ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ АСТРОНОМИИ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи УДК 524.523

Максимова Ломара Аслановна

ВЛИЯНИЕ КОНВЕКТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ПОВЕРХНОСТНЫХ ТЕПЛОВЫХ ВОЛН НА СТРУКТУРУ И ЭВОЛЮЦИЮ ПРОТОПЛАНЕТНОГО ДИСКА

1.3.1. Физика космоса, астрономия

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д.ф.-м.н. Я.Н. Павлюченков

Mockba - 2023

Оглавление

Введе	Введение				
Глава	1. Эво	люция вязкого протопланетного диска при образовании	Ĺ		
KO	нвектив	но-неустойчивых областей	17		
1.1	1 Базол	Базовая модель диска			
	1.1.1	Расчет эволюции поверхностной плотности	19		
	1.1.2	Расчет вертикальной структуры	27		
	1.1.3	Результаты моделирования	31		
	1.1.4	Обсуждение базовой модели	39		
1.2	1.2 Устойчивость нерегулярного характера аккреции				
	1.2.1	Описание исследуемых параметров модели	43		
	1.2.2	Режимы дисковой аккреции	46		
1.3	3 Эвол	юция ПД при переменном притоке вещества из оболочки	54		
1.4	4 Закл	Заключение к Главе 1			
1.5	1.5 Положения, выносимые на защиту по результатам				
	главн	J	63		
Глава	2. Мод	елирование тепловых поверхностных волн в протопланет-			
но	м диске	в 1+1D приближении	65		
2.1	1 Кваз	игидростатическая 1+1D модель протопланетного диска	66		
2.2	2 Резул	иытаты моделирования	71		
2.3	З Закл	ючение к Главе 2	77		
2.4	4 Поло	жения, выносимые на защиту по результатам второй			
	главн	J	80		

Глава 3. Моделирование тепловых поверхностных волн в протопланет-						
ном диске в 2D приближении						
3.1	1 Базовая аксиально-симметричная модель протопланетно					
	диска	8	33			
	3.1.1 Гидродинамический метод.	8	34			
	3.1.2 Метод расчета переноса излу	чения 8	38			
	3.1.3 Граничные и начальные усло	вия	93			
3.2	Приближенные модели газопылевог	одиска	93			
	3.2.1 Гидростатическое приближен	ие 9	94			
	3.2.2 Одномерная тепловая модели	···· (95			
3.3	Результаты моделирования		96			
3.4	Заключение к Главе 3)3			
3.5	Положения, выносимые на защиту по результатам третьей					
	главы)5			
Заключ	Заключение					
Литера	Литература					

Введение

В последние годы изучение протопланетных дисков — объектов из газы и пыли вокруг молодых звезд — становится всё более востребованным направлением в астрофизике. Протопланетный диск формируется в результате коллапса плотного ядра межзвёздного молекулярного облака, и его формирование неразрывно связано с эволюцией молодой звезды. Изучение этих объектов — важная и интересная задача, поскольку она помогает углубить понимание механизмов образования планет и условий их формирования, приоткрывая завесу тайны происхождения планетных систем, включая Солнечную, а также объяснить наблюдательные характеристики молодых звёзд и свойственные им проявления активности.

Исследование протопланетных дисков особенно актуально в наши дни, когда имеется беспрецедентная техническая оснащенность телескопами. Первые прямые изображения протопланетных дисков были получены еще в 1990-х гг. с помощью космического телескопа им. Хаббла [1], однако детальное рассмотрение структуры диска стало возможно на три десятилетия позже благодаря телескопам Subaru [2] и VLT/SPHERE [3] (Very Large Telescope). Колоссальный прорыв в изучении дисков обеспечил и продолжает стимулировать интерферометр ALMA (Atacama Large Millimeter Array) с разрешающей способностью лучше 1" [4], обнаруживший в дисках разнообразые морфологические особенности [5,6]: светлые кольца, провалы, спиральные структуры. Принципиально новые наблюдательные данные о спектрах, химическом составе и молекулах в протопланетных дисках предлагает орбитальная инфракрасная обсерватория им. Джеймса Уэбба JWST (James Webb Space Telescope), запущенная в 2021 году.

Разнообразие наблюдаемых морфологических структур дисков сти-

мулирует разработку множества моделей, учитывающих роль различных физических и химических факторов в эволюции протопланетных дисков. Популярными являются модели гравитационной неустойчивости диска, магнитогидродинамической модели вязкого диска, модели, описывающие астрохимическую эволюцию диска, динамику пыли в нем, и пр. Однако ключевой задачей является выявление из всех рассматриваемых механизмов одного или нескольких, играющих первостепенную роль при решении конкретной задачи. Например, необходимой основой для формирования планетезималей (зародышей будущих планет) считается возможность развития потоковой неустойчивости в диске [7]. Тем не менее, несмотря на большие наблюдательные и теоретические достижения в изучении протопланетных дисков, многие вопросы физики дисков окончательно не решены.

В частности, актуальным является вопрос о механизме переноса массы и углового момента, обеспечивающем аккрецию газа. Гравитационная неустойчивость может приводить к тому, что возмущения плотности в диске вырастают в спиральные рукава, обеспечивая эффективную передачу углового момента наружу [9]. Также, к переносу углового момента может приводить и турбулентная вязкость, однако механизм турбулизации вещества до сих пор является дискуссионным. В литературе рассмотрены разные возможные причины возникновения турбулентности, например, магнито-ротационная неустойчивость [9], идея отвода углового момента с помощью магнитного ветра [10], глобальная бароклинная неустойчивость [11]. Во внутренних областях протопланетных дисков могут складываться условия для возникновения конвекции аккрецируемого газа в полярных направлениях, которая может оказывать влияние на эволюцию диска и, возможно, приводить к турбулизации вещества.

К особенностям некоторых современных численных моделей можно отнести рассмотрение диска исключительно в экваториальной плоскости,

лишь приближенно моделируя вертикальную структуру диска. Подобный подход, реализованный, например, в численной модели FEOSAD [12], позволяет получать ценные результаты, например, о существовании гравитационно связанных сгустков на ранних этапах формирования диска и их взаимосвязи со вспышками молодых звезд [13]. Однако подобные модели непригодны для детального рассмотрения конвективной неустойчивости, процессов осаждения пыли или меридиональных течений.

Данная работа, основанная на моделях с детальным восстановлением вертикальной структуры диска, посвящена изучению ряда механизмов, вызывающих неустойчивости в диске. В первой главе рассматривается конвективная неустойчивость, приводящая к эпизодической аккреции в молодом протопланетном диске. С использованием формализма вязкого аккреционного диска и детального восстановления вертикальной структуры диска, исследована устойчивость выявленного характера нерегулярной аккреции и моделируется долговременная эволюция протопланетного диска. Вторая глава посвящена исследованию поверхностных тепловых волн. В ней описана 1+1D модель, иллюстрирующая возможность возникновения тепловых волн на поверхности диска. Третья глава посвящена 2D моделированию, где демонстрируется важность тщательного расчета гидродинамических и радиационных процессов, которые приводят к более быстрой релаксации тепловых неоднородностей в диске, чем в 1+1D случае.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Число страниц в диссертации 118, рисунков 30, таблица 1. Список литературы содержит 85 наименований.

Во Введении представлен краткий обзор предмета исследования и содержания диссертационной работы. Описаны актуальность диссертационной работы, цели и задачи, новизна полученных результатов, их научная

и практическая значимость. Представлена информация по апробации результатов, научным публикациям по результатам исследований и вкладе автора в работу.

В Главе 1 рассмотрена роль конвекции в осуществлении эпизодического характера аккреции в протопланетном диске при наличии фоновой вязкости.

В данной главе изучаются условия возникновения конвекции и крупномасштабная эволюция конвективного кеплеровского диска на базе модели, особенностью которой является детальный расчет вертикальной структуры диска и учет постоянной аккреции газа на диск из околозвездной оболочки. В Главе 1 демонстрируется, что конвективная неустойчивость возникает при широком наборе параметров модели и оценивается их влияние на характер аккреционного режима. Помимо этого, в Главе 1 рассмотрена долговременная эволюция конвективно-неустойчивого диска.

В разделе 1.1 дается описание исследуемого диска в рамках базовой модели, после чего приведены результаты моделирования и их обсуждение. Целью раздела 1.2 является более детальное исследование нерегулярного аккреционного режима, полученного в предыдущем разделе. Представлен анализ поведения модели в пространстве исследуемых параметров: сначала дается краткое описание варьируемых параметров, затем описывается их влияние на характер аккреции в рамках простейшего описания падения вещества из оболочки. Раздел 1.3 посвящен исследованию долговременной эволюции диска при более реалистичном описании аккреции вещества из оболочки. В разделе 1.4 кратко перечислены результаты данного исследования.

В Главе 2 представлены результаты моделирования поверхностных тепловых волн в 1+1D приближении.

Целью данной главы является исследование поверхностной тепловой неустойчивости в рамках более детальной численной модели протопланет-

ного диска, в которой одновременно решается задача переноса излучения звезды в двумерном вертикальном срезе и учитывается нестационарность тепловой структуры диска на всем вертикальном масштабе диска. Моделирование эволюции диска в рамках описанного 1+1D-приближения показывает, что в диске самопроизвольно возникают возмущения, бегущие по направлению к звезде. Полученные результаты свидетельствуют о необходимости изучения данной неустойчивости в рамках более согласованной модели.

Описание модифицированной модели из Главы 1, в которой при вычислении функции нагрева звездным излучением является приниципиально важным учитывать радиальный градиент плотности внутри ячейки, представлено в разделе 2.1. Результаты моделирования самопроизвольно возникающих возмущений в диске в рамках 1+1D-приближения представлены в разделе 2.2. Обсуждение полученных результатов и сравнение с работами других авторов представлено в разделе 2.3.

В Главе 3 демонстрируется важность учета двумерных эффектов при моделировании эффектов самозатенения диска.

Целью данной главы является учет процессов динамики газа и диффузии ИК излучения в возбуждении поверхностных тепловых волн. Это исследование проводится с помощью полностью двумерной радиационной гидродинамической модели. В рамках данной модели также реализованы упрощающие предположения 1+1D подходов с целью определения их обоснованности. По результатам данной модели можно сделать глобальный вывод о том, что совместный учет двумерной гидродинамики и переноса теплового излучения подавляет формирование и распространение поверхностных тепловых волн в газопылевых дисках.

В разделе 3.1 описана используемая аксиально-симметричная модель протопланетного диска. Гидродинмаческий метод подробно расписан в разделе 3.1.1, а методу расчета переноса излучения посвящен раздел 3.1.2. Гра-

ничные и начальные условия обсуждаются в разделе 3.1.3. Раздел 3.2 посвящен приближенным моделям газопылевого диска, а в разделе 3.3 представлены результаты моделирования. Заключение к Главе 3 представлено в разделе 3.4.

В Заключении представлены основные результаты диссертационной работы. Даны рекомендации для дальнейшего развития темы диссертации.

Цели диссертационной работы

- 1. Исследовать влияние конвективной неустойчивости в протопланетных дисках на их эволюцию и структуру.
- 2. Детально исследовать неустойчивость протопланетного диска, связанную с эффектами затенения звездного излучения поверхностными неоднородностями.

Задачи

- 1. Используя разработанную ранее модель вертикальной структуры диска [14], исследовать возможность развития конвективной неустойчивости и при ее наличии исследовать структуру диска и характер аккреции.
- 2. Исследовать долговременную эволюцию конвективно-неустойчивого протопланетного диска с учетом аккреции из оболочки.
- 3. В рамках разработанной ранее детальной 1+1D модели вертикальной структуры диска подтвердить или опровергнуть возможность возникновения поверхностных тепловых волн. Исследовать свойства волн при их возникновении.
- 4. Разработать 2D гидродинамическую модель с детальным расчетом

тепловой структуры протопланетного диска и исследовать поверхностные тепловые волны с ее помощью.

Научная новизна

В рамках данной диссертационной работы исследованы условия возникновения конвекции в рамках модели с детальным восстановлением вертикальной структуры диска. Впервые показано, что в протопланетных дисках конвекция может стать триггером для нерегулярного характера аккреции. Также впервые показано, что параметры вспышек (интенсивность, продолжительность, период) и режим аккреции (регулярный, вспышечный или слабоосциллирующий), вызванные конвективной неустойчивостью, могут меняться в ходе эволюции диска.

Впервые в рамках 1+1D подхода показано, что механизм возбуждения поверхностных тепловых волн может работать в приповерхностных слоях, и оценены характерные времена распространения возмущений, которые при определенных условиях могут быть существенно короче характерного теплового времени, что отличается от выводов других авторов.

Создана двумерная динамическая модель протозвездного диска с детальным расчетом тепловой структуры, которая позволила впервые оценить важность учета двумерных эффектов при исследовании поведения поверхностных тепловых волн.

Научная и практическая значимость

Результаты диссертации представляют интерес для специалистов в области изучения протопланетных дисков и теории звездообразования. Исследованный нестационарный режим аккреции, обусловленный конвекцией, может представлять интерес для научных групп, занимающихся моделированием эволюции не только протопланетных дисков, но и дисков в катаклизмических системах. Полученные выводы о развитии поверхностных тепловых волн должны учитываться при интерпретации наблюдений протопланетных дисков.

Методы исследования

Задачи диссертации решались при помощи численного моделирования собственными кодами. Разработка методов и их реализация в программах проводились на вычислительном кластере ИНАСАН. Результаты анализировались с помощью авторского программного обеспечения.

Достоверность представленных результатов

Степень достоверности представленных в диссертационной работе результатов подтверждается сравнением с данными других авторов и обсуждением полученных результатов диссертации на научных конференциях и семинарах. Результаты опубликованы в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК.

Личный вклад соискательницы

Соискательница участвовала в постановке задач, написании кода, получении и обработке результатов численных экспериментов, проводила расчеты, совместно с соавторами участвовала в обсуждении результатов и формулировке выводов.

В частности, соискательницей:

 преобразована модель 1+1D-мерной структуры диска в динамическую модель вязкой эволюции диска; для решения этой задачи разработан модуль, ответственный за конечно-разностный метод решения уравнения Прингла;

- разработана и реализована модель долговременной эволюции конвективно-неустойчивого диска;
- исследованы особенности нерегулярного характера аккреции для различных параметров;
- исследованы ограничения модели, связанные с гравитационно-неустойчивыми областями диска;
- проведен детальный анализ особенностей распределения плотности диска в двумерной модели и определены оптимальные параметры метода моделирования;
- предложен и реализован метод расчета гидростатического равновесия в двумерной модели;
- разработан комплекс программ для обработки и визуализации получаемых данных.

Положения, выносимые на защиту

• Положение 1.

Показано, что в протопланетных дисках могут реализовываться условия для возникновения конвективной неустойчивости при наличии дополнительного механизма нагрева (например, фоновой вязкости). Продемонстрировано, что конвекция посредством эпизодической турбулизации диска обеспечивает вспышечный режим аккреции. Характер аккреции вещества из диска на звезду (регулярный, вспышечный или слабоосциллирующий) и параметры возникающих вспышек (интенсивность, продолжительность, период) зависят от темпа притока вещества из оболочки на диск и его эволюции со временем. Нестационарный режим аккреции, обусловленный конвекцией, может быть одним из физических механизмов, ответственных за вспышки светимости у молодых звезд.

• Положение 2.

Исследованы условия возникновения поверхностных тепловых волн, которые предлагаются в качестве одного из механизмов формирования кольцеообразных морфологических структур в протопланетных дисках. Показано, что такие волны действительно возникают при рассмотрении диска в 1+1D-приближении. Впервые показано, что механизм возбуждения этих волн может ограничиваться только приповерхностными слоями.

• Положение 3.

