вблизи первичного диска в конце изотермической стадии коллапса. Наибольшая интенсивность $B_\varphi \approx 4 \cdot 10^{-4}$ Гс наблюдается в области над первичным диском вблизи фронта МГД-ударной волны. В области сильного тороидального магнитного поля магнитное торможение наиболее эффективно.

В таблице 4 показаны основные характеристики первичного диска и оболочки в конце изотермической стадии коллапса для расчетов I (строка 4) и II (строка 10) во второй и десятой строке, соответственно. Сравнение этих двух расчетов показало, что в процессе коллапса в расчете I центральная плотность ПЗО выросла в $3.8 \cdot 10^5$ раза, а в расчете II – в $3.0 \cdot 10^5$ раз (столбец 5). Квазимагнитостатический первичный диск в 12 раз больше, чем гидростатический первичный диск, при этом они имеют одинаковую геометрическую толщину, $\varepsilon_{\rm pd} = 0.03 - 0.04$ (столбец 10). В 14-ом столбце показано отношение полного углового момента в конце расчета к начальному полному угловому моменту. Эта характеристика показывает эффективность магнитного торможения в процессе коллапса ПЗО. В расчете I полный угловой момент облака сохраняется в процессе коллапса, $\frac{J_c}{J_0} = 1.0$. В расчете II $\frac{J_c}{J_0} = 0.86$, т.е при начальном $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ в процессе изотермического происходит уменьшение полного углового момента ПЗО на 14%.

2.4 Коллапс протозвездного облака с различными начальными параметрами

Проведем анализ расчетов коллапса магнитного вращающегося ПЗО с начальными параметрами, указанными в таблице 2. В таблице 4 показаны начальные тепловой, магнитный и вращательный параметры (столбцы 2 – 4), и соответствующие характеристики первичного диска и оболочки в конце изотермической стадии коллапса: отношение центральной плотности к начальной плотности облака, $\rho_{\rm c}/\rho_0$ (столбец 5); радиусы первичного диска, $R_{\rm pd}$, и оболочки, $R_{\rm env}$ (столбцы 6 и 7); массы первичного диска, $M_{\rm pd}$, и оболочки, $M_{\rm env}$ (столбцы 8 и 9); степень сплюснутости первичного диска, $\varepsilon_{\rm pd}$, и оболочки,$\varepsilon_{\rm env}$ (столбцы 10 и 11); время образования первичного диска, $t_{\rm pd}$, и время окончания

расчета, t_{end}, в единицах динамического времени коллапса (столбцы 12 и 13); полный угловой момент ПЗО J_c (столбец 14). Прочерк «-» означает, что в соответствующем расчете первичный диск не образовался.

Анализ расчетов показал, что в процессе изотермического коллапса ПЗО массой 10 $M_\odot$ плотность в центре облака, ρ_c, увеличивается на 3 – 7 порядков по сравнению с начальной, и ПЗО массой 1 $M_\odot$ – увеличивается на 2 – 4 порядка. Наибольшее увеличение плотности происходит в расчетах с квазистатическим сжатием облака, $0.9 < \varepsilon_t + \varepsilon_m + \varepsilon_w < 1$.

В расчетах без магнитного поля и вращения (расчеты № 1, 20), а также при слабом начальном магнитном поле, $\varepsilon_m \leqslant 0.1$ (расчеты № 6, 25, 26, 30, 34), и/или при слабом начальном вращении, $\varepsilon_w \leqslant 0.005$ для 10 $M_\odot$ (расчеты № 2, 3, 15) и $\varepsilon_w \leqslant 0.03$ для 1 $M_\odot$ (расчеты № 21-23, 27, 28, 31, 32) облако сохраняет квазисферически-симметричную форму, $0.7 < \varepsilon_{env} < 1$. В этих расчетах в центре коллапсирующего ПЗО не формируется первичный диск. Во всех остальных расчетах коллапсирующеее ПЗО принимает иерархическую структуру, описанную ранее: сплюснутая оболочка, внутри которой сформировался квазимагнитостатический первичный диск.

Время образования первичного диска находится в пределах одной динамической шкалы времени t_{fmw} и зависит от суммы безразмерных начальных параметров, то есть от скорости сжатия облака. Время t_{pd} уменьшается от 1.0 до 0.6 при увеличении магнитного и вращательного параметров. В следующих разделах анализируется характеристики первичного диска и сплюснутой оболочки в зависимости от начальных параметров.

Таблица 4 — Характеристики первичных дисков и оболочек при различных начальных параметрах ПЗО.

№	ε_t	ε_m	ε_w	$\frac{\rho_c}{\rho_0}$	$\frac{R_{pd}}{R_0}$	$\frac{R_{env}}{R_0}$	$\frac{M_{pd}}{M_0}$	$\frac{M_{env}}{M_0}$	ε_{pd}	ε_{env}	t_{pd} $[t_{fmw}]$	t_{end} $[t_{fmw}]$	$\frac{J_c}{J_0}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
						10 $M_\odot$, 20 K							
1	0.3	0	0.0	$9.8 \cdot 10^3$	-	0.57	-	0.89	-	1.0	-	0.99	-
2			0.001	$1.1 \cdot 10^4$	-	0.60	-	0.89	-	0.95	-	0.99	1.0
3			0.005	$2.7 \cdot 10^4$	-	0.60	-	0.89	-	0.95	-	0.99	1.0
4			0.01	$3.8 \cdot 10^5$	0.02	0.59	0.04	0.85	0.03	0.95	1.00	1.00	1.0
5			0.04	$6.6 \cdot 10^5$	0.07	0.61	0.20	0.69	0.05	0.82	1.01	1.03	1.0
6		0.01	0.0	$1.2 \cdot 10^4$	-	0.60	-	0.89	-	1.0	-	0.99	-

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
7			0.01	$3.4 \cdot 10^5$	0.02	0.59	0.04	0.85	0.04	1.0	0.99	1.00	0.98
8			0.04	$2.5 \cdot 10^6$	0.09	0.63	0.21	0.68	0.08	0.81	1.00	1.03	0.98
9		0.2	0.0	$2.7 \cdot 10^5$	0.22	0.80	0.36	0.53	0.04	0.70	0.91	0.95	-
10			0.01	$3.0 \cdot 10^5$	0.25	0.79	0.38	0.51	0.04	0.67	0.91	0.96	0.86
11			0.04	$2.5 \cdot 10^5$	0.30	0.82	0.41	0.47	0.04	0.59	0.90	0.96	0.85
12		0.6	0.0	$4.6 \cdot 10^5$	0.54	0.98	0.67	0.22	0.13	0.29	0.69	0.82	-
13			0.01	$4.2 \cdot 10^5$	0.40	0.98	0.51	0.38	0.15	0.25	0.68	0.81	0.70
14			0.04	$3.7 \cdot 10^5$	0.68	0.99	0.52	0.38	0.11	0.19	0.66	0.80	0.70
15	0.7	0	0.01	$1.2 \cdot 10^6$	-	0.66	-	1.0	-	1.0	-	1.11	1.0
16		0.2	0	$7.6 \cdot 10^6$	0.31	0.83	0.47	0.47	0.23	0.63	1.09	1.19	-
17			0.01	$8.2 \cdot 10^6$	0.28	0.83	0.43	0.52	0.28	0.63	1.10	1.21	0.80
18			0.04	$7.9 \cdot 10^6$	0.28	0.87	0.40	0.54	0.29	0.46	1.07	1.22	0.80
19	0.9		0.01	$1.4 \cdot 10^7$	0.004	0.68	0.007	0.09	0.19	0.95	1.28	1.29	1.0
						$1\ M_\odot, 20$ K							
20	0.3	0	0	4.0×10^2	-	0.64	-	1.0	-	1.0	-	0.97	-
21			0.005	3.4×10^2	-	0.61	-	1.0	-	1.0	-	0.97	1.0
22			0.01	4.5×10^2	-	0.61	-	1.0	-	0.90	-	0.98	1.0
23			0.03	3.4×10^3	-	0.61	-	0.90	-	0.81	-	1.00	1.0
24			0.05	7.7×10^3	0.07	0.64	0.12	0.77	0.05	0.70	0.99	1.02	1.0
25		0.001	0	2.9×10^2	-	0.61	-	1.0	-	1.0	-	0.97	-
26		0.01	0	3.2×10^2	-	0.61	-	1.0	-	1.0	-	0.96	-
27			0.01	5.0×10^2	-	0.61	-	1.0	-	0.90	-	0.98	0.98
28			0.03	5.0×10^3	-	0.64	-	0.90	-	0.77	-	1.00	0.98
29			0.05	7.6×10^3	0.07	0.64	0.10	0.77	0.06	0.70	1.01	1.02	0.98
30		0.05	0	5.5×10^2	-	0.66	-	0.95	-	1.0	-	0.95	-
31			0.01	8.1×10^2	-	0.65	-	0.90	-	0.86	-	0.96	0.95
32			0.03	9.0×10^3	-	0.67	-	0.81	-	0.73	-	0.98	0.94
33			0.05	1.4×10^4	0.13	0.70	0.18	0.73	0.07	0.65	0.98	1.01	0.94
34		0.1	0	4.8×10^3	-	0.72	-	0.82	-	1.0	-	0.94	-
35			0.01	1.9×10^4	0.06	0.72	0.05	0.78	0.03	0.78	0.95	0.96	0.92
36			0.03	8.2×10^3	0.13	0.76	0.14	0.70	0.04	0.74	0.96	0.97	0.91
37			0.05	5.6×10^3	0.18	0.77	0.20	0.64	0.05	0.64	0.95	0.98	0.91
38		0.2	0	2.9×10^4	0.20	0.79	0.33	0.62	0.04	1.0	0.92	0.95	-
39			0.01	6.3×10^3	0.22	0.78	0.31	0.69	0.04	0.66	0.91	0.95	0.87
40			0.03	1.0×10^4	0.25	0.81	0.34	0.64	0.04	0.58	0.91	0.96	0.87
41			0.05	1.3×10^4	0.28	0.80	0.38	0.60	0.05	0.50	0.91	0.96	0.86
42		0.4	0	7.6×10^3	0.41	0.91	0.63	0.31	0.06	1.0	0.82	0.90	-
43			0.01	6.3×10^3	0.50	0.88	0.67	0.25	0.06	0.44	0.82	0.90	0.78
44			0.03	6.7×10^3	0.54	0.89	0.68	0.24	0.06	0.40	0.81	0.90	0.78
45			0.05	7.1×10^3	0.53	0.90	0.68	0.25	0.07	0.34	0.80	0.90	0.78
46		0.5	0	5.3×10^3	0.59	0.93	0.77	0.17	0.07	1.0	0.76	0.86	-

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
47		0.6	0	4.2×10^3	0.58	0.65	0.73	0.22	0.10	1.0	0.69	0.81	-
48			0.03	4.3×10^3	0.67	1.01	0.74	0.20	0.11	1.0	0.67	0.80	-
49		0.7	0	4.2×10^3	0.68	1.02	0.71	0.23	0.08	1.0	0.60	0.74	-
50			0.01	1.1×10^4	0.84	1.47	0.78	0.17	0.08	0.37	0.60	0.74	0.68
51	0.7	0.2	0	3.4×10^4	0.28	0.82	0.45	0.50	0.27	1.0	1.10	1.21	-
52			0.03	3.5×10^4	0.17	0.83	0.07	0.86	0.12	1.0	1.11	1.45	0.75
53	0.9	0	0.03	6.8×10^4	-	0.69	-	0.95	-	1.0	-	1.39	1.0
54			0.05	5.5×10^4	-	0.74	-	0.94	-	1.0	-	1.54	1.0

2.4.1 Тепловой параметр

Для оценки влияния теплового параметра на характеристики первичного диска и оболочки сравним два расчета с одинаковыми $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ и $\varepsilon_{\rm w} = 0.01$ и с различным тепловым параметром: $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$ (расчет №10) и $\varepsilon_{\rm t} = 0.7$ (расчет №17). При одинаковой начальной массе $10\,M_\odot$ и температуре 20 K по формулам 2.1 и 2.2 получаем, что при большем тепловом параметре начальный радиус облака больше, а начальная плотность меньше (см. таблицу 2). В расчете с $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$ изотермическая стадия закончилась в момент времени $t = 0.96\,t_{\rm fmw}$, а первичный диск сформировался при $t_{\rm pd} = 0.91\,t_{\rm fmw}$. В случае $\varepsilon_{\rm t} = 0.7$ изотермический коллапс длился $t = 1.21\,t_{\rm fmw}$, а первичный диск образовался в момент времени $t_{\rm pd} = 1.10\,t_{\rm fmw}$. Таким образом при увеличении теплового параметра сжатие облака становится продолжительнее.

Проведем сравнение радиуса, массы и степени сжатия первичного диска и оболочки. Для этого используем значения из таблицы 4. В расчете с $\varepsilon_{\rm t} = 0.07$ отношение радиусов первичного диска и оболочки к начальному радиусу облака больше, чем в расчете с $\varepsilon_{\rm t} = 0.03$. То есть при увеличении $\varepsilon_{\rm t}$ увеличиваются радиусы первичного диска и оболочки. При большем значении $\varepsilon_{\rm t}$ оболочка становится более геометрически тонкой, а первичный диск наоборот – более геометрически толстым (см. рисунок 2.14). Этот же результат показывает степень сплюснутости в столбцах 10 и 11 из таблицы 4. Массы первичного диска и

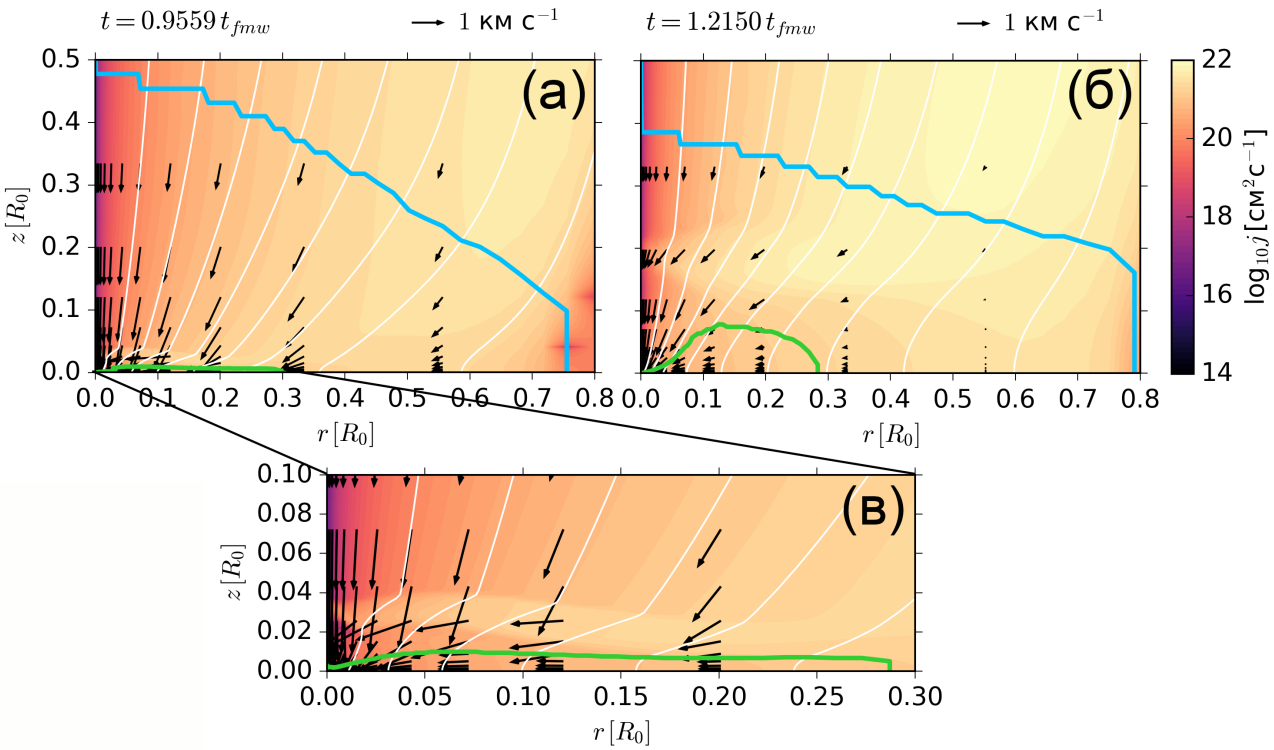

Рисунок 2.14 — Удельный угловой момент в конце изотермической стадии для расчетов коллапса ПЗО с одинаковыми $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$, $\varepsilon_{\rm w} = 0.01$ и разными $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$ (панели а и в) и $\varepsilon_{\rm t} = 0.7$ (панель б). В первом столбце панелей показана четверть облака, во втором столбце — увеличенная центральная область.

оболочки в этих двух расчетах почти равны, то есть на массу ПЗО в процессе коллапса тепловой параметр не влияет.

На рисунке 2.14 цветом показано распределение удельного углового момента в конце изотермической стадии коллапса для расчетов №10 и 17. В соответствии с ранее описанной эволюцией углового момента максимум удельного углового момента наблюдается в области фронта МГД-ударной волны, который характеризуется изломами линий магнитного поля и резким изменением направления скорости на квазирадиальное. За фронтом МГД-ударной волны находится область магнитного торможения. Для расчета №10 эта область $z \approx 0.03\, R_0 \approx 700$ а.е., для расчета №17 – $z \approx 0.2\, R_0 \approx 4000$ а.е. Следовательно область магнитного торможения увеличивается при увеличении начального $\varepsilon_{\rm t}$.

Далее при исследовании удельного углового момента дополнительно рассмотрим расчет №39 с начальными параметрами равными расчету №10, но с меньшей начальной массой, $1\, M_\odot$ (см. таблицу 2). На рисунке 2.15а показаны профили удельного углового момента вдоль экваториальной плоскости в начальный и конечный момент времени для расчетов №10, 17 и 39. Рисунок

показывает, что наклон линий 1, 3 и 5 равен двум, то есть в начальный момент во всех расчетах облако вращалось твердотельно. Далее в линиях 2, 4 и 6 в центральной части, $r < 10^{-4} R_0$, и на периферии облака, $r > 5 \cdot 10^{-2} R_0$, угол наклона профилей уменьшился. То есть, в процессе коллапса вращение облака становится дифференциальным. Во всех трех расчетах наблюдается небольшое уменьшение максимума, что говорит о потере полного углового момента из облака. Значения из таблицы 4 показывают, что действительно J уменьшился в расчете №10 и 39 на 14%, а в расчете №17 – на 20%. В расчетах №10 и 39 в центре облака j уменьшился на 2 порядка, а в расчете №17 – на 1 порядок.

На рисунке 2.15б показана эволюция полного углового момента. Черная линия соответствует расчету без магнитного поля, в этом расчете полный угловой момент остается постоянным в процессе коллапса. Угол наклона трех других линий, соответствующих рассматриваемым расчетам №10, 17 и 39, почти совпадают. В расчетах с большим $\varepsilon_{\rm t}$ коллапс протекает дольше и за время коллапса происходит потеря большей части углового момента. В силу автомодельности коллапса для расчетов с одинаковым тепловым параметром (№10 и 39) коллапс происходит за одинакового динамическое время и относительные характеристика облака равны (см. таблицу 4).

2.4.2 Магнитный параметр

Сравним 3 расчета с одинаковыми $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$ и $\varepsilon_{\rm w} = 0.01$, и разным магнитным параметром: $\varepsilon_{\rm m} = 0.01$ — слабое начальное магнитное поле (расчет №7); $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ — «умеренное» начальное магнитное поле (расчет №10) и $\varepsilon_{\rm m} = 0.6$ — сильное начальное магнитное поле (расчет №13). Рисунок 2.16 показывает, что к концу изотермической стадии коллапса ПЗО при увеличении $\varepsilon_{\rm m}$ оболочка становится более сплюснутой. Например, при $\varepsilon_{\rm m} = 0.01$ степень сплюснутости равна $\varepsilon_{\rm env} = 0.67$, а для расчета с $\varepsilon_{\rm m} = 0.06$ — $\varepsilon_{\rm env} = 0.25$ (см. таблицу 4). Зеленые линии на рисунке 2.16 показывают, что при увеличении магнитного параметра первичные диски становятся более геометрически толстыми. Радиус первичного диска при $\varepsilon_{\rm m} = 0.6$ в 25 раз больше, чем при $\varepsilon_{\rm m} = 0.01$, и составляет более 50 % от начального радиуса облака. Можно сделать вывод, что облако целиком переходит в состояние магнитостатического равновесия, когда его начальное

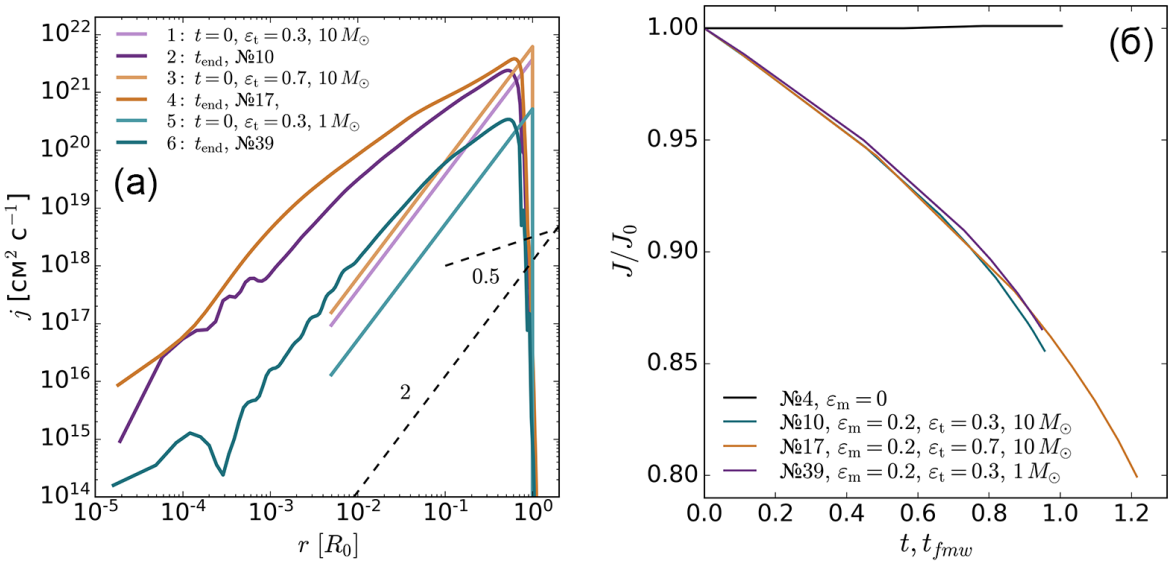

Рисунок 2.15 — Панель а: Профили удельного углового момента вдоль оси r в начале и в конце изотермической стадии для расчетов коллапса ПЗО с одинаковыми $\varepsilon_m = 0.2$, $\varepsilon_w = 0.01$ и разными $\varepsilon_t = 0.29$ (линии 1 и 2, расчет №10) и $\varepsilon_t = 0.7$ (линии 3 и 4, расчет №17) при начальной массе 10 $M_\odot$ и $\varepsilon_t = 0.29$ (линии 5 и 6, расчет №10) при начальной массе 1 $M_\odot$. Панель б: Изменение полного углового момента относительно J_0 в процессе коллапса в расчетах №4, 10, 17 и 39.

магнитное поле является динамически сильным, что согласуется с предсказаниями Дудорова и Сазонова [15]. При увеличении ε_m к концу изотермической стадии коллапса увеличивается область между фронтом быстрой МГД-ударной волны и границей первичного диска, то есть увеличивается область эффективного магнитного торможения. При $\varepsilon_m = 0.6$ фронт быстрой МГД-ударной волны достигает границы облака, искривляя форму оболочки. Как было сказано ранее удельный угловой момент накапливается в области фронта быстрой МГД-ударной волны и перемещается в соответствии с его движением к периферии облака. Следовательно, при сильном магнитном поле должна происходить большая потеря углового момента.

На рисунке 2.17а показаны профили удельного углового момента для рассматриваемых расчетов. Линия 1 соответствует начальному моменту времени, когда облако вращается твердотельно. В этот момент времени максимум удельного углового момента находится на внешней границе облака и соответствует значению $j = 4 \cdot 10^{21}$ см^2 с$^{-1}$. В случае слабого магнитного поля в этой области удельный угловой момент со временем практически не меняется и максимум

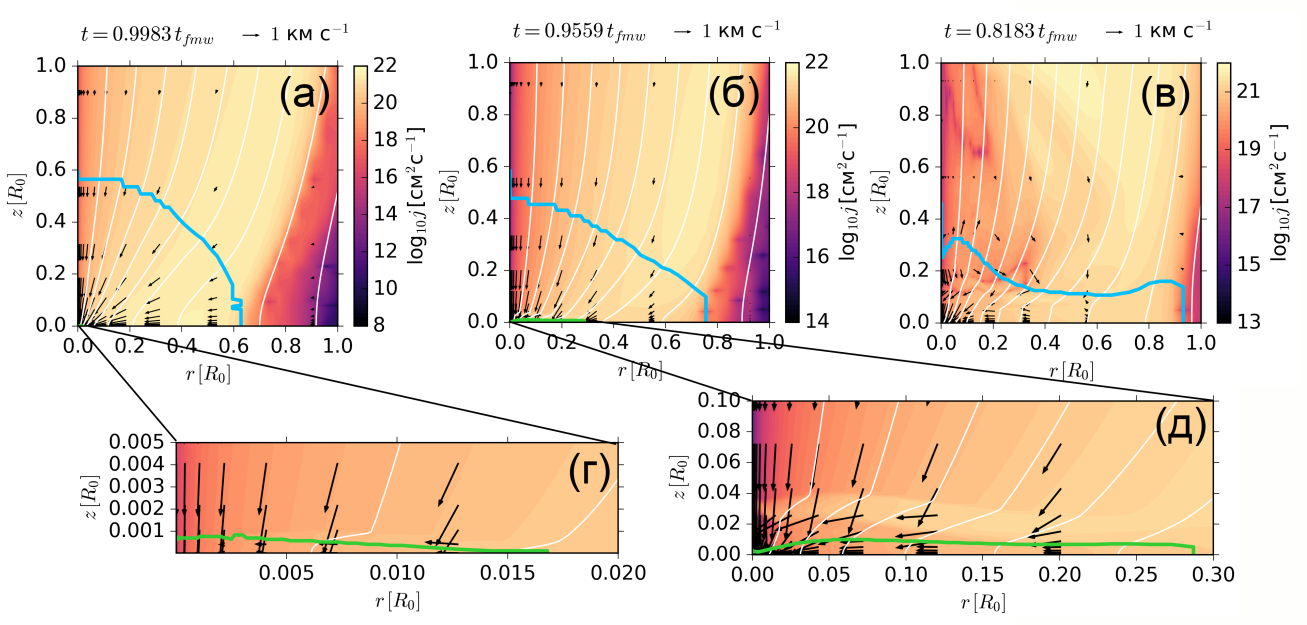

Рисунок 2.16 — Удельный угловой момент в конце изотермической стадии для расчетов коллапса ПЗО с одинаковыми $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$, $\varepsilon_{\rm w} = 0.01$ и разными $\varepsilon_{\rm m} = 0.01$ (панели а и г, расчет №7), $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ (панели б и д, расчет №10) и $\varepsilon_{\rm m} = 0.6$ (панель в, расчет №13). В первом столбце панелей показана четверть облака, во втором столбце — увеличенная центральная область.

смещается вслед за границей облака. Следовательно в этом случае магнитное торможение неэффективно. В расчетах с умеренным и сильным магнитным полем максимальное значение j уменьшилось. В расчетах №7 и 13 в центре облака значение j уменьшилось на 1 порядок, в расчете №10 – на 2 порядка. Во всех трех расчетах в процессе коллапса вращение становится дифференциальным. Особенности немонотонности профилей j в центре облака связаны с особенностью распространения МГД-волн.

Рисунок 2.17б показывает эволюцию полного углового момента в процессе коллапса. В расчете №7 J уменьшился на 3%, в расчете №10 – на 13% и в расчете №13 – на 30%. Следовательно, чем больше $\varepsilon_{\rm m}$ тем больше часть полного угловой момента отводится в процессе коллапса ПЗО.

Анализ расчетов показывает, что в процессе коллапса магнитного ПЗО без вращения первичный диск образуется при $\varepsilon_{\rm m} \geqslant 0.2$, а в процессе коллапса магнитного вращающегося ПЗО — при $\varepsilon_{\rm m} \geqslant 0.01$ и $\varepsilon_{\rm w} \geqslant 0.01$ (см. таблицу 4). При увеличении $\varepsilon_{\rm m}$ от 0.2 до 0.7 радиусы квазимагнитостатических первичных дисков и оболочек увеличиваются от $0.20\,R_0$ до $0.68\,R_0$ и от $0.60\,R_0$ до $1.02\,R_0$, соответственно. Масса первичного диска увеличивается от $0.33\,M_\odot$ до $0.77\,M_\odot$, а масса оболочки соответственно уменьшается от $0.53\,M_\odot$ до $0.17\,M_\odot$. Сте-

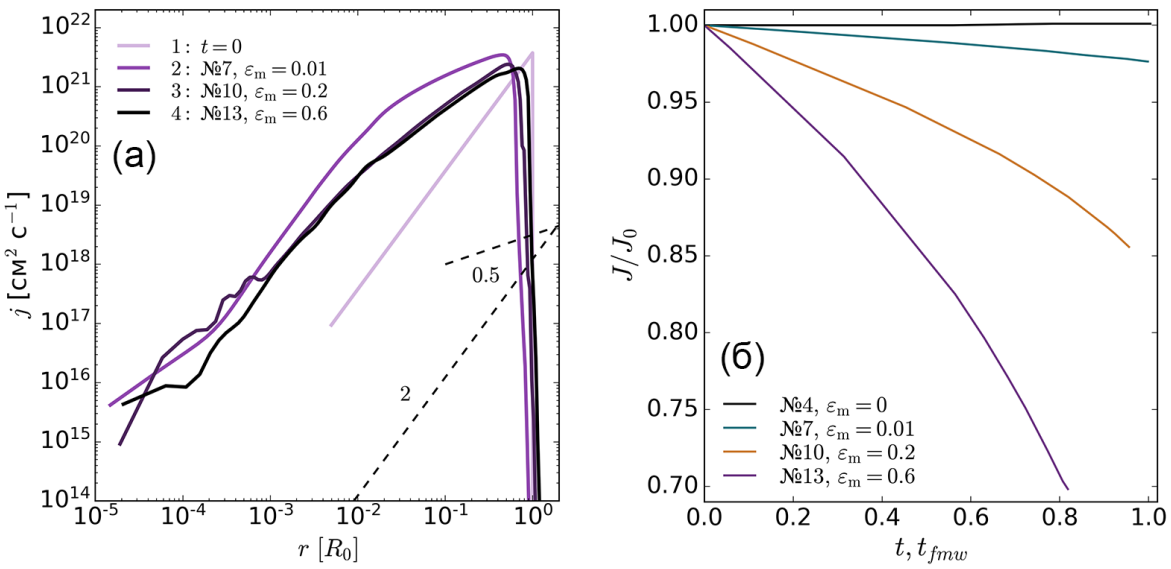

Рисунок 2.17 — Панель а: Профили удельного углового момента вдоль оси r в начальный момент времени (линия 1) и в конце изотермической стадии для расчетов коллапса ПЗО с одинаковыми $\varepsilon_t = 0.3$, $\varepsilon_w = 0.01$ и разными $\varepsilon_m = 0.01$ (линия 2, расчет №7), $\varepsilon_m = 0.2$ (линия 3, расчет №10) и $\varepsilon_m = 0.6$ (линия 4, расчет №13). Панель б: Изменение полного углового момента относительно J_0 в процессе коллапса в расчетах №4, 7, 10 и 13.

пень сплюснутости первичных дисков увеличивается от 0.04 до 0.13, а степень сплюснутости оболочки наоборот уменьшается от 0.72 до 0.34. На рисунке 2.18 показаны графики зависимости степени сплюснутости от ε_m для оболочки и первичного диска в расчетах коллапса ПЗО массой $1\,M_\odot$ с различными ε_w. Панель а показывает, что для оболочки $\varepsilon_{env} \propto \varepsilon_m^{-1.2}$, что соответствует результату, полученному Дудоровым и Сазоновым [15]. На панели б показано, что при $\varepsilon_m < 0.2$ степень сплюснутости первичного диска меняется сложным образом в зависимости от двух начальных параметров ε_m и ε_w. При $\varepsilon_m \geqslant 0.2$ степень сплюснутости первичного диска меняется по закону $\varepsilon_{pd} \propto \varepsilon_m^{1.2}$.

2.4.3 Вращательный параметр

Центробежная сила тоже способствует образованию первичных дисков, но в меньшей степени, чем электромагнитная сила. В расчетах коллапса вращающегося немагнитного ПЗО гидростатические первичные диски образуются

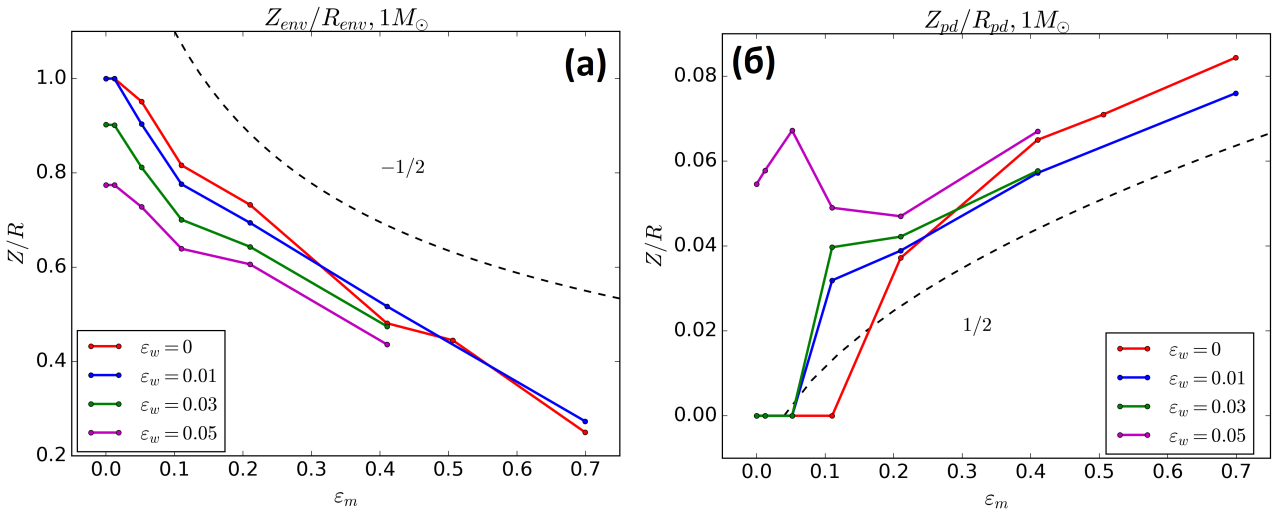

Рисунок 2.18 — Степень сплюснутости оболочки (панель а) и первичного диска (панель б) в зависимости от $\varepsilon_{\rm m} = 0 - 0.7$ при разных значениях $\varepsilon_{\rm w} = 0; 0.01; 0.03; 0.05$ и одинаковым $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$ в конце изотермической стадии коллапса ПЗО массой $1\,M_\odot$.

при $\varepsilon_{\rm w} \geqslant 0.01$ для облаков с начальной массой $10\,M_\odot$ и $\varepsilon_{\rm w} \geqslant 0.05$ для $1\,M_\odot$ (см. раздел 2.3). Эти диски являются геометрически тонкие, $\varepsilon_{\rm pd} = 0.03 - 0.06$, с небольшим радиусом от 0.02 до 0.07 R_0. В магнитных вращающихся ПЗО первичный диск образуется при $\varepsilon_{\rm m} \geqslant 0.01$ и $\varepsilon_{\rm w} \geqslant 0.01$ для $10\,M_\odot$ и при $\varepsilon_{\rm m} \geqslant 0.1$ и $\varepsilon_{\rm w} \geqslant 0.01$ для $1\,M_\odot$.

Для определения влияния вращательного параметра на характеристики иерархической структуры коллапсирующего ПЗО сравним 3 расчета с одинаковыми $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$, $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ и разными $\varepsilon_{\rm w} = 0.01$ (расчет №39), $\varepsilon_{\rm w} = 0.03$ (расчет №40) и $\varepsilon_{\rm w} = 0.05$ (расчет №41). Для этих трех расчетов состояние облака показано на рисунке 2.19. При увеличении вращательного параметра оболочка облака сильнее сжимается вдоль оси z. Например, в расчете №39 полутолщина оболочки равна $\approx 0.50\,R_0$ (панель а), а в расчете №41 – $Z_{\rm env} \approx 0.42\,R_0$ (панель д). В расчете с большим $\varepsilon_{\rm w}$ первичный диск является более сплюснутым. Так в расчете №39 радиус первичного диска равен $\approx 0.24\,R_0$ (панель б), а в расчете №41 – $Z_{\rm env} \approx 0.28\,R_0$ (панель е). Во всех трех расчетах максимум удельного углового момента находится в области за фронтом МГД-ударной волны. В расчете с большим $\varepsilon_{\rm w}$ фронт МГД-ударной волны находится выше и область, в которой сконцентрирован удельный угловой момент больше, чем в расчете с меньшим $\varepsilon_{\rm w}$.

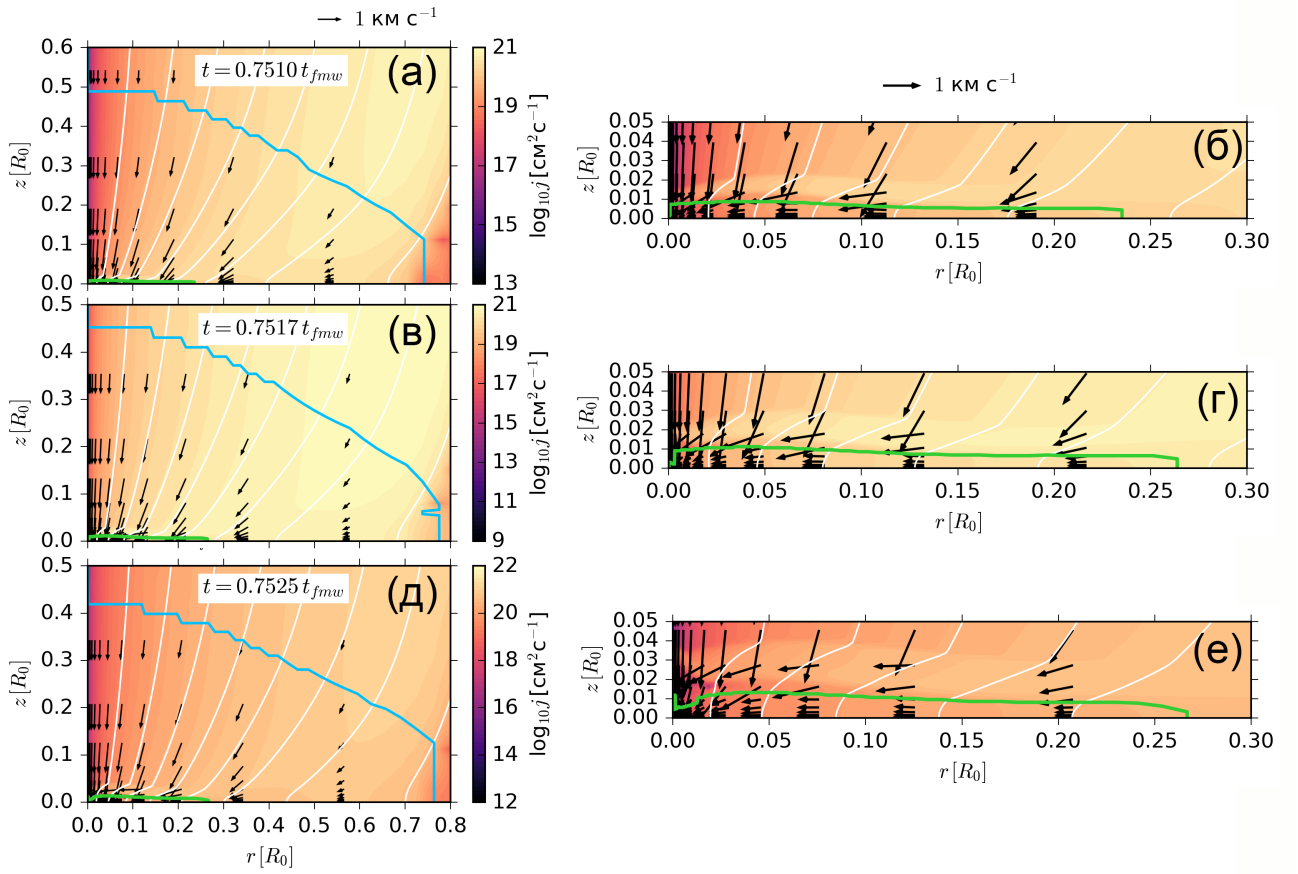

Рисунок 2.19 — Удельный угловой момент в конце изотермической стадии для расчетов коллапса ПЗО с одинаковыми $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$, $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ и разными $\varepsilon_{\rm w} = 0.01$ (панели а и б, расчет №39), $\varepsilon_{\rm w} = 0.03$ (панели в и г, расчет №40) и $\varepsilon_{\rm w} = 0.05$ (панели д и е, расчет №41). В первом столбце панелей показана четверть облака, во втором столбце — увеличенная центральная область.

На рисунке 2.20а показаны профили j вдоль экваториальной плоскости. Линии 1, 3 и 5 соответствуют начальному моменту времени, линии 2, 4 и 6 – конечному моменту времени. В целом изменение теплового параметра слабо повлияло на изменение удельного углового момента вдоль экваториальной плоскости. Анализ профилей j вдоль оси вращения в срезе $r = 311$ а.е., приведенных на рисунке 2.20б, показывает, что при увеличении $\varepsilon_{\rm w}$, происходит смещение максимума j вслед за фронтом МГД-ударной волны к периферии облака, и уширение линии максимума. Полный угловой момент во всех трех расчетах уменьшился одинаково на 13%. Следовательно, угловой момент облаков с различным вращательным параметром эволюционирует схожим образом на изотермической стадии.

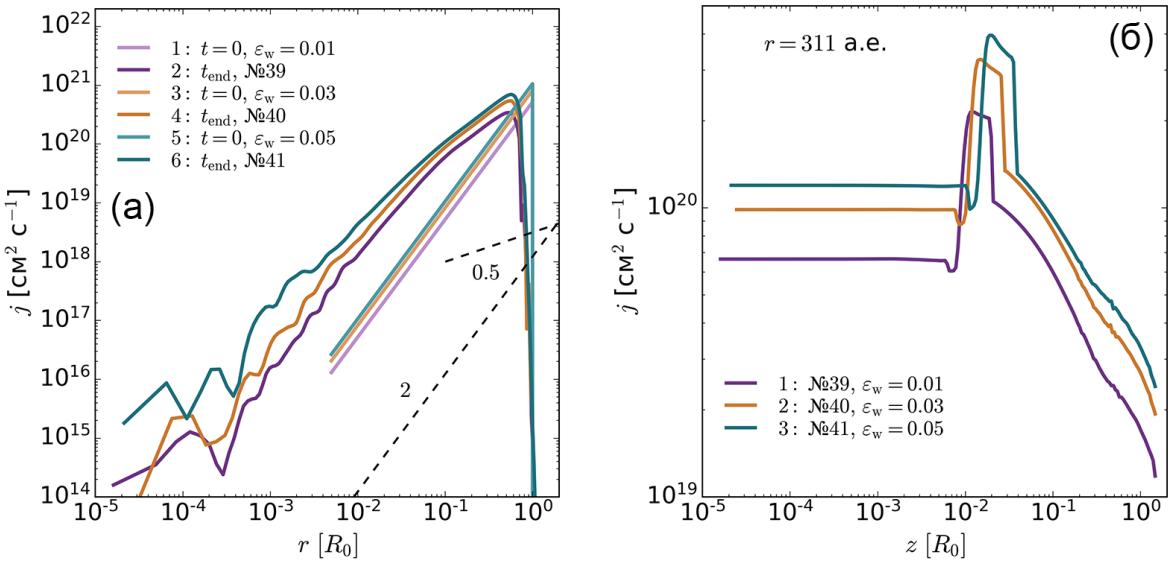

Рисунок 2.20 — Панель (а): Профили удельного углового момента вдоль оси r в начальный момент времени (линия 1) и в конце изотермической стадии для расчетов коллапса ПЗО с одинаковыми $\varepsilon_t = 0.3$, $\varepsilon_m = 0.2$ и разными $\varepsilon_w = 0.01$ (линия 2, расчет №39), $\varepsilon_w = 0.03$ (линия 3, расчет №40) и $\varepsilon_w = 0.05$ (линия 4, расчет №41). Панель (б): Профили удельного углового момента вдоль оси z в срезе $r = 311$ а.е. $\approx 0.1\,R_0$ в конце расчетов №39, 40 и 41.

Анализ таблицы 4 показывает, что изменение вращательного параметра приводит к аналогичным изменениям, рассмотренным выше, в расчетах с другими значениями магнитного параметра.

2.5 Выводы по главе 2

В данной главе сформулирована постановка задачи коллапса магнитного вращающегося однородного сферически-симметричного ПЗО. Проведено двумерное МГД-моделирования коллапса ПЗО с массой $M_0 = 10\,M_\odot$ и $1\,M_\odot$ для широкого диапазона начальных тепловых, магнитных и вращательных параметров, $\varepsilon_t = 0.1 - 0.9$, $\varepsilon_m = 0 - 0.7$ и $\varepsilon_w = 0 - 0.05$. 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

$Z/R \sim (0.19 - 0.95)$. Внутри этой оболочки формируется оптически и геометрически тонкий, $Z/R \sim 0.03 - 0.29$, квазимагнитостатический диск — первичный протозвездный диск. Первичные диски являются первой структурой, формирующейся на изотермической стадии коллапса, и играют первостепенную роль для дальнейшего формирования протозвезды и протозвездного диска. На границе первичного диска формируется фронт быстрой МГД-ударной волны, который распространятся к периферии облака.

Понятие первичный диск близко к термину псевдодиск, введенному Галли и ШУ [14], но является более строгим, поскольку подразумевает конкретные физические свойства: квазимагнитостатическое равновесие и однородное магнитное поле. Таким образом термин «первичный протозвездный» подчеркивает, что это самая ранняя стадия эволюции протозвездного диска. Под протозвездой в широком смысле понимается центральный оптически непрозрачный объект, излучающий в ИК-диапазоне.

Первичные диски образуются после фокусировки и отражения волны разрежения в центре облака, в соответствии с выводом Дудорова и Жилкина [125]. Это происходит через $t \approx 0.6 - 1.1\, t_{\rm fmw}$ после начала коллапса магнитного ПЗО без вращения с $\varepsilon_{\rm m} \geqslant 0.2$ и коллапса магнитного вращающегося ПЗО с $\varepsilon_{\rm m} \geqslant 0.01$ и $\varepsilon_{\rm w} \geqslant 0.01$. Масса и радиус первичных дисков увеличиваются с увеличением $\varepsilon_{\rm m}$ и лежат в диапазонах $M_{\rm pd} \approx (0.04 - 0.78)\, M_0$ и $R_{\rm pd} \approx 0.02 - 0.84\, R_0$ соответственно. Коллапс ПЗО с сильным магнитным полем ($\varepsilon_{\rm m} \geqslant 0.5$) приводит к образованию массивных первичных дисков, масса которых больше массы оболочки, то есть облако в целом эволюционирует в состояние квазимагнитостатического равновесия, как было предсказано Дудоровым и Сазоновым [15].

Степень сплюснутости оболочки зависит от начального магнитного параметра как $\varepsilon_{\rm env} \propto \varepsilon_{\rm m}^{-1/2}$, в соответствии с результатом Дудорова и др. [127]. Степень сплюснутости первичного диска меняется как $\varepsilon_{\rm pd} \propto \varepsilon_{\rm m}^{1/2}$

Магнитное поле остается однородным, $B_z \sim {\rm const}$, внутри первичного диска, $z < Z_{\rm pd}$, поскольку динамика газа в этой области практически одномерна, $v_z \ll v_r$. В оболочке коллапсирующего ПЗО геометрия магнитного поля является квазирадиальной, $B_r \sim B_z$. В области между фронтом быстрой МГД-ударной волны и границей первичного диска дифференциальное вращение генерирует тороидальное магнитное поле, $(B_\varphi \sim B_z) \ll B_r$.

Расчеты показывают, что в процессе коллапса ПЗО начальное твердотельное вращение становится дифференциальным, $j \propto r^1$ и $\Omega \propto r^{-1}$. Удельный

угловой момент накапливается вблизи границы первичного диска и далее перемещается вслед за фронтом МГД-ударной волны к периферии облака. При увеличении ε_{m} от 0.01 до 0.6 полный угловой момент облака уменьшается на $3\% - 30\%$ к концу изотермической стадии.

Облака ПЗО с различными начальными тепловым и вращательным параметрами эволюционируют схожим образом. Отличия состоят в том, что при увеличении ε_{t} увеличивается время коллапса, за счет чего полутолщина первичного диска увеличивается и фронт быстрой МГД-ударной волны проходит большее расстояние. При увеличении ε_{w} увеличивается степень сплюснутости оболочки и первичного диска.

Формирование квазимагнитостатического первичного диска на изотермической стадии является естественным и неизбежным следствием коллапса магнитного ПЗО. 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.

Результаты данной главы опубликованы в работах [A2, A7 – A14].

Глава 3. Эволюция иерархии протозвездного облака

3.1 Постановка задачи и параметры расчетов

Во второй главе подробно описана изотермическая стадия коллапса ПЗО, окончание которой соответствует моменту образования в центре облака оптически непрозрачной области – первого гидростатического ядра. Расчеты показали, что к концу изотермической стадии коллапса формируется иерархическая структура облака, состоящая из сплюснутой оболочки и квазимагнитостатического первичного диска. В этой главе исследуется дальнейшая эволюция иерархической структуры коллапсирующего ПЗО после образования первого гидростатического ядра. Свойства иерархической структуры в значительной степени определяются начальным магнитным параметром. Поэтому исследуется коллапс ПЗО с различным начальным магнитным параметром (расчеты №7, 10 и 13 из таблицы 2). Анализируется влияние омической и амбиполярной диффузии на эволюцию магнитного потока облака.

Для моделирования тепловой эволюции ПЗО используется уравнение состояния газа с зависящим от плотности эффективным показателем адиабаты, $\gamma_{\rm eff}$ [150]. Для изотермического коллапса принимается $\gamma_{\rm eff} = 1.001$. При плотности $\rho \geqslant 10^{-13}$ г/см$^{-3}$, когда происходит формирование первого гидростатического ядра [9], $\gamma_{\rm eff} = 5/3$. Коэффициент омической и амбиполярной диффузии рассчитываются следуя работе Жилкина и др. [25]. Степень ионизации определяется с помощью подхода Дудорова и Сазонова [151], в котором учитываются ионизация космическими лучами, рентгеновским излучением и радиоактивными элементами, а также лучистые рекомбинации и рекомбинации на пылинках. Используются стандартные значения скорости ионизации космическими лучами, $\xi_{CR} = 10^{-17}$ с$^{-1}$, пробега космических лучей, $\Sigma_{CR} = 100$ г см$^{-2}$, скорости ионизации радиоактивными элементами [152], размера межзвездных пылинок, 0.1 мкм. Учитывается испарение ледяных мантий пылинок.

Исследование эволюции иерархической структуры коллапсирующего магнитного вращающегося ПЗО с типичными параметрам приведено в разделе 3.2. Влияние магнитного параметра на эволюцию иерархической структуры ПЗО

описано в разделе 3.3. В разделе 3.4 определена роль диссипативных эффектов в эволюции магнитного потока ПЗО.

3.2 Общая картина коллапса протозвездных облаков с учетом образования первого ядра

Исследуем динамику коллапса магнитного вращающегося ПЗО с учетом образования гидростатического первого ядра на примере расчета №10 с типичными начальными параметрами (см. таблицу 2).