В рамках модели протопланетного диска умеренной массы показано, что совместный учет двумерных эффектов, связанных с гидродинамикой и переносом теплового излучения, подавляет развитие поверхностных тепловых волн. Высказано предположение, что этот эффект может быть критичным и в более общем случае.

Апробация

Результаты диссертации были представлены на российских и зарубежных конференциях и семинарах в качестве устных и стендовых докладов:

- 48-я студенческая научная конференция "Физика Космоса" (Коуровская астрономическая обсерватория УрФУ, Екатеринбург, 28 января – 01 февраля 2019);
- Международная конференция "CHALLENGES AND INNOVATIONS IN COMPUTATIONAL ASTROPHYSICS" (ИНАСАН, Санкт-Петербург, 16 – 20 сентября 2019);

- Международный семинар "The UX Ori type stars and related topics" (КрАО РАН, ГАО РАН, Санкт-Петербург, 30 сентября – 4 октября 2019);
- Конкурс молодых учёных ИНАСАН (ИНАСАН, Москва, 24 октября 2019);
- 49-я студенческая научная конференция "Физика Космоса" (Коуровская астрономическая обсерватория УрФУ, Екатеринбург, 27 – 31 января 2020);
- Международная школа и рабочее совещание "Исследования экзопланет 2020"для молодых учёных и студентов (ИНАСАН, Москва, 9 12 октября 2020, онлайн);
- Конкурс молодых учёных ИНАСАН (ИНАСАН, Москва, 5 ноября 2020);
- Конференция "Звездообразование и планетообразование" (АКЦ ФИ-АН, Москва, 10 – 11 ноября 2020);
- Международная школа "Исследования экзопланет 2021" для молодых ученых и студентов (ИНАСАН, Москва, 15 – 16 октября 2021);
- Международная конференция "The Predictive Power Of Computational Astrophysics As A Discovery Tool" (IAU Symposium 362, онлайн, 8 – 12 ноября 2021);
- 11. Конференция молодых ученых "Фундаментальные и прикладные космические исследования" (ИКИ РАН, Москва, 13 15 апреля 2022);
- Всероссийская конференция "Нестационарные процессы в протопланетных дисках и их наблюдательные проявления" (КрАО РАН, п. Научный, Крым, 11 – 16 сентября 2022);

- Конкурс молодых учёных ИНАСАН (ИНАСАН, Москва, 15 ноября 2022);
- Международная школа "Исследования экзопланет 2022" для молодых ученых и студентов (ИНАСАН, Москва, 17 – 18 ноября 2022);
- 50-я студенческая научная конференция "Физика Космоса" (Коуровская астрономическая обсерватория УрФУ, Екатеринбург, 30 января – 3 февраля 2023).

Публикации по теме диссертации

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК

- [A1] Pavlyuchenkov Ya. N., Tutukov A. V., Maksimova L. A., & Vorobyov E. I.
 (2020) Evolution of a Viscous Protoplanetary Disk with Convectively Unstable Regions // Astronomy Reports - 2020. - V. 64. - Pp. 1-14.
- [A2] Maksimova L. A., Pavlyuchenkov Ya. N., & Tutukov A. V. (2020) Evolution of a Viscous Protoplanetary Disk with Convectively Unstable Regions. II. Accretion Regimes and Long-Term Dynamics // Astronomy Reports - 2020. - V. 64. - Pp. 815-826.
- [A3] Pavlyuchenkov Ya. N., Maksimova L. A., & Akimkin V. V. (2022) Simulation of Thermal Surface Waves in a Protoplanetary Disk in 1+1D Approximation // Astronomy Reports - 2022. - V. 66. - Pp. 321-329.
- [A4] Pavlyuchenkov Ya. N., Maksimova L. A., & Akimkin V. V. (2022) Simulation of Thermal Surface Waves in a Protoplanetary Disk in 2D Approximation // Astronomy Reports - 2022. - V. 66. - Pp. 800-810.

Другие публикации автора по теме диссертации

- [В1] Максимова Л. А., Павлюченков Я. Н., Тутуков А. В. Моделирование вязкой эволюции протопланетного диска с учетом образования конвективно-неустойчивых областей // Физика Космоса: труды 48-ой Международной студенческой научной конференции (Екатеринбург, 28 янв. - 1 февр. 2019г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2019. — Т. 1. — С. 184.
- [B2] Максимова Л. А., Павлюченков Я. Н. Эпизодическая аккреция в протопланетных дисках как результат конвективной неустойчивости // Физика Космоса: труды 49-ой Международной студенческой научной конференции (Екатеринбург, 27 - 31 янв. 2020г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2020. — Т. 1. — С. 265.
- [ВЗ] Максимова Л. А., Павлюченков Я. Н., Воробьев Э. И. Анализ конвективно-неустойчивых областей, возникающих при моделировании эволюции протопланетного диска // Сборник научных трудов ИНАСАН (Москва 2019 г.). — Москва: Изд-во Янус-К. — 2019. — С. 27–33.
- [B4] Lomara Maksimova, Yaroslav Pavlyuchenkov. Long-Term Evolution of Convectively Unstable Disk // Proceedings of the International Astronomical Union, Symposium S362: The Predictive Power of Computational Astrophysics as a Discovery Tool (June 2020). — Cambridge University Press — 2023 — Vol. 16 — pp. 306–308
- [B5] Максимова Л. А., Павлюченков Я. Н., Акимкин В. В. Моделирование поверхностных тепловых волн в двумерном приближении // Физика космоса: труды 50-ой Международной студенческой научной конференции (Екатеринбург, 30 янв. – 3 фев. 2023г.). — Екатеринбург: Издво Урал. ун-та. — 2023. — Т. 1. — С. 634.

Глава 1. Эволюция вязкого протопланетного диска при образовании конвективно-неустойчивых областей

Идея о том, что конвекция в протопланетных дисках может быть ответственна не только за перенос тепла, но и обеспечивать вязкость и таким образом влиять на эволюцию диска, была сформулирована в ранних работах [15] и [16]. Эта идея вызвала большой энтузиазм, однако по прошествии нескольких десятков лет роль конвекции в переносе углового момента до сих пор является дискуссионной, см. подробный исторический обзор в [17].

Первые численные модели, учитывающие конвекцию в диске [18, 19], свидетельствовали о том, что соответствующий ей коэффициент вязкости весьма мал, а сам газовый диск имеет тенденцию разбиваться на кольца. В рамках более поздних численных моделей [11,20] конвекция обеспечивала более высокие коэффициенты вязкости (в терминах параметра Шакуры — Сюняева $\alpha = 10^{-3} - 10^{-2}$), однако для этого требовался дополнительный механизм нагрева газа в экваториальной плоскости аккреционного диска. С получением высококачественных изображений протопланетных дисков и наблюдением кольцеобразных структур в них интерес к гидродинамическим моделям и конвекции снова возрос. В частности, в работе [21] представлены результаты трехмерного моделирования конвекции в диске, где проиллюстрировано возникновение конвективных ячеек, вихрей и других когерентных структур при инициировании конвекции. При этом авторы данной работы отмечают, что им не удается получить самоподдерживающийся режим конвекции в диске. В работах [22, 23] представлен теоретический анализ конвективной неустойчивости аккреционного диска, где авторы находят условия неустойчивости и отмечают необходимость более

детальных моделей.

В данной главе изучаются условия возникновения конвекции и крупномасштабная эволюция конвективного кеплеровского диска на базе модели, особенностями которой является детальный расчет вертикальной структуры диска и учет постоянной аккреции газа на диск из околозвездной оболочки. В разделе 1.1 дается описание исследуемого диска в рамках базовой модели, после чего приведены результаты моделирования и их обсуждение. Целью раздела 1.2 является более детальное исследование нерегулярного аккреционного режима, полученного в предыдущем разделе. Представлен анализ поведения модели в пространстве исследуемых параметров: сначала дается краткое описание варьируемых параметров, затем описывается их влияние на характер аккреции в рамках простейшего описания падения вещества из оболочки. Раздел 1.3 посвящен исследованию долговременной эволюции диска при более реалистичном описании аккреции вещества из оболочки. В разделе 1.4 кратко перечислены результаты данного исследования.

Основные результаты исследования опубликованы в статьях [A1] и [A2].

1.1. Базовая модель диска

Расчет эволюции околозвездного диска производится с помощью численной модели, в рамках которой последовательно рассчитывается эволюция радиальной и вертикальной структуры диска. При этом каждый временной шаг разделен на два этапа: 1) расчет эволюции поверхностной плотности газа; 2) восстановление распределений плотности и температуры в вертикальном направлении. На первом этапе вычисляется также темп нагрева среды, связанный с аккрецией вещества, необходимый для расчета тепловой структуры. В свою очередь, при восстановлении вертикальной структуры диска происходит идентификация конвективно-неустойчивых областей и формирование распределения коэффициента вязкости, необходимого для расчета эволюции поверхностной плотности. Далее более подробно описаны детали обоих этапов расчета.

1.1.1. Расчет эволюции поверхностной плотности

Для описания эволюции поверхностной плотности диска используется формализм вязкого аккреционного диска. В рамках данного подхода считается, что механизмом переноса массы и углового момента является некий физический процесс (турбулентность, магнитное поле или конвекция), математически описываемый аналогично молекулярной вязкости, т.е. в основе модели лежат уравнения Навье-Стокса. В приближении аксиальносимметричного, геометрически-тонкого, кеплеровского диска и пренебрегая градиентами давления газа в радиальном направлении, эволюция поверхностной плотности описывается уравнением Прингла [25]:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\sqrt{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\nu \sqrt{R} \Sigma \right) \right] + W(R, t), \tag{1.1}$$

где Σ — поверхностная плотность, R — расстояние до звезды, t — время, ν — коэффициент кинематической вязкости, W(R, t) — темп притока вещества из оболочки в предположении, что удельный момент импульса оседающего вещества совпадает с таковым в диске. Уравнение Прингла широко используется для описания долговременной эволюции околозвездных дисков, см. например, обзор [24]. Специфика его использования зависит от способа определения функции $\nu(R)$. В данном случае $\nu(R)$ задается феноменологически и дополнительно определяется условиями возникновения конвективной неустойчивости.

В результате эволюции вязкого диска выделяется тепловая энергия. В конечном итоге выделяемая тепловая энергия черпается из гравитационной энергии вещества, т.е. вязкость можно рассматривать как механизм преобразования гравитационной энергии аккрецирующего газа в тепло. Темп энерговыделения тепла на единицу площади равен [25]:

$$\Gamma_{\rm vis} = \frac{9}{4} \frac{GM_*}{R^3} \nu \Sigma, \qquad (1.2)$$

где M_* — масса центральной звезды. Этот нагрев учитывается при расчете вертикальной структуры диска. В рамках данной модели именно он ответственен за возникновение конвекции.

1.1.1.1. Коэффициент вязкости в конвективно-устойчивых областях

В конвективно-устойчивых областях диска полагается наличие некоторого фонового механизма переноса углового момента и задается вязкость в виде:

$$\nu_{\rm bg} = \nu_0 \left(\frac{R}{R_{\rm AU}}\right)^{\beta},\tag{1.3}$$

где $\beta = 1$ и $\nu_0 = 10^{15}$ см²·с.

Стационарное решение уравнения Прингла при $R \gg R_*$ имеет вид:

$$\dot{M} = 3\pi\Sigma \cdot \nu_{\rm bg}.\tag{1.4}$$

При выбранном значении β распределение поверхностной плотности будет обратно пропорционально расстоянию до звезды, т.е. $\Sigma \propto R^{-1}$, что хорошо согласуется с распределениями плотности в наблюдаемых протопланетных дисках [26]. При принятом значении ν_0 и темпе аккреции $\dot{M} = 10^{-7} \,\mathrm{M_{\odot}/rog}$ масса диска между 0.1 и 100 а.е. составит $M_{\mathrm{disk}} = 10^{-1} M_{\odot}$. Эти значения соответствуют ранним этапам эволюции дисков и укладываются в диапазон темпов аккреции и масс наблюдаемых протопланетных дисков [27].

Значения $\beta = 1$ и $\nu_0 = 10^{15}$ см²·с согласуются с широко используемой α -параметризацией турбулентной вязкости. Действительно, в рамках параметризации Шакуры — Сюняева [28] $\nu = \alpha c_s H$, где c_s — скорость звука, *H* — высота диска. Пусть тепловая структура диска целиком определяется нагревом центральной звезды, тогда:

$$\varepsilon \frac{L_*}{4\pi R^2} = \sigma T^4, \tag{1.5}$$

где L_* — светимость звезды, ε — косинус угла между нормалью к поверхности диска и направлением на звезду, σ — постоянная Стефана-Больцмана, T — температура. Условие гидростатического равновесия диска в вертикальном направлении можно приближенно записать в виде:

$$\frac{H}{R} = \frac{c_s}{V_k},\tag{1.6}$$

где V_k — кеплеровская скорость на радиусе R. Комбинируя эти два уравнения и используя связь $c_s^2 = k_{\rm B}T/\mu_{\rm g}m_{\rm H}$, где $k_{\rm B}$ — постоянная Больцмана, $\mu_{\rm g}$ — средняя молекулярная масса, $m_{\rm H}$ — масса атома водорода, получим:

$$\nu_{\rm bg} = \alpha \nu_{\alpha} \left(\frac{R}{R_{\rm AU}}\right), \quad \text{где} \quad \nu_{\alpha} = \frac{k_{\rm B} R_{\rm AU}}{\mu_{\rm g} m_{\rm H} (GM_{\odot})^{1/2}} \left(\frac{\varepsilon L_{\odot}}{4\pi\sigma}\right)^{1/4}.$$
 (1.7)

Принимая для оценки $\varepsilon = 0.1$ (что близко к используемым при моделировании значениям [29]) и подставляя значения констант, получаем $\nu_{\alpha} = 10^{16} \text{ см}^2 \cdot \text{с.}$ Таким образом, используемая параметризация (1.3) для конвективно-устойчивых областей соответствует модели вязкого диска с α -параметром $\alpha = 0.1$. Такое высокое значение α соответствует наиболее ранним (до 1 млн. лет) этапам эволюции протопланетных дисков, когда основной вклад в вязкость вносят, вероятно, эффекты самогравитации диска [30].

1.1.1.2. Коэффициент вязкости в конвективно-неустойчивых областях

Далее будет описан алгоритм задания вязкости в конвективнонеустойчивых областях. После расчета вертикальной структуры диска с помощью метода, описанного далее в разделе 1.1.2, идентифицируются области диска, в которых выполняется условие конвективной неустойчивости. Конвективно-неустойчивыми считаются области, в которых выполнено условие [31]:

$$\frac{dT}{dz} < -\frac{g(z)}{c_P},\tag{1.8}$$

где $g(z) = \frac{GM_*}{R^3}z + 4\pi G\sigma(z)$ — вертикальная компонента гравитационного ускорения на радиальном расстоянии R и высоте z, $\sigma(z) = \int_{2}^{z} \rho(z') dz'$ поверхностная плотность, отсчитываемая от экватора, $c_P = \frac{7}{2} \frac{k_B}{\mu_g m_H}$ — теплоемкость газа при постоянном давлении, соответствующая двухатомному газу, $\mu_g = 2.4$ — средняя молекулярная масса. Критерий (1.8) соответствует ограничениям, лежащим в основе описанной ниже модели восстановления вертикальной структуры. В частности, в нем не учитываются процессы ионизации и диссоциации газа. Далее, для каждого вертикального столбца, определяемого радиальной координатой R, рассчитывается массовая доля вещества γ в конвективно-неустойчивых областях в данном столбце относительно общей поверхностной плотности газа в нем. Коэффициент вязкости, определяемый конвекцией, задается в виде:

$$\nu_{\rm c} = \gamma \, H V_{\rm c},\tag{1.9}$$

где H — локальная шкала высоты диска, для определения которой используется уравнение (1.6), $V_{\rm c}$ — характерная скорость конвекции. Скорость $V_{\rm c}$ находится в приближении, что вся выделившаяся в результате аккреции газа энергия переходит в кинетическую энергию его конвективного движения, т.е. темп вязкой диссипации равен потоку кинетической энергии газа:

$$\Gamma_{\rm vis} = \frac{\rho_0 V_{\rm c}^2}{2} V_{\rm c},\tag{1.10}$$

где ρ_0 — экваториальная плотность. Полученное таким образом распределение ν_c дополнительно сглаживается по радиусу с помощью гауссовой функции шириной *H*:

$$\tilde{\nu}_{\rm c}(R) = \frac{\int\limits_{R_{\rm in}}^{R_{\rm out}} \nu_{\rm c}(r) {\rm e}^{-\frac{(R-r)^2}{2H^2}} dr}{\int\limits_{R_{\rm in}}^{R_{\rm out}} {\rm e}^{-\frac{(R-r)^2}{2H^2}} dr},$$
(1.11)

где $R_{\rm in}$ и $R_{\rm out}$ — внутренняя и внешняя границы диска. Сглаживание по радиусу проводится в связи с тем, что конвективная область должна иметь размер в радиальном направлении не меньше, чем высота диска. Локальная высота диска H является естественным выбором для радиуса сглаживания, так как она принята за характерную длину конвекции при определении вязкости в выражении (1.9).