На рисунке 3.1 представлена структура коллапсирующего ПЗО в конце динамического коллапса, $t \approx 1\, t_{\rm fmw}$, когда устанавливается типичная картина коллапса. Согласно рисунку 3.1 сформировавшаяся иерархическая структура облака состоит из оптически тонкой геометрически толстой сплющенной оболочки, геометрически и оптически тонкого квазимагнитостатического первичного диска внутри оболочки и оптически толстого первого ядра в центре первичного диска. От границы первичного диска к периферии облака движется быстрая МГД-ударная волна (см. рисунок 3.1b). Линии магнитного поля изгибаются, и за фронтом ударной волны генерируется сильное тороидальное магнитное поле. Область $r \leqslant 0.01\, R_0$ соответствует первому гидростатическому ядру. В области $0.01\, R_0 \leqslant r \leqslant 0.075\, R_0$ вблизи первого ядра магнитостатическое равновесие отсутствует и возникает истечение, распространяющееся вдоль линий магнитного поля (см. рисунок 3.1c). Максимальная скорость истечения ≈ 2 км/с, что согласуется с наблюдательными данными о медленных истечениях в областях звездообразования [115].

Для количественного анализа течения газа в процессе эволюции ПЗО на рисунке 3.2 показаны профили плотности и компонент вектора полоидальной скорости вдоль оси вращения и вдоль экваториальной плоскости в разные моменты времени. Панели (а) и (г) соответствуют моменту времени образования квазимагнитостатического, $v_z \ll v_r$, первичного диска (см. раздел 2.2). На панелях (б) и (д) вдоль оси z на границе первичного диска при $\approx 0.01\, R_0 \approx 200$ а.е. наблюдается небольшой скачок, соответствующий образованию быстрой МГД-ударной волны. К концу изотермической стадии коллапса, $t = 0.965\, t_{\rm fmw}$ (панели в и е), в центре облака формируется первое ядро – гидростатическая

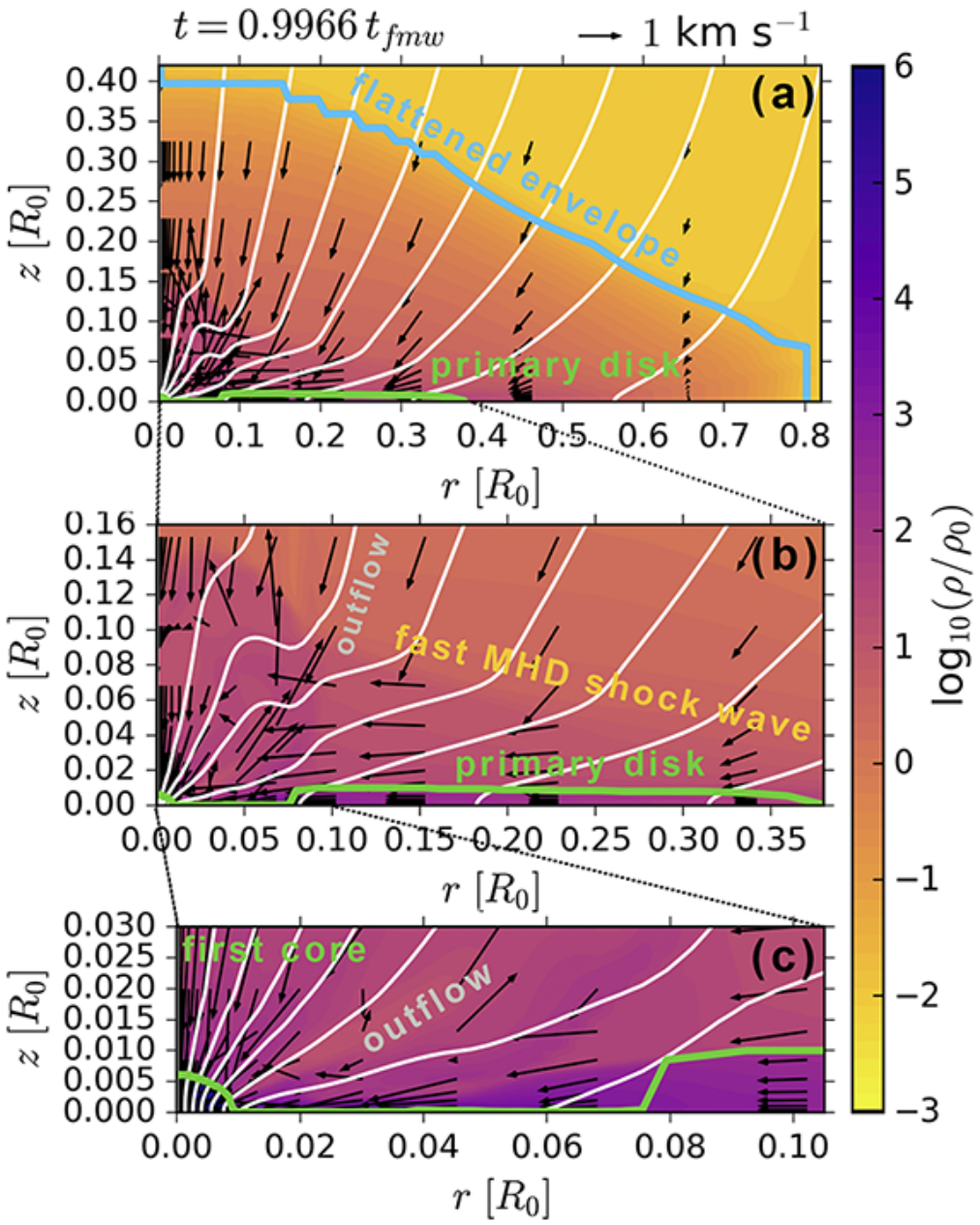

Рисунок 3.1 — Двумерная структура ПЗО массой $10\,M_\odot$ с начальным радиусом $R_0 = 0.1$ пк и безразмерными параметрами $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$, $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ и $\varepsilon_{\rm w} = 0.01$ (II) при $t \approx 1.0\,t_{\rm fmw}$. Панель a: Область с $r \leqslant 0.8\,R_0$ и $z \leqslant 0.4\,R_0$, содержащая все облако. Панель b: Область вблизи первичного диска. Панель c: Центральная часть облака. Зелёной линией показана граница квазимагнитостатического первичного диска и граница первого гидростатического ядра.

область, на границе которой как v_r, так и v_z резко уменьшаются ниже значения локальной скорости звука $c_{\rm s}$. С этого момента времени начинается рост температуры в центре облака. В момент времени $t = 0.976\,t_{\rm fmw}$ (панели ж и л) на границе первого ядра ($\approx 0.005\,R_0 \approx 100$ а.е.) v_r и v_z становятся положительными, что является признаками образования истечения. Панели (з) и (м) соответствуют промежуточному моменту времени, когда в профиле v_z наблюдаются скачки из-за многочисленных МГД-волн, возникших из-за истечения и движения фронта быстрой МГД-ударной волны. В конечный момент времени, $t = 0.997\,t_{\rm fmw}$ (панели к и н), на границе первого ядра достигается максимум скорости, $v_z = 6$ км/с. Скорость истечения вблизи первого ядра не превышает ≈ 0.5 км/с. В процессе коллапса радиус первого ядра, $R_{\rm c}$, увеличился от $\approx 0.0004\,R_0 \approx 8$ а.е. до $\approx 0.006\,R_0 \approx 130$ а.е. за счет притока вещества из оболочки и первичного диска.

Для анализа динамики истечения вблизи первого ядра на рисунке 3.3 показаны распределения тороидальных компонент скорости и магнитного поля. Рисунок показывает, что в области истечения генерируются тороидальные компоненты скорости, v_φ, и магнитной индукции, B_φ. Максимальные значения v_φ и B_φ достигаются на границе первого ядра вблизи экваториальной плоскости, в этой области запускается истечение под действием вертикального градиента B_φ. Следовательно, генерация истечения происходит за счет механизма Учиды и Шибаты [153]. Как будет показано далее, в этой области происходит наиболее эффективно магнитное торможение.

На рисунке 3.4 показано двумерное распределение удельного углового момента вблизи первичного диска в моменты времени, соответствующие рисунку 3.2. Эволюция углового момента неразрывно связана с эволюцией первичного диска.

После образования первичного диска на его границе происходит накопление удельного углового момента (рис. 3.4б), который в дальнейшим отводится от границы первичного диска в оболочку ПЗО посредством магнитного торможения. Область эффективного магнитного торможения ограничена фронтом быстрой МГД-ударной волны (рис. 3.4в, см. главу 2). Рисунки 3.4г – е показывают, что происходит дополнительный отвод углового момента посредством истечения из окрестности первого ядра.

В таблице 5 показаны основные характеристики оболочки и первичного диска в момент образования первичного диска (строка 1), в момент образова-

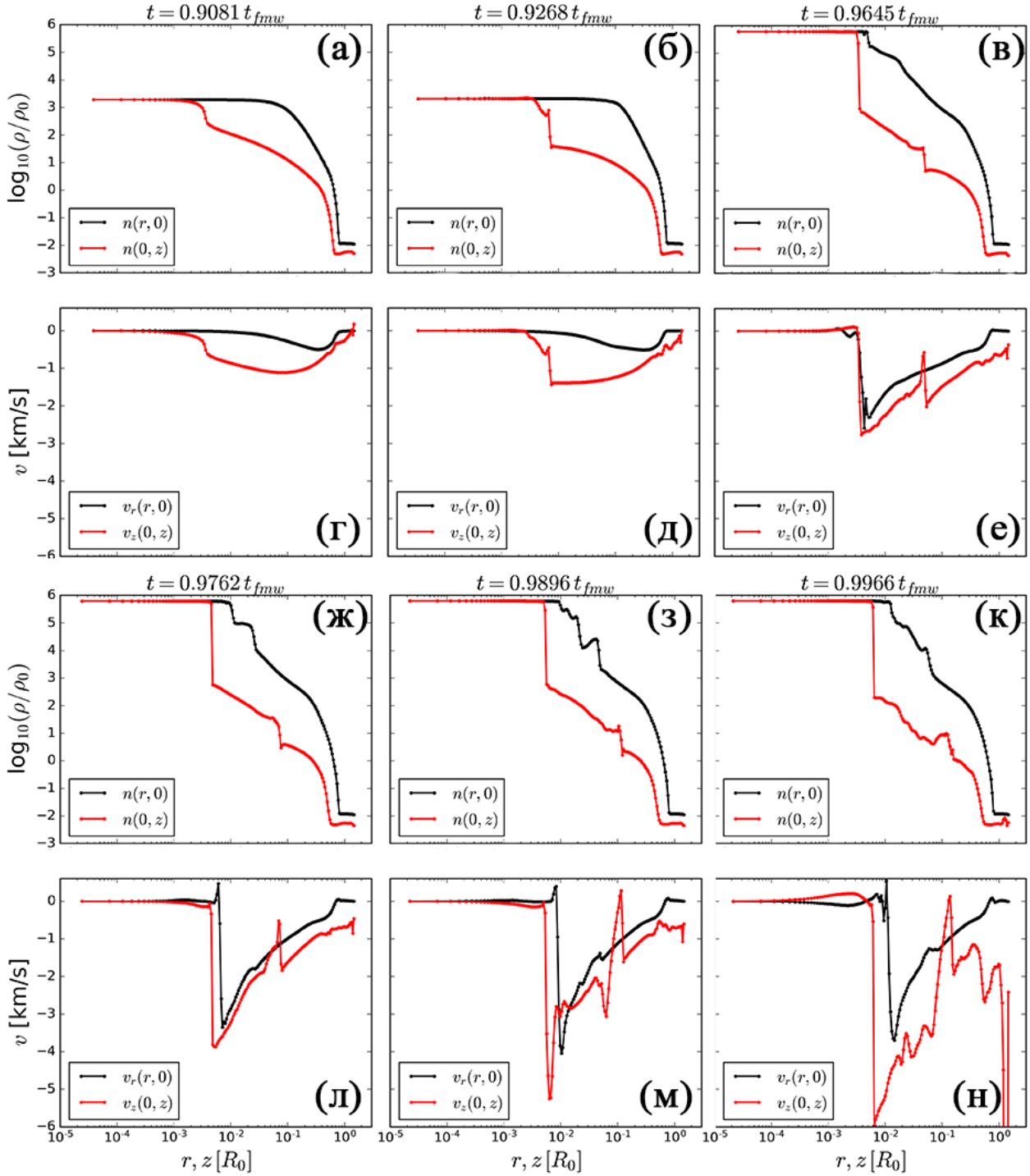

Рисунок 3.2 — Профили плотности и скорости вдоль оси r (черная линия) и z (красная линия) для расчета №10 (см. таблицу 2) в разные моменты времени: панели (а), (г): $t = 0.9081\, t_{\text{fmw}}$; панели (б), (д): $t = 0.9268\, t_{\text{fmw}}$; панели (в), (е): $t = 0.9645\, t_{\text{fmw}}$; панели (ж), (л): $t = 0.9762\, t_{\text{fmw}}$; панели (з), (м): $t = 0.9896\, t_{\text{fmw}}$; панели (к), (н): $t = 0.9966\, t_{\text{fmw}}$.

ния первого ядра (строка 2), в момент образования истечений (строка 3) и в конечный момент времени (строка 4). Анализ таблицы показывает, что масса первичного диска со временем увеличивается от 0.3 $M_\odot$ до 5.2 $M_\odot$. Масса обо-

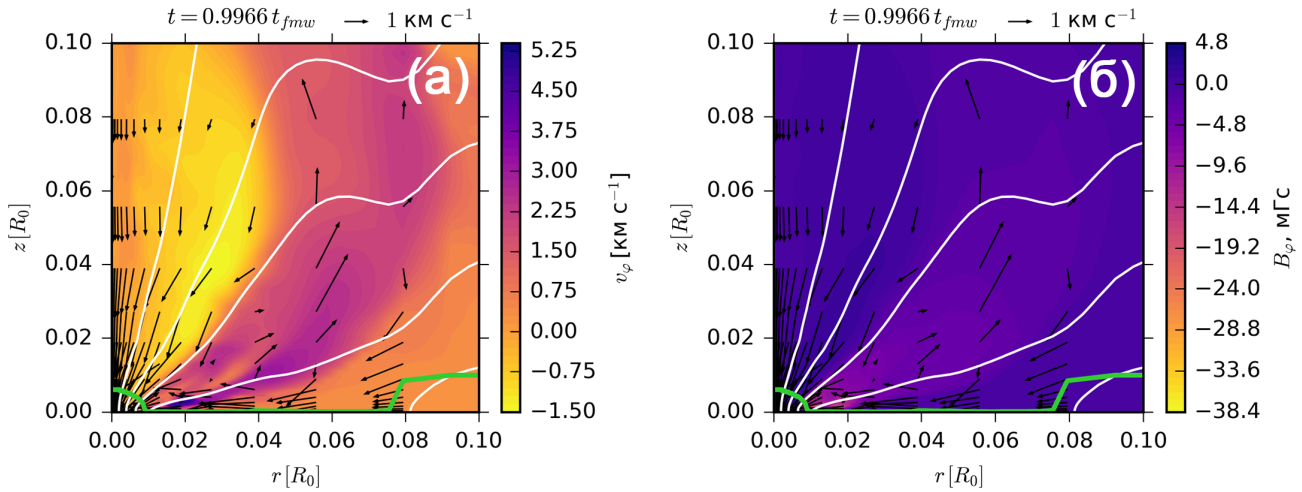

Рисунок 3.3 — Двумерное распределение v_φ (панель а) и B_φ (панель б) в области $0.1 \times 0.1\, R_0$ для расчета №10 в конечный момент времени.

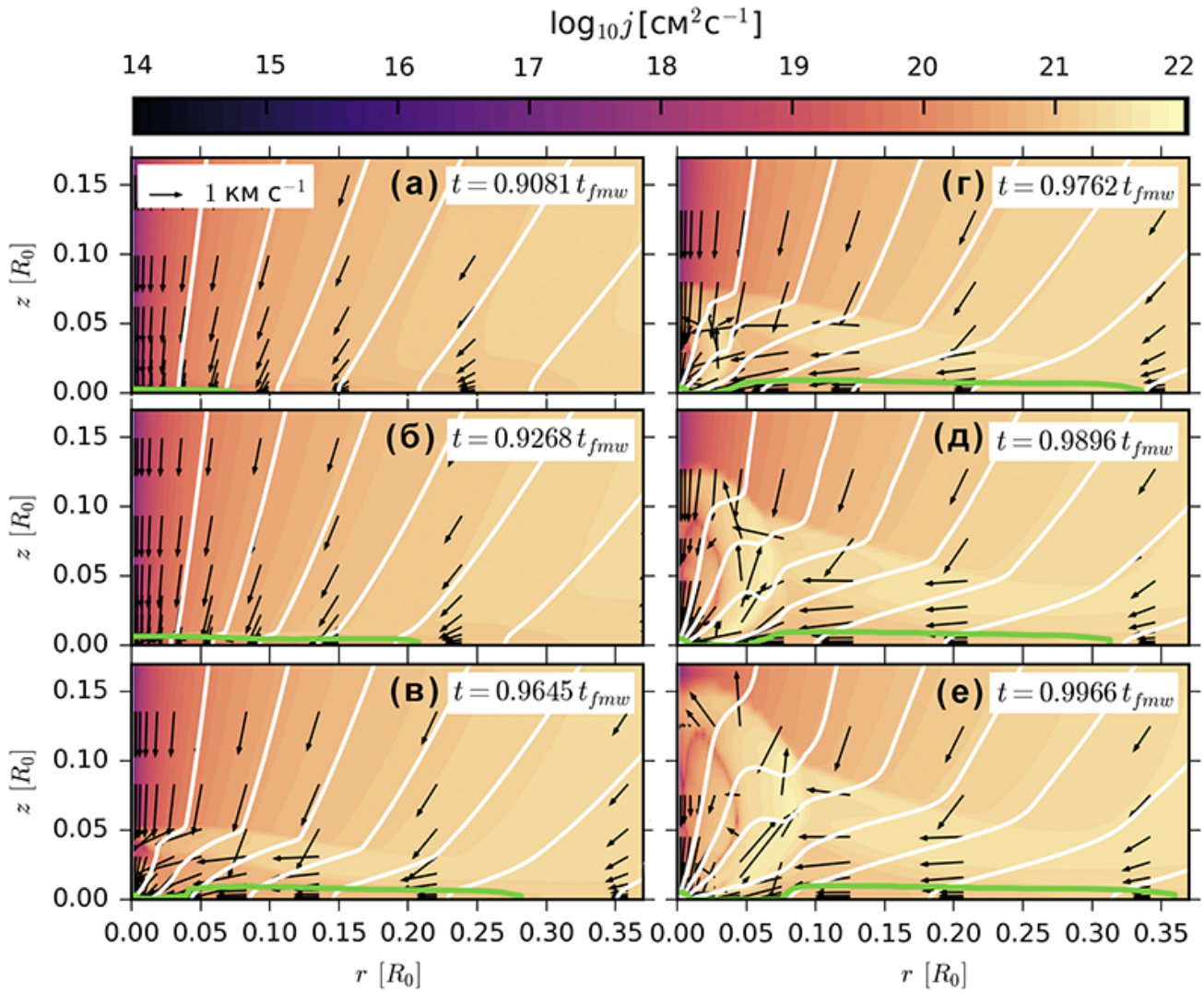

Рисунок 3.4 — Двумерное распределение удельного углового момента вблизи первичного диска в моменты времени, соответствующие рисунку 3.2.

Таблица 5 — Характеристики первичного диска и оболочки ПЗО в разные моменты времени.

No	t [$t_{\rm fmw}$]	ρ_c/ρ_0	$R_{\rm pd}$ a.e.	$R_{\rm env}$ a.e.	$Z_{\rm pd}/R_{\rm pd}$	$Z_{\rm env}/R_{\rm env}$	$M_{\rm pd}/M_0$	$M_{\rm env}/M_0$	$J_{\rm cl}/J_0$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
1	0.908	$1.8 \cdot 10^3$	1500	16000	0.039	0.797	0.03	0.93	0.88
2	0.956	$2.8 \cdot 10^5$	5300	16100	0.036	0.681	0.41	0.54	0.86
3	0.976	$6.1 \cdot 10^5$	6900	16700	0.028	0.612	0.48	0.46	0.85
4	0.997	$6.2 \cdot 10^5$	7400	16500	0.028	0.606	0.52	0.42	0.86

лочки ПЗО, наоборот, уменьшается. Степень сплюснутости как оболочки, так и первичного диска уменьшается в процессе коллапса. Полный угловой момент ПЗО уменьшается на 15% относительно начального значения J_0.

Рассмотренная выше картина коллапса демонстрирует ведущую роль первичных дисков в эволюции коллапсирующего ПЗО на начальных этапах коллапса. Первичный диск является основным резервуаром массы, углового момента и магнитного потока, питающих первое ядро и определяющих тем самым характеристики протозвездного аккреционного диска, формирующегося в ходе дальнейшей эволюции системы.

3.3 Влияние магнитного поля на коллапс протозвездных облаков

Исследуем влияние магнитного поля на эволюцию иерархической структуры коллапсирующего ПЗО. Для этого рассмотрим 3 расчета с одинаковыми тепловым параметром, $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$, и вращательным параметром, $\varepsilon_{\rm w} = 0.01$, и разным магнитным параметром: $\varepsilon_{\rm m} = 0.01$ (I, расчет №6 из таблицы 2), 0.2 (II, расчет №10) и 0.6 (III, расчет №12).

На рисунке 3.5 отображена структура ПЗО в расчетах I (левые панели), II (средние панели) и III (правые панели) вблизи первичного диска в разные моменты времени. Для анализа эффективности магнитного торможения на рисунке приведены двумерные карты распределения удельного углового момента (цветная заливка).

Рисунок 3.5 показывает, что иерархическая структура коллапсирующего ПЗО формируется во всех расчетах. Во время коллапса первичные диски

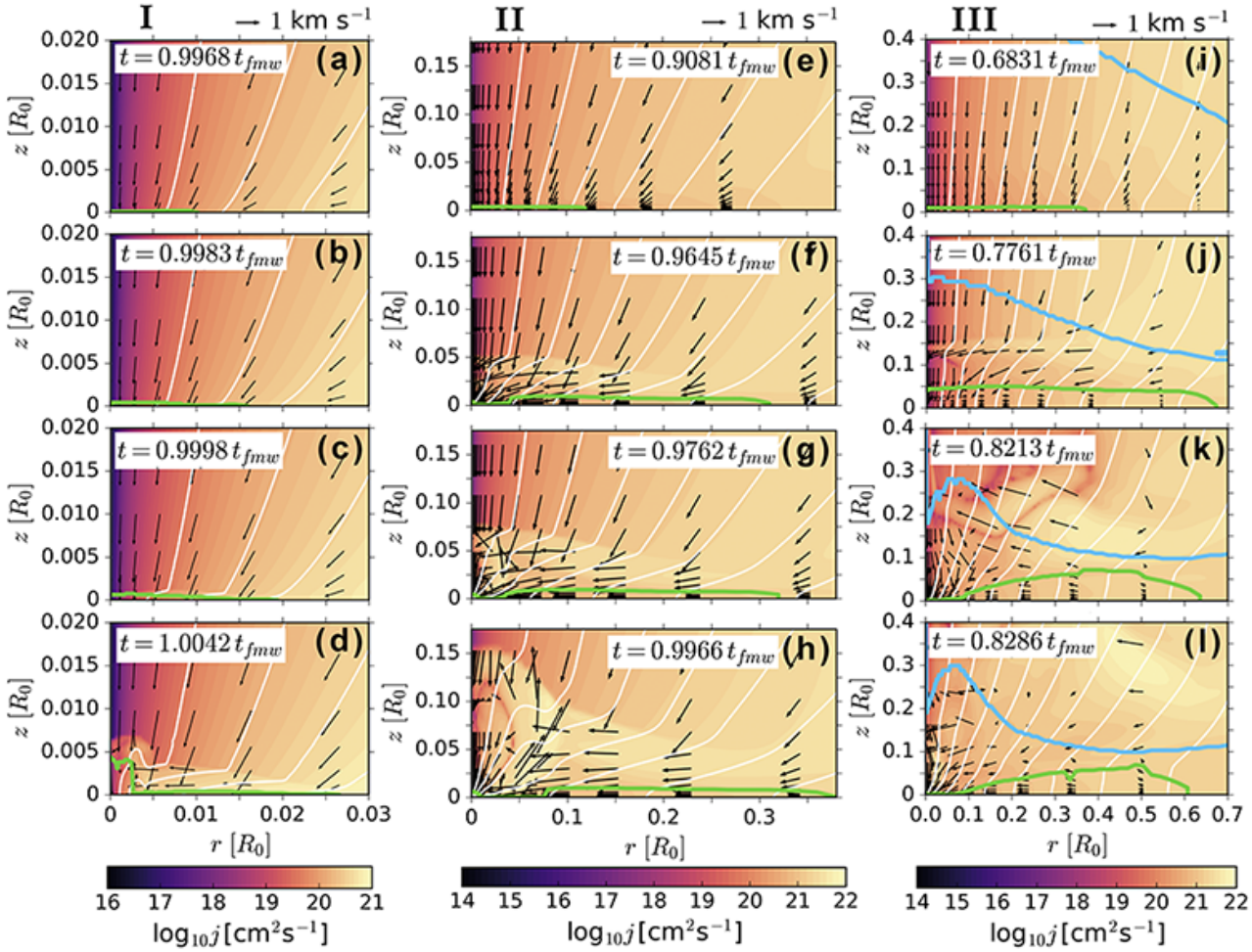

Рисунок 3.5 — Двумерное распределение удельного углового момента в расчетах с $\varepsilon_m = 0.01$ (I, левые панели), $\varepsilon_m = 0.2$ (II, средние панели), $\varepsilon_m = 0.6$ (III, правые панели) в разные моменты времени после формирования первичного диска (панели сверху вниз). Рассматривается область вблизи первичного диска.

увеличиваются в размерах. Например, радиус первичного диска в расчете I увеличивается с $R_{\rm pd} \approx 0.01\,R_0 \approx 200$ а.е. до $\approx 0.025\,R_0 \approx 500$ а.е. (панели a, b, c, d). Во всех случаях угловой момент сначала накапливается вблизи поверхности первичного диска, а затем передается оболочке из-за магнитного торможения в области за фронтом быстрой МГД-ударной волны. Общей чертой всех расчетов является возникновение истечений из области вблизи первого ядра. Типичная скорость истечения составляет ≈ 2 км с$^{-1}$.