Итоговый коэффициент вязкости задается как сумма фоновой и конвективной вязкости:

$$\nu = \nu_{\rm bg} + \tilde{\nu}_{\rm c}.\tag{1.12}$$

Несмотря на то, что такой подход, по-видимому, переоценивает значение конвективной вязкости, его можно счесть приемлемым начальным приближением. В дальнейшем планируется использовать элементы теории длины пути перемешивания для более корректного вычисления ν в конвективнонеустойчивых областях.

1.1.1.3. Граничные, начальные условия и модель аккреции из оболочки

В модели используются фиксированные значения поверхностной плотности на внутренней (R = 0.1 а.е.) и внешней (R = 100 а.е.) границах диска, $\Sigma = 10^{-2}$ г/см² и $\Sigma = 10^{-5}$ г/см², соответственно. Эти граничные значения поверхностной плотности на 3–4 порядка величины меньше, чем

значения плотности в окрестности границ после прихода диска к квазиравновесному состоянию. Можно считать, что данные граничные условия реализуют свободное вытекание вещества, т.е. предполагается, что есть некие эффективные механизмы отбора массы на границах диска. Такие условия влияют на поведение решения вблизи границы (что следует из больших градиентов поверхностной плотности вблизи границ), а также определяют характер накопления газа в диске. Введение более сложных граничных условий требует отдельного исследования, однако их наличие приведет к большему накоплению массы и облегчит возможность возникновения конвективной неустойчивости.

На ранних фазах эволюции аккреционного диска существенное влияние на него оказывает аккреция вещества из околозвездной оболочки на диск. Простые оценки показывают, что большую часть вещества звезда получает из диска, в то время как сам диск получает его из оболочки остатка молекулярного облака. Положение области аккреции вещества из оболочки на диск зависит от начального углового момента облака. Для оценки центробежного радиуса $R_{\rm acc}$, на который аккрецирует вещество из оболочки, используется формула из работы [32]:

$$R_{\rm acc} = \frac{\Omega^2 R_{\rm core}^4}{G M_{\rm core}},\tag{1.13}$$

где Ω — угловая скорость облака, $R_{\rm core}$ — начальное положение аккрецирующего элемента в облаке, $M_{\rm core}$ — масса внутренней части облака (масса звезды). Данная формула получена из условия сохранения углового момента аккрецирующего вещества. Распределение плотности в наблюдаемых протозвездных облаках принято описывать выражением:

$$n = \frac{n_0}{1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2},$$
(1.14)

где n_0 — центральная концентрация водорода, r_0 — радиус внутренней области с почти постоянной плотностью. Примером хорошо изученного протозвездного ядра является дозвездное ядро L1544, для которого $r_0 = 3 \times 10^3$ а.е., $n_0 = 1.6 \times 10^6$ см⁻³ [33]. Если аккрецируемый элемент взять на радиусе плато (то есть, $R_{\rm core} = r_0$), содержащего массу $M_{\rm core} = 1.2 M_{\odot}$, и использовать соответствующее L1544 значение угловой скорости 8.23×10^{14} с⁻¹ [34], то центробежный радиус $R_{\rm acc}$ получится равным 11.3 а.е. Очевидно, что более удаленные элементы облака должны аккрецировать на большие центробежные радиусы. В данной модели аккреционный поток из оболочки на диск W(R, t) задается приближенно, а именно предполагается постоянный приток вещества в кольцо между 10 и 20 а.е. с темпом 10^{-7} М_☉/год. Такой постоянный во времени темп выбран в связи с тем, что рассматриваются только начальные фазы эволюции диска. Переменный темп аккреции будет рассмотрен отдельно.

В начальный момент времени задается диск с распределением поверхностной плотности $\Sigma(R) \propto R^{-1}$ и массой 10^{-7} M_☉ вокруг звезды солнечной массы. Такой начальный диск носит лишь номинальный, формальный характер, поскольку масса диска после прихода к квазиравновесному состоянию существенно превысит это значение. Фактически протопланетный диск в данной постановке полностью формируется за счет аккреции газа из оболочки.

1.1.1.4. Метод решения уравнения Прингла

Для решения уравнения Прингла используется конечно-разностный метод. Расчетная область делится на ячейки и уравнение (1.1) аппроксимируется в полностью неявном виде:

$$\frac{\Sigma_{i}^{(n+1)} - \Sigma_{i}^{n}}{\Delta t} = \frac{3r_{i+1}^{1/2}}{R_{i}\Delta r_{i}\Delta R_{i+1}} \left(\nu_{i+1}R_{i+1}^{1/2}\Sigma_{i+1}^{(n+1)} - \nu_{i}R_{i}^{1/2}\Sigma_{i}^{(n+1)}\right) \\
- \frac{3r_{i}^{1/2}}{R_{i}\Delta r_{i}\Delta R_{i}} \left(\nu_{i}R_{i}^{1/2}\Sigma_{i}^{(n+1)} - \nu_{i-1}R_{i-1}^{1/2}\Sigma_{i-1}^{(n+1)}\right) \\
+ W_{i}^{(n+1)},$$
(1.15)

где $W_i^{(n+1)}$ — темп притока вещества из оболочки в *i*-ю ячейку для n+1-го временного шага, $\Sigma_i^{(n)}$ — значение поверхностной плотности в *i*-ой ячейке для n-го временного шага, Δt — шаг по времени, r_i — левая граница *i*-ой ячейки, R_i — центр *i*-ой ячейки, Δr_i — линейный масштаб *i*-ой ячейке, ΔR_i — расстояние между центрами *i*-ой и (i-1)-ой ячейками:

$$R_{i} = \frac{1}{2} (r_{i} + r_{i+1})$$
$$\Delta r_{i} = (r_{i+1} - r_{i})$$
$$\Delta R_{i} = (R_{i} - R_{i-1}).$$

Уравнения (1.15) представляют собой систему линейных алгебраических уравнений (относительно неизвестных $\Sigma_i^{(n+1)}$) следующего вида:

$$A_i \Sigma_{i-1}^{(n+1)} + B_i \Sigma_i^{(n+1)} + C_i \Sigma_{i+1}^{(n+1)} = D_i.$$
(1.16)

Совместно с уравнениями, реализующими граничные условия, эти уравнения формируют систему линейных алгебраических уравнений с трехдиагональной матрицей. Решение данной системы находится с помощью метода прогонки. Применение неявной схемы при аппроксимации исходного уравнения позволяет рационально выбирать шаг по времени, исходя из принятой точности, поскольку такой метод является абсолютно устойчивым. В данных расчетах шаг по времени выбирался, исходя из скорости изменения поверхностной плотности. В частности, при идентификации конвективнонеустойчивых областей шаг по времени уменьшался.

1.1.2. Расчет вертикальной структуры

Для расчета вертикальной структуры диска взята тепловая модель из работы [14]. В модели решается одномерная задача о переносе излучения в вертикальном (полярном) направлении, при этом учитываются нагрев внутренними источниками, внешним излучением и перенос теплового излучения в самом диске. В модели предполагается, что единственным источником непрозрачности является пыль, причем пыль термически связана с газом. Отношение массы пыли к массе газе предполагается постоянным по всему диску и равным 10^{-2} . Для решения этой задачи излучение разделяется на ультрафиолетовое – звездное и межзвездное – и инфракрасное (тепловое) излучение самого диска. Интенсивность ультрафиолетового излучения находится путем прямого интегрирования уравнения переноса излучения. Так, нагрев диска ультрафиолетовым излучением звезды находится по формуле:

$$S_{\text{star}} = \frac{\kappa_{\text{P}}^{\text{uv}}L}{4\pi R^2} \exp\left(-\tau_{\text{uv}}/\cos\theta\right), \qquad (1.17)$$

где $\kappa_{\rm P}^{\rm uv}$ — усредненный по Планку коэффициент поглощения для температуры звезды, L — светимость звезды, $\tau_{\rm uv}$ — оптическая толщина к УФизлучению в вертикальном направлении от заданного положения до верхней границы диска, $\cos \theta$ — косинус угла между нормалью к диску и направлением на звезду. Светимость звезды является суммой фотосферной и аккреционной светимости. Фотосферная светимость предполагается равной солнечной, аккреционная светимость вычисляется из темпа аккреции вещества из диска на звезду. При вычислении $\kappa_{\rm P}^{\rm uv}$ и $\tau_{\rm uv}$ использовалась температура излучения звезды $T_{\rm star} = 6000$ К. В данных расчетах $\cos \theta$ задавался постоянным по диску и равным 0.05. Это приближение существенно упрощает расчет внешнего нагрева, однако оно не описывает эффекты самозатенения, которые могут возникать при немонотонном распределении плотности. Нагрев межзвездным УФ-излучением рассчитывался по формуле:

$$S_{\rm bg} = D\kappa_{\rm P}^{\rm uv} \sigma T_{\rm bg}^4 \exp\left(-2\tau_{\rm uv}\right), \qquad (1.18)$$

где $T_{\rm bg} = 10^4$ K, $D = 10^{-14}$ — температура и дилюция межзвездного излучения, σ — постоянная Стефана-Больцмана. Нагрев межзвездным излучением для рассматриваемых областей вносит незначительный вклад по сравнению с нагревом от центральной звезды и потому им можно пренебречь.

Для моделирования переноса теплового излучения решается система моментных уравнений в эддингтоновском приближении и с использованием усредненных по частоте коэффициентов поглощения:

$$c_{\rm V}\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_{\rm P}c(E - aT^4) + S \tag{1.19}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{c}{3\rho\kappa_{\rm R}} \frac{\partial E}{\partial z} \right) = -\rho\kappa_{\rm P}c(E - aT^4), \qquad (1.20)$$

где T — температура среды, E — плотность лучистой энергии, z — вертикальная координата, ρ — объемная плотность, c_V — теплоемкость среды, c— скорость света, a — постоянная Стефана, σ — поверхностная плотность, измеряемая от экватора, $\kappa_{\rm P}$ — коэффициент поглощения, усредненный по Планку, $\kappa_{\rm R}$ — коэффициент поглощения, усредненный по Росселанду. S функция нагрева (на единицу массы) звездным, межзвездным излучением, а также вязким трением:

$$S = S_{\text{star}} + S_{\text{bg}} + \frac{\Gamma_{\text{vis}}}{\Sigma}.$$
 (1.21)

Несмотря на то что, исходная тепловая модель является нестационарной, решение системы уравнений (1.19)–(1.20) находится в стационарном приближении. Другими словами, предполагается, что время прихода к тепловому равновесию в вертикальном направлении существенно меньше характерного времени вязкой эволюции на данном радиусе. Тестовые расчеты показывают, что это приближение хорошо работает во внешних областях диска, но может нарушаться в конвективно-неустойчивых областях, где характерные времена прихода к тепловому равновесию и времена вязкой эволюции сопоставимы. Однако использование нестационарной тепловой модели потребует также расчета переноса тепла в радиальном направлении, что находится за рамками используемого 1+1D подхода.

Важной особенностью тепловой модели является использование усредненных по Планку и Росселанду непрозрачностей, зависящих от температуры. Эти коэффициенты рассчитывались по частотно-зависимым коэффициентам поглощения и рассеяния для смеси графитовых и силикатных пылинок. Сами спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния рассчитаны с помощью теории Ми, при этом распределение пылинок по размерам бралось степенным $n(a) \propto a^{-3.5}$ с минимальным и максимальным радиусами пылинок $a_{\min} = 5 \times 10^{-7}$ см и $a_{\max} = 10^{-4}$ см. Соответствующие зависящие от длины волны и усредненные по частоте коэффициенты поглощения приведены на Рис. 1.1.

В модели не учитывается испарение пыли при температурах $T \geq 1500$ K, при которых должно происходить резкое уменьшение непрозрачности. При таких высоких температурах основной вклад в непрозрачность среды начинает вносить газ. Кроме того, при температурах $T \approx 2000$ K существенными становятся процессы диссоциации и ионизации водорода, однако это также не учитывается в модели. На Рис. 1.1 интервал температур, где используемые непрозрачности, строго говоря, некорректны, отмечен желтым цветом. В данных расчетах температура среды, как правило, ниже этого критического диапазона. При рассмотрении более энергетических режимов аккреции в тепловой модели необходимо произвести моди-



Рис. 1.1. Левая панель: зависимости коэффициентов поглощения и рассеяния от длины волны для смеси силикатных и графитовых пылтнок. Правая панель: соответствующие коэффициенты поглощения, усредненные по Планку $\kappa_{\rm P}$, по Росселанду $\kappa_{\rm R}$ и по потоку $\kappa_{\rm F}$.

фикации, например, в соответствии с подходом, изложенным в работе [35].

Решение системы уравнений (1.19)–(1.20) находится с использованием полностью неявной схемы, что делает метод абсолютно устойчивым и снимает ограничения на временной шаг. Данный метод позволяет корректно рассчитывать тепловую эволюцию во всех участках диска, включая оптически-толстые области, в которых характерные времена процессов нагрева и охлаждения сопоставимы с динамическими временами. Метод моделирования тепловой структуры в данной модели тесно связан с методом восстановления вертикальной структуры диска в предположении локального гидростатического равновесия, которое задается следующим уравнением:

$$\frac{k_B}{\mu_{\rm g} m_{\rm H}} \frac{d(\rho T)}{\rho \, dz} = -\frac{GM_*}{r^3} z - 4\pi G\sigma, \qquad (1.22)$$

где M_* — масса звезды. Первое слагаемое в правой части уравнения (1.22) учитывает вертикальную компоненту гравитационного поля звезды, второе слагаемое приближенно учитывает самогравитацию диска. При использованных параметрах модели самогравитацией диска можно пренебречь. Расчет вертикальной структуры диска позволяет получить полную информацию о распределении плотности и температуры в диске. Для решения уравнения гидростатического равновесия также используется устойчивый неявный метод.

Принципиальным условием эффективности работы этого метода является оптимальный выбор пространственной сетки в *z*-направлении. Пространственная сетка должна отслеживать все заранее неизвестные особенности решения (градиенты плотности и температуры) с учетом больших градиентов плотности (до 10 порядков). Был разработан алгоритм построения и адаптивной модификации такой сетки, основанный на приближенном быстром решении уравнения гидростатического равновесия. Метод восстановления вертикальной структуры диска с расчетом переноса излучения был тщательно протестирован и сопоставлен с другими методами. В стационарном режиме распределения температуры хорошо согласуются с результатами моделирования структуры диска, полученными другими авторами [14]. В нестационарном режиме характерные времена прихода к тепловому равновесию соответствуют аналитическим оценкам.

1.1.3. Результаты моделирования

Рассмотрим результаты моделирования на момент времени 35 тыс. лет с начала эволюции принятой модели диска. С этого момента времени устанавливается периодический, вспышечный характер аккреции: внутренняя область диска (R < 3 а.е.) постепенно заполняется веществом, оптическая толщина этой области возрастает до значений, при которых эта область становится конвективно неустойчивой. В результате повышается конвективная вязкость и, как следствие, происходит относительно быстрый сброс вещества из внутренней области на звезду. Внутренняя область опустошается и конвекция затихает, после чего процесс повторятся. Этот момент времени далее условно будем считать нулевым. На Рис. 1.2 показаны радиальные распределения поверхностной плотности газа и темпа вязкого нагрева для нескольких моментов времени (отсчитываемых от ну-



Рис. 1.2. Радиальные распределения поверхностной плотности (верхняя левая панель), темпа вязкого нагрева (верхняя правая панель), оптической толщины к ИК-излучению (нижняя левая панель) и экваториальной температуры (нижняя правая панель) для нескольких моментов времени, иллюстрирующих развитие вспышки аккреции. Время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки. Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки.

левого), иллюстрирующих установившийся вспышечный режим аккреции.

На начальный момент времени поверхностная плотность во внутренней области диска R < 3 а.е. растет по направлению от звезды, что является последствием сброса вещества после предыдущего цикла. Экваториальная температура диска монотонно падает от внутреннего края диска до расстояния $R \approx 60$ а.е., а затем испытывает скачок. Этот скачок на внешней границе связан с тем, что поверхностная плотность становится настолько малой, что диск становится прозрачным к УФ излучению звезды в вертикальном направлении, т.е. экваториальные области в рамках используемого одномерного приближения непосредственно греются звездным излучением.

Внутренняя область R < 3 а.е. заполняется аккрецирующим веществом за t = 3694 года. На этот момент распределение плотности во внутренней области становится более монотонным. Температура во внутренней области повышается, что связано с увеличением поверхностной плотности и аккреционного потока в ней. Оптическая толщина к ИК-излучению достигает величины $\tau_{\rm IR} \approx 400$ на радиусе R = 0.2 а.е.

После этого момента внутренняя область становится конвективнонеустойчивой. При этом область конвективной неустойчивости распространяется наружу, а на ее фронте формируется максимум плотности. На момент времени t = 3889 лет этот фронт достигает радиуса 0.5 а.е. На распределении темпа аккреционного нагрева видно, что энерговыделение внутри 0.5 а.е. на момент t = 3889 лет примерно на два порядка величины выше, чем до возникновения конвективно-неустойчивой зоны. Температура внутри конвективной зоны также существенно выросла, достигая значений 1000 К на радиусе 0.2 а.е. За границей конвективной области профиль температуры расположен чуть выше распределений, характерных для предыдущих моментов. Это является следствием того, что к фотосферной светимости звезды добавляется аккреционная светимость, вызванная падением вещества из диска на звезду.

На момент времени t = 4042 года конвективный фронт достигает радиуса R = 3 а.е. Поверхностная плотность внутри этого радиуса значительно падает по сравнению с моментом перед вспышкой, а само распределение становится близким к радиальному профилю для нулевого момента времени, с тем отличием, что на нем видны слабые осцилляции. Как видно из Рис. 1.2, для t = 4042 года другие распределения также становятся близкими к распределениям для начального момента времени. С этого момента внутренняя область становится конвективно устойчивой и диск вступает в новую фазу накопления вещества. На Рис. 1.3 показаны распределения плотности и температуры в полярном сечении диска для трех моментов времени, иллюстрирующих развитие вспышки аккреции. В верхнем ряду Рис. 1.3 показаны распределения для нулевого момента времени (начала цикла). Плотность во всем диске монотонно падает от экватора к верхней границе диска. Вблизи внутренней границы диска градиент плотности в вертикальном направлении составляет около 11 порядков величины (n(H₂) падает от 10¹⁴ на экваторе до 10³ см⁻³ на верхней границе). В то же время характер распределения температуры зависит от расстояния до звезды. При $R \gtrsim 1$ а.е. температура монотонно растет от экватора к атмосфере диска, тогда как при $R \lesssim 1$ а.е. температура сначала падает, а затем растет с увеличением z. Это связано с тем, что во внутренней области диска вязкая диссипация начинает вносить существенный вклад в нагрев диска, в то время как при $R \gtrsim 1$ а.е преимущественным источником нагрева является УФ излучение центральной звезды.

Во втором ряду Рис. 1.3 показаны распределения плотности и температуры для времени t = 3694 лет, соответствующего моменту непосредственно перед вспышкой аккреции. При сравнении этих распределений с верхними панелями для нулевого момента можно увидеть, что во внутренней области диска R < 3 а.е существенно возросла концентрация (до 10^{15} см⁻³) и температура (до 10^3 K) газа на экваторе, что связано с накоплением вещества в этой области в результате аккреции из внешних областей диска. Распределения плотности и температуры стали более гладкими в окрестности lg R(a.e.) = 0.5 по сравнению с распределениями для нулевого момента.

Распределения в нижнем ряду Рис. 1.3 относятся к моменту времени t = 3889 лет и соответствуют фазе развитой конвекции и сброса вещества из внутренней области. На распределении плотности в окрестности $\lg R = -0.3$ видна область повышенной плотности, соответствующая



Рис. 1.3. Распределения концентрации газа (слева) и температуры газа (справа) в RZ-сечении диска для трех времен, иллюстрирующих развитие вспышки аккреции. Время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки и указано в верхнем левом углу каждой панели. По оси ординат отложено отношение высоты над экватором к радиальному расстоянию до звезды. Конвективно-неустойчивые области выделены штриховкой.



Рис. 1.4. Отношение градиента температуры к адиабатическому градиенту как функция *z*-координаты для R = 0.2 а.е. (левая панель) и для R = 1 а.е. (правая панель) для момента 1665 лет, соответствующего фазе аккреционной вспышки. Приведены также линии, показывающие отношения 0 и -1.

фронту распространения конвекции. Толщина диска внутри этой области несколько выше, чем для фазы накопления вещества, что связано с повышенной температурой в зоне конвекции. На всех распределениях штриховкой показаны области, удовлетворяющие критерию конвективной неустойчивости. Видно, что область конвективной неустойчивости располагается вблизи экватора и простирается до высоты $z/R \approx 0.03$.

На Рис. 1.4 построены распределения величины отношения градиента температуры dT/dz к модулю адиабатического градиента $g(z)/C_p$ вдоль z-направления для двух радиальных положений в диске на фазе аккреционной вспышки для момента t = 3889 лет. В распределении для R = 0.2 а.е. видна область, где это отношение опускается ниже значения -1, при котором выполняется условие конвективной неустойчивости. Для R = 1 а.е. также имеет место отрицательный градиент температуры вблизи экватора, но он по модулю величины не превосходит адиабатический. Поэтому конвективно-неустойчивой области на данный момент здесь не возникает.

На Рис. 1.5 приведены зависимомти аккреционного потока от радиуса для момента непосредственно после предыдущей вспышки (t = 0 лет), для момента перед аккреционной вспышкой (3694 лет) и для самой фазы сброса вещества (3889 лет).


Рис. 1.5. Радиальные распределения аккреционного потока для нулевого момента времени (верхняя панель) непосредственно перед вспышкой (средняя панель) и во время вспышки (нижняя панель). Положительное значение потока (верхняя часть каждого распределения) соответствует течению от звезды, отрицательное значение (нижняя часть распределения) — к звезде. Время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки и указано в верхней части каждой панели. Горизонтальные линии соответствуют потокам $\pm 0.5 \times 10^{-7}~{\rm M}_{\odot}/{\rm год}$. Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки.

В фазе накопления вещества (0 < t < 3694 лет) диск можно условно разделить на две части — аккреционную и декреционную. В аккреционной части (R < 15 а.е.) поток отрицательный, т.е. вещество движется по направлению к звезде, в то время как в декреционной части (R > 15 а.е.) газ движется наружу. Положение границы между этими областями в базовой модели определяется постоянным притоком вещества из оболочки в кольцо 10–20 а.е. Значения потоков по абсолютной величине по обе стороны от этой границы близки к величине $0.5 \times 10^{-7} M_{\odot}$ /год, т.е. к половине темпа аккреции из оболочки. Таким образом, около половины массы аккрецирующей оболочки поступает во внутреннюю часть диска, другая половина — во внешнюю. В рамках исследуемой модели аккрецируемое из оболочки вещество подается на диск с кеплеровской скоростью. На момент времени 3694 лет поток вещества в аккреционной части уменьшается по направлению к звезде, принимая минимальное значение на внутренней границе диска, что свидетельствует о процессе накопления вещества в этой области.

В фазе аккреционной вспышки (нижняя панель Рис. 1.5) на распределении потоков видна характерная особенность — пик положительного потока с амплитудой $5 \times 10^{-7} \,\mathrm{M_{\odot}}/\mathrm{rog}$ в окрестности 0.5 а.е., являющийся фронтом распространения области, охваченной конвекцией. Как уже было отмечено ранее, этот фронт распространяется наружу. Внутри области 0.5 а.е. аккреционный поток более чем на порядок превышает значения, характерные для фазы накопления. В то же время распределение потока перед конвективным фронтом, т.е. при R > 0.5 а.е., осталось прежним.

На Рис. 1.6 приведены зависимости темпа аккреции на звезду от времени (левая панель) и аккреционной светимости (средняя панель) для временного интервала 12000 лет после установления вспышечного режима аккреции, а также темп аккреции на звезду во время фазы вспышки (правая панель). Аккреционная светимость всего диска (красная линия на Рис. 1.6) вычислялась интегрированием выражения (1.2) от внутренней до внешней



Рис. 1.6. Зависимость темпа аккреции газа диска звездой от времени (левая панель) и аккреционной светимости (средняя панель) для временного интервала 12000 лет после установления вспышечного режима аккреции. Правая панель: темп аккреции на звезду во время фазы вспышки. Тонкой красной линией на средней панели показана аккреционная светимость всего диска, толстой синей линией — светимость, связанная с аккрецией газа с внутренней границы диска на звезду. Вертикальные оранжевые линии на правой панели соответствуют временам 3694, 3889 и 4042 года.

границы диска. Аккреционная светимость, связанная с аккрецией газа с внутренней границы диска на звезду, вычислялась по формуле:

$$L_* = \frac{1}{2} \frac{GM_*M}{R_*},$$
 (1.23)

где M_* и R_* — масса и радиус звезды (приняты солнечными). Из приведенных зависимостей видно, что интервал между вспышками составляет около 4000 лет, а сама конвективная фаза длится порядка 200 лет. Темп аккреции на звезду во время конвективной фазы примерно на два порядка величины превышает темп аккреции в спокойный период. Общий темп энерговыделения в самом диске и на поверхности звезды во время активной фазы составляет примерно $6L_{\odot}$, что в 50 – 100 раз превосходит значения, характерные для фазы накопления газа в нем.

1.1.4. Обсуждение базовой модели

Сравнивая модельные темпы аккреции и светимости с молодыми вспышечными объектами типа FU Ori (фуоры) и EX Lup (экзоры), см. [38], можно заключить, что представленная модель достаточно хорошо воспроизводит характерную продолжительность вспышек фуоров (от нескольких десятков до сотен лет). Продолжительность спокойной фазы между вспышками фуоров сложно получить из наблюдений, она варьируется от нескольких тысяч лет [36] до нескольких десятков тысяч лет [37]. Предложенная модель находится около нижнего предела наблюдательных оценок. С другой стороны, максимальное значение темпа аккреции в течение вспышки находится около нижнего предела наблюдательных оценок и согласуется разве что с NGC 722 [38]. По максимальным значениям темпа аккреции и светимости данная модель больше согласуется со вспышками типа EX Lup, однако данные объекты отличаются значительно более короткими и частыми вспышками с длительностью от нескольких месяцев до нескольких лет [38].

Основная цель представленной модели — описать картину эволюции диска и показать возможную роль конвекции в обеспечении вспышечного режима аккреции. Схематически эта картина представлена на Рис. 1.7.

Важно помнить ряд принципиальных моментов, лежащих в основе модели и требующих особого внимания при ее дальнейшем развитии. Предполагается, что в диске наряду с конвекцией есть некоторый другой механизм, обеспечивающий «фоновую» вязкость. Именно благодаря этому механизму происходит перенос массы и углового момента в спокойной фазе эволюции диска. Благодаря этой фоновой вязкости происходит и накопление вещества во внутренней области диска. Конвекция в данной модели является триггером, обеспечивающим сброс вещества из внутренней области диска.

Принципиальным условием возникновения конвективно-неустойчивых областей в данной модели является рост непрозрачности среды с увеличением температуры, см. Рис. 1.1. При использовании усредненных по частоте непрозрачностей, не зависящих от температуры (которые получаются в приближении независимости спектральных коэффициентов поглощения от температуры и частоты), образующийся градиент температуры



Рис. 1.7. Схема, иллюстрирующая вспышечный характер аккреции в протопланетных дисках. Слева: фаза накопления вещества. Справа: конвективная фаза.

оказывается не достаточно сильным для обеспечения условия (1.8). Рост непрозрачности с увеличением температуры приводит также к тому, что развитие конвекции во внутренней области диска является процессом с положительной обратной связью — увеличение темпа аккреции приводит к повышенному выделению энергии, росту температуры и как следствие к усилению условий конвективной неустойчивости. Однако конвективнонеустойчивая область сравнительно быстро (за время порядка ста лет) истощается — сильное уменьшение плотности приводит к падению темпов аккреции и энерговыделения, что в конечном итоге приводит к восстановлению конвективной устойчивости внутренней области. Таким образом, в данной модели конвекция является самоподдерживающейся только в короткие промежутки времени во внутренних областях диска, при этом важна роль фоновой вязкости для обеспечения ее запуска.

Условием квазипериодического (вспышечного) режима аккреции в рамках представленной модели является задание притока вещества в диск из оболочки. В текущей реализации модели аккреция газа из оболочки задавалась постоянной, область аккреции представляет собой кольцо между 10 и 20 а.е. В действительности темп аккреции и положение области аккреции вещества из оболочки зависят от времени, что необходимо учитывать при построении моделей, нацеленных на более корректное сопоставление

41

модели с наблюдениями. При уменьшении темпа аккреции из оболочки и истощении диска внутренние области становятся более прозрачными к собственному тепловому излучению, а темп вязкого нагрева падает. Все это приводит к уменьшению экваториальной температуры и как следствие условия конвективной неустойчивости перестают выполняться.

Важным элементом модели является также метод расчета коэффициента вязкости в конвективно-неустойчивой области. Для этого используется приближение, в котором скорость конвективных элементов вычисляется из условия, что вся выделившаяся в результате вязкости тепловая энергия переносится конвективным потоком. При таком подходе не учитывается, что часть энергии может переносится излучением, т.е. скорость конвективных элементов несколько завышается. В то же время при восстановлении вертикальной структуры диска не учитываются конвективный перенос энергии и лучистый перенос энергии в радиальном направлении, т.е. распределение температуры находится только с учетом переноса излучения в вертикальном направлении, причем, в стационарном приближении. Для того, чтобы устранить эти несогласованности, планируется в дальнейшем использовать теорию длины пути перемешивания, которая с успехом применяется для учета конвекции при расчете структуры звезд.