Характеристики первичных дисков, динамика истечения и эффективность магнитного торможения изменяются с $\varepsilon_{\rm m}$. Радиус и типичная полутолщина первичного диска увеличиваются с $\varepsilon_{\rm m}$. Это отражает возрастающую роль электромагнитной силы в установлении магнитостатического равновесия внутри центральной части облака. Например, конечный радиус первичного диска уве-

личивается с $\approx 0.025\,R_0$ в расчете I до $\approx 0.6\,R_0$ в расчете III (см. нижние панели на рисунке 3.5). Таким образом, облако с сильным магнитным полем практически целиком переходит в состояние магнитостатического равновесия.

Размер области эффективного магнитного торможения, ограниченной фронтом быстрой МГД-ударной волны, увеличивается с $\varepsilon_{\rm m}$. Рисунок 3.5d показывает, что в расчете I быстрая ударная МГД-волна проходит расстояние $2\times10^{-3}\,R_0$ вдоль z-направления за $t\sim1.0\,t_{\rm fmw}$, тогда как в расчете III быстрая МГД-ударная волна проходит расстояние $0.3-0.4\,R_0$ и выходит из оболочки к моменту $t\sim0.83\,t_{\rm fmw}$ (см. рисунок 3.5l). Это объясняется тем, что скорость быстрой МГД-ударной волны увеличивается с $\varepsilon_{\rm m}$, то есть с начальной напряженностью магнитного поля облака.

Размер области истечения к концу динамического коллапса также увеличивается с увеличением $\varepsilon_{\rm m}$, поскольку в случае большей интенсивности магнитного поля крутильные альвеновские волны, образующиеся в области дифференциального вращения, распространяются с большей скоростью.

Для более детального анализа динамики коллапса проанализируем профили радиальной и азимутальной скоростей вдоль экваториальной плоскости для запусков I, II и III, изображенные на рисунке 3.6.

В начальный момент времени (линии 1) облако вращается твердотельно, так что азимутальная скорость увеличивается с расстоянием как $v_\varphi\propto r$. Первоначально облако покоится в радиальном направлении, $v_r=0$. Рассмотрим расчет I со слабым магнитным полем (рисунки 3.6a и d). К моменту формирования первичного диска дифференциальное вращение устанавливается в области от границы диска, $r\approx0.02R_0$, до периферии облака (линия 2). Область дифференциального вращения далее увеличивается со временем (линия 3). Радиальная скорость практически равна нулю внутри первого ядра, $v_r\approx0$, и все ядро вращается твердотельно, $v_\varphi\propto r$, к концу расчета (строка 4). Оболочка и первичный диск вращаются дифференциально. Азимутальный профиль скорости близок к кеплеровскому $v_\varphi\propto r^{-1/2}$ как в первичном диске, так и в оболочке. По профилям $v_\varphi(r)$ на $r\approx0.02\,R_0$ видна четкая граница между первичным диском и оболочкой. Кеплеровский профиль вращения подразумевает, что первое ядро становится доминирующим источником гравитации в системе. На границе первого ядра азимутальная скорость становится сравнимой с радиальной , $v_r\approx v_\varphi\approx1.9$ км с$^{-1}$.

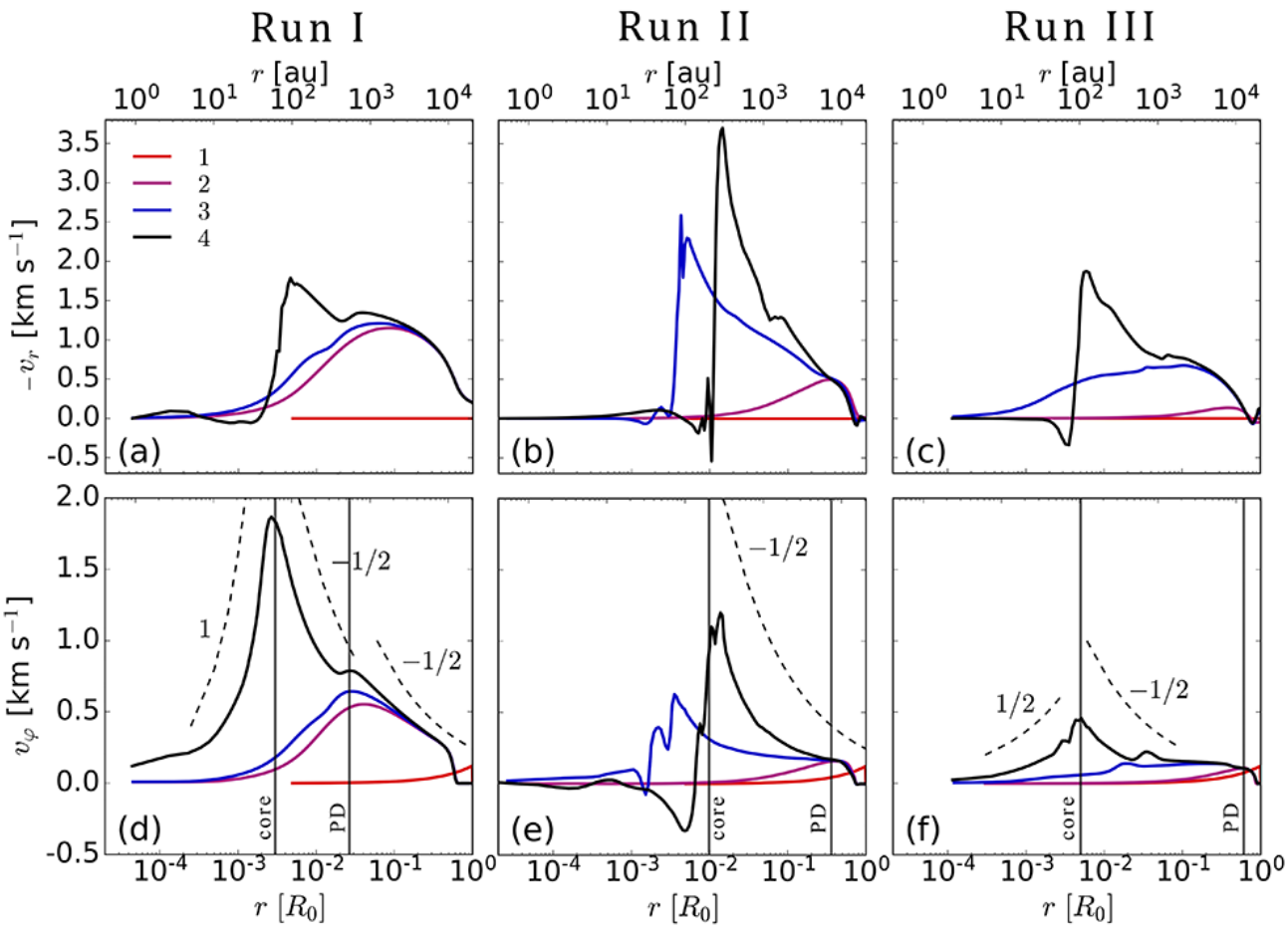

Рисунок 3.6 — Профили радиальной скорости $(-v_r)$ и азимутальной скорости v_φ вдоль экваториальной плоскости для расчетов I, II, III в разные моменты времени. Линия 1 (красный цвет): начало коллапса. Линия 2 (розовый цвет): момент формирования первичного диска, соответствующий рисункам 3.5 (a, e, i). Линия 3 (синий цвет): момент формирования первого ядра, соответствующий рисункам 3.5 (c, f, k). Линия 4 (черный цвет): конец моделирования, соответствующий рисункам 3.5 (d, h, l). Пунктирные линии с цифрами показывают характерные наклоны. Вертикальные линии показывают границы первого ядра и первичного диска в конце моделирования.

К концу моделирования в расчете II первое ядро почти не вращается . В переходной область между первым ядром и первичным диском, $10^{-3} \lesssim r \lesssim 7 \times 10^{-3}\, R_0$, скорость вращения отрицательна, что соответствует возбуждению крутильной альвеновской волны в этой области. Как и в расчете I, первичный диск вращается с кеплеровской скоростью, но медленнее. Радиальная скорость в расчете II достигает максимального значения 3.5 км с$^{-1}$ вблизи поверхности первого ядра, $r \approx 0.02\, R_0$, что больше максимальных значений $(-v_r)$ в расчетах I и III.

Таблица 6 — Характеристики первичного диска и оболочки ПЗО.

№	ε_m	ρ_c/ρ_0	R_{pd} [a.e.]	R_{env} [a.e.]	Z_{pd}/R_{pd}	Z_{env}/R_{env}	M_{pd}/M_0	M_{env}/M_0	J_{cl}/J_0	t [t_{fmw}]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
I	0.01	$4.3 \cdot 10^5$	550	11900	0.03	0.96	0.05	0.90	0.91	1.004
II	0.2	$6.2 \cdot 10^5$	7400	16500	0.03	0.61	0.42	0.52	0.81	0.997
III	0.6	$6.3 \cdot 10^5$	12500	30400	0.11	0.29	0.39	0.61	0.69	0.829

В расчете III к концу моделирования первое ядро вращается дифференциально. Внутренняя часть первичного диска вращается с кеплеровской скоростью, в то время как внешняя часть имеет почти постоянную азимутальную скорость. Скорость вращения внутри первичного диска минимальна по сравнению с расчетами I и II, что является следствием очень эффективного магнитного торможения.

В обоих расчетах II и III $v_r > v_\varphi$, то есть центробежный барьер еще не сформировался. Таким образом, с увеличением магнитного параметра ε_m магнитное торможение становится более эффективным.

В таблице 6 показаны основные характеристики иерархической структуры ПЗО для расчетов I, II, III в конечный момент времени. Анализ таблицы показывает, что при увеличении начального магнитного параметра, ε_m, увеличиваются размеры первичного диска и оболочки (столбцы 4 и 5). Первичный диск становится более геометрически толстым, а оболочка более геометрически тонкой. Масса первичного диска увеличивается, масса оболочки наоборот уменьшается. Количество отведенного углового момента оставляет от 10% до 30% в расчетах с $\varepsilon_m = 0.01 - 0.6$.

3.4 Роль диссипативных МГД-эффектов в процессе коллапса протозвездных облаков

В этом разделе исследовано влияние омической и амбиполярной диффузий на интенсивность магнитного поля в коллапсирующем ПЗО. Для этого выполнено 4 расчета с начальными параметрами, соответствующими расчету №10 (см. таблицу 2) в пределе идеальной МГД, с учетом омической диффузии, магнитной амбиполярной диффузии и обоих типов диффузии.

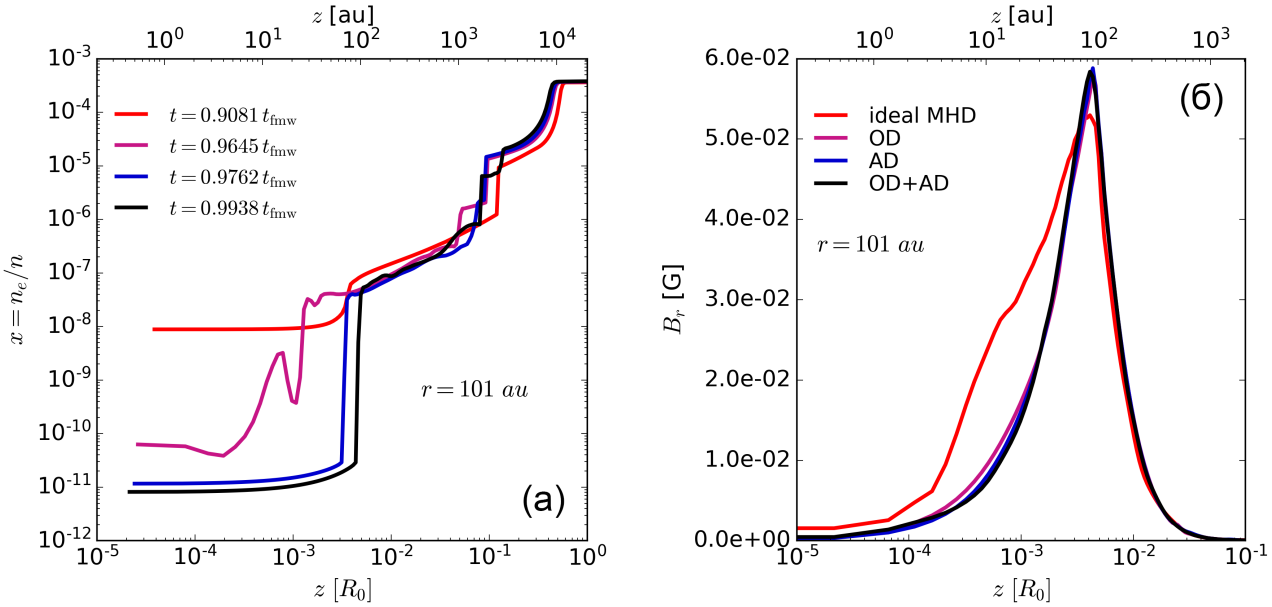

Рисунок 3.7 — Панель а: Профили степени ионизации, x, вдоль направления z при $r = 100$ а.е. в расчете II (№10 в таблице 2) в моменты времени, соответствующие рисункам 3.5(e, f, g, h). Панель б: Вертикальные профили B_r на 100 а.е. в расчете II в конечный момент времени для случая идеальной МГД (красная линия), омической диссипации (розовая линия), магнитной амбиполярной диффузии (синяя линия) и оба типа диффузии (черная линия).

Эффективность магнитной диффузии зависит от степени ионизации. На рисунке 3.7а построены вертикальные профили степени ионизации, x, вдоль направления z при $r = 100$ а.е. для расчета №10 в те же моменты времени, что и на панелях (e, f, g, h) рисунка 3.5. Рассматриваемое радиальное расстояние $r = 100$ а.е. соответствует области внутри первого ядра вблизи его границы. Рисунок 3.7а показывает, что степень ионизации увеличивается с z до максимального значения 10^{-5} на периферии облака. Это связано с уменьшением плотности газа и соответствующим увеличением интенсивности скорости ионизации межзвездного космического и рентгеновского излучения. Минимальное значение x соответствует максимальной плотности в центре облака. До образования первого ядра при $t = 0.908\, t_{\rm fmw}$ (красная линия), $x \sim 10^{-8}$ в центральной части облака. После образования первого ядра степень ионизации быстро падает до почти постоянного значения $x \lesssim 10^{-11}$ внутри ядра. Скачки профилей степени ионизации в области $z = 10^{-3} - 2 \times 10^{-2}\, R_0$ соответствуют области истечения.

На рисунке 3.7б показаны вертикальные профили радиальной компоненты магнитного поля B_r при $r = 100$ а.е. внутри первого ядра для расчетов с различными включенными МГД-эффектами. Рисунок 3.7б показывает, что во всех четырех случаях B_r увеличивается от нулевого значения в экваториальной плоскости, $z = 0$, до максимального значения $\approx 6 \cdot 10^{-2}$ G при $z \sim 100$ а.е., а затем уменьшается дальше с z. Максимум в профилях B_r соответствует поверхности первого гидростатического ядра, $z \approx 100$ а.е.

Внутри первого ядра интенсивность B_r больше в случае идеальной МГД по сравнению с расчетами с учетом диссипативных МГД-эффектов. Это показывает, что амбиполярная диффузия и омическая диссипация ослабляют магнитное поле в этой зоне. Эта разница будет увеличиваться со временем, поскольку степень ионизации внутри этой области будет падать в ходе дальнейшей эволюции системы. За пределами первого ядра профили $B_r(z)$ одинаковы во всех случаях, что означает, что магнитное поле вморожено в оболочке.

3.5 Выводы по главе 3

В данной главе проведено численное моделирование коллапса вращающихся магнитных ПЗО с массой $10\,M_\odot$ с учетом образования первого гидростатического ядра и истечений.

Моделирование показало, что формирование иерархической структуры ПЗО является универсальным свойством коллапсирующих магнитных вращающихся ПЗО. Квазимагнитостатические первичные диски, являются долгоживущими структурами. Первое ядро формируется в центральной части первичного диска. Первичный диск действует как резервуар массы, углового момента и магнитного потока для дальнейшего формирования протозвезды и протозвездного диска. Поэтому исследование характеристик первичных дисков имеет большое значение для изучения процессов образования протозвездных дисков.

Свойства и эволюция структур на каждом уровне иерархии сильно зависят $\varepsilon_{\rm m}$. Радиусы первичных дисков увеличиваются с ростом $\varepsilon_{\rm m}$ и согласуются с наблюдаемыми размерами сплюснутых оболочек МЗО класса 0 [5; 6; 99; 154].

При увеличении $\varepsilon_{\rm m}$ степень сплюснутости оболочки уменьшается, а степень сплюснутости первичного диска увеличивается.

За фронтом быстрой МГД-ударной волны генерируется сильное тороидальное магнитное поле, которое обуславливает магнитное торможение. Область магнитного торможения растет со временем по мере продвижения ударной волны в оболочку. Эффективность магнитного торможения увеличивается с $\varepsilon_{\rm m}$. В случае сильного магнитного поля, $\varepsilon_{\rm m} = 0.6$, фронт быстрой МГД-ударной волны выходит из оболочки облака, отводя часть углового момента из облака.

Согласно нашим расчетам, истечения формируются на границе ядра вдоль экваториальной плоскости из-за градиента тороидальной компоненты магнитного поля в соответствии с механизмом Учиды и Шибаты. Размер области истечения в конце динамического коллапса увеличивается с $\varepsilon_{\rm m}$.

Внутри первого ядра, в области со степенью ионизации $x \sim 10^{-11}$, омическая и амбиполярная диффузия ослабляют радиальную компоненту магнитного поля. Эволюция первого ядра и первичного диска, а также свойства формирующихся в дальнейшем протозвездных дисков в облаках с различной начальной магнитной энергией будут зависеть от эффективности омической и магнитной амбиполярной диффузии внутри первого ядра.

Результаты, представленные в этой главе, опубликованы в работах [A3, A4, A15 – A17].

Глава 4. Коллапс неоднородного протозвездного облака

4.1 Постановка задачи и параметры расчетов

В данной главе представлена численная МГД-модель коллапса изначально неоднородного ПЗО с неоднородным магнитным полем. Отличительной особенностью модели является самосогласованный расчет начальной плотности и крупномасштабного распределения магнитного поля в облаке. Облако характеризуется начальными массой $M_0 = 1\,M_\odot$ и температурой $T_0 = 10$ K. Начальное вращение облака задается твердотельным. Распределение плотности соответствует распределению Пламмера [155]:

$$\rho_0(R) = \frac{\rho_c}{1 + \left(\frac{R}{R_c}\right)^k}, \tag{4.1}$$

где ρ_c – центральная плотность, $R_\mathrm{c} = \pi^{-1/2}(M_0/\rho_\mathrm{c})^{1/3}$, M_0 – масса облака. Такое распределение описывает сферическое облако с почти однородной центральной частью радиусом R_c и неоднородной периферией, в которой плотность уменьшается с расстоянием от центра по степенному закону с показателем k. Стандартное значение $k = 2$ соответствует автомодельному распределению плотности свободно коллапсирующего облака [11]. Радиус центральной однородной части облака R_c подбирается так, чтобы в этой части было сосредоточено 75% массы облака.

Распределение начального полоидального магнитного поля рассчитывается в предположении образования ПЗО в процессе сферически симметричного сжатия однородной среды с плотностью ρ_0, пронизанной однородным магнитным полем $\mathbf{B}_0$ [156]. Если магнитное поле вморожено в газ, то $\mathbf{B} \propto \rho\delta\mathbf{l}$, где $\delta\mathbf{l}$ – элемент длины. В сферических координатах (r,θ,φ):

$$\delta l_r \propto dR, \quad \delta l_\theta \propto R, \tag{4.2}$$

где dR — ширина слоя. Поскольку масса слоя, $dm = 4\pi\rho R^2 dR$, сохраняется, то соотношения (4.2) дают

$$B_r \propto R^{-2}, \quad B_\theta \propto \rho R. \tag{4.3}$$

Пусть $\rho = \rho_c f(r)$. Масса вещества внутри сферы с начальным радиусом R_i сохраняется, поэтому

$$\rho_c V_\star = \rho_0 R_i^3/3, \quad V_\star \equiv \int_0^R f(r) r^2 dr. \tag{4.4}$$

Выразим R_i из ур. (4.4) и подставим в соотношения (4.3), чтобы получить закон эволюции вмороженного магнитного поля при образовании облака

$$\frac{B_r}{B_{r0}} = R^{-2}\left(3V_\star \frac{\rho_c}{\rho_0}\right)^{2/3}, \quad \frac{B_\theta}{B_{\theta 0}} = Rf(R)\left(\frac{\rho_c}{\rho_0}\right)^{2/3}(3V_\star)^{-1/3}. \tag{4.5}$$

В случае равномерного сжатия $f(r) = 1$ и $V_\star = R^3/3$, поэтому закон (4.5) дает $B_r, B_\theta \propto \rho^{2/3}$, как и ожидалось [A5].

Описанная модель коллапсирующего неоднородного ПЗО является более реалистичной по сравнению с моделью описанной в главе 2, поскольку профили плотности наблюдаемых ПЗО хорошо описываются функцией Пламмера [8; 28; 65] и согласуются с профилями, предсказанными моделями равновесных облаков [11; 38; 69]. Схематическое представление облака показано на рисунке 4.1.

Для исследования влияния магнитного поля на структуру коллапсирующего ПЗО и свойства образующихся протозвездных дисков выполнены расчеты коллапса ПЗО с неоднородным магнитным полем с начальными параметрами: $\varepsilon_t = 0.3$, $\varepsilon_m = [0, 0.2, 0.4, 0.6]$ и $\varepsilon_w = 0 - 0.1$. В соответствии с ε_t начальная центральная плотность, $n_c = 9.00 \cdot 10^5$ см$^{-3}$, характерный радиус, $R_c = 0.015$ пк, начальный радиус, $R_0 = 0.021$ пк, и временем свободного сжатия, $t_{ff} = 3.58 \cdot 10^4$ лет. Значения начальной магнитной индукции в центре облака, начальной угловой скорости ПЗО и характерного времени коллапса магнитного вращающегося ПЗО представлены в таблице 7. Для исследования эволюции облаков с различной степенью неоднородности проведена серия расчетов при различных k в диапазоне $0.5 - 2$. Также выполнены расчеты с учетом амбиполярной диффузии.

Для расчетов используется та же численная модель, которая применялась в главе 2.

Динамика коллапса ПЗО с начальным неоднородным полем исследована в разделе 4.2. Анализ степени ионизации в облаке и оценка влияния амбиполярной диффузии на магнитное поле показаны в разделе 4.3.

Таблица 7 — Начальные характеристики неоднородного ПЗО с массой $M_0 = 1\,M_\odot$ и температурой 10 K.

№	$\varepsilon_{\rm m}$	λ^*	B_0 Гс	$\varepsilon_{\rm w}$	Ω_0 $\rm c^{-1}$	$t_{\rm fmw}$ 10^4 лет
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
1	0.0	-	-	0.0	-	3.55
2	-//-	-//-	-//-	0.01	$1.4 \cdot 10^{-13}$	3.57
3	-//-	-//-	-//-	0.02	$1.9 \cdot 10^{-13}$	3.59
4	-//-	-//-	-//-	0.03	$2.3 \cdot 10^{-13}$	3.61
5	-//-	-//-	-//-	0.05	$3.0 \cdot 10^{-13}$	3.64
6	-//-	-//-	-//-	0.06	$3.3 \cdot 10^{-13}$	3.66
7	-//-	-//-	-//-	0.07	$3.5 \cdot 10^{-13}$	3.68
8	-//-	-//-	-//-	0.08	$3.8 \cdot 10^{-13}$	3.70
9	-//-	-//-	-//-	0.09	$4.0 \cdot 10^{-13}$	3.72
10	-//-	-//-	-//-	0.1	$4.2 \cdot 10^{-13}$	3.74
11	0.1	3.3	$1.2 \cdot 10^{-4}$	0.01	$1.4 \cdot 10^{-13}$	3.76
12	0.2	2.3	$1.7 \cdot 10^{-4}$	0.0	-	3.97
13	-//-	-//-	-//-	0.01	$1.4 \cdot 10^{-13}$	4.00
14	-//-	-//-	-//-	0.02	$1.9 \cdot 10^{-13}$	4.02
15	-//-	-//-	-//-	0.03	$2.3 \cdot 10^{-13}$	4.05
16	-//-	-//-	-//-	0.05	$3.0 \cdot 10^{-13}$	4.11
17	-//-	-//-	-//-	0.07	$3.5 \cdot 10^{-13}$	4.16
18	-//-	-//-	-//-	0.1	$4.2 \cdot 10^{-13}$	4.25
19	0.4	1.7	$2.4 \cdot 10^{-4}$	0.01	$1.4 \cdot 10^{-13}$	4.63
20	0.6	1.3	$2.9 \cdot 10^{-4}$	0.0	-	5.63
21	-//-	-//-	-//-	0.01	$1.4 \cdot 10^{-13}$	5.71
22	-//-	-//-	-//-	0.02	$1.9 \cdot 10^{-13}$	5.78
23	-//-	-//-	-//-	0.03	$2.3 \cdot 10^{-13}$	5.86
24	-//-	-//-	-//-	0.05	$3.0 \cdot 10^{-13}$	6.02
25	-//-	-//-	-//-	0.07	$3.5 \cdot 10^{-13}$	6.20
26	-//-	-//-	-//-	0.1	$4.2 \cdot 10^{-13}$	6.51

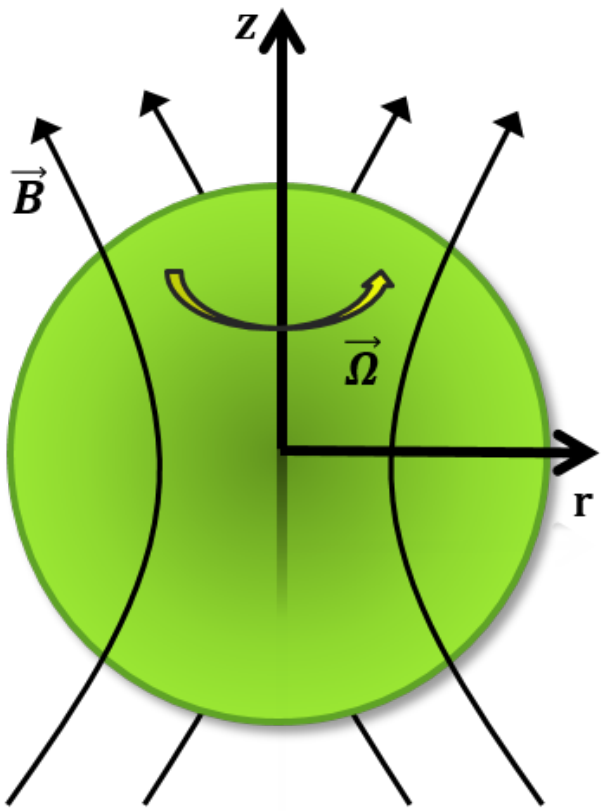

Рисунок 4.1 — Схематическое представление неоднородного ПЗО.