Представленная картина явлется только одним из возможных сценариев вспышечного характера аккреции около молодых звезд. На данный момент уже предложены самые разнообразные модели для объяснений фуоров и экзоров. Например, в работе [39] представлена двумерная гидродинамическая модель, в которой вспышечный характер аккреции обеспечивается магнито-вращательной неустойчивостью, в то время как гравитационная неустойчивость ответственна за приток вещества во внутренние области диска из его внешней части. В работе [40] вспышки фуоров объясняются падением гравитационно-связанных фрагментов, формирующихся в аккреционном диске и мигрирующих к звезде. Отмечается также, что для

42

объяснения наблюдательных проявлений фуоров и динамики околозвездного газа необходимо наличие интенсивного ветра, генерируемого внутренними областями турбулизованного аккреционного диска [41].

1.2. Устойчивость нерегулярного характера аккреции

В предыдущем разделе 1.1 было продемонстрировано, что конвективная неустойчивость может приводить к нерегулярному характеру аккреции. В рамках модели вязкого диска было показано, что конвекция при наличии фоновой вязкости является процессом с положительной обратной связью, обеспечиваемой ростом непрозрачности газопылевой среды при увеличении температуры, и поэтому может быть ответственна за появление вспышек и эпизодической аккреции в ПД. Однако не исследовалось, как параметры модели влияют на данный вывод, и не был изучен характер эпизодической аккреции для различных темпов падения вещества из оболочки. Целью данного раздела является более детальное исследование нерегулярного аккреционного режима, полученного выше.

1.2.1. Описание исследуемых параметров модели

Для идентификации конвективно-неустойчивых областей диска, одновременно с моделированием радиальной эволюции в данной модели происходит восстановление вертикальной структуры диска. В приближении гидростатически-равновесного диска рассчитываются распределения плотности и температуры в полярном направлении. Основным фактором, управляющим эволюцией диска в рамках данной модели, является зависимость коэффициента вязкости $\nu(R, t)$ от радиуса. В модели принимается, что коэффициент вязкости является суммой фоновой и конвективной вязкости (идея о дополнительной вязкости в околозвездных дисках, связанной с конвекцией, более подробно обсуждается в работах [43,44,70]):

$$\nu(R,t) = \nu_{\rm bg}(R) + \tilde{\nu}_{\rm c}(R,t). \tag{1.24}$$

Фоновая вязкость связана с некоторым неконвективным механизмом переноса углового момента (например, с магнитовращательной неустойчивостью [9, 45]) и обеспечивает непрерывную аккрецию газа. Эта вязкость задается уравнением (1.3), где параметр $\beta = 1$ выбран из условия воспроизведения закона распределения плотности в наблюдаемых протопланетных дисках [26]. Источником возникновения конвекции в данной модели является выделение тепла за счет вязкой диссипации газа (1.10), где $\Gamma_{\rm vis}$ темп вязкой диссипации, приходящийся на единичную площадку диска на данном радиусе, M_* — масса звезды.

Конвективная вязкость ν_c отлична от нуля в конвективно-неустойчивых областях и рассчитывается согласно уравнению (1.9). Рассчитанная таким образом конвективная вязкость ν_c сглаживается по радиусу на масштабе H, формируя величину $\tilde{\nu}_c$, входящую в формулу (1.24). Ранее для нахождения характерной скорости конвекции V_c использовалось предположение, что вся выделившаяся в результате вязкой диссипации энергия переходит в кинетическую энергию конвективного движения, что является верхней оценкой для этой величины. В данном разделе дополнительно вводится коэффициент $\eta \leq 1$, который характеризует эффективность перехода тепловой энергии в конвективное движение:

$$\eta \Gamma_{\rm vis} = \frac{\rho_0 V_{\rm c}^2}{2} V_{\rm c}, \qquad (1.25)$$

где ρ_0 — экваториальная плотность.

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

$$L_{acc} = \frac{1}{2} \frac{GM_*M_*}{R_*},$$
 (1.26)

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

При решении уравнения (1.1) используются фиксированные значения поверхностной плотности на внутренней (0.2 а.е.) и внешней (200 а.е.) границах модельного диска. Значения плотности на границах выбраны сравнительно малыми, что реализует свободное вытекание вещества из рассматриваемой области. Как уже отмечалось, более сложные граничные условия требуют отдельного изучения. Исследованию важности внутреннего граничного условия при моделировании протопланетных дисков посвящена, в частности, работа [46].

В данном разделе исследуется влияние четырех параметров модели на проявление эпизодического характера аккреции: 1) темпа аккреции из оболочки на диск \dot{M} ; 2) области питания, на которую аккрецирует вещество из оболочки $R_{\rm ring}$; 3) величины фоновой вязкости ν_0 ; 4) коэффициента эффективности конвекции *η*. В описанной выше модели задавался постоянный приток газа из оболочки на диск в кольцо между 10 и 20 а.е. с темпом аккреции $10^{-7} M_{\odot}$ /год, а также были использованы коэффициенты $\nu_0 = 10^{15} \text{ см}^2/\text{с}$ и $\eta = 1$. Эта модель в дальнейшем будет называться базовой. Далее я рассматриваю модели с темпами аккреции, отличающимися от базового на два порядка в обе стороны, что соответствует разбросу наблюдаемых в ПД темпов аккреции [47, 48]. Наряду с зоной питания 10-20 а.е. также исследуется случай, когда газ аккрецирует на диск в кольцо между 1 и 2 а.е., что более характерно для начальных этапов эволюции ПД. Другим важным параметром модели является фоновая вязкость, которая предопределяет время жизни диска и его массу. В базовой модели использовалось значение $\nu_0 = 10^{15} \text{ см}^2/\text{c}$, которое соответствует относи-

Модель	$\dot{M},$	$R_{\rm ring},$	η	$\nu_0/10^{15},$
#	${ m M}_{\odot}/$ год	a.e.		cm^2/c
1	10^{-9}	10 - 20	1	1
2	10^{-7}	10 - 20	1	1
3	10^{-5}	10 - 20	1	1
4	10^{-9}	1 - 2	1	1
5	10^{-7}	1 - 2	1	1
6	10^{-5}	1 - 2	1	1
7	10^{-7}	10 - 20	1	0.1
8	10^{-7}	10 - 20	0.1	1

Таблица 1.1. Параметры рассматриваемых моделей

тельно высокой турбулентной вязкости. Согласно оценкам из предыдущего раздела, соответствующий этому значению альфа-параметр турбулентной вязкости [28, 49] равен $\alpha = 0.1$. Дополнительно рассматривается модель с фоновой вязкостью на порядок меньше базовой, что ближе к наблюдаемым оценкам для проэволюционировавших ПД. Коэффициент эффективности конвекции $\eta = 1$, принятый в базовой модели, заведомо переоценивает переход тепловой энергии в конвективную, поскольку часть энергии должна переноситься излучением. Для ответа на вопрос, не исчезнут ли вспышки, вызываемые конвекцией, если существенная часть выделившейся энергии переносится излучением, рассматривается модель с $\eta = 0.1$. В Таблице 1.1 перечислены параметры исследуемых моделей, а в разделе 1.2.2 описаны результаты моделирования.

1.2.2. Режимы дисковой аккреции

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

$$W(R,t) = \frac{M}{\pi (R_{\text{ring},2}^2 - R_{\text{ring},1}^2)},$$
(1.27)

где \dot{M} — интегральный темп притока из оболочки на диск, $R_{\rm ring,1}$ и $R_{\rm ring,2}$ — внутренний и внешний радиусы области питания. Моделирование проводилось до начала возникновения вспышек, если таковые возникали, и исследовались их характеристики. При этом, дальнейшая эволюция диска не рассматривалась. В этих расчетах масса центральной звезды ($M_* = 1 M_{\odot}$), ее радиус ($R_* = 1 R_{\odot}$) и ее светимость ($L_* = 1 L_{\odot}$) считались постоянными. В то же время учитывалась переменность интегральной светимости центрального объекта, связанная с аккрецией вещества из диска на звезду, см. формулу (1.26).

1.2.2.1. Модели с внешней областью питания

Рассмотрим результаты моделирования для случаев с внешней областью питания ($R_{\rm ring} = 10 - 20$ а.е.), отличающихся темпами аккреции из оболочки (Модели 1, 2 и 3) при фиксированных значениях $\nu_0 = 10^{15}$ см²/с и $\eta = 1$. Эволюция распределений поверхностной плотности и темпа аккреции газа из диска на звезду для указанных моделей приведена на Рис. 1.8. В Модели 1 с 10^{-9} M_☉/год (верхняя панель Рис. 1.8) устанавливается квазистационарный режим, что видно по зависимости \dot{M} от времени. Распределение плотности для различных моментов времени имеют гладкий вид с небольшими особенностями вблизи области питания и внутренней границы диска, обусловленными граничными условиями. При таком относительно низком темпе аккреции конвективно-неустойчивые области в диске не возникают, и его эволюция полностью определяется фоновой вязкостью. Темп аккреции из диска на звезду приближается к стационару со значением, близким к темпу притока вещества из оболочки.

При увеличении темпа притока газа на диск до $10^{-7}~{
m M}_\odot/{
m rod}$ (Мо-

дель 2) в нем устанавливается эпизодический характер аккреции. Эти параметры соответствует базовой модели. Вещество со временем накапливается во внутренней области диска, после чего эта область становится конвективно-неустойчивой. В конвективно-неустойчивой области общая вязкость увеличивается примерно на два порядка, что приводит к относительно быстрому сбросу вещества на диск. На средней панели Рис. 1.8 (левая колонка) приведены распределения плотности для нескольких моментов времени, иллюстрирующих данный процесс. Продолжительность фазы накопления ~3000 лет, конвективная фаза длится ~250 лет.

При дальнейшем увеличении темпа притока газа из оболочки на диск до $10^{-5} M_{\odot}$ /год (Модель 3, нижняя панель Рис. 1.8) растет частота аккреционных вспышек и максимальный темп аккреции. При повышенном притоке вещества из оболочки время накопления вещества до возникновения конвективной неустойчивости уменьшается (~700 лет), при этом максимальный темп аккреции на звезду во время конвективной фазы увеличивается на 2 порядка по сравнению с базовой моделью. В моделях 2 и 3 минимальный темп аккреции (между вспышками) сопоставим.

1.2.2.2. Модели с внутренней областью питания

Рассмотрим результаты для моделей с внутренней областью питания $(R_{\rm ring} = 1 - 2 \text{ a.e.}, \nu_0 = 10^{15} \text{ см}^2/\text{c}, \eta = 1)$ и разными темпами аккреции из оболочки: $\dot{M} = 10^{-9}, 10^{-7}, \text{ и } 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ (Модели 4, 5 и 6, соответственно). Радиальные распределения поверхностной плотности и темпы аккреции вещества из диска на звезду для этого набора моделей приведены на Рис. 1.9. Для случая $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ (Модель 4) видно, что конвективно-неустойчивые области не возникают. В полной аналогии с Моделью 1 распределения плотности имеют особенности вблизи границ диска и области питания.

Выделю ряд отличий между Моделями 5 и 2, имеющих внешний при-



Рис. 1.8. Результаты моделирования эволюции диска для моделей с внешней областью питания (верхняя, средняя и нижняя панели для Моделей 1, 2 и 3, соответственно). Левая колонка: радиальные распределения поверхностной плотности, иллюстрирующие развитие вспышки аккреции. Время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки. Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки. Правая колонка: темп аккреции вещества из диска на звезду.



Рис. 1.9. Результаты моделирования эволюции диска для моделей с внутренней областью питания (верхняя, средняя и нижняя панели для Моделей 4, 5 и 6, соответственно). Левая колонка: радиальные распределения поверхностной плотности, иллюстрирующие развитие вспышки аккреции. Время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки. Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки. Правая колонка: темп аккреции вещества из диска на звезду.

ток с темпом $10^{-7} M_{\odot}$ /год. Во-первых, стоит отметить уменьшение продолжительности фазы накопления вещества примерно на порядок величины (до ~250 лет) и сокращение конвективной фазы (вспышка длится, приблизительно, в 5 раз меньше: 50 лет вместо 250 лет в базовой модели). Вовторых, для Модели 5 максимальный уровень аккреции вещества из диска на центральный объект на порядок ниже. К тому же, при внутренней области питания быстрее устанавливается вспышечный характер аккреции вещества на звезду.

Существенно больше отличий возникает между Моделями 3 и 6 с $\dot{M} = 10^{-5} M_{\odot}$ /год. В Модели 6 внутренняя область не успевает освобождаться от накопленного вещества и постоянно пребывает в состоянии конвективной неустойчивости. Тем не менее, на зависимости аккреционного темпа от времени видны относительно слабые осцилляции в интервале от 10^{-5} до $10^{-6} M_{\odot}$ /год (нижняя панель Рис. 1.9). Эти осцилляции связаны с тем, что внешняя граница конвективной зоны, находящаяся за областью питания, неустойчива: в этой внешней зоне вещество накапливается и разряжается аналогичным образом, как и внутренние области в базовой модели диска.

Проанализируем более детально развитие вспышек в Моделях 2 и 5. На Рис. 1.10 для этих моделей показана более детальная эволюция распределений поверхностной плотности и зависимости темпа аккреции от времени в фазе вспышки. Как было отмечено ранее, на распределениях плотности во время конвективной фазы появляются горбы, которые являются фронтами распространения конвективной области. По этим горбам можно легко идентифицировать положение конвективно-неустойчивой области. В Модели 2 конвективно-неустойчивая область возникает вблизи внутренней границы диска (0.2 а.е.) и далее распространяется наружу. Такое развитие конвективной области приводит к формированию П-образного профиля темпа аккреции (правая верхняя панель). В то же время, в Модели 5



Рис. 1.10. Детализация развития вспышки для Модели 2 (верхняя панель) и Модели 5 (нижняя панель). Левая колонка: радиальные распределения поверхностной плотности (время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки). Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки. Правая колонка: темп аккреции вещества из диска на звезду. Положение и цвет вертикальных линий соответствуют распределениям на левой панели.

конвекция инициализируется в области питания, распространяясь во внутреннюю часть диска. Это приводит к аккумуляции вещества на внутреннем фронте и его резкому падению на звезду, что ведет к формированию Λ -образного профиля вспышки. Эти особенности профиля темпа аккреции могут быть важны для интерпретации наблюдений у молодых вспышечных объектов.

1.2.2.3. Влияние фоновой вязкости и коэффициента эффективности конвекции

Рассмотрим результаты Модели 7 (левая панель Рис. 1.11), в которой фоновая вязкость на порядок меньше, чем в базовой. Вспышки в данной

модели начинают возникать на более поздних временах (после 225 тыс. лет) по сравнению с базовой моделью (около 30 тыс. лет). Интервал между вспышками для случая с пониженной фоновой вязкостью увеличился примерно в 20 раз, на тот же фактор увеличилась и максимальная интенсивность аккреции во время вспышки. В Модели 7 существенно уменьшился минимальный темп аккреции (до $10^{-11} M_{\odot}$ /год). Эти особенности связаны с тем, что пониженная фоновая вязкость приводит к меньшему темпу вязкой диссипации, что позволяет накапливать больше массы в диске до возникновения конвективной неустойчивости. Таким образом, уменьшение фоновой вязкости не приводит к исчезновению вспышек, но преобразует их в менее частые, но более интенсивные. При этом, длительности самих вспышек в Моделях 2 и 7 сопоставимы. Это связано с тем, что во время конвективной фазы основной вклад в коэффициент вязкости $\nu(R, t)$ вносит конвективная вязкость ν_c (см. формулу (1.24)), которая не зависит от значения ν_0 .

На правой панели Рис. 1.11 показаны темпы аккреции для базовой модели и модели с пониженным коэффициентом эффективности конвекции. Видно, что уменьшение η также не приводит к исчезновению вспышек, но модифицирует их. Вспышки становятся на четверть более частыми, но менее интенсивными. Уменьшенная эффективность конвекции приводит к меньшему значению коэффициента конвективной вязкости $\nu_c(R, t)$, см. формулы (1.9)-(1.25). Так как конвективная вязкость становится меньше, менее интенсивной становится конвективная фаза, в результате чего диск сбрасывает во время вспышки меньшую массу, что приводит к уменьшению интервалов между самими вспышками.

Основная цель представленных модельных расчетов — продемонстрировать возможную роль конвекции в обеспечении нестационарного режима аккреции в аккреционных дисках и качественно оценить важность некоторых параметров. В описанных выше Моделях 1–8 аккреция задавалась



Рис. 1.11. Темп аккреции вещества из диска на звезду для различных моделей. Слева: базовая модель (Модель 2, $\nu_{15} = 1$) и модель с пониженной фоновой вязкостью (Модель 7, $\nu_{15} = 0.1$). Верхняя ось абсцисс соответствует базовой модели. Нижняя ось — Модели 7. Справа: базовая модель (Модель 2, $\eta = 1$) и модель с пониженным коэффициентом эффективности конвекции (Модель 8, $\eta = 0.1$).

постоянной во времени и пространстве. В действительности, и темп аккреции, и область падения из оболочки должны меняться со временем. В следующем разделе описано моделирование долговременной эволюции диска с учетом этой зависимости.

1.3. Эволюция ПД при переменном притоке вещества из оболочки

Для исследования долговременной эволюции диска необходимо задать реалистичную функцию W(R,t), описывающую темп притока вещества из оболочки. Для вычисления данной функции использовано приближение о сохранении локального углового момента вещества аккрецирующей оболочки — остатка родительского протозвездного облака. Аналогичное приближение было использовано ранее при оценке области падения вещества (1.13). В рамках данного приближения элемент объема, первоначально находившийся на расстоянии l от полярной оси, падает на так называемый центробежный радиус R_c :

$$R_c = \frac{l^4 \Omega^2}{GM_*},\tag{1.28}$$

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

Если предположить, что исходное протозвездное облако является сферически-симметричным и вращается твердотельно, то функция W(R, t) имеет вид [50]:

$$W(R,t) = \frac{\dot{M}(t)}{8\pi R_c^2(t)} \left(\frac{R}{R_c(t)}\right)^{-3/2} \left[1 - \left(\frac{R}{R_c(t)}\right)^{1/2}\right]^{-1/2}, \qquad (1.29)$$

где $\dot{M}(t)$ — текущий полный темп аккреции из оболочки на диск, $R_c(t)$ граница области питания, т.е. центробежный радиус для аккрецируемого элемента из экваториальной плоскости. Для задания функций $\dot{M}(t)$ и $R_c(t)$ могут использоваться различные подходы, см. [50]. В частности, классическим является приближение $\dot{M} \approx \frac{c_s^3}{C}$ [51], где нет зависимости от времени, однако эта оценка получена для автомодельного решения и не учитывает конечную массу оболочки. Использованные в диссертации функции $\dot{M}(t)$ и $R_c(t)$ получены аппроксимацией и экстраполяцией результатов численного моделирования коллапса облака и последующей аккреции оболочки на звезду из работы [52]. Это возможно сделать, поскольку в указанной работе использовался лагранжевый метод, в рамках которого прослеживается эволюция отдельных элементов. При этом была использована угловая скорость начального облака $\Omega = 10^{-14} \text{ c}^{-1}$, что является характерным значением для ядер молекулярных облаков [53]. На рис. 1.12 приведены используемые функции $\dot{M}(t), R_c(t),$ а также вид функции W(R, t). Темп аккреции из оболочки на диск в интервале 0.2–0.7 млн. лет хорошо аппрок-



Рис. 1.12. Левая панель: темп аккреции из оболочки на диск. Черной линией показана экстраполяция численного решения. Средняя панель: зависимость границы области питания R_c от времени. Правая панель: вид функции W(R,t) для темпа аккреции $\dot{M} = 10^{-4} M_{\odot}/$ год и $R_c = 1$ a.e.

симируется экспоненциальной функцией. В связи с отсутствием данных для дальнейшей эволюции оболочки, эта аппроксимация и для больших времен. Центробежный радиус увеличивается со временем, достигая значения ≈ 180 а.е. на 0.8 млн. лет. Для больших времен используется постоянное значение 180 а.е. Из формы функции W(R, t) видно, что падающее на диск вещество неравномерно заполняет область внутри области питания диска. В частности, максимум W(R, t) вблизи нуля связан с падением вещества на диск из околополярных областей оболочки.

Поскольку в рамках данной модели исследуется долговременная эволюция диска, необходимо учитывать, что масса звезды растет за счет притока вещества из диска. Чтобы учесть это, начальная масса звезды принималась за 0.3 M_{\odot} и увеличивалась в соответствии с аккрецированной массой. Одновременно с массой должны меняться также радиус звезды и ее фотосферная светимость, однако в целях упрощения радиус и светимость звезды полагались равными солнечным. Как и в модели с постоянным притоком, аккреционная светимость центрального объекта переменна и вычисляется по формуле (1.26). Стоит отметить, что аккреционная светимость вносит значительный вклад в светимость центрального объекта на ранних этапах эволюции диска. Значения коэффициентов $\nu_0 = 10^{15}$ см²/с и $\eta = 1$ были взяты из базовой модели и от времени не зависели.

Рассмотрим результаты расчета эволюции диска для данной модели.



Рис. 1.13. Левая панель: эволюция темпа аккреции вещества из диска на звезду (черный пунктир — заданный приток вещества из оболочки на диск). Правая панель: изменение массы диска и звезды со временем.

На Рис. 1.13 приведены зависимость темпа аккреции из диска на звезду от времени, а также изменение массы диска со временем. Заполненная область в распределении темпа аккреции в интервале 0.17–3.7 млн. лет указывает на вспышечный режим аккреции — на данном масштабе рисунка многочисленные вспышки сливаются в единую сплошную полосу. После 3.7 млн. лет вспышки прекращаются и темп аккреции плавно уменьшается со временем. Из сравнения темпа аккреции на звезду с темпом притока вещества из оболочки (пунктирная линия на левой панели Рис. 1.13) можно сделать вывод о том, что важным процессом является накопление массы диском. В первый миллион лет в диске накапливается значительная масса (см. правую панель Рис. 1.13) и его дальнейшая эволюция определяется перераспределением этой массы, в то время как приток вещества из оболочки становится пренебрежимо мал. Как максимальный, так и минимальный темпы аккреции во вспышечной фазе плавно уменьшаются в течение ≈ 2 млн. лет, после чего остаются практически постоянными до 3.7 млн. лет. Изменение темпа аккреции в спокойной фазе (t > 3.7 млн. лет) хорошо согласуется с аналитической зависимостью $\dot{M} \propto t^{-5/4}$, которая соответствует диску с распределением вязкости $\nu \propto R$, см. формулу (6) из работы [54].

На Рис. 1.14 показаны характерные формы аккреционных вспышек



Рис. 1.14. Темп аккреции вещества из диска на звезду для трех интервалов времени в окрестности 0.4 млн. лет (левая панель), 1.5 млн. лет (средняя панель) и 3.5 млн. лет (правая панель).

для моментов времени в окрестности 0.4, 1.5 и 3.5 млн. лет. Очевидно, что вспышки имеют профили, отличные от тех, что были описаны для модели с постоянным притоком вещества. В частности, вспышки на 0.4 и 1.5 млн. лет имеют глубокие и узкие минимумы непосредственно перед максимумом. В то же время, вспышки на 3.5 млн. лет по морфологии похожи на те, что описаны в Разделе 1.2.2, но являются составными. Эти различия связаны с продвинутой эволюцией диска и влиянием внешних частей диска — резервуаром массы для конвективно-неустойчивых областей, что не было учтено в модели с постоянным притоком.

В качестве примера проанализируем формирование вспышки для интервала времени в окрестности 1.5 млн. лет. На Рис. 1.15 представлены поверхностная плотность диска и суммарный коэффициент вязкости $\nu(R)$ для трех близких моментов времени. В условно начальный момент времени вся внутренняя область вплоть до 30 а.е. является конвективной, что видно по высокому коэффициенту вязкости (правая панель Рис. 1.15). С течением времени протяженность конвективной области уменьшается, т.е. ее граница двигается по направлению к звезде, достигая 2 а.е. на момент времени 227 лет. На момент времени 291 год внешняя граница этой конвективной зоны доходит до радиуса 0.35 а.е., и вскоре достигнет внутренней границы диска. На тот же момент времени видно, что образовалась новая конвективная зона внутри 0.7–5 а.е. Эта новая конвективная зона расширяется в



Рис. 1.15. Левая панель: радиальное распределение поверхностной плотности для трех моментов времени в окрестности 1.5 млн. лет. Правая панель: суммарный коэффициент вязкости $\nu(R,t)$ для тех же времен.

обе стороны и впоследствии охватит всю внутреннюю зону вплоть до 30 а.е. Таким образом, новая конвективная фаза в диске начинает развиваться до того, как окончится предыдущая. Короткий пространственный интервал между границами конвективных зон (на Рис. 1.15 интервал между 0.35 и 0.7 а.е.) и обеспечивает узкий, глубокий минимум перед максимумом аккреции.

Представленные выше результаты позволяют утверждать, что конвекция может являться важным фактором, обеспечивающим нерегулярный характер аккреции из диска на звезду. На Рис. 1.16 (верхняя панель) показана долговременная эволюция радиального распределения поверхностной плотности и отмечены конвективно-неустойчивые области. Видно, что в процессе эволюции диска протяженность конвективно-неустойчивой области уменьшается с нескольких десятков до нескольких астрономических единиц, при этом фаза эпизодической аккреции длится менее 4 млн. лет. Эти результаты носят качественный характер, однако данная модель обладает рядом серьезных ограничений, описанных ранее. Снятие этих ограничений может существенно усложнить картину эволюции диска. Одним из таких ограничений является то, что в модели не учитывается испарение пыли и процессы диссоциации/ионизации газа, происходящие при



Рис. 1.16. Верхняя панель: долговременная эволюция радиального распределения поверхностной плотности. Штриховкой показаны области, которые становились конвективно-неустойчивыми. Средняя панель: эволюция радиального распределения экваториальной температуры. Штриховкой отмечены области, где температура в максимуме превышала 1500 К. Нижняя панель: распределение параметра Тоомре Q. Значения Q > 2 показаны красным цветом. Значения Q < 1 (оттенки голубого) указывают на гравитационно-неустойчивые области.

высоких температурах. На средней панели Рис. 1.16 показана эволюция распределения экваториальной температуры и отмечены области с температурой более 1500 К, при которых становятся важными процессы испарения пыли. Очевидно, что эти области сконцентрированы во внутренних частях диска и более выражены на начальных временах. Видно, что они частично перекрывают области конвективной неустойчивости, что, безусловно, должно сказаться на картине эволюции диска. В то же время, область конвективной неустойчивости шире в пространстве и во времени, что оставляет выводы рассмотренной модели актуальными.

Другим ограничением модели является то, что в ней не учитывается самогравитация диска (уравнение (1.1) справедливо для кеплеровского диска). Между тем, как видно из Рис. 1.13, масса диска на ранних этапах эволюции сопоставима с массой звезды. На нижней панели Рис. 1.16 приведено распределение параметра Тоомре [55, 56]: $Q = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma}$, где c_s – скорость звука, Ω – кеплеровская скорость. Низкие значения этого параметра (Q < 1) указывают на гравитационно-неустойчивые области. Видно, что эти области возникают на начальных временах эволюции (t < 0.5 млн. лет) во внешних частях диска (R > 50 а.е.). Возникновение данных областей также должно влиять на эволюцию диска — в нем должны возникать рукава, фрагменты, взаимодействие которых друг с другом и с диском ведет к сложной динамике, см., например, [14]. Таким образом, на начальных временах эволюции диска конвекция может быть осложнена другими, возможно, более интенсивными управляющими процессами.

1.4. Заключение к Главе 1

Было продемонстрировано, что конвективная неустойчивость в протопланетном диске может приводить к нерегулярному характеру аккреции на звезду. Затем исследовано, как параметры модели влияют на возникновение эпизодической аккреции и изучен характер этой аккреции для различных темпов падения вещества из оболочки и для различных областей питания диска. Результаты по данным моделям могут быть суммированы следующим образом:

- В зависимости от темпа притока вещества из оболочки на диск можно выделить три основных режима аккреции: а) при низком притоке конвекция не возникает и аккреция носит регулярный характер;
 б) при умеренном притоке конвективно-неустойчивые области возникают периодически, что приводит к нерегулярной (вспышечной) аккреции; в) при высоком притоке внутренние области диска могут становиться полностью конвективными, что приводит к слабоосциллирующему характеру аккреции, вызванному неустойчивостями за областью питания диска.
- Параметры вспышек (максимальная интенсивность, продолжительность и период) зависят от темпа притока веществ и положения зоны питания. Так, при повышении внешнего притока увеличивается интенсивность и частота вспышек. Смещение области питания к центру приводит к увеличению частоты вспышек и уменьшению их продолжительности.
- Возникновение эпизодического характера аккреции устойчивое проявление использованной модели диска. В частности, уменьшенные на порядок величины значения фоновой вязкости и эффективности конвекции не приводят к исчезновению вспышек, хотя и модифицируют их.

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

- Важным эффектом эволюции диска с точки зрения проявления периодической аккреции является процесс накопления массы в диске за счет притока вещества из оболочки. В первый миллион лет в диске накапливается значительная масса, и его дальнейшая эволюция определяется перераспределением этой массы, а не аккрецией из оболочки, которая становится пренебрежимо мала.
- Диск быстро становится конвективно-неустойчивым и остается таковым на протяжении почти 4 млн. лет. При этом неустойчивость захватывает область в несколько десятков астрономических единиц и далее постепенно сокращается.
- Параметры вспышек (интенсивность, продолжительность, частота), а также их форма меняются со временем, что связано с изменением массы диска и интегральным потоком вещества через него.

В Главе 1 были также проиллюстрированы ограничения модели — в представленных расчетах возникают условия для гравитационной неустойчивости, а также области с высокой температурой, где ожидается испарение пыли. Эти процессы не учитываются в модели. Поэтому представленные результаты носят во многом качественный характер. В частности, на ранних фазах эволюции диска конвекция может сосуществовать с другими, возможно, более интенсивными процессами. Дальнейшее исследование роли конвекции целесообразно проводить на базе более согласованных моделей, в которых будут учтены гидродинамические эффекты, испарение пыли, а также процессы диссоциации и ионизации газа.

1.5. Положения, выносимые на защиту по результатам первой главы

• Показано, что в протопланетных дисках могут реализовываться условия для возникновения конвективной неустойчивости при наличии

дополнительного механизма нагрева (например, фоновой вязкости). Продемонстрировано, что конвекция посредством эпизодической турбулизации диска обеспечивает вспышечный режим аккреции. Характер аккреции вещества из диска на звезду (регулярный, вспышечный или слабоосциллирующий) и параметры возникающих вспышек (интенсивность, продолжительность, период) зависят от темпа притока вещества из оболочки на диск и его эволюции со временем. Нестационарный режим аккреции, обусловленный конвекцией, может быть одним из физических механизмов, ответственных за вспышки светимости у молодых звезд.

Глава 2. Моделирование тепловых поверхностных волн в протопланетном диске в 1+1D приближении

Недавние наблюдения, проведенные на комплексе телескопов ALMA, показали, что распределения поверхностной плотности не соответствуют гладким степенным законам, часто используемым теоретиками. Напротив, в масштабах от десятков до сотен а.е. повсеместно встречаются яркие кольца и темные промежутки [4,57,58]. На данный момент эти кольца и провалы чаще всего объясняются влиянием невидимых планет [59–63]. Однако было предложено множество альтернативных сценариев для объяснения этих особенностей. Одним из них является неустойчивость, связанная с затенением звездного излучения поверхностными неоднородностями диска.