4.2 Общая картина коллапса неоднородного протозвездного облака

Для оценки динамики коллапса неоднородного ПЗО сравним два расчета изначально однородного облака (I, №39 из таблицы 2) и неоднородного облака (II, №13 из таблицы 7) с одинаковыми начальными параметрами: $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$, $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$, $\varepsilon_{\rm w} = 0.01$.

На рисунке 4.2, показана структура облаков в расчетах I и II в начале коллапса (левые панели) и в момент формирования первого гидростатического ядра (правые панели). Общая картина коллапса в расчете II похожа на картину в расчете I. В обоих случаях облако приобретает иерархическую структуру в конце изотермического коллапса. Иерархия состоит из уплощенной оболочки с тонким квазимагнитостатическим первичным диском вблизи его экваториальной плоскости и быстрой МГД-ударной волной, идущей от границы первичного

диска к периферии облака. Далее в центре первичного диска образуется первое ядро.

Рисунок 4.2(d) показывает, что в расчете неоднородного ПЗО сплющенная оболочка имеет радиус $R \approx 0.75\,R_0$ и полутолщину $Z \approx 0.4\,R_0$, в то время как первичный диск характеризуется $R \approx 0.35\,R_0$ и полутолщиной $Z \approx 0.02\,R_0$. Эти характеристики больше, чем в расчете I (рисунок4.2(b)). Следовательно в процессе коллапса неоднородного облака формируется более крупный первичный диск. Степени сплюснутости каждой структуры, Z/R, одинаковы в обоих расчетах: $Z/R \approx 0.6$ для оболочки и $Z/R \approx 0.04 - 0.06$ для первичного диска. Форма оболочки однородного облака более скругленная по сравнению с оболочкой неоднородного ПЗО.

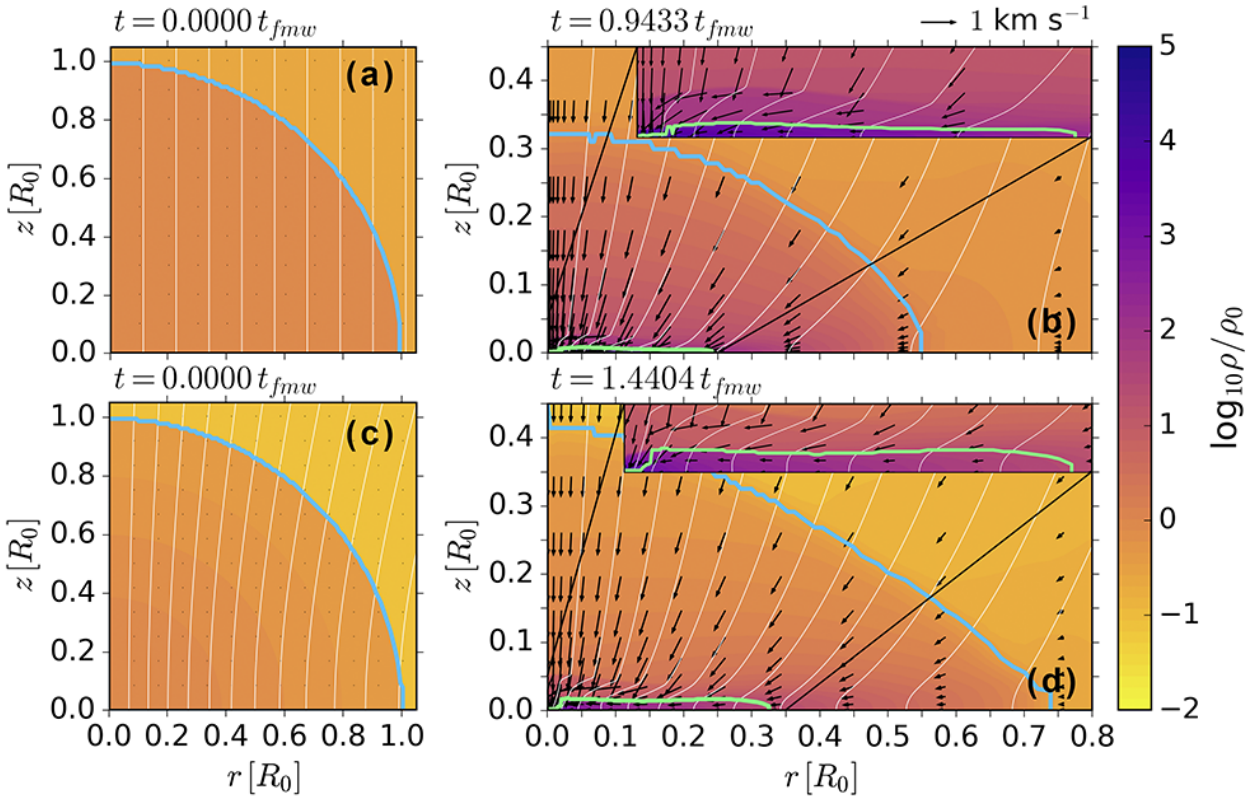

Рисунок 4.2 — Двумерная структура коллапсирующих ПЗО в расчете I с изначально однородным (верхние панели) и II неоднородным (нижние панели) распределением плотности и магнитного поля (см. расчет №39 из таблицы 2 и №13 из таблицы 7, соответственно). Левые панели показывают начальное состояние, правые панели – момент формирования первого гидростатического ядра. Изображена четверть облака в области положительных r и z. Вставки в правых верхних углах панелей (b) и (d) соответствуют увеличенной области вблизи первичного диска.

Первое ядро формируется при $t = 1.44\,t_{\rm fmw}$ в расчете II, тогда как в расчете I это происходит при $t = 0.94\,t_{\rm fmw}$. Это объясняется тем, что начальное магнитное поле динамически сильнее на периферии неоднородного облака по сравнению с начальным магнитным полем в однородном облаке.

Профили плотности и скорости вдоль экваториальной плоскости и вдоль оси вращения (рисунок 4.3) показывают, что к концу изотермической стадии коллапса радиус первого ядра в однородном ПЗО равен $\approx 0.004\,R_0 = 12$ а.е., что меньше радиуса первого ядра неоднородного ПЗО, $\approx 0.02\,R_0 = 90$ а.е. Область за фронтом быстрой МГД-ударной волны, то есть область эффективного магнитного торможения, в расчете I меньше , чем в расчете II. Максимальная скорость движения вещества вдоль оси z, $v_{\rm z\,max}$, достигается на границах ударного фронта. Для случая однородного облака $v_{\rm z\,max} \approx 2.0$ км/с, для случая неоднородного ПЗО в 2 раза меньше. Следовательно, коллапс оболочки неоднородного облака происходит медленнее.

Как в случае однородного облака (см. главу 3), эволюция облака после образования первого ядра характеризуется генерацией истечений из окрестностей ядра. Рисунок 4.4а показывает структуру облака в первые моменты времени после образования первого ядра. Согласно рисунку 4.4б на момент формирования истечение занимает область $r \times z = 0.1 \times 0.2\,R_0$. В момент времени (рисунок 4.4в) фронт истечения и быстрой МГД-ударной волны достигают границу облака, облако становится квазимагнитостатическим. Скорость истечений увеличивается в процессе эволюции и в момент времени $t = 1.71\,t_{\rm fmw}$ (рисунок 4.4г) достигает $\approx$ 2 км/с.

4.2.1 Коллапс облаков с различной начальной степенью неоднородности

Рассмотрим 4 расчета с одинаковыми начальными параметрами, соответствующими расчету №13 из таблицы 7, но с различными показателями степени начального распределения плотности $k = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$. При данных параметрах ПЗО имеет начальные радиус $R_0 = 0.021$ пк, центральную плотность $\rho_c = (3.2 - 3.5) \cdot 10^{-18}$ г см$^{-3}$, угловую скорость $\Omega_0 = 1.37 \cdot 10^{-13}$ с$^{-1}$, полный

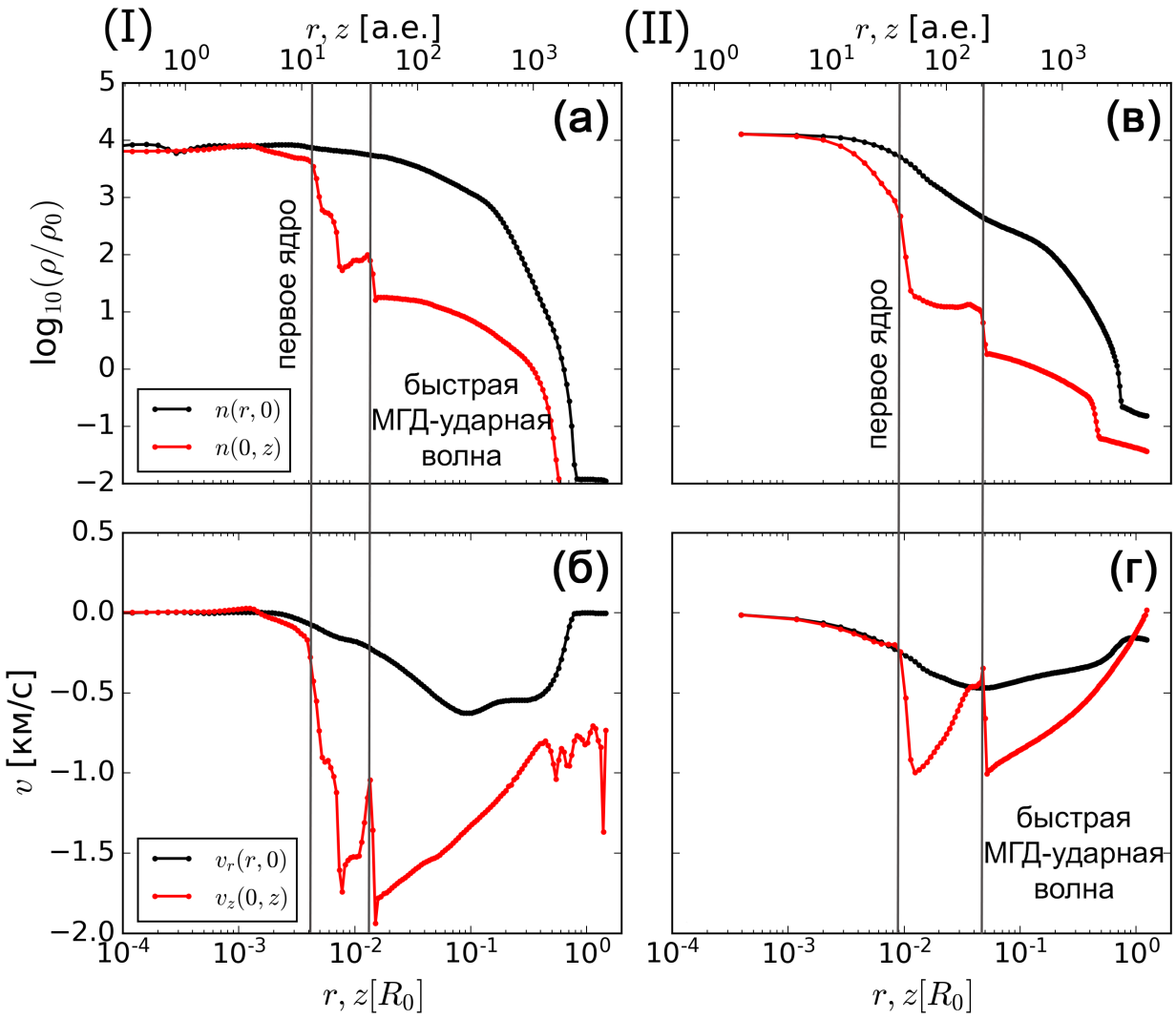

Рисунок 4.3 — Профили плотности и скорости вдоль оси r (черная линия) и z (красная линия) в конце изотермической стадии коллапса для расчетов I (слева) и II (справа, см. панели b и d на рисунке 4.2).

угловой момент $J_0 = 4.0 \cdot 10^{53} - 1.2 \cdot 10^{54}$ г см^2 с$^{-1}$ и магнитную индукцию в центре $B_0 = (1.59 - 1.68) \cdot 10^{-4}$ Гс.

На рисунке 4.5 показана двумерная структура ПЗО для расчетов с $k = 0.5$ (слабо неоднородное облако) и $k = 2.0$ (сильно неоднородное облако) в начальный момент времени и в конце изотермической стадии коллапса, когда в центре начинается формирование непрозрачного ядра.

Изотермическая стадия коллапса для случая $k = 0.5$ закончилась при $t_{\rm I} = 1.3619\, t_{\rm fmw} = 5.45 \cdot 10^4$ лет. Рисунок 4.5б показывает, что к этому моменту времени радиус и полутолщина оболочки составляют $R_{\rm cl} \approx 0.55\, R_0$ и $Z_{\rm cl} \approx 0.35\, R_0$ соответственно. В центральной части облака (см. рисунок 4.5в) различим первичный диск с максимальной полутолщиной $Z_{\rm pd} \approx 0.01\, R_0$.

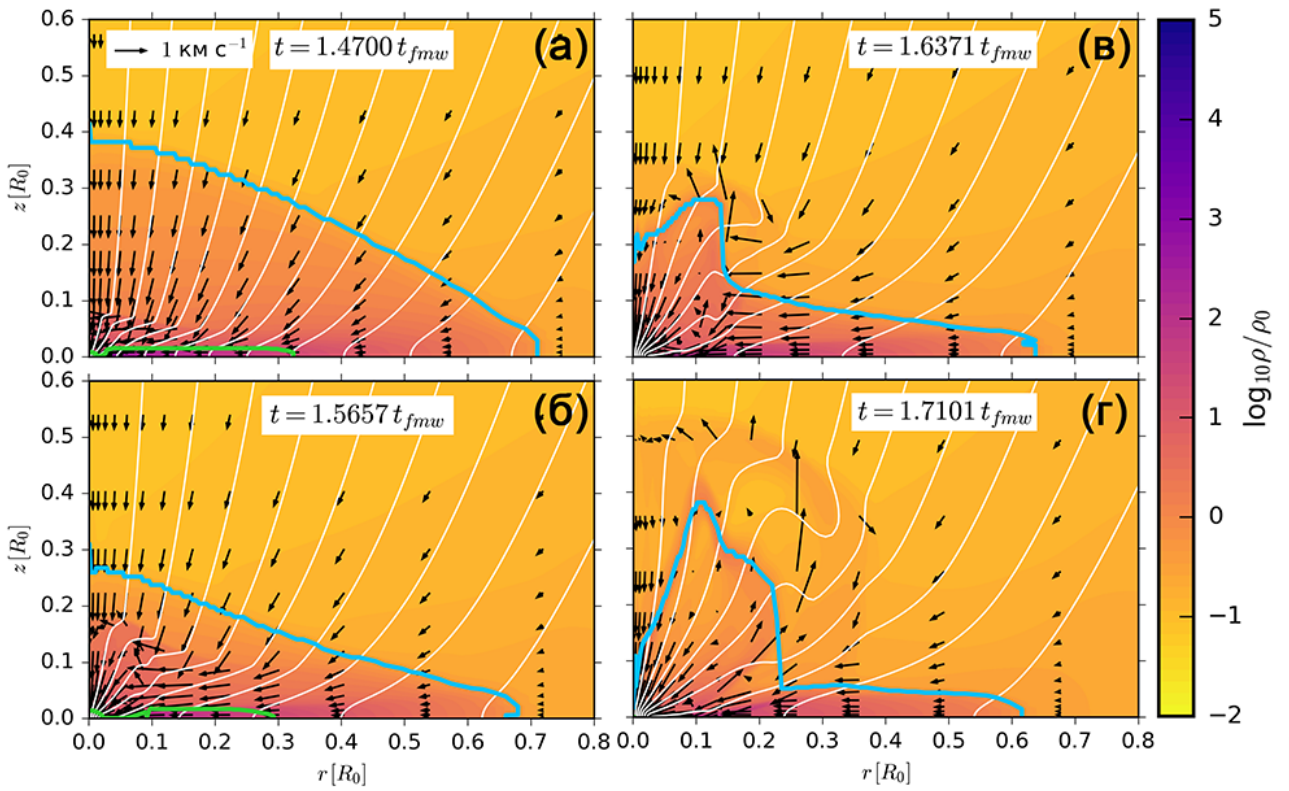

Рисунок 4.4 — Двумерная структура в неоднородном ПЗО (расчет №13 из таблицы 7) в разные моменты времени: панель (а): $t = 1.47\,t_{\rm fmw}$ – окончание изотермической стадии коллапса; панель (б): $t = 1.56\,t_{\rm fmw}$ – начало истечений; панель (в): $t = 1.64\,t_{\rm fmw}$ – истечения пересекают границу ПЗО; панель (г): $t = 1.71\,t_{\rm fmw}$ – окончание расчета.

Согласно рисункам 4.5д и 4.5е, в расчете с $k = 2.0$ в конце изотермического коллапса, $t_{\rm I} = 1.4334\,t_{\rm fmw} = 5.73 \cdot 10^4$ лет, радиус и полутолщина оболочки составляют $R_{\rm cl} \approx 0.70\,R_0$ и $Z_{\rm cl} \approx 0.40\,R_0$, а максимальная полутолщина ПД $\approx 0.02 R_0$. Таким образом, в случае коллапса сильно неоднородного облака элементы его внутренней иерархии (оболочка и первичный диск) имеют большие размеры, чем в случае слабо неоднородного облака.

Расчеты показывают, что при выбранных параметрах к концу изотермической стадии коллапса из облака в окружающую межзвездную среду отводится 40% начального углового момента — независимо от степени начальной неоднородности. При этом распределение удельного углового момента внутри облака меняется с изменением k. Например, в момент времени $t_{\rm I}$ удельный угловой момент в центре облака с $k = 0.5$ составляет 10^{16} см^2 с$^{-1}$. В облаке с $k = 2.0$ эта величина на порядок меньше: 10^{15} см^2 с$^{-1}$. Следовательно, в изначально более неоднородном облаке перераспределение углового момента из центра

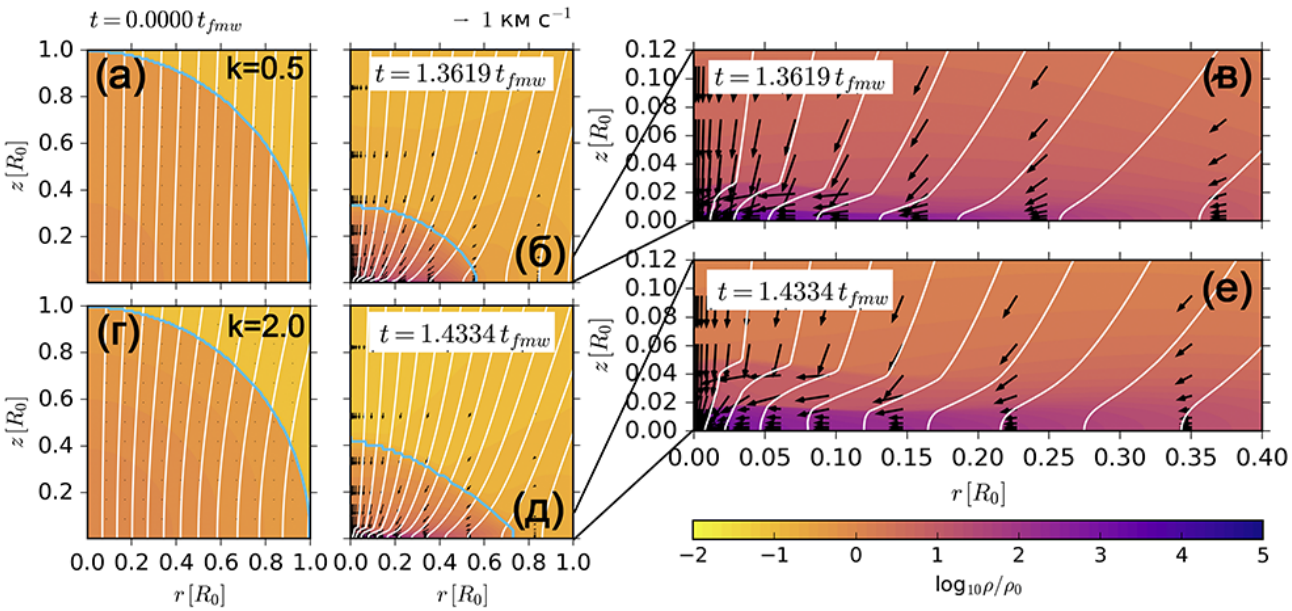

Рисунок 4.5 — Двумерная структура ПЗО для расчетов с $k = 0.5$ (панели а, б и в) и с $k = 2.0$ (панели г, д и е). Панели (а) и (г) соответствуют начальному моменту времени. Панели (б) и (д) —- окончанию изотермической стадии коллапса. Панели (в) и (е) показывают увеличенную центральную часть облака.

облака к его периферии происходит эффективнее. Это связано с тем, что в изначально более неоднородном облаке быстрее устанавливается дифференциальное вращение, генерируется тороидальное магнитное поле и запускается процесс магнитного торможения центральной части облака.

4.2.2 Эволюция углового момента в процессе коллапса неоднородного протозвездного облака

Для исследования эффективности магнитного торможения выполнено 4 расчета с одинаковыми тепловым, $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$, и вращательным, $\varepsilon_{\rm w} = 0.01$, параметрами для различных значений магнитного параметра: $\varepsilon_{\rm m} = 0$ (№2 из таблицы 7), $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ (№13), $\varepsilon_{\rm m} = 0.4$ (№19) и $\varepsilon_{\rm m} = 0.6$ (№21).

На рисунке 4.6 изображено двумерное распределение j для расчетов с $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ (панель а) и с $\varepsilon_{\rm m} = 0.4$ (панель б) в конечный момент времени. К этому моменту времени всё облако перешло в квазимагнитостатическое состояние. Как и в случае однородного облака (см. главу 3), максимальные значения

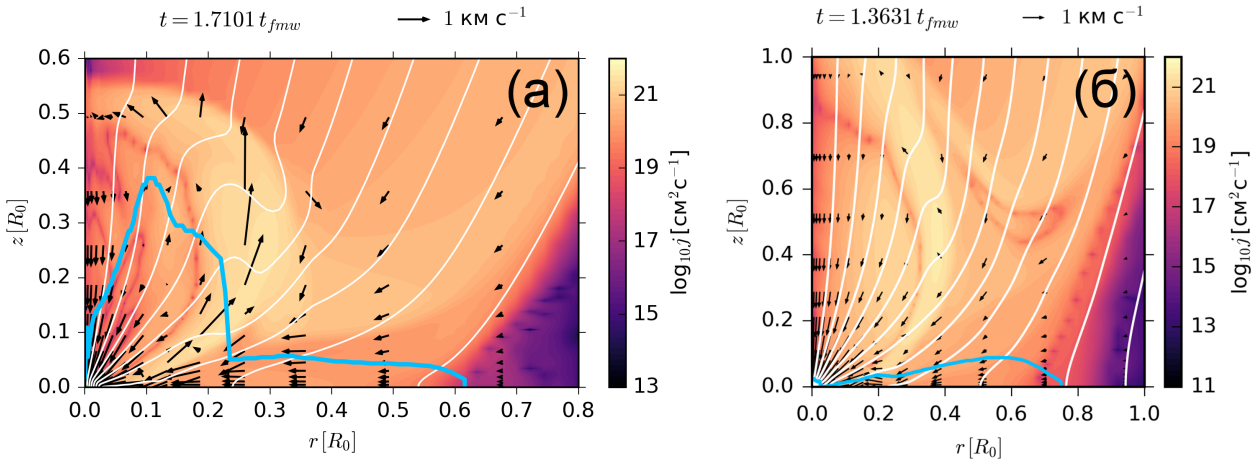

Рисунок 4.6 — Двумерное распределение удельного углового момента в коллапсирующих ПЗО из расчета №13 (панель а) и расчета №19 (панель б) из таблицы 7 в конце расчета.

j концентрируются в области истечений, в которой генерируется тороидальное магнитное поле, и эффективно магнитное торможение. Область истечения увеличивается с $\varepsilon_{\rm m}$.

На рисунке 4.7а показаны радиальные профили удельного углового момента, j, в экваториальной плоскости. В начальный момент времени показатель, n, степенной зависимости, $j \sim r^n$, равен 2, что соответствует твердотельному вращению (линия 1). К концу изотермического коллапса в оболочке ПЗО наклон профиля $j(r)$ уменьшился до $n \approx 1$ в расчетах №2 и 13 и до $n \approx 0.5$ в расчете №21, что соответствует кеплеровскому вращению. В расчете №2 максимум $j(r)$ не изменился, но сместился к центру облака вместе с границей облака. Следовательно, отвода j из ПЗО без магнитного поля не происходит. С увеличением $\varepsilon_{\rm m}$, к концу коллапса величина j уменьшается во всем облаке, что свидетельствует об увеличении эффективности магнитного торможения.

Рисунок 4.7б показывает профили j для расчетов №13, 19, 21 в конце моделирования с учетом эволюции первого ядра. Профили j в области $r \leqslant 0.07\, R_0$ имеют пики, связанные с МГД-волнами, образующимися на границе первого ядра вследствие взаимодействия с аккреционным потоком. Область $r \leqslant 0.02\, R_0$ соответствует радиусу первого ядра, которое вращается твердотельно, $j \sim r^2$. После изотермической стадии до конечного момента времени наклон профилей j в оболочке уменьшился от $1.8 - 1.6$ до $0.5 - 0.3$. Следовательно, в процессе коллапса ПЗО твердотельное вращение оболочки сменяется (суб)кеплеровским.