Эта неустойчивость (в англоязычных изданиях известная как "Irradiation Instability" или "Thermal Wave Instability") может приводить к возникновению поверхностных волн, бегущих по направлению к звезде, и кольцеобразных структур в околозвездных дисках [64–67]. Механизм развития данной физической неустойчивости следующий. Если на поверхности диска образуется небольшой выступ, то освещенная сторона выступа, обращенная к звезде, получает больше звездного света, чем невозмущенная поверхность, и сильнее нагревается. Нагретые элементы выступа прогревают своим излучением более нижние слои диска, в результате чего образовавшийся выступ приподнимается еще сильнее. Поскольку обращенная к звезде сторона выступа нагревается сильнее обратной стороны выступа, то возмущение также начинает перемещаться по направлению к звезде.

За последнее время достигнут заметный прогресс в изучении данной неустойчивости [68,69]. В частности, в работе [69] в рамках аналитического

приближения показано, что эта неустойчивость действительно имеет место, причем ключевую роль в развитии неустойчивости играет детальный учет зависимости H/h от расстояния (где H — оптическая высота диска, h характерная гидростатическая шкала). Авторы [69] помимо аналитической модели представили также и полуаналитическую модель, в которой для расчета эволюции экваториальной температуры использованы результаты расчета функции нагрева с помощью кода переноса излучения RADMC-3D.

Целью данной главы является исследование поверхностной тепловой неустойчивости в рамках более детальной численной модели протопланетного диска, в которой одновременно решается задача переноса излучения звезды в двумерном вертикальном срезе и учитывается нестационарность тепловой структуры диска на всем вертикальном масштабе диска. Описание модифицированной модели из Главы 1, в которой при вычислении функции нагрева звездным излучением является приниципиально важным учитывать радиальный градиент плотности внутри ячейки, представлено в разделе 2.1. Результаты моделирования самопроизвольно возникающих возмущений в диске в рамках 1+1D-приближения представлены в разделе 2.2. Обсуждение полученных результатов и сравнение с работами других авторов представлено в разделе 2.3.

Основные результаты исследования опубликованы в статье [А3].

2.1. Квазигидростатическая 1+1D модель протопланетного диска

Для расчета эволюции диска за основу взята модель из Главы 1, в которую был внесен ряд модификаций. В данной модели решается задача переноса излучения, при этом учитывается нагрев звездным и межзвездным излучением, а также диффузия теплового (инфракрасного) излучения самого диска. Совместно с расчетом температуры происходит восстановление вертикальной структуры диска. Диффузия теплового излучения в модели рассчитывается только в вертикальном (z) направлении. Для ее моделиро-

66



Рис. 2.1. Иллюстрация процесса трассировки на используемой дискретной сетке. При интегрировании уравнения переноса излучения вдоль луча зрения от звезды до текущей ячейки, находятся все пересечения луча с границами ячеек (показаны черными точками на правой панели), что используется для точного вычисления полной оптической толщины. Конечные отрезки лучей, принадлежащих ячейкам, в которых вычисляется нагрев, выделены красным цветом.

вания решается система моментных уравнений переноса в эддингтоновском приближении (1.19)–(1.20).

Интенсивность ультрафиолетового излучения, необходимая для вычисления функции нагрева звездным излучением S^* , находится для каждой ячейки путем прямого интегрирования уравнения переноса излучения от звезды до рассматриваемого элемента среды по всему диску. Эта двумерная процедура отличается от метода, описанного в работе [14], где делалось предположение о постоянстве угла между направлением на звезду и поверхностью диска и тем самым задача там сводилась к одномерной. В модифицированном методе при интегрировании уравнения переноса вдоль луча находятся все его пересечения с границами ячеек, см. Рис. 2.1, что используется для точного вычисления полной оптической толщины.

Принципиальным моментом при вычислении функции нагрева звездным излучением в рамках исследуемой 1+1D-мерной модели является учет



Рис. 2.2. Схема, поясняющая вычисление функции нагрева в ячейке.

радиального градиента плотности внутри ячейки. В данной модели функция нагрева *s*^{*} [эрг см⁻³ с⁻¹] звездным излучением вычисляется следующим образом:

$$s^* = \rho^* \kappa \frac{L \exp\left(-\tau\right)}{4\pi R^2} \left(\frac{1 - \exp\left(-\Delta\tau\right)}{\Delta\tau}\right) \tag{2.1}$$

где L — светимость звезды, κ [см²г⁻¹] — коэффициент поглощения звездного излучения, R — радиальное расстояние от звезды до центра ячейки, τ — полная оптическая толщина на луче зрения до момента вхождения луча в ячейку, $\Delta \tau = \kappa \rho^* \Delta l$ — оптическая толщина самой ячейки вдоль луча, Δl — длина отрезка луча внутри ячейки, $\rho^* = \frac{1}{4} (\rho_L + 2\rho_i + \rho_r)$ — усредненная плотность вдоль луча. При выводе формулы (2.1) из формального решения уравнения переноса излучения предполагалось, что плотность вдоль луча внутри ячейки линейно изменяется от ρ_L до ρ_i и от ρ_i до ρ_R , см. схему на Рис. 2.2. Значения ρ_L и ρ_R , в свою очередь, находятся с помощью линейной интерполяции плотности между центром текущей ячейки и центрами прилегающих слева и справа ячеек:

$$\rho_L = \rho_i + \frac{x_i - x_L}{x_i - x_{i-1}} \left(\rho_{i-1} - \rho_i \right)$$
(2.2)

$$\rho_R = \rho_i + \frac{x_R - x_i}{x_{i+1} - x_i} \left(\rho_{i+1} - \rho_i\right) \tag{2.3}$$

Таким образом, при вычислении функции нагрева вместо центральной плотности в ячейке (которая в процедуре расчете вертикальной структуры диска предполагается постоянной внутри ячейки) берется усредненное определенным образом по соседним ячейкам значение. При отсутствии такого (или более точного) усреднения ячейки с бо́льшими R не будут влиять на ячейки с меньшими R, и как следствие — будет отсутствовать исследуемый механизм возникновения тепловой волны, бегущей снаружи внутрь. При учете интерполяции плотности потенциальный механизм возникновения волновой неустойчивости становится следующим. Рассмотрим два соседних столбца, один из которых назовем внутренним, другой внешним. Пусть внешний столбец нагревается, тогда плотность ρ_{i+1} в его верхних слоях возрастает, т.к. возрастает характерная шкала высоты диска. Повышение плотности во внешних ячейках приводит к росту усредненной плотности ρ^* в прилегающих внутренних ячейках, что ведет к увеличению s^* . Дальнейшее развитие процесса будет зависеть от характерных тепловых времен и геометрических особенностей перехвата излучения внутренним столбцом.

Нагрев межзвездным УФ-излучением рассчитывался по формуле:

$$S_{\rm bg} = \kappa_{\rm uv} W \,\sigma T^4 \exp\left(-\tau\right) \left(\frac{1 - \exp\left(-\Delta\tau\right)}{\Delta\tau}\right),\tag{2.4}$$

где $\kappa_{\rm uv}$ — коэффициент поглощения для межзвездного излучения, $W = 10^{-14}$, $T_{\rm bg} = 10^4$ K — дилюция и температура межзвездного излучения, τ — оптическая толщина от поверхности диска до текущего элемента объема вдоль вертикального направления, $\Delta \tau$ — оптическая толщина текущего элемента, σ — постоянная Стефана-Больцмана. Нагрев межзвездным излучением включен в модель, поскольку он может быть сопоставим с нагревом от звезды во внешних частях диска в моменты затмений звезды на возникающих неоднородностях поверхности диска.

Решение системы уравнений (1.19)–(1.20) находится с использованием полностью неявной схемы, принцип построения которой аналогичен чис-

ленной схеме для решения квазилинейного уравнения теплопроводности с переменными коэффициентами, описанной в книге Н.Н. Калиткина «Численные методы» [70]. При линеаризации уравнений и использовании метода Ньютона итерации могут расходится при достаточно высоком шаге по времени. Именно такая ситуация иногда (но достаточно редко) встречается и в данном случае. В случае расходимости итерационного процесса Ньютона использована процедура дробления шага по времени. Этот метод позволяет рассчитывать тепловую эволюцию во всех участках диска, включая оптически-толстые области, в которых характерные времена процессов нагрева и охлаждения сопоставимы с динамическими временами.

Метод моделирования тепловой структуры в данной модели тесно связан с методом восстановления вертикальной структуры диска в предположении локального гидростатического равновесия, которое задано уравнением (1.22).

В модели предполагается, что единственным источником непрозрачности является пыль, причем температуры газа и пыли равны. Отношение массы пыли к массе газе предполагается постоянным по всему диску и равным 0.01. Особенностью тепловой модели является использование усредненных по Планку и Росселанду непрозрачностей, зависящих от температуры. Эти коэффициенты взяты из статьи [A1], где они подробно описаны.

Основными входными параметрами модели является масса и светимость звезды, которые предполагаются солнечными, а также распределение поверхностной плотности, которые выбираются в виде:

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \left(1 - e^{-\left(\frac{R}{R_0}\right)^p} \right) \left(\frac{R}{R_{AU}}\right)^q, \qquad (2.5)$$

где Σ_0 — поверхностная плотность вблизи внутренней границы $R_{AU}=1$ a.e., q = -1 — наклон в распределении плотности, $R_0=3$ a.e., p=8 — параметры сглаживания распределения плотности вблизи внутренней границы диска. Внутренняя и внешняя границы диска равны 1 а.е. и 100 а.е., соответственно. При отсутствии сглаживания распределения поверхностной плотности вблизи внутренней границы диска внутренние ячейки перехватывают большую часть излучения звезды и сильно влияют на структуру и эволюцию диска, затрудняя анализ непосредственно самой поверхностной неустойчивости. Начальное состояние диска рассчитывается в предположении о постоянном угле вхождения излучения в диск в рамках тепловой модели [14]. Шаг по времени выбран постоянным и равным 0.1 года, что меньше характерных тепловых времен при используемых параметрах модели. Расчет проводится на сетке 200 радиальных × 120 вертикальных ячеек.

Преимуществом этой численной модели перед используемой в работе [69] аналитической моделью является рассмотрение детальной двумерной структуры диска. При этом проводится расчет нагрева диска УФизлучением звезды с помощью прямого интегрирования переноса излучения звезды, а также моделирование диффузии собственного теплового излучения в вертикальном направлении.

2.2. Результаты моделирования

Моделирование эволюции диска в рамках описанного 1+1D-приближения показывает, что в диске самопроизвольно возникают возмущения, бегущие по направлению к звезде. Характеристики этих возмущений сильно зависят, в частности, от заданной поверхностной плотности диска. Рассмотрим результаты моделирования для диска с $\Sigma_0 = 10^2 \text{ г/см}^3$ (соответствующая масса диска 7 × 10⁻³ M_☉). На Рис. 2.3 приведена структура диска (распределения плотности, температуры, функции нагрева УФ-излучением и плотности энергии ИК-излучения) на момент времени 10 лет после начала эволюции диска. В окрестности 35 а.е. видно возмущение в форме излома в распределении плотности — за этим изломом (фронтом) происходит



Рис. 2.3. Структура модельного протопланетного диска при $\Sigma_0 = 10^2 \text{ г/см}^3$ на момент времени 10 лет после начала эволюции. Показаны распределение логарифма концентрации газа (слева сверху), логарифма температуры (слева снизу), логарифма функции нагрева УФ-излучением (справа сверху), логарифма плотности энергии ИК-изучения.


Рис. 2.4. Левая панель: эволюция распределений экваториальной температуры $T_{\rm m}$ для модели диска $\Sigma_0 = 10^2$ г/см³. По горизонтальной оси — расстояние до звезды в а.е., по вертикальной оси — время в годах. Черный профиль соответствует зависимости характерного теплового времени $t_{\rm therm}$ от расстояния для момента времени 30 лет. Правая панель: эволюция $T_{\rm m}$ для модели, в которой отсутствует интерполяция плотности в радиальном направлении при вычислении темпа нагрева звездным излучением.

увеличение характерной высоты диска. Развертка результатов моделирования по времени показывает, что данное возмущение распространяется снаружи внутрь. За фронтом отчетливо видно повышение функции нагрева звездным излучением в верхних слоях атмосферы, что связано с менее острым углом вхождения звездного излучения в диск. Максимуму функции нагрева в окрестности возмущения соответствует и максимум температуры. Температура также повышена в экваториальных слоях диска на некотором отдалении от излома — это связано с конечным временем прогрева внутренних слоев ИК-излучением поверхностных слоев. В окрестности возмущенного слоя повышена плотность энергии ИК-излучения, что также свидетельствует о большем прогреве данного слоя.

Временну́ю эволюцию диска удобно анализировать с помощью двумерной диаграммы с зависимостью распределения экваториальной температуры от времени, изображенной на левой панели Рис. 2.4. Бегущие

73

внутрь волны хорошо на ней выделяются — им соответствуют максимумы, перемещающиеся справа налево с увеличением времени. Волны распространяются от внешней границы диска до области ≈ 3 а.е., которая прозрачна к УФ-излучению звезды (из-за малой плотности за счет сглаживания распределения $\Sigma(R)$). На данной диаграмме также построено распределение характерного теплового времени, вычисленного по формуле:

$$t_{\rm therm} = \frac{3}{8} \frac{p \Sigma \tau_{\rm IR}}{\sigma T_{\rm m}^3},\tag{2.6}$$

где $\tau_{\rm IR} = \kappa_P \Sigma$ — оптическая толщина в вертикальном направлении для собственного теплового излучения, $T_{\rm m}$ — экваториальная температура, c_p — удельная теплоемкость, σ — постоянная Стефана–Больцмана. Формула (2.6) получена в предположении, что диск является оптически-толстым к собственному тепловому излучению, и служит оценкой для характерного времени нагрева (или охлаждения) экваториальных слоев до температуры $T_{\rm m}$. Периодичность возникновения волн \approx 3 года близка к максимальному характерному тепловому времени \approx 7 лет, т.е. возмущенные области диска действительно успевают прогреваться до экваториальных слоев.

На правой панели Рис. 2.4 показана эволюция экваториальной температуры для модели диска с теми же параметрами, но в которой отсутствует интерполяция плотности в радиальном направлении при вычислении темпа нагрева звездным излучением, т.е. где принято $\rho^* = \rho_i$, см. формулу (2.1). В данном случае в диске возникает несколько горбов, перехватывающих излучение звезды и затеняющих расположенные за ними области. Медленное движение этих горбов по направлению к звезде на начальных этапах эволюции связано с процессами установления самосогласованного решения на интервале характерных тепловых времен диска. Регулярных поверхностных волн в такой модели не возникает. Этот расчет показывает важность использования высоких порядков аппроксимации при интегри-



Рис. 2.5. Структура модельного протопланетного диска при $\Sigma_0 = 10^3 \ r/cm^3$ на момент времени 10 лет после начала эволюции.

ровании уравнения переноса излучения в данной задаче.