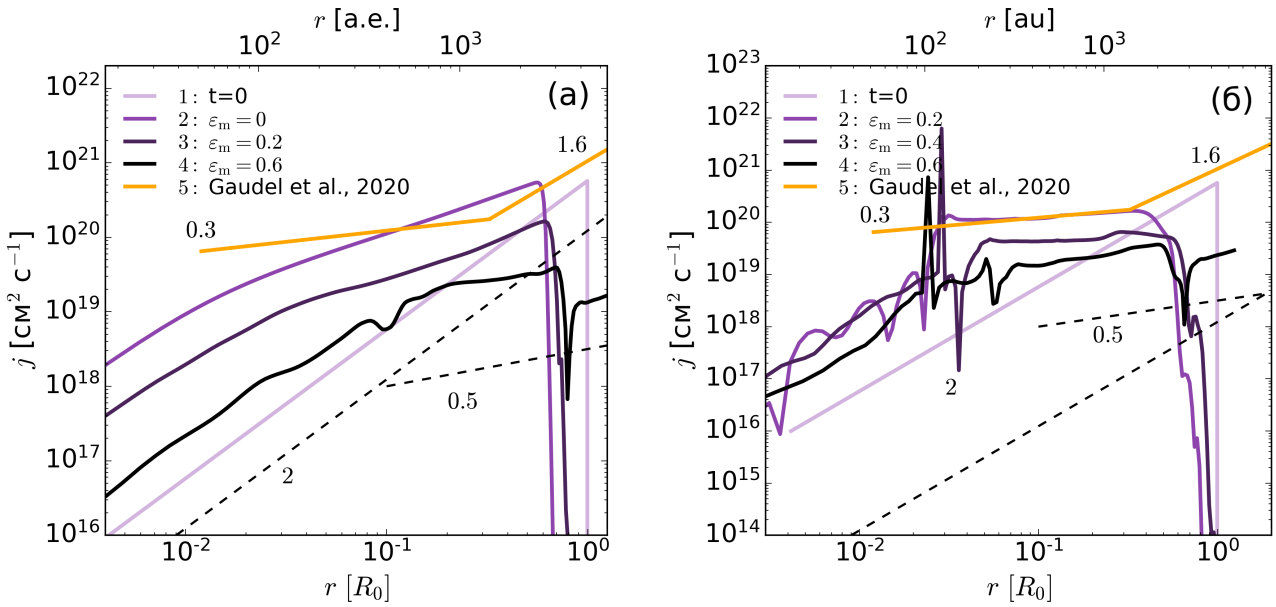

Рисунок 4.7 — Профили удельного углового момента, $j(r)$ в расчетах с различными $\varepsilon_{\rm m}$. Панель (а): в начальный момент времени (линия 1) и в конце изотермической стадии коллапса (линия 2: $\varepsilon_{\rm m} = 0$, линия 3: $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$, линия 4: $\varepsilon_{\rm m} = 0.6$). Панель (б): в начальный момент времени (линия 1) и в конечный момент расчета с учетом эволюции первого ядра и формирования истечений (линия 2: $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$, линия 3: $\varepsilon_{\rm m} = 0.4$, линия 4: $\varepsilon_{\rm m} = 0.6$) Линия 5 указывает наблюдаемые профили $j_{\rm obs}(R)$ в МЗО класса 0 [114]. Штриховыми линиями показаны наклоны при твердотельном (2) и кеплеровском (0.5) вращении.

Линия 5 на рисунке 4.7а показывает профиль $j_{\rm obs}(R)$ для наблюдаемых МЗО класса 0 [114]. В оболочках МЗО класса 0 $j_{\rm obs} \sim R^{1.6}$ при $R > 1600$ а.е., в то время как в более плотных частях облака $j_{\rm obs} \sim R^{0.3}$. Согласно нашим расчетам, изменение наклона профиля углового момента в наблюдаемых облаках может быть интерпретированно как проявление внутренней иерархии коллапсирующего ПЗО, состоящей из твердотельной оболочки и внутреннего кеплеровского диска. Сравнение наблюдаемых профилей с модельными позволяет сделать вывод о том, на какой эволюционной стадии находятся наблюдаемые ядра.

На рисунке 4.8а показана эволюция полного углового момента ПЗО, J/J_0, для расчетов №2, 13 и 19 (линии 1, 3, 5) на изотермической стадии коллапса. Для сравнения приведены соответствующие зависимости для однородных ПЗО при тех же начальных условиях (линии 2 и 4, см. глава 2). Рисунок показывает, что увеличение $\varepsilon_{\rm m}$ приводит к увеличению эффективности магнитного торможения. Неоднородное ПЗО с умеренным магнитным полем (линия 3) к

концу изотермического коллапса теряет 40 % углового момента, ПЗО с сильным магнитным полем (линия 5) — 90 %. В однородных ПЗО при прочих равных условиях магнитное торможение менее эффективно. Это объясняется тем, что в неоднородной части облака генерируется тороидальная компонента магнитного поля, которая перераспределяет j в коллапсирующем ПЗО и частично переносит его в окружающую среду. В изначально однородном облаке этот эффект возникает за фронтом волны разрежения по мере ее распространения от границы облака к его центру. В изначально неоднородном ПЗО магнитное торможение развивается во всем облаке целиком сразу после начала коллапса.

На рисунке 4.8б показана зависимость безразмерного полного углового момента в конце изотермичсекой стадии от $\varepsilon_{\rm m} = [0.0, 0.2, 0.6]$ и $\varepsilon_{\rm w} = 0.01 - 0.1$ для расчетов №1-10, 12-18, 20-26 в таблице 7. Рисунок показывает, что полный угловой момент облака с $\varepsilon_m = 0$ сохраняется, $J/J_0 = 1$. Это связано с тем, что в облаке без магнитного поля магнитного торможения не происходит. Угловой момент облаков с $\varepsilon_m > 0$ уменьшается по сравнению с начальным вследствие отвода углового момента магнитными натяжениями. Согласно рисунку 4.8, эффективность магнитного торможения увеличивается с ростом ε_m. Например, при $\varepsilon_m = 0.2$ (красная линия) полный угловой момент облака уменьшается на $\sim$40% по отношению к J_0, при $\varepsilon_m = 0.6$ (зеленая линия) — примерно на 90%. Относительная доля отведенного углового момента практически не зависит от вращательного параметра ε_w.

4.3 Роль амбиполярной диффузии в процессе коллапса неоднородного протозвездного облака

Исследуем ионизационное состояние коллапсирующего неоднородного ПЗО в сравнении с однородным ПЗО при $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ и 0.6, $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$, $\varepsilon_{\rm w} = 0.01$ (№39 и 48 из таблицы 2, №13 и 21 из таблицы 7).

На рисунке 4.9 представлены профили степени ионизации вдоль осей r и z в конце изотермической стадии коллапса ПЗО. Рисунок 4.9 показывает, что в этот момент времени степень ионизации в центре изначально однородного ПЗО $\approx 10^{-11}$, то есть в облаке не формируется область низкой степени ионизации и эффективной диффузии магнитного поля — так называемая «мертвая» зона.

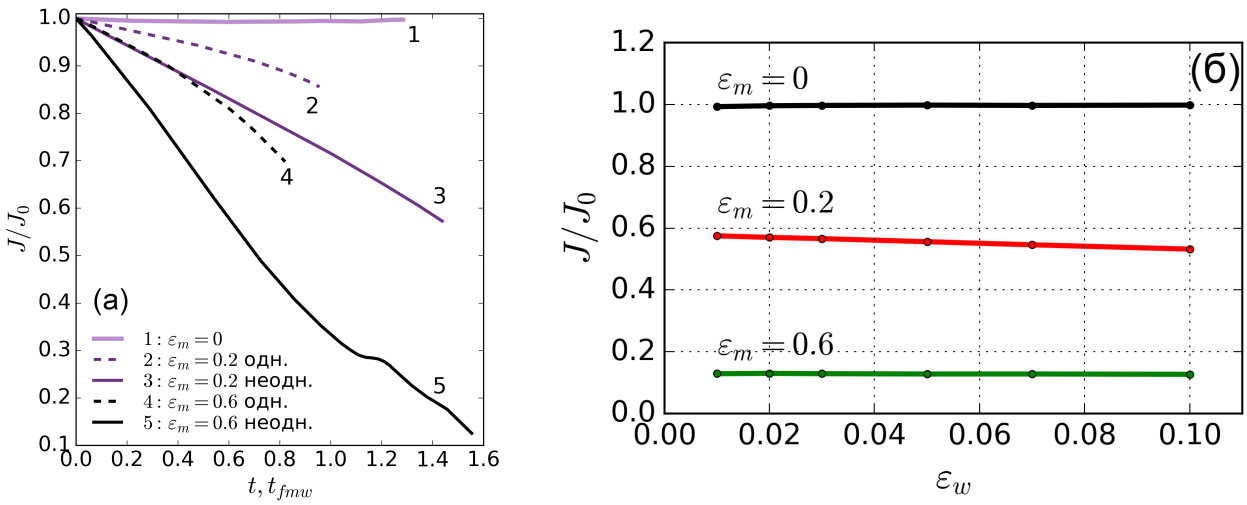

Рисунок 4.8 — Панель (а): Изменение безразмерного полного углового момента облака, J/J_0, в процессе коллапса однородного ПЗО (пунктирные линии) и неоднородного ПЗО (сплошные линии) при $\varepsilon_m = 0$ (линия 1), $\varepsilon_m = 0.2$ (линии 2 и 3), $\varepsilon_m = 0.6$ (линии 4 и 5). Панель (б): Зависимость J/J_0 от вращательного параметра ε_w при $\varepsilon_m = 0$ (черная линия), $\varepsilon_m = 0.2$ (красная линия) и $\varepsilon_m = 0.6$ (зеленая линия) при $\varepsilon_t = 0.3$ в конце изотермической стадии. Здесь J_0 — начальный угловой момент облака.

В случае неоднородного ПЗО в центре облака степень ионизации принимает более низкие значения. В центральной части облака образуется «мертвая» зона, которая характеризуется степенью ионизации $x \leqslant 10^{-12}$. Внутри «мертвой» зоны степень ионизации опускается до 10^{-13}. В случае $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ «мертвая» зона характеризуется радиальной протяженностью $L \approx 90$ а.е., центральной плотностью $\rho_{\rm c} = 3.4 \cdot 10^{-14}$ г см$^{-3}$ и индукцией магнитного поля $B_{\rm c} = 1.9 \cdot 10^{-2}$ Гс. В случае облака с сильным магнитным полем, $\varepsilon_{\rm m} = 0.6$: $L \approx 220$ а.е., $\rho_{\rm c} = 7.0 \cdot 10^{-14}$ г см$^{-3}$ и $B_{\rm c} = 2.9 \cdot 10^{-2}$ Гс. Таким образом, в ПЗО с более сильным магнитным полем образуется «мертвая» зона большего размера. При дальнейшей эволюции неоднородного ПЗО размеры первого ядра и «мертвой» зоны увеличивается.

«Мертвая» зона характеризуется эффективными омической и амбиполярной диффузиями. В рассматриваемом диапазоне плотностей основным эффектом является амбиполярная диффузия. Для анализа влияния амбиполярной диффузии на рисунке 4.10 приведено сравнение профилей магнитного поля без и с учетом диффузии в конце изотермической стадии коллапса. Рисунок 4.10 показывает, что интенсивность магнитного поля внутри ядра в расчетах с уче-

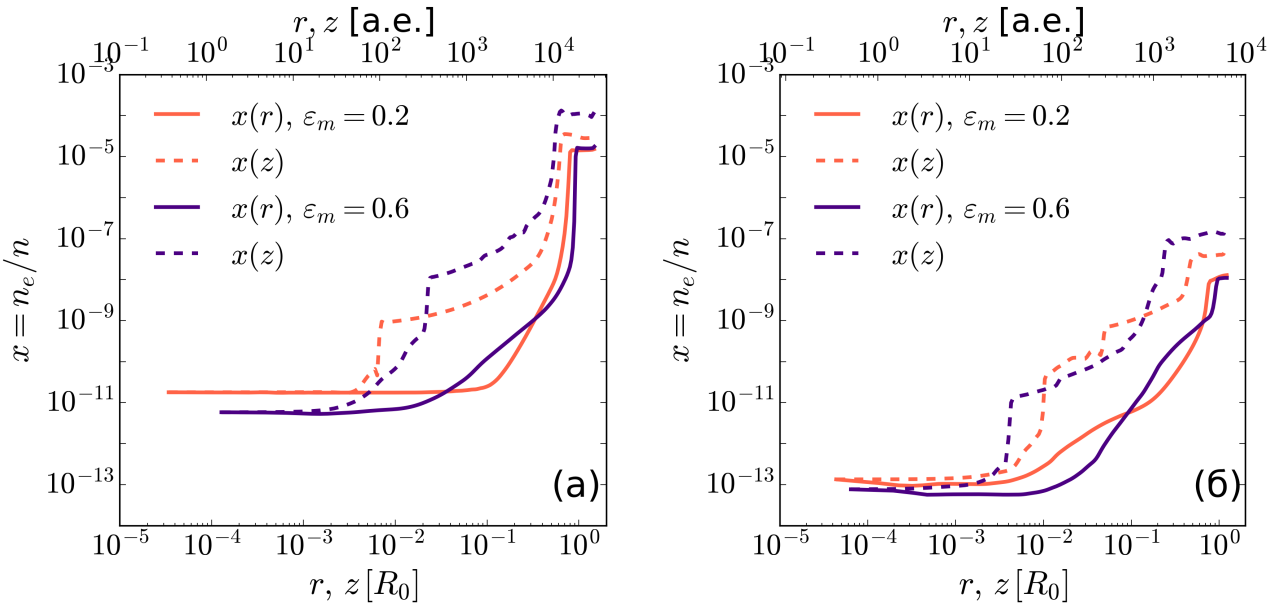

Рисунок 4.9 — Степень ионизации вдоль осей r и z в расчетах с однородным (панель а) и неоднородным (панель б) начальным распределением плотности при $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ (оранжевые линии) и $\varepsilon_{\rm m} = 0.6$ (фиолетовые линии) в момент образования первого ядра.

том амбиполярной диффузии (черные линии) намного меньше, чем в случае идеальной МГД. При больших $\varepsilon_{\rm m}$ увеличивается эффективность амбиполярной диффузии. Это связанно с тем, что коэффициент амбиполярной диффузии увеличивается при увеличении интенсивности магнитного поля (см. [15]).

Для оценки роли амбиполярной диффузии в области «мертвой» зоны сравним характерное время амбиполярной диффузии, $t_{\rm AD}$, и время свободного падения, $t_{\rm ff} = \sqrt{3\pi/(32G\rho)}$, где G – гравитационная постоянная. Время амбиполярной диффузии можно определить по формуле (пр., [157]):

$$t_{\rm AD} = \frac{L^2}{\eta_{\rm AD}} = \frac{4\pi x \rho^2 \eta_{\rm in} L^2}{B^2}, \tag{4.6}$$

где $\eta_{\rm AD}$ — линеаризованный коэффициент амбиполярной диффузии, $\eta_{\rm in} = m_{\rm i}\langle\sigma V\rangle_{in}/(m_{\rm n}(m_{\rm i} + m_{\rm n}))$ — коэффициент, определяющий эффективность переноса импульса во взаимных столкновениях ионов и нейтралов в плазме, $m_{\rm i} = 30m_H$ — средняя масса иона, $m_{\rm n} = 2.3m_H$ — масса нейтральной частицы, m_H — масса атома водорода и $\langle\sigma V\rangle_{in} = 2.0\cdot10^{-9}$ см^3 с$^{-1}$ — коэффициент столкновений ионов с нейтральными частицами. Для оценок характерных времен будем использовать значения B, ρ и x в центре облака. В качестве характерного размера «мертвой» зоны выберем цилиндрический радиус области $x < 10^{-12}$.

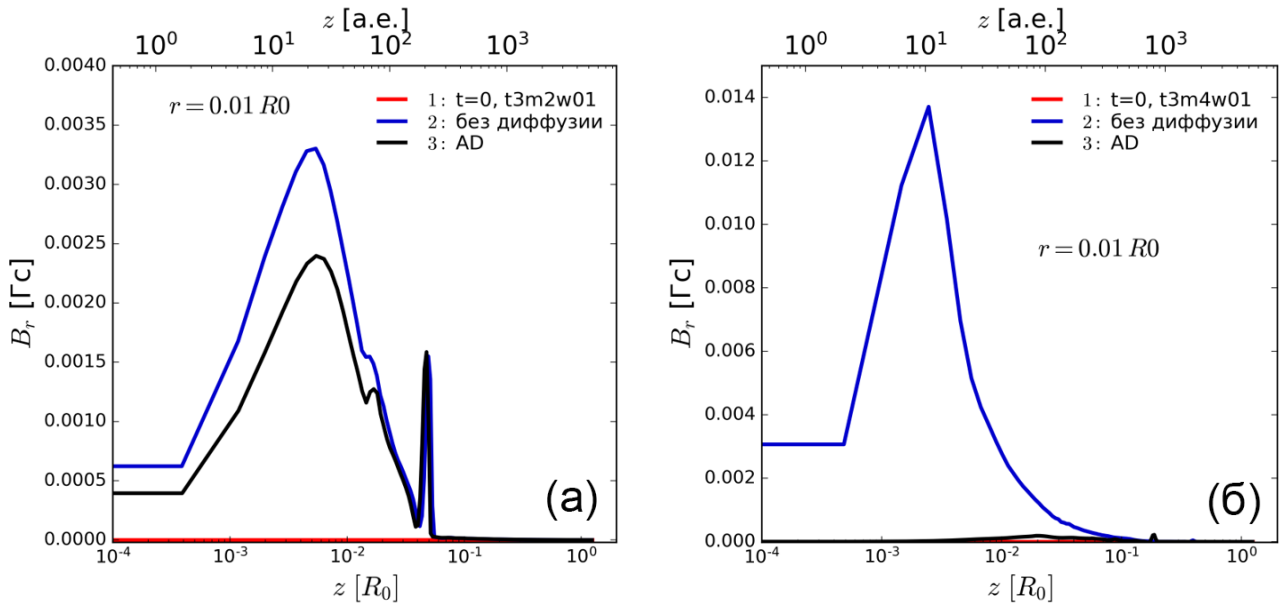

Рисунок 4.10 — Радиальная компонента магнитного поля, B_r, вдоль оси z внутри первого ядра при $r = 0.01\,R_0$ в конце изотермической стадии неоднородного ПЗО с $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ (панель а) и $\varepsilon_{\rm m} = 0.4$ (панель б). Синие линии соответствует расчетам без учета диффузии, черные линии – с учетом амбиполярной диффузии. Красная линия показывает B_r в начальный момент времени.

Запишем времена амбиполярной диффузии и свободного падения в безразмерном виде при типичных характеристиках газа внутри «мертвой» зоны:

$$t_{\rm AD} = 1.08 \cdot 10^3 \left(\frac{x}{10^{-13}}\right) \left(\frac{\rho}{10^{-14}\,\text{г см}^{-3}}\right)^2 \left(\frac{L}{500\,\text{а.е.}}\right)^2 \left(\frac{B}{10^{-2}\,\text{Гс}}\right)^{-2} \text{лет} \quad (4.7)$$

$$t_{\rm ff} = 6.6 \cdot 10^2 \left(\frac{\rho}{10^{-14}\,\text{г см}^{-3}}\right)^{-1/2} \text{лет}. \quad (4.8)$$

При параметрах «мертвой» зоны, приведенных выше, формулы (4.7) и (4.8) показывают, что $t_{\rm AD} \gtrsim t_{\rm ff}$. Необходимо учесть, что динамическое время в рассматриваемом случае превышает $t_{\rm ff}$ из влияния центробежной и электромагнитной сил внутри «мертвой» зоны первичного диска. Следовательно, в конце изотермической стадии коллапса неоднородных ПЗО в течение $t_{\rm AD} \sim 1 - 10$ тыс. лет амбиполярная диффузии приведет к отводу части магнитного потока из образовавшейся мертвой зоны.

4.4 Выводы по главе 4

В данной главе представлено численное МГД-моделирование коллапса изначально неоднородного ПЗО. Начальное неоднородное магнитное поле задается в соответствии с условием вмороженности при сферически-симметричном сжатии.

Результаты расчетов показывают, что коллапс ПЗО неизбежно сопровождается формированием внутренней иерархической структуры, ключевое место в которой занимает первичный диск. Изотермический коллапс неоднородного ПЗО длится дольше, чем коллапс однородного ПЗО. Так как при фиксированной полной магнитной энергии облака магнитное поле динамически сильнее на периферии неоднородного облака.

Исследование эволюции углового момента в коллапсирующем ПЗО показало, что степень неоднородности облака слабо влияет на количество полного углового момента, отведенного из облака в межзвездную среду. Облака с большей степенью неоднородности характеризуются большими размерами оболочки ПЗО и полутолщины первичного диска.

Наклон радиального профиля удельного углового момента меняется в процессе коллапса от начального твердотельного вращения к дифференциальному. Разброс наблюдаемых значений данной величины может свидетельствовать о различных эволюционных стадиях наблюдаемых ПЗО. Увеличение ε_{m} ведет к более эффективному магнитному торможению. К концу изотермического коллапса неоднородного ПЗО доля отведенного полного углового момента облака, J/J_0, превышает соответствующее значение для однородного ПЗО в 2–3 раза. При этом J/J_0 слабо зависит от ε_{w}.

Сравнение результатов расчетов коллапса однородных и неоднородных ПЗО показывает, что «мертвая» зона (область низкой степени ионизации) в конце изотермической стадии образуется только в последнем случае. Согласно оценкам характерных диффузионного и динамического времен, в течение $1-10$ тыс. лет амбиполярная диффузия внутри «мертвой» зоны первичного диска приведет к отводу части магнитного потока на периферию облака и ослаблению магнитного торможения. Результаты работы указывают на то, что «мертвые» зоны могут образовываться на самых ранних стадиях звездообразования, еще до образования первого гидростатического ядра.

Вышеуказанные результаты опубликованы в работах [A5, A6, A18 – A22].

Заключение

Данная диссертационная работа посвящена исследованию влияния магнитного поля на образование и эволюцию протозвездных дисков. Выполнено численное моделирование начальных стадии коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков с начальной массой $1\,M_\odot$ И $10\,M_\odot$ в большом диапазоне начальных параметров. Начальными параметрами облака являются отношение тепловой, магнитной и вращательной энергии к модулю гравитационной энергии, $\varepsilon_{\rm t} = 0.1 - 0.9$, $\varepsilon_{\rm m} = 0 - 0.7$ и $\varepsilon_{\rm w} = 0 - 0.05$. Проанализирована структура коллапсирующего протозвездного облака и определены размеры, массы, угловые моменты и магнитный поток первичных протозвездных дисков, образующихся на изотермической стадии коллапса. Определены интенсивность и геометрия магнитного поля на разных уровнях иерархии протозвездного облака. Оценена эффективность магнитного торможения и условия образования протозвездных дисков. Промоделирован коллапс неоднородных облаков и проанализирована иерархическая структура коллапсирующих облаков с различной начальной степенью неоднородности. Выполнен анализ ионизационной структуры облака и эффективности магнитной амбиполярной диффузии на начальных этапах коллапса.

В работе получены следующие основные результаты.

1. *В процессе изотермического коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков формируется иерархическая структура облака, состоящая из оптически тонкой и геометрически толстой сплюснутой оболочки, внутри которой находится оптически и геометрически тонкий квазимагнитостатический первичный диск. В центре первичного диска формируется первое гидростатическое ядро. Геометрическая толщина первичного диска зависит от начальных тепловой, магнитной и вращательной энергий протозвездного облака. После образования первичного диска на его границе формируется быстрая МГД-ударная волна, которая распространяется к периферии облака.* Формирование иерархической структуры облаков является универсальным свойством коллапсирующих магнитных вращающихся протозвездных облаков.

2. *Первичные диски образуются в магнитных протозвездных облаках без вращения, когда магнитная энергия облака составляет более 20% от его гравитационной энергии,* $\varepsilon_{\rm m} \geqslant 0.2$. *В процессе коллапса магнитных вращающихся протозвездные облака первичные диски образуются при* $\varepsilon_{\rm m} \geqslant 0.01$ *и* $\varepsilon_{\rm w} \geqslant 0.01$. *Размеры и массы первичных дисков сопоставимы с наблюдаемыми размерами сплюснутых оболочек молодых звездных объектов (МЗО) класса 0. На изотермической стадии коллапса магнитное торможение отводит от 2% до 30% полного углового момента из облака в зависимости от* $\varepsilon_{\rm m}$ *в диапазоне от 0.01 до 0.6.* Масса и радиус первичных дисков увеличиваются с увеличением $\varepsilon_{\rm m}$ и лежат в диапазонах $M_{\rm pd} \approx (0.04 - 0.78)\, M_0$ и $R_{\rm pd} \approx 0.02 - 0.84\, R_0$ соответственно, где R_0 и M_0 – начальные радиус и масса протозвездного облака. Коллапс протозвездных облаков с сильным магнитным полем ($\varepsilon_{\rm m} \geqslant 0.5$) приводит к образованию массивных первичных дисков, масса которых больше массы оболочки, то есть облако в целом эволюционирует в состояние квазимагнитостатического равновесия, как было предсказано Дудоровым и Сазоновым [15]. Степень сплюснутости оболочки уменьшается как $\varepsilon_{\rm env} \propto \varepsilon_{\rm m}^{-1/2}$, а степень сплюснутости первичного диска увеличивается как $\varepsilon_{\rm pd} \propto \varepsilon_{\rm m}^{1/2}$.
3. *Первичные диски являются долгоживущими структурами и представляют собой резервуар массы, углового момента и магнитного потока для формирующихся в дальнейшем протозвезды и протозвездного диска. Истечение образуется вблизи первого гидростатического ядра и сопровождается нарушением квазимагнитостатического равновесия в этой области. Внутри сплюснутой оболочки геометрия магнитного поля является квазирадиальной, внутри первичного диска – квазиоднородной, за фронтом быстрой МГД-ударной волны и в области истечений – квазитороидальной. Угловой момент накапливается на границе первичного диска, а затем передается оболочке за счет магнитного торможения в области за фронтом быстрой МГД-ударной волны.* Обсуждаемая выше картина коллапса демонстрирует ведущую роль первичных дисков в эволюции коллапсирующего протозвездного облака на начальных стадиях коллапса. По результатам исследования выдвинуто предположение о том, 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., пр., [76; 114]). Геометрию магнитного поля можно определить с помощью поляризационного картирования, как это было сделано для HH211 [4].

4. *Облака с большей степенью неоднородности характеризуются большими размерами элементов иерархической структуры. Магнитное торможение эффективнее в процессе коллапса неоднородного облака, чем в случае однородного облака. Наклон радиального профиля удельного углового момента меняется в процессе коллапса и отражает переход от начального твердотельного вращения к дифференциальному. Высказана гипотеза, что разброс наблюдаемых значений данной величины может свидетельствовать о различных эволюционных стадиях наблюдаемых протозвездных облаков. «Мертвая» зона может образоваться на изотермической стадии коллапса.* Эти результаты показывают необходимость тщательного выбора начальных условий для интерпретации наблюдательных данных с помощью теоретических моделей. Образование «мертвой» зоны на изотермической стадии коллапса указывает на важную роль диссипативных МГД-эффектов в эволюции магнитного потока облака и ослабления магнитного торможения ещё до образования первого ядра.

Разработанные численные модели могут в будущем быть применены для: а) интерпретации распределения углового момента в ядрах молекулярных облаков; б) интерпретации наблюдательных данных о магнитном поле протозвездных облаков; в) проведения астрохимических расчетов и анализа молекулярного состава ядер молекулярных облаков. В силу автомодельности задачи о коллапсе протозвездного облака, использованный подход может быть применен для изучения процессов звездообразования массивных звезд. Для дальнейшего развития модели и исследования долговременной эволюции протозвездных дисков необходимо детальное рассмотрение процессов переноса излучения. С точки зрения анализов наблюдательных данных важно также включить в модель и проанализировать роль мелкомасштабной турбулентности в протозвездных облаках.

В заключение автор выражает благодарность Дудорову А. Е., безвременно ушедшему из жизни, за постановку основных задач данной работы, за мудрые

советы и ценный опыт. Так же автор глубоко признателен научному руководителю Хайбрахманову С. А. за неоценимую помощь, поддержку и важные рекомендации. Автор благодарит Челябинский государственный университет, в стенах которого выполнялась работа, и Уральский федеральный университет за финансовую поддержку молодых ученых.

Приложение А

Начальные параметры сетки в коде Enlil

Численное моделирование коллапса ПЗО осуществляется с помощью двумерного МГД-кода Enlil на адаптивной подвижной сетке. Апробация кода осуществлена в ряде работ Дудорова и др. [24;127;147]. Метод построения адаптивно-подвижной сетки в коде Enlil описан в работе Жилкина и др. [25].

В коде используются следующие параметры сетки:

1. $N = N_x = N_y$ — начальное разрешение сетки или начальное количество ячеек по оси x и оси y;
2. FinalMeshFactor (FMF) — параметр сгущения, определяющий отношение размеров соседних ячеек. Например, при $FMF = 1.06$ размеры соседних ячеек отличаются на 6%. Параметр сгущения задается отдельно для оси x (FMF_x) и оси y (FMF_y).
3. InitialMeshFactor (IMF) – параметр, отвечающий за сгущение сетки в начальный момент времени. Для всех проведенных расчетов $IMF = 1.00005$, т.е. в начальный момент сетка практически однородна.
4. MeshTimeScale (MTS) — характерное время сгущения сетки. Для расчетов коллапса ПЗО данный параметр выбирается равным нескольким временам свободного падения, t_{ff};
5. FinalTime (FT) — предполагаемое время окончания расчета. Данный параметр не должен превышать характерный временной масштаб, MTS.

В выбранных обозначениях, параметр сжатия сетки, MeshFactor (MF), в произвольный момент времени, t, вычисляется следующим образом (см. формулу (45) из работы Жилкина и др. [25]):

$$MF = FMF - (FMF - IMF)(1 + t/MTS)e^{-t/MTS} \tag{4.9}$$

Эффективное разрешение сетки при достижении момента времени MTS определяется по формуле:

$$N_{eff} = FMF^{(N-1)}/(FMF - 1). \tag{4.10}$$

Параметр N_{eff} показывает количество ячеек такой однородной сетки, размер ячеек которой равен размеру центральной (т.е. наименьшей) ячейки адаптивной сетки с параметром сжатия MF.

Для определения наилучшего разрешения сетки Enlil выполнены расчеты коллапса ПЗО без вращения и без магнитного поля с $\varepsilon_{\rm t} = 0.3$ (расчет №1 из таблицы 2, см. главу 2) с различными параметрами сетки. Параметры сетки приведены в столбцах 2 – 7 таблицы 8. В таблице приведены соответствующие характеристики центральной части ПЗО в момент образования первого гидростатического ядра: степень сплюснутости первого ядра, $\varepsilon_{\rm core} = Z_{\rm core}/R_{\rm core}$, где $Z_{\rm core}$ и $R_{\rm core}$ — полутолщина и радиус ядра (столбец 8); отношение центральной плотности к начальной плотности облака, $\rho_{\rm c}/\rho_0$ (столбец 9); размер центральной ячейки, $\Delta z_{\rm min}$ (столбец 10).

Таблица 8 — Начальные параметры сетки для расчета коллапса невращающегося ПЗО без магнитного поля.

№ (1)	N (2)	FT (3)	MTS (4)	FMF_x (5)	FMF_y (6)	N_{eff} (7)	$\varepsilon_{\rm core}$ (8)	$\frac{\rho_{\rm c}}{\rho_0}$ (9)	$\Delta z_{\rm min}$ [a.e.] (10)
1	400	1.03	1.04	1.0	1.0	400×400	1	$1.0 \cdot 10^5$	38.0
2	150	1.01	2.0	1.03	1.03	3000×3000	1	$4.0 \cdot 10^5$	56.0
3	150	1.01	1.02	1.07	1.07	360000×360000	1	$1.0 \cdot 10^7$	1.9
4	300	1.01	1.02	1.0317	1.0317	360000×360000	1	$1.0 \cdot 10^7$	1.4
5	150	1.015	1.015	1.07	1.0922	360000×6000000	0.76	$1.1 \cdot 10^6$	0.4
6	150	1.015	1.015	1.0922	1.0922	6000000×6000000	1	$3.5 \cdot 10^6$	0.4
7	150	1.015	1.015	1.07	1.0954	360000×9000000	0.71	$3.5 \cdot 10^6$	3.2
8	150	1.015	1.015	1.0954	1.0954	9000000×9000000	1	$4.6 \cdot 10^5$	3.3
9	300	1.015	1.015	1.04391	1.04391	9000000×9000000	0.92	$8.5 \cdot 10^5$	0.3
10	400	1.015	1.015	1.032	1.032	9000000×9000000	0.83	$9.8 \cdot 10^4$	0.2

Анализ таблицы 8 показал, что в ряде расчетов к концу изотермической стадии нарушается сферическая симметрия, $\varepsilon_{\rm core} \neq 1$. Это происходит если параметры сгущения, FMF_x и FMF_y, не равны друг другу (строки 5 и 7), а также для $N \geqslant 300$ при высоком эффективном разрешении сетки (строки 9 и 10). Во всех других случаях сферическая симметрия сохраняется.

На основе проведенных тестов в качестве оптимального сгущения сетки выбраны параметры $N = 150$ и $FMF = 1.0954$. Значения для параметров FT и MTS подбирались для каждого расчета в отдельности, исходя из значений динамических времен.

Характерные значения полутолщины первичного диска составляют $H \gtrsim 10$ а.е., т.е. внутри первичного диска укладывается по крайней мере несколько ячеек размером $\Delta z_{\min}$. Это означает, что выбранное разрешение является достаточным для исследования внутренней структуры облака.

Публикации автора по теме диссертации

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК для опубликования результатов диссертационной работы

A1. Zamozdra S.N., **Kargaltseva N.S.** Toward the birth of very wide binary stars // Astronomical and Astrophysical Transactions. — 2017. — Т. 30. — №2. — С. 241-248.

A2. Моделирование изотермического коллапса магнитных протозвездных облаков / С.А. Хайбрахманов, А.Е. Дудоров, **Н.С. Каргальцева**, А.Г. Жилкин // Астрономический Журнал — 2021. — Т. 98. — №8. — С. 681-693.

A3. Первичные диски и их наблюдательные проявления в коллапсирующих магнитных вращающихся облаках / **Н.С. Каргальцева**, С.А. Хайбрахманов, А.Е. Дудоров, А.Г. Жилкин // Краткие сообщения по физике, ФИАН. — 2021. — Т. 48. — №9. — С. 19-25.

A4. Influence of the magnetic field on the formation of protostellar disks / **N.S. Kargaltseva**, S.A. Khaibrahmanov, A.E. Dudorov et al. // Open Astronomy. — 2022. — V. 31. — 1. — P. 172-180.

A5. Numerical 2D MHD simulations of the collapse of magnetic rotating protostellar clouds with the Enlil code / S. Khaibrakhmanov, S. Zamozdra, **N. Kargaltseva** et al. // The Predictive Power of Computational Astrophysics as a Discovery Tool: Proceedings of the International Astronomical Union. — 2023. — Vol. 16 (362). — P. 273-278.

Публикации в материалах международных, всероссийских и региональных конференций

A6. **Каргальцева Н.С.**, Хайбрахманов С.А. Эволюция углового момента в процессе коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков // Научные труды Института Астрономии РАН. — 2023. — Т. 8. — №3. — Р. 144-149.

A7. **Каргальцева Н.С.**, Дудоров А.Е., Хайбрахманов С.А. Образование протозвездных дисков в процессе коллапса протозвездных облаков // тезисы всероссийской конференции «VII Пулковская молодежная астрономическая конференция» (Пулковская астрономическая обсерватория РАН, 28 — 31/05/2018 г.) – г. Санкт-Петербург, 2018

A8. **Каргальцева Н.С.**, Дудоров А.Е., Хайбрахманов С.А. Моделирование коллапса магнитных протозвездных облаков и образования первичных протозвездных дисков // тезисы всероссийской конференции «Физика космоса: тр. 48-й Международ. Студ. Науч. Конф.» (Екатеринбург, 28 янв. – 1 февр. 2019 г.) – Екатеринбург : Изд-во Урал.ун-та, 2019. — 182 с.

A9. **Каргальцева Н.С.**, Дудоров А.Е., Хайбрахманов С.А. Моделирование изотермического коллапса замагниченых вращающихся протозвездных облаков // Современная звездная астрономия – 2019: тезисы всероссийской конференции Всероссийская конференция «Современная звездная астрономия — 2019» (САО РАН, 7 – 11/10/2019). — Нижний Архыз, 2019. — С. 41.

A10. **Каргальцева Н.С.**, Дудоров А.Е., Хайбрахманов С.А. Численное моделирование образования первичных протозвездных дисков // тезисы всероссийской конференции «Физика космоса: тр. 49-й Международ. Студ. Науч. Конф.» (Екатеринбург, 27 – 31 янв. 2020 г.) – Екатеринбург : Изд-во Урал.ун-та, 2020. — 167-168 с.

A11. **Каргальцева Н.С.**, Дудоров А.Е., Хайбрахманов С.А. Эволюция углового момента коллапсирующих протозвездных облаков с магнитным полем // Конференция Звездообразование и планетообразование (Москва, АКЦ ФИАН, 10 — 11 ноября 2020, онлайн) – Москва, 2020 – С. 14.

A12. **Каргальцева Н.С.**, Дудоров А.Е., Хайбрахманов С.А. МГД-моделирование коллапса вращающихся магнитных протозвездных облаков // «Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании»: тезисы докладов XI Международной школы-конференции студентов, аспирантов и молодых ученых (г. Уфа, БашГУ, 11 — 14 ноября 2020 г.) — Уфа: НИЦ «АЭТЕРНА», 2020. – С. 86.

A13. **Каргальцева Н.С.**, Дудоров А.Е., Хайбрахманов С.А. Образование и эволюция первичных дисков в процессе коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков // Студент и научно-технический прогресс: материалы XLIV научной конференции молодых ученых (Челябинск, Челябинский государственный университет, 2020). – Челябинск: Изд-во Челяб. гос. ун-та, 2020. — С. 329-331.

A14. Образование и наблюдательные проявления первичных дисков в коллапсирующих протозвездных облаках / **Н.С. Каргальцева**, А.Е. Дудоров, С.А. Хайбрахманов, С.Ю. Парфёнов. // Астрономия и исследование космического пространства: Всероссийская с международным участием научная конференция студентов и молодых ученых, посвященная памяти Полины Евгеньевны Захаровой (Екатеринбург, Россия, 1 – 5 февраля 2021 г.) : сборник научных трудов. – Екатеринбург : Издательство Уральского университета, 2021. – С. 121-124.

A15. Primary disks and their observational appearance in collapsing magnetic rotating protostellar clouds / **N.S. Kargaltseva**, S.A. Khaibrahmanov, A.E. Dudorov, A.G. Zhilkin / Programme & Abstacts: First Moscow International Conference Submillimeter and Millimeter Astronomy: Objectives and Instruments (AstroSpaceCenter, Moscow, 12 – 16 April 2021) – Moscow, 2021. – P. 37.

A16. Влияние магнитного поля на образование протозвездных дисков / **Н. С. Каргальцева**, С. А. Хайбрахманов, А. Е. Дудоров и др. / Всероссийская астрономическая конференция (23 - 28 августа 2021 года, ГАИШ МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия, http://www.vak2021.ru, онлайн) – Москва, 2021. — С. 136.

A17. Influence of the magnetic field on the formation of protostellar disks / **N.S. Kargaltseva**, S.A. Khaibrahmanov, A.E. Dudorov et al. // Astronomy at the epoch of multimessenger studies. Proceedings of the VAK-2021 conference, Aug 23 – 28, 2021. — Moscow, Janus-K., 2022. — P. 149-151.

A18. Numerical 2D MHD simulations of the collapse of magnetic rotating protostellar clouds with the Enlil code / S.A. Khaibrahmanov, A.G. Zhilkin, **N.S. Kargaltseva** et al. / IAU Symposium 362 Book of Abstracts (IAU, Chamonix, France, 8 – 12 November 2021, http://iaus362.astro.unistra.fr/IAUS362.html, on-line) – France, 2021.

A19. Численное двумерное МГД-моделирование коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков / **Н.С. Каргальцева**, С.А. Хайбрахманов, А.Е. Дудоров и др. / Конференция Звездообразование и планетообразование (Москва, АКЦ ФИАН, 23 – 24 ноября 2021, онлайн) – Москва, 2021 — С. 24.

A20. **Каргальцева Н.С.**, Хайбрахманов С.А. Магнитное торможение в коллапсирующих протозвездных облаках // тезисы всероссийской конференции «Физика космоса: тр. 50-й Международ. Студ. Науч. Конф.» (Екатеринбург, 30 янв. – 3 фев. 2023 г.) – Екатеринбург : Изд-во Урал.ун-та, 2023. — 356 -359 с.

A21. **Каргальцева Н.С.**, Хайбрахманов С.А. Эволюция углового момента в процессе коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков // тезисы всероссийской конференции с международным участием «Физика звёзд: теория и наблюдения» (Москва, ГАИШ МГУ, 26–30 июня 2023 г.), 2023. — С. 28.

A22. **Каргальцева Н.С.**, Хайбрахманов С.А. Исследование иерархической структуры коллапсирующих протозвездных облаков с магнитным полем // Сборник тезисов Всероссийской астрономической конференции 2024 года «Современная астрономия: от ранней Вселенной до экзопланет и черных дыр»(Нижний Архыз, САО РАН, 5 – 31 августа 2024 г.), 2024. – С. 123.

Список литературы

1. *Andre Philippe, Ward-Thompson Derek, Barsony Mary.* Submillimeter Continuum Observations of rho Ophiuchi A: The Candidate Protostar VLA 1623 and Prestellar Clumps // *The Astrophysical Journal.* — 1993. — Vol. 406. — P. 122.

2. Interferometric Imaging of IRAS 04368+2557 in the L1527 Molecular Cloud Core: A Dynamically Infalling Envelope with Rotation / Nagayoshi Ohashi, Masahiko Hayashi, Paul T. P. Ho, Munetake Momose // *The Astrophysical Journal.* — 1997. — Vol. 475, no. 1. — Pp. 211–223.

3. Complex Structure in Class 0 Protostellar Envelopes / John J. Tobin, Lee Hartmann, Leslie W. Looney, Hsin-Fang Chiang // *The Astrophysical Journal.* — 2010. — Vol. 712, no. 2. — Pp. 1010–1028.

4. A Pseudodisk Threaded with a Toroidal and Pinched Poloidal Magnetic Field Morphology in the HH 211 Protostellar System / Chin-Fei Lee, Woojin Kwon, Kai-Syun Jhan et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2019. — Vol. 879, no. 2. — P. 101.

5. Formation of a Keplerian Disk in the Infalling Envelope around L1527 IRS: Transformation from Infalling Motions to Kepler Motions / Nagayoshi Ohashi, Kazuya Saigo, Yusuke Aso et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2014. — Vol. 796, no. 2. — P. 131.

6. The Evolution of Protostars: Insights from Ten Years of Infrared Surveys with Spitzer and Herschel / M. M. Dunham, A. M. Stutz, L. E. Allen et al. // Protostars and Planets VI / Ed. by Henrik Beuther, Ralf S. Klessen, Cornelis P. Dullemond, Thomas Henning. — 2014. — Pp. 195–218.

7. The Specific Angular Momentum Radial Profile in Dense Cores: Improved Initial Conditions for Disk Formation / Jaime E. Pineda, Bo Zhao, Anika Schmiedeke et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2019. — Vol. 882, no. 2. — P. 103.

8. Dense Cores in Dark Clouds. XIV. N_2H^+ (1-0) Maps of Dense Cloud Cores / Paola Caselli, Priscilla J. Benson, Philip C. Myers, Mario Tafalla // *The Astrophysical Journal.* — 2002. — Vol. 572, no. 1. — Pp. 238–263.

9. *Larson Richard B.* Numerical calculations of the dynamics of collapsing proto-star // *Monthly Notices of the RAS.* — 1969. — Vol. 145. — P. 271.

10. *Bodenheimer Peter, Sweigart Allen.* Dynamic Collapse of the Isothermal Sphere // *The Astrophysical Journal.* — 1968. — Vol. 152. — P. 515.

11. *Whitworth A., Summers D.* Self-similar condensation of spherically symmetric self-gravitating isothermal gas clouds // *Monthly Notices of the RAS.* — 1985. — Vol. 214. — Pp. 1–25.

12. *Scott E. H., Black D. C.* Numerical calculations of the collapse of nonrotating, magnetic gas clouds // *The Astrophysical Journal.* — 1980. — Vol. 239. — Pp. 166–172.

13. *Shu F. H.* Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation. // *The Astrophysical Journal.* — 1977. — Vol. 214. — Pp. 488–497.

14. *Galli Daniele, Shu Frank H.* Collapse of Magnetized Molecular Cloud Cores. I. Semianalytical Solution // *The Astrophysical Journal.* — 1993. — Vol. 417. — P. 220.

15. *Дудоров А. Е., Сазонов Ю. В.* Гидродинамика коллапса мажзвездных облаков. 2. Роль магнитного поля. // *Научные информации.* — 1982. — no. 50. — Pp. 98–112.

16. *Tomisaka Kohji.* Collapse of Rotating Magnetized Molecular Cloud Cores and Mass Outflows // *The Astrophysical Journal.* — 2002. — Vol. 575, no. 1. — Pp. 306–326.

17. *Hennebelle P., Fromang S.* Magnetic processes in a collapsing dense core. I. Accretion and ejection // *Astronomy & Astrophysics.* — 2008. — Vol. 477, no. 1. — Pp. 9–24.

18. Formation and Evolution of Disks Around Young Stellar Objects / Bo Zhao, Kengo Tomida, Patrick Hennebelle et al. // *Space Science Reviews.* — 2020. — Vol. 216, no. 3. — P. 43.

19. *Mouschovias Telemachos Ch.* Magnetic Braking, Ambipolar Diffusion, Cloud Cores, and Star Formation: Natural Length Scales and Protostellar Masses // *The Astrophysical Journal.* — 1991. — Vol. 373. — P. 169.

20. *Inutsuka Shu-ichiro.* Present-day star formation: From molecular cloud cores to protostars and protoplanetary disks // *Progress of Theoretical and Experimental Physics.* — 2012. — Vol. 2012, no. 1. — P. 01A307.

21. *Allen Anthony, Li Zhi-Yun, Shu Frank H.* Collapse of Magnetized Singular Isothermal Toroids. II. Rotation and Magnetic Braking // *The Astrophysical Journal.* — 2003. — Vol. 599, no. 1. — Pp. 363–379.

22. Gravitational Collapse of Magnetized Clouds. I. Ideal Magnetohydrodynamic Accretion Flow / Daniele Galli, Susana Lizano, Frank H. Shu, Anthony Allen // *The Astrophysical Journal.* — 2006. — Vol. 647, no. 1. — Pp. 374–381.

23. The impact of the Hall effect during cloud core collapse: Implications for circumstellar disk evolution / Yusuke Tsukamoto, Satoshi Okuzumi, Kazunari Iwasaki et al. // *Publications of the Astronomical Society of Japan.* — 2017. — Vol. 69, no. 6. — P. 95.

24. *Dudorov A. E., Zhilkin A. G., Kuznetsov O. A.* Numerical Simulations of the Astrophysical MHD Flows // Numerical Astrophysics / Ed. by Shoken M. Miyama, Kohji Tomisaka, Tomoyuki Hanawa. — Vol. 240 of *Astrophysics and Space Science Library.* — 1999. — P. 389.

25. *Zhilkin A. G., Pavlyuchenkov Ya. N., Zamozdra S. N.* Modeling of protostellar clouds and their observational properties // *Astronomy Reports.* — 2009. — Vol. 53, no. 7. — Pp. 590–604.

26. Overall Distribution of Dense Molecular Gas and Star Formation in the Taurus Cloud Complex / A. Mizuno, T. Onishi, Y. Yonekura et al. // *Astrophysical Journal, Letters* . — 1995. — Vol. 445. — P. L161.

27. FRagmentation and Evolution of Dense Cores Judged by ALMA (FREJA). I. Overview: Inner ∼1000 au Structures of Prestellar/Protostellar Cores in Taurus / Kazuki Tokuda, Kakeru Fujishiro, Kengo Tachihara et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2020. — Vol. 899, no. 1. — P. 10.

28. *Andre P., Ward-Thompson D., Motte F.* Probing the initial conditions of star formation: the structure of the prestellar core L 1689B. // *Astronomy & Astrophysics.* — 1996. — Vol. 314. — Pp. 625–635.

29. *Wilking B. A., Gagné M., Allen L. E.* Star Formation in the ρ Ophiuchi Molecular Cloud // Handbook of Star Forming Regions, Volume II / Ed. by B. Reipurth. — 2008. — Vol. 5. — P. 351.

30. *Ladd E. F., Myers P. C., Goodman A. A.* Dense Cores in Dark Clouds. X. Ammonia Emission in the Perseus Molecular Cloud Complex // *The Astrophysical Journal.* — 1994. — Vol. 433. — P. 117.

31. The Spitzer c2d Survey of Large, Nearby, Interstellar Clouds. III. Perseus Observed with IRAC / Jes K. Jørgensen, Paul M. Harvey, II Evans, Neal J. et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2006. — Vol. 645, no. 2. — Pp. 1246–1263.

32. Herschel Investigation of Cores and Filamentary Structures in the Perseus Molecular Cloud / Chang Zhang, Guo-Yin Zhang, Jin-Zeng Li, Xue-Mei Li // *Research in Astronomy and Astrophysics.* — 2022. — Vol. 22, no. 5. — P. 055012.

33. *Bally J.* Overview of the Orion Complex // Handbook of Star Forming Regions, Volume I / Ed. by B. Reipurth. — 2008. — Vol. 4. — P. 459.

34. ALMA Survey of Orion Planck Galactic Cold Clumps (ALMASOP): Evidence for a Molecular Jet Launched at an Unprecedented Early Phase of Protostellar Evolution / Somnath Dutta, Chin-Fei Lee, Naomi Hirano et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2022. — Vol. 931, no. 2. — P. 130.

35. From filamentary clouds to prestellar cores to the stellar IMF: Initial highlights from the Herschel Gould Belt Survey / Ph. André, A. Men'shchikov, S. Bontemps et al. // *Astronomy & Astrophysics.* — 2010. — Vol. 518. — P. L102.

36. Cores, filaments, and bundles: hierarchical core formation in the L1495/B213 Taurus region / A. Hacar, M. Tafalla, J. Kauffmann, A. Kovács // *Astronomy & Astrophysics.* — 2013. — Vol. 554. — P. A55.

37. An Estimation of the Star Formation Rate in the Perseus Complex / Seyma Mercimek, Philip C. Myers, Katherine I. Lee, Sarah I. Sadavoy // *The Astronomical Journal.* — 2017. — Vol. 153, no. 5. — P. 214.

38. An Observational Perspective of Low-Mass Dense Cores I: Internal Physical and Chemical Properties / J. di Francesco, II Evans, N. J., P. Caselli et al. // Protostars and Planets V / Ed. by Bo Reipurth, David Jewitt, Klaus Keil. — 2007. — P. 17.

39. Candidate Solar-Type Protostars in Nearby Molecular Cloud Cores / C. A. Beichman, P. C. Myers, J. P. Emerson et al. // *The Astrophysical Journal.* — 1986. — Vol. 307. — P. 337.

40. *Yun Joao Lin, Clemens Dan P.* Star Formation in Small Globules: Bart BOK Was Correct! // *Astrophysical Journal, Letters* . — 1990. — Vol. 365. — P. L73.

41. *Fuller G. A., Myers P. C.* Dense Cores in Dark Clouds. VII. Line Width–Size Relations // *The Astrophysical Journal.* — 1992. — Vol. 384. — P. 523.

42. A Submillimetre Continuum Survey of Pre Protostellar Cores / D. Ward-Thompson, P. F. Scott, R. E. Hills, P. Andre // *Monthly Notices of the RAS.* — 1994. — Vol. 268. — P. 276.

43. A Submillimetre Continuum Survey of Pre Protostellar Cores / D. Ward-Thompson, P. F. Scott, R. E. Hills, P. Andre // *Monthly Notices of the RAS.* — 1994. — Vol. 268. — P. 276.

44. *Gregersen Erik M., Evans Neal J. II.* How to Identify Pre-Protostellar Cores // *The Astrophysical Journal.* — 2000. — Vol. 538, no. 1. — Pp. 260–267.

45. A Catalog of Molecular Clumps and Cores with Infall Signatures / Shuling Yu, Zhibo Jiang, Yang Yang et al. // *Research in Astronomy and Astrophysics.* — 2022. — Vol. 22, no. 9. — P. 095014.

46. *Robinson Keith.* Spectroscopy: The Key to the Stars. — Royal Astronomical Society, United Kingdom, 2007. — 119 pp.

47. Physical properties of the ambient medium and of dense cores in the Perseus star-forming region derived from Herschel Gould Belt Survey observations / S. Pezzuto, M. Benedettini, J. Di Francesco et al. // *Astronomy & Astrophysics.* — 2021. — Vol. 645. — P. A55.

48. *Ebert R.* Über die Verdichtung von H I-Gebieten. Mit 5 Textabbildungen // *Zeitschrift fuer Astrophysik.* — 1955. — Vol. 37. — P. 217.

49. *Bonnor W. B.* Boyle's Law and gravitational instability // *Monthly Notices of the RAS.* — 1956. — Vol. 116. — P. 351.

50. A census of dense cores in the Aquila cloud complex: SPIRE/PACS observations from the Herschel Gould Belt survey / V. Könyves, Ph. André, A. Men'shchikov et al. // *Astronomy & Astrophysics.* — 2015. — Vol. 584. — P. A91.

51. *Mouschovias T. Ch., Spitzer L. Jr.* Note on the collapse of magnetic interstellar clouds. // *The Astrophysical Journal.* — 1976. — Vol. 210. — P. 326.

52. *Nakano T., Nakamura T.* Gravitational Instability of Magnetized Gaseous Disks 6 // *Publications of the Astronomical Society of Japan.* — 1978. — Vol. 30. — Pp. 671–680.

53. *Maury Anaëlle, Hennebelle Patrick, Girart Josep Miquel.* Recent progress with observations and models to characterize the magnetic fields from star-forming cores to protostellar disks // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences.* — 2022. — Vol. 9. — P. 949223.

54. *Troland Thomas H., Crutcher Richard M.* Magnetic Fields in Dark Cloud Cores: Arecibo OH Zeeman Observations // *The Astrophysical Journal.* — 2008. — Vol. 680, no. 1. — Pp. 457–465.

55. Revisiting the Magnetic Field of the L183 Starless Core / Janik Karoly, Archana Soam, B. G. Andersson et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2020. — Vol. 900, no. 2. — P. 181.

56. An Observational Perspective of Low-Mass Dense Cores II: Evolution Toward the Initial Mass Function / D. Ward-Thompson, P. André, R. Crutcher et al. // Protostars and Planets V / Ed. by Bo Reipurth, David Jewitt, Klaus Keil. — 2007. — P. 33.

57. The Mass Distribution and Lifetime of Prestellar Cores in Perseus, Serpens, and Ophiuchus / Melissa L. Enoch, II Evans, Neal J., Anneila I. Sargent et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2008. — Vol. 684, no. 2. — Pp. 1240–1259.

58. *Bergin Edwin A., Tafalla Mario.* Cold Dark Clouds: The Initial Conditions for Star Formation // *Annual Review of Astron and Astrophys.* — 2007. — Vol. 45, no. 1. — Pp. 339–396.

59. *Alves João F., Lada Charles J., Lada Elizabeth A.* Internal structure of a cold dark molecular cloud inferred from the extinction of background starlight // *Nature.* — 2001. — Vol. 409, no. 6817. — Pp. 159–161.

60. *Jijina J., Myers P. C., Adams Fred C.* Dense Cores Mapped in Ammonia: A Database // *Astrophysical Journal, Supplement.* — 1999. — Vol. 125, no. 1. — Pp. 161–236.

61. *Hotzel S., Harju J., Juvela M.* The kinetic temperature of Barnard 68 // *Astronomy & Astrophysics.* — 2002. — Vol. 395. — Pp. L5–L8.

62. On the internal structure of starless cores. I. Physical conditions and the distribution of CO, CS, N_2H^+, and NH_3 in L1498 and L1517B / M. Tafalla, P. C. Myers, P. Caselli, C. M. Walmsley // *Astronomy & Astrophysics.* — 2004. — Vol. 416. — Pp. 191–212.

63. L1544: A Starless Dense Core with Extended Inward Motions / M. Tafalla, D. Mardones, P. C. Myers et al. // *The Astrophysical Journal.* — 1998. — Vol. 504, no. 2. — Pp. 900–914.

64. Observing the gas temperature drop in the high-density nucleus of L 1544 / A. Crapsi, P. Caselli, M. C. Walmsley, M. Tafalla // *Astronomy & Astrophysics.* — 2007. — Vol. 470, no. 1. — Pp. 221–230.

65. Dust opacity variations in the pre-stellar core L1544 / A. Chacón-Tanarro, J. E. Pineda, P. Caselli et al. // *Astronomy & Astrophysics.* — 2019. — Vol. 623. — P. A118.

66. *Dudorov Alexander E., Khaibrakhmanov Sergey A.* Hierarchical structure of the interstellar molecular clouds and star formation // *Open Astronomy.* — 2017. — Vol. 26, no. 1. — Pp. 285–292.

67. The Dynamical State of Barnard 68: A Thermally Supported, Pulsating Dark Cloud / Charles J. Lada, Edwin A. Bergin, João F. Alves, Tracy L. Huard // *The Astrophysical Journal.* — 2003. — Vol. 586, no. 1. — Pp. 286–295.

68. The ALMA Survey of 70 μm Dark High-mass Clumps in Early Stages (ASHES). IV. Star Formation Signatures in G023.477 / Kaho Morii, Patricio Sanhueza, Fumitaka Nakamura et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2021. — Vol. 923, no. 2. — P. 147.

69. *Ward-Thompson D., Motte F., Andre P.* The initial conditions of isolated star formation - III. Millimetre continuum mapping of pre-stellar cores // *Monthly Notices of the RAS.* — 1999. — Vol. 305, no. 1. — Pp. 143–150.

70. *Schnee S., Goodman A.* Density and Temperature Structure of TMC-1C from 450 and 850 Micron Maps // *The Astrophysical Journal.* — 2005. — Vol. 624, no. 1. — Pp. 254–266.

71. *Plummer H. C.* On the problem of distribution in globular star clusters // *Monthly Notices of the RAS.* — 1911. — Vol. 71. — Pp. 460–470.

72. ALMA Survey of Orion Planck Galactic Cold Clumps (ALMASOP): Density Structure of Centrally Concentrated Prestellar Cores from Multiscale Observations / Dipen Sahu, Sheng-Yuan Liu, Doug Johnstone et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2023. — Vol. 945, no. 2. — P. 156.

73. A Complete Search for Dense Cloud Cores in Taurus / Toshikazu Onishi, Akira Mizuno, Akiko Kawamura et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2002. — Vol. 575, no. 2. — Pp. 950–973.

74. Probing fragmentation and velocity sub-structure in the massive NGC 6334 filament with ALMA / Y. Shimajiri, Ph. André, E. Ntormousi et al. // *Astronomy & Astrophysics.* — 2019. — Vol. 632. — P. A83.

75. *Crutcher Richard M.* Magnetic Fields in Molecular Clouds // *Annual Review of Astron and Astrophys.* — 2012. — Vol. 50. — Pp. 29–63.

76. Kinematics of dense gas in the L1495 filament / A. Punanova, P. Caselli, J. E. Pineda et al. // *Astronomy & Astrophysics.* — 2018. — Vol. 617. — P. A27.

77. Anchoring Magnetic Field in Turbulent Molecular Clouds / Hua-bai Li, C. Darren Dowell, Alyssa Goodman et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2009. — Vol. 704, no. 2. — Pp. 891–897.

78. Distortion of magnetic fields in Barnard 68 / Ryo Kandori, Motohide Tamura, Masao Saito et al. // *Publications of the Astronomical Society of Japan.* — 2020. — Vol. 72, no. 1. — P. 8.

79. *Crutcher Richard M., Kemball Athol J.* Review of Zeeman Effect Observations of Regions of Star Formation K Zeeman Effect, Magnetic Fields, Star formation, Masers, Molecular clouds // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences.* — 2019. — Vol. 6. — P. 66.

80. *Dudorov A. E.* Properties of the Hierarchy of Interstellar Magnetic Clouds // *Soviet Astronomy.* — 1991. — Vol. 35. — P. 342.

81. *Crutcher R. M.* Observations of Magnetic Fields in Molecular Clouds // The Magnetized Interstellar Medium / Ed. by B. Uyaniker, W. Reich, R. Wielebinski. — 2004. — Pp. 123–132.

82. *Girart Josep M., Rao Ramprasad, Marrone Daniel P.* Magnetic Fields in the Formation of Sun-Like Stars // *Science.* — 2006. — Vol. 313, no. 5788. — Pp. 812–814.

83. *Li Hua-Bai.* Magnetic Fields in Molecular Clouds—Observation and Interpretation // *Galaxies.* — 2021. — Vol. 9, no. 2. — P. 41.

84. *Larson Richard B.* The physics of star formation // *Reports on Progress in Physics.* — 2003. — Vol. 66, no. 10. — Pp. 1651–1697.

85. *Larson R. B.* Turbulence and star formation in molecular clouds. // *Monthly Notices of the RAS.* — 1981. — Vol. 194. — Pp. 809–826.

86. *Myers P. C.* Dense cores in dark clouds. III. Subsonic turbulence. // *The Astrophysical Journal.* — 1983. — Vol. 270. — Pp. 105–118.

87. Dense Cores in Dark Clouds. VIII. Velocity Gradients / A. A. Goodman, P. J. Benson, G. A. Fuller, P. C. Myers // *The Astrophysical Journal.* — 1993. — Vol. 406. — P. 528.

88. *Belloche A.* Observation of rotation in star forming regions: clouds, cores, disks, and jets // EAS Publications Series / Ed. by P. Hennebelle, C. Charbonnel. — Vol. 62 of *EAS Publications Series.* — 2013. — Pp. 25–66.

89. Ubiquitous NH_3 supersonic component in L1688 coherent cores / Spandan Choudhury, Jaime E. Pineda, Paola Caselli et al. // *Astronomy & Astrophysics.* — 2020. — Vol. 640. — P. L6.

90. *Lada Charles J.* Star formation: from OB associations to protostars. // Star Forming Regions / Ed. by Manuel Peimbert, Jun Jugaku. — Vol. 115 of *IAU Symposium*. — 1987. — P. 1.

91. *Adams Fred C., Lada Charles J., Shu Frank H.* Spectral Evolution of Young Stellar Objects // *The Astrophysical Journal*. — 1987. — Vol. 312. — P. 788.

92. *André Philippe*. Observations of protostars and protostellar stages // The Cold Universe / Ed. by Thierry Montmerle, Ch. J. Lada, I. F. Mirabel, J. Tran Thanh Van. — 1994. — P. 179.

93. The Flattened, Rotating Molecular Gas Core of Protostellar Jet HH 212 / Jennifer Wiseman, Alwyn Wootten, Hans Zinnecker, Mark McCaughrean // *Astrophysical Journal, Letters* . — 2001. — Vol. 550, no. 1. — Pp. L87–L90.

94. Infall and Outflow around the HH 212 Protostellar System / Chin-Fei Lee, Paul T. P. Ho, Henrik Beuther et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2006. — Vol. 639, no. 1. — Pp. 292–302.

95. *Looney Leslie W., Tobin John J., Kwon Woojin*. A Flattened Protostellar Envelope in Absorption around L1157 // *Astrophysical Journal, Letters* . — 2007. — Vol. 670, no. 2. — Pp. L131–L134.

96. ALMA Results of the Pseudodisk, Rotating Disk, and Jet in the Continuum and HCO^+ in the Protostellar System HH 212 / Chin-Fei Lee, Naomi Hirano, Qizhou Zhang et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2014. — Vol. 786, no. 2. — P. 114.

97. Constraining the physical structure of the inner few 100 AU scales of deeply embedded low-mass protostars / M. V. Persson, D. Harsono, J. J. Tobin et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2016. — Vol. 590. — P. A33.

98. Characterizing young protostellar disks with the CALYPSO IRAM-PdBI survey: large Class 0 disks are rare / A. J. Maury, Ph. André, L. Testi et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2019. — Vol. 621. — P. A76.

99. The VLA/ALMA Nascent Disk and Multiplicity (VANDAM) Survey of Orion Protostars. II. A Statistical Characterization of Class 0 and Class I Protostellar Disks / John J. Tobin, Patrick D. Sheehan, S. Thomas Megeath et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2020. — Vol. 890, no. 2. — P. 130.

100. Searching for kinematic evidence of Keplerian disks around Class 0 protostars with CALYPSO / S. Maret, A. J. Maury, A. Belloche et al. // *Astronomy & Astrophysics.* — 2020. — Vol. 635. — P. A15.

101. *Greene Thomas.* Protostars // *American Scientist.* — 2001. — Vol. 89, no. 4. — P. 316.

102. Properties of the Youngest Protostars in Perseus, Serpens, and Ophiuchus / Melissa L. Enoch, II Evans, Neal J., Anneila I. Sargent, Jason Glenn // *The Astrophysical Journal.* — 2009. — Vol. 692, no. 2. — Pp. 973–997.

103. The Mass Evolution of Protostellar Disks and Envelopes in the Perseus Molecular Cloud / Bridget C. Andersen, Ian W. Stephens, Michael M. Dunham et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2019. — Vol. 873, no. 1. — P. 54.

104. *Jørgensen J. K., Schöier F. L., van Dishoeck E. F.* Physical structure and CO abundance of low-mass protostellar envelopes // *Astronomy & Astrophysics.* — 2002. — Vol. 389. — Pp. 908–930.

105. The VLA Nascent Disk and Multiplicity Survey of Perseus Protostars (VANDAM). V. 18 Candidate Disks around Class 0 and I Protostars in the Perseus Molecular Cloud / Dominique M. Segura-Cox, Leslie W. Looney, John J. Tobin et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2018. — Vol. 866, no. 2. — P. 161.

106. The Spitzer c2d Legacy Results: Star-Formation Rates and Efficiencies; Evolution and Lifetimes / II Evans, Neal J., Michael M. Dunham, Jes K. Jørgensen et al. // *Astrophysical Journal, Supplement.* — 2009. — Vol. 181, no. 2. — Pp. 321–350.

107. The Near-stellar Environment of Class 0 Protostars: A First Look with Near-infrared Spectroscopy / Stefan Laos, Thomas P. Greene, Joan R. Najita, Keivan G. Stassun // *The Astrophysical Journal.* — 2021. — Vol. 921, no. 2. — P. 110.

108. TADPOL: A 1.3 mm Survey of Dust Polarization in Star-forming Cores and Regions / Charles L. H. Hull, Richard L. Plambeck, Woojin Kwon et al. // *Astrophysical Journal, Supplement.* — 2014. — Vol. 213, no. 1. — P. 13.

109. *Hull Charles L. H., Zhang Qizhou.* Interferometric observations of magnetic fields in forming stars // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences.* — 2019. — Vol. 6. — P. 3.

110. The Twisted Magnetic Field of the Protobinary L483 / Erin G. Cox, Giles Novak, Sarah I. Sadavoy et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2022. — Vol. 932, no. 1. — P. 34.

111. ALMA's Polarized View of 10 Protostars in the Perseus Molecular Cloud / Erin G. Cox, Robert J. Harris, Leslie W. Looney et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2018. — Vol. 855, no. 2. — P. 92.

112. Large-scale magnetic field in the accretion discs of young stars: the influence of magnetic diffusion, buoyancy and Hall effect / S. A. Khaibrakhmanov, A. E. Dudorov, S. Yu. Parfenov, A. M. Sobolev // *Monthly Notices of the RAS.* — 2017. — Vol. 464, no. 1. — Pp. 586–598.

113. Increasing Mass-to-flux Ratio from the Dense Core to the Protostellar Envelope around the Class 0 Protostar HH 211 / Hsi-Wei Yen, Patrick M. Koch, Chin-Fei Lee et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2023. — Vol. 942, no. 1. — P. 32.

114. Angular momentum profiles of Class 0 protostellar envelopes / M. Gaudel, A. J. Maury, A. Belloche et al. // *Astronomy & Astrophysics.* — 2020. — Vol. 637. — P. A92.

115. Dense Cores in Dark Clouds. V. CO Outflow / P. C. Myers, M. Heyer, Ronald L. Snell, P. F. Goldsmith // *The Astrophysical Journal.* — 1988. — Vol. 324. — P. 907.

116. *André Philippe.* Low-Mass Protostars and Protostellar Stages // *Astrophysics and Space Science.* — 1995. — Vol. 224, no. 1-2. — Pp. 29–42.

117. *Choi Minho, Kang Miju, Tatematsu Ken'ichi.* Rotation of the NGC 1333 IRAS 4A2 Protostellar Jet // *Astrophysical Journal, Letters* . — 2011. — Vol. 728, no. 2. — P. L34.

118. *Lee Chin-Fei.* Molecular jets from low-mass young protostellar objects // *Astronomy and Astrophysics Reviews.* — 2020. — Vol. 28, no. 1. — P. 1.

119. A Low-velocity Bipolar Outflow from a Deeply Embedded Object in Taurus Revealed by the Atacama Compact Array / Kakeru Fujishiro, Kazuki Tokuda, Kengo Tachihara et al. // *Astrophysical Journal, Letters* . — 2020. — Vol. 899, no. 1. — P. L10.

120. Alignment between Flattened Protostellar Infall Envelopes and Ambient Magnetic Fields / Nicholas L. Chapman, Jacqueline A. Davidson, Paul F. Goldsmith et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2013. — Vol. 770, no. 2. — P. 151.

121. An observational correlation between magnetic field, angular momentum and fragmentation in the envelopes of Class 0 protostars? / Maud Galametz, Anaëlle Maury, Josep M. Girart et al. // *Astronomy & Astrophysics.* — 2020. — Vol. 644. — P. A47.

122. *Bate Matthew R., Tricco Terrence S., Price Daniel J.* Collapse of a molecular cloud core to stellar densities: stellar-core and outflow formation in radiation magnetohydrodynamic simulations // *Monthly Notices of the RAS.* — 2014. — Vol. 437, no. 1. — Pp. 77–95.

123. *Yorke Harold W., Bodenheimer Peter, Laughlin Gregory.* The Formation of Protostellar Disks. I. 1 M sub sun // *The Astrophysical Journal.* — 1993. — Vol. 411. — P. 274.

124. Protostellar collapse induced by compression / P. Hennebelle, A. P. Whitworth, P. P. Gladwin, Ph. André // *Monthly Notices of the RAS.* — 2003. — Vol. 340, no. 3. — Pp. 870–882.

125. *Dudorov A. E., Zhilkin A. G.* Nonself-similar regimes of isothermal collapse of protostellar clouds // *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics.* — 2003. — Vol. 96, no. 2. — Pp. 165–171.

126. *Dudorov A. E., Zhilkin A. G.* Self-similar regimes for the collapse of magnetic protostellar clouds // *Astronomy Reports.* — 2008. — Vol. 52, no. 10. — Pp. 790–805.

127. *Dudorov A. E., Zhilkin A. G., Kuznetsov O. A.* Two-dimensional numerical code for axially symmetrical and self-gravitational MHD flows // *Matem. Modelir.* — 1999. — Vol. 11, no. 11. — Pp. 110–127.

128. Protostar formation in magnetized rotating molecular cloud cores / A. E. Dudorov, A. G. Zhilkin, N. Yu. Lazareva, O. A. Kuznetsov // *Astronomical and Astrophysical Transactions.* — 2000. — Vol. 19, no. 3. — Pp. 515–523.

129. *Nakano T.* Quasistatic Contraction of Magnetic Protostars due to Magnetic Flux Leakage - Part One - Formulation and an Example // *Publications of the Astronomical Society of Japan.* — 1979. — Vol. 31. — P. 697.

130. *Black D. C., Scott E. H.* A numerical study of the effects of ambipolar diffusion on the collapse of magnetic gas clouds // *The Astrophysical Journal.* — 1982. — Vol. 263. — Pp. 696–715.

131. *Hennebelle P., Ciardi A.* Disk formation during collapse of magnetized protostellar cores // *Astronomy & Astrophysics.* — 2009. — Vol. 506, no. 2. — Pp. L29–L32.

132. Decoupling of magnetic fields in collapsing protostellar envelopes and disc formation and fragmentation / Bo Zhao, Paola Caselli, Zhi-Yun Li, Ruben Krasnopolsky // *Monthly Notices of the RAS.* — 2018. — Vol. 473, no. 4. — Pp. 4868–4889.

133. Disc formation in magnetized dense cores with turbulence and ambipolar diffusion / Ka Ho Lam, Zhi-Yun Li, Che-Yu Chen et al. // *Monthly Notices of the RAS.* — 2019. — Vol. 489, no. 4. — Pp. 5326–5347.

134. The Effect of Misalignment between the Rotation Axis and Magnetic Field on the Circumstellar Disk / Shingo Hirano, Yusuke Tsukamoto, Shantanu Basu, Masahiro N. Machida // *The Astrophysical Journal.* — 2020. — Vol. 898, no. 2. — P. 118.

135. *Machida Masahiro N., Basu Shantanu.* The First Two Thousand Years of Star Formation // *The Astrophysical Journal.* — 2019. — Vol. 876, no. 2. — P. 149.

136. *Xu Wenrui, Kunz Matthew W.* Formation and evolution of protostellar accretion discs - II. From 3D simulation to a simple semi-analytic model of Class 0/I discs // *Monthly Notices of the RAS.* — 2021. — Vol. 508, no. 2. — Pp. 2142–2168.

137. Toward understanding the formation of multiple systems. A pilot IRAM-PdBI survey of Class 0 objects / A. J. Maury, Ph. André, P. Hennebelle et al. // *Astronomy & Astrophysics.* — 2010. — Vol. 512. — P. A40.

138. *Chen Che-Yu, Ostriker Eve C.* Geometry, Kinematics, and Magnetization of Simulated Prestellar Cores // *The Astrophysical Journal.* — 2018. — Vol. 865, no. 1. — P. 34.

139. *Mestel L., Spitzer L. Jr.* Star formation in magnetic dust clouds // *Monthly Notices of the RAS.* — 1956. — Vol. 116. — P. 503.

140. *Joos M., Hennebelle P., Ciardi A.* Protostellar disk formation and transport of angular momentum during magnetized core collapse // *Astronomy & Astrophysics.* — 2012. — Vol. 543. — P. A128.

141. *Nakano Takenori, Nishi Ryoichi, Umebayashi Toyoharu.* Mechanism of Magnetic Flux Loss in Molecular Clouds // *The Astrophysical Journal.* — 2002. — Vol. 573, no. 1. — Pp. 199–214.

142. *Mestel L.* On the role of the magnetic field in star formation. // *Physica Scripta Volume T.* — 1985. — Vol. 11. — Pp. 53–58.

143. *Mouschovias T. Ch.* Nonhomologous contraction and equilibria of self-gravitating, magnetic interstellar clouds embedded in an intercloud medium: star formation. I. Formulation of the problem and method of solution. // *The Astrophysical Journal.* — 1976. — Vol. 206. — Pp. 753–767.

144. *Machida Masahiro N., Inutsuka Shu-ichiro, Matsumoto Tomoaki.* High- and Low-Velocity Magnetized Outflows in the Star Formation Process in a Gravitationally Collapsing Cloud // *The Astrophysical Journal.* — 2008. — Vol. 676, no. 2. — Pp. 1088–1108.

145. *Andre P., Ward-Thompson D., Barsony M.* From Prestellar Cores to Protostars: the Initial Conditions of Star Formation // Protostars and Planets IV / Ed. by V. Mannings, A. P. Boss, S. S. Russell. — 2000. — P. 59.

146. *Nakano Takenori, Nishi Ryoichi, Umebayashi Toyoharu.* Mechanism of Magnetic Flux Loss in Molecular Clouds // *The Astrophysical Journal.* — 2002. — Vol. 573, no. 1. — Pp. 199–214.

147. *Dudorov A. E., Zhilkin A. G., Kuznetsov O. A.* Quasimonotonous difference schemes of higher accuracy for the equations of magnetohydrodynamics // *Matem. Modelir.* — 1999. — Vol. 11, no. 1. — Pp. 101–116.

148. Rosseland and Planck mean opacities for protoplanetary discs / D. Semenov, Th. Henning, Ch. Helling et al. // *Astronomy & Astrophysics.* — 2003. — Vol. 410. — Pp. 611–621.

149. *Black D. C., Scott E. H.* A numerical study of the effects of ambipolar diffusion on the collapse of magnetic gas clouds // *The Astrophysical Journal.* — 1982. — Vol. 263. — Pp. 696–715.

150. *Masunaga Hirohiko, Inutsuka Shu-ichiro.* A Radiation Hydrodynamic Model for Protostellar Collapse. II. The Second Collapse and the Birth of a Protostar // *The Astrophysical Journal.* — 2000. — Vol. 531, no. 1. — Pp. 350–365.

151. *Дудоров А. Е., Сазонов Ю. В.* Гидродинамика коллапса мажзвездных облаков. IV. Степень ионизации и амбиполярная диффузия // *Научные информации.* — 1987. — no. 63. — P. 68.

152. *Umebayashi Toyoharu, Nakano Takenori.* Effects of Radionuclides on the Ionization State of Protoplanetary Disks and Dense Cloud Cores // *The Astrophysical Journal.* — 2009. — Vol. 690, no. 1. — Pp. 69–81.

153. *Uchida Y., Shibata K.* Magnetodynamical acceleration of CO and optical bipolar flows from the region of star formation. // *Publications of the Astronomical Society of Japan.* — 1985. — Vol. 37. — Pp. 515–535.

154. ALMA observations of envelopes around first hydrostatic core candidates / María José Maureira, Héctor G. Arce, Michael M. Dunham et al. // *Monthly Notices of the RAS.* — 2020. — Vol. 499, no. 3. — Pp. 4394–4417.

155. *Whitworth A. P., Ward-Thompson D.* An Empirical Model for Protostellar Collapse // *The Astrophysical Journal.* — 2001. — Vol. 547, no. 1. — Pp. 317–322.

156. Numerical 2D MHD simulations of the collapse of magnetic rotating protostellar clouds with the Enlil code / Sergey Khaibrakhmanov, Sergey Zamozdra, Natalya Kargaltseva et al. // *IAU Symposium.* — 2023. — Vol. 362. — Pp. 273–278.

157. *Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A.* Fossil magnetic field of accretion disks of young stars // *Astrophysics and Space Science.* — 2014. — Vol. 352, no. 1. — Pp. 103–121.