На Рис. 2.5 приведены распределения физических величин для модели с увеличенной на порядок поверхностной плотностью, $\Sigma_0 = 10^3$ г/см³, на момент времени 10 лет от начала эволюции. Структура данного диска неоднородная, в распределении плотности энергии ИК-излучения можно выделить два возмущения: в окрестности 10 и 40 а.е. Морфология данных возмущений в целом повторяет картину, описанную для предыдущей модели. Однако в отличие от предыдущей модели, область прогрева в окрестности возмущений не достигает экваториальной плоскости. Это хорошо видно из левой верхней панели Рис. 2.6, где показана эволюция распределения экваториальной температуры в первые 20 лет. На данной диаграмме волны не проявляются, за исключением слабых осцилляций в окрестности 3 а.е. Бегущие внутрь волны, однако, хорошо просматриваются на распределениях



Рис. 2.6. Эволюция распределений температуры для модели диска с $\Sigma_0 = 10^3 \, \mathrm{r/cm^3}$. Левая верхняя панель: экваториальная температура в течение 20 лет. Левая нижняя панель: температура поверхности диска. Правая верхняя панель: температура на половине поверхностной плотности от верхней границы диска до экватора. Правая нижняя панель: долговременная эволюция экваториальной температуры в течение 1000 лет. Черной кривой показана зависимость характерного теплового времени $t_{\rm therm}$ от расстояния.

поверхностной температуры (левая нижняя панель Рис. 2.6) и температуры на половине поверхностной плотности до экватора (правая верхняя панель Рис. 2.6). На рассматриваемом временном интервале возмущения зарождаются в окрестности 20 а.е. и распространяются внутрь примерно за 3 года. По мере приближения к внутренней границе диска скорость распространения возмущений уменьшается. Период прохождения этих волн существенно короче характерного теплового времени $t_{\rm therm}$, рассчитанного для всей толщи диска. Это видно из правой нижней панели Рис. 2.6, где построено распределение характерного теплового времени для всей толщи диска. Видно, что время $t_{\rm therm}$ составляет сотни лет для области между 3 и 20 а.е. На той же панели приведена эволюция экваториальной температуры диска в течение 1000 лет, т.е. на временах, сопоставимых с характерным тепловым временем диска. На данной диаграмме волны внутри 20 а.е. также не отождествляются, однако видны квазипериодические возмущения с периодом возникновения ≈ 100 лет, распространяющиеся внутрь с внешней границы диска. Очевидно, что волны во внешней области диска отождествляются на распределении экваториальной температуры в связи с тем, что характерные тепловые времена в этой области существенно меньше, чем в более внутренних частях, т.е. диск будучи возмущенным на поверхности в этих областях успевает прогреться вплоть до экватора.

2.3. Заключение к Главе 2

Основной целью данной главы являлась проверка возможности самопроизвольного возбуждения поверхностных тепловых волн в протопланетных дисках. Для достижения этой цели была модифицирована разработанная ранее 1+1D модель диска, засчет добавления в нее более точного (двумерного) расчета нагрева диска излучением звезды. В модифицированной модели нагрев рассчитывается с помощью интегрирования уравнения переноса вдоль всего диска и учитывается радиальный градиент плотности внутри ячейки, для которой вычисляется функция нагрева. Это позволяет учесть геометрические эффекты, имеющие принципиальное значение для данной задачи. Результаты моделирования показали, что в диске действительно развивается неустойчивость, приводящая к появлению возмущений, распространяющихся снаружи внутрь. Тем самым, подтверждается вывод о возможности самопроизвольного возбуждения поверхностных тепловых волн в протопланетных дисках, полученный ранее другими авторами.

В текущей модели диска был сделан акцент на изучении возникновения тепловых поверхностных волн по возможности "в чистом виде" в связи с тем, что до сих пор существуют вопросы их формирования. Поэтому многие процессы, существенные для эволюции диска, в данной модели не учтены. В частности, не учитывается внутренний вязкий нагрев, который может играть важную роль в эволюции диска, обеспечивая нерегулярный режим аккреции — этот эффект описан в Главе 1. Пренебрежение вязким нагревом эквивалентно предположению о малом темпе аккреции вещества через диск.

Безусловно, при температурах порядка тысяч градусов предположение данной модели о том, что непрозрачность вещества обусловлена только пылью, не выполняется. При таких температурах становится важным испарение пыли, т.е. основной вклад в непрозрачность начинает вносить газ. При высоких температурах значительными становятся и другие процессы, такие как диссоциация водорода. При этом можно ожидать появление в диске различных неустойчивостей и связанной с ними сложной динамики. Это отдельная тема, требующая детального изучения. Можно заметить, что при используемых параметрах модели такие высокие температуры получаются только в самых внутренних (<3 а.е.) областях диска и не затрагивают более отдаленные слои, где зарождаются и начинают распространяться исследуемые волны.

В данной модели также не учитывались процессы осаждения, ми-

78

грации, роста и разрушения пыли, которые играют важнейшую роль в протопланетных дисках. Их учет может существенно модифицировать или даже полностью подавить исследуемую неустойчивость диска, связанную с эффектами самозатенения. Стоит отметить, что само по себе наличие пыли приводит к своим неустойчивостям, таким как потоковая неустойчивость [71]. Потоковая неустойчивость сейчас становится очень популярной для объяснения процессов турбулизации и формирования зародышей планет. Изучение этих процессов — отдельное направление, для чего разрабатываются сложные динамические модели. В данной работе все эти процессы не рассматривались, и изучение их взаимодействия с исследуемой неустойчивостью были отложены на будущее.

Существенным отличием полученных результатов от выводов аналитической модели [69] являются полученные характерные временные масштабы распространения возмущений. В рамках аналитической модели [69] характерное время распространения возмущений соответствует характерному тепловому времени для всей толщи диска — этот результат закономерен, поскольку в аналитической модели высота диска определяется именно экваториальной температурой. В данной модели времена распространения для оптически-толстых дисков оказываются существенно ниже времен t_{therm} . Такая ситуация объясняется тем, что бегущие возмущения не затрагивают всю толщину диска, т.е. механизм возбуждения волн может работать в приповерхностных слоях.

Полученные результаты свидетельствуют о необходимости изучения данной неустойчивости в рамках более согласованной модели. Действительно, в основе использованного 1+1D подхода лежит несколько ключевых приближений, которые могут существенно искажать реальную картину. Такими приближениями являются: 1) гидростатическое равновесие в вертикальном направлении; 2) отсутствие диффузии теплового излучения в радиальном направлении; 3) отсутствие динамических эффектов, в том

79

числе отсутствие динамической связи между областями диска в радиальном направлении. Влияние этих эффектов на возбуждение поверхностных тепловых волн необходимо исследовать в рамках двумерной или трехмерной гидродинамической модели с полноценным расчетом переноса излучения. Особое внимание в такой модели необходимо уделить деталям расчета функции нагрева звездным излучением.

2.4. Положения, выносимые на защиту по результатам второй главы

• Исследованы условия возникновения поверхностных тепловых волн, которые предлагаются в качестве одного из механизмов формирования кольцеообразных морфологических структур в протопланетных дисках. Показано, что такие волны действительно возникают при рассмотрении диска в 1+1D-приближении. Впервые показано, что механизм возбуждения этих волн может ограничиваться только приповерхностными слоями.

Глава 3. Моделирование тепловых поверхностных волн в протопланетном диске в 2D приближении

В протопланетных дисках реализуются условия для возникновения самых разнообразных динамических неустойчивостей, развитие которых может влиять как на наблюдательные проявления, так и на общую эволюцию дисков [9,71–76]. Одной из них является неустойчивость, связанная с затенением звездного излучения поверхностными неоднородностями диска [66]. Эта неустойчивость обусловлена положительной обратной связью между углом вхождения излучения звезды в атмосферу диска и его прогревом. Многие теоретические модели показывают, что малое локальное искажение поверхности диска может провоцировать зарождение волн, бегущих к центральной звезде [68,69,77]. Подобные тепловые волны на поверхности диска предсказывались как во внутренних областях пассивных дисков, где характерное время установления теплового равновесия меньше динамического [66], так и на периферии дисков в обратной ситуации [65]. В Главе 2 также была воспроизведена картина формирования тепловых волн и показано, что они могут затрагивают лишь верхние слои дисков без существенных колебаний температуры в экваториальной плоскости.

Однако в основе 1+1D подхода, использованного в предыдущей главе, как и в большинстве других работ по этой проблеме, лежит несколько ключевых приближений, которые могут существенно искажать реальную картину. Такими приближениями являются: 1) отсутствие диффузии теплового излучения в радиальном направлении; 2) гидростатическое равновесие в вертикальном направлении и отсутствие газодинамических эффектов в радиальном направлении. Постепенный отказ от этих предположений важен для обоснования реалистичности тепловых волн в реальных дисках.

Так, например, в недавней работе [77] была представлена двухслойная модель диска, в которой учтены двумерные (R, z) эффекты нагрева экваториальных слоев ИК излучением поверхностных слоев, и продемонстрировано развитие неустойчивости при различных параметрах численной модели. Однако еще более детальный учет диффузии ИК излучения в радиальном направлении может привести к широкому перераспределению тепловой энергии в окрестности возмущения, что может сгладить возникающие волны.

Уменьшить или даже полностью подавить первоначальное возмущение могут также и динамические эффекты. Действительно, повышенное в прогретом слое давление может идти не только на поднятие слоя (как в 1+1D модели), но и на расталкивание соседних радиальных слоев. Картина этих процессов схематично показана на Рис. 3.1.

Целью данной главы является учет процессов динамики газа и диффузии ИК излучения в возбуждении поверхностных тепловых волн. Это исследование проводится с помощью полностью двумерной радиационной гидродинамической модели. В рамках данной модели также реализованы упрощающие предположения 1+1D подходов с целью определения их обоснованности. В разделе 3.1 описана используемая аксиально-симметричная модель протопланетного диска. Гидродинмаческий метод подробно расписан в разделе 3.1.1, а методу расчета переноса излучения посвящен раздел 3.1.2. Граничные и начальные условия обсуждаются в разделе 3.1.3. Раздел 3.2 посвящен приближенным моделям газопылевого диска, а в разделе 3.3 представлены результаты моделирования. Заключение к Главе 3 представлено в разделе 3.4.

Основные результаты исследования опубликованы в статье [A4].

82



Рис. 3.1. Схема, иллюстрирующая процессы при формировании горба на поверхности диска в 1+1D модели (левая панель) и в 2D модели (правая панель). Черными стрелками показаны силы, связанные с градиентом давления, красными сплошными стрелками показано ИК излучение, прогревающее внутренние слои диска, а красными прерывистыми стрелками — выходящее ИК излучение.

3.1. Базовая аксиально-симметричная модель протопланетного диска

Для моделирования эволюции газопылевого диска используется комбинация конечно-разностных методов для гидродинамики и переноса излучения, адаптированных для сферической системы координат (СК). Вся расчетная область разделена на ячейки, внутри которых значения физических величин предполагаются постоянными. Структура сетки показана на Рис. 3.2. Сферическая СК представляется более удобной по сравнению с другими в связи с тем, что расчет нагрева среды УФ излучением звезды (трассировка в радиальном направлении) в сферической СК реализуется наиболее простым образом. Аксиальная симметрия в сферической СК реализуется введением единственной ячейки по координате φ . В данных расчетах используется неоднородная дискретная сетка, сгущающаяся к центру в радиальном (r) направлении и к экватору при разбиении по углу θ с разрешением 360 радиальных × 64 угловых ячеек. Протяженность ячеек по углу φ выбрана равной одному градусу, что сопоставимо с разрешением по θ вблизи экватора. Такая сетка хорошо отражает структуру диска и позволяет отслеживать возникающие градиенты физических величин. Вы-



Рис. 3.2. Структура расчетной сетки с обозначениями величин. Слева: индивидуальная ячейка в сферической СК. Справа: вертикальный срез сетки по углу φ .

числение эволюции осуществляется в рамках расщепления по физическим процессам, т.е. за гидродинамическим шагом следует шаг расчета переноса излучения.

3.1.1. Гидродинамический метод

Для описания динамической эволюции газопылевого диска используются стандартные уравнения газодинамики для невязкого газа, которые в дивергентной форме имеют вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{U}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}\mathbf{U} + P) = \rho \mathbf{f}$$
(3.2)

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{U}(E+P)) = \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{U}, \qquad (3.3)$$

где ρ — объемная плотность, **U** — скорость, P — давление, **f** — гравитационная сила на единицу массы, $E = \frac{P}{\gamma - 1} + \frac{\rho U^2}{2}$ — полная энергия газа в единице объема, γ — показатель адиабаты. Для решения данной системы используется классический метод Годунова, подробное описание которого можно найти в разделе 3 книги [78]. В данном методе газодинамические потоки через границы ячеек находятся в результате решения задачи о распаде произвольного газодинамического разрыва. В используемой реализации задача о распаде разрыва решается точно с помощью метода бисекций для возникающего нелинейного уравнения. Найденные потоки между ячейками используются для вычисления физических величин в ячейках на новом временном слое. Конечноразностная схема реализована в рамках формализма, изложенного в статье [79], где рассмотрены разностные схемы годуновского типа в криволинейных координатах, их применение в сферических координатах и тестовые примеры.

В конечном итоге реализованная разностная схема сводится к следующим вычислениям. Пусть $\mathbf{q} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, E)^T$ — вектор консервативных переменных, где ρ — объемная плотность, u, v, w — компоненты скорости в сферической системе координат. Для нахождения значения \mathbf{q}^{n+1} на новом временном слое производятся два шага — шаг адвекции и шаг учета гравитационных источников. Шаг адвекции сводится к нахождению промежуточных значений \mathbf{q}^* следующим образом:

$$\mathbf{q}^* = \mathbf{q}^n + \frac{\Delta t}{\Delta V} \left(\Delta \mathbf{F} + \Delta \mathbf{G} + \Delta \mathbf{H} \right), \qquad (3.4)$$

где Δt — временной шаг, ΔV — объем текущей ячейки, а $\Delta \mathbf{F}, \Delta \mathbf{G}, \Delta \mathbf{H}$ — потоки через соответствующие грани ячеек.

Компоненты векторов потоков, входящих в уравнение (3.4), для конечно-разностной сетки в сферической системе координат с учетом аксиальной симметрии задачи имеют следующий вид:

$$\Delta F_1 = F_{1a} - F_{1b}$$
$$\Delta F_2 = F_{2a} - F_{2b}$$
$$\Delta F_3 = F_{3a} - F_{3b}$$
$$\Delta F_4 = F_{4a} - F_{4b}$$
$$\Delta F_5 = F_{5a} - F_{5b}$$

$$\Delta G_1 = G_{1a} - G_{1b}$$

$$\Delta G_2 = G_{2a} \cos \theta - G_{2b} \cos \theta + G_{3a} \sin \theta + G_{3b} \sin \theta$$

$$\Delta G_3 = -G_{2a} \sin \theta - G_{2b} \sin \theta + G_{3a} \cos \theta - G_{3b} \cos \theta$$

$$\Delta G_4 = G_{4a} - G_{4b}$$

$$\Delta G_5 = G_{5a} - G_{5b}$$

$$\begin{split} \Delta H_1 &= 0\\ \Delta H_2 &= H_{4a} \sin \varphi \sin \theta + H_{4b} \sin \varphi \sin \theta\\ \Delta H_3 &= H_{4a} \sin \varphi \cos \theta + H_{4b} \sin \varphi \cos \theta\\ \Delta H_4 &= -H_{2a} \sin \varphi \sin \theta - H_{2b} \sin \varphi \sin \theta - H_{3a} \sin \varphi \cos \theta - H_{3b} \sin \varphi \cos \theta\\ \Delta H_5 &= 0, \end{split}$$

$$F_{1a} = (\tilde{\rho}\tilde{u})_{ra} S_{ra} \qquad F_{1b} = (\tilde{\rho}\tilde{u})_{rb} S_{rb}$$

$$F_{2a} = (\tilde{\rho}\tilde{u}^2 + \tilde{P})_{ra} S_{ra} \qquad F_{2b} = (\tilde{\rho}\tilde{u}^2 + \tilde{P})_{rb} S_{rb}$$

$$F_{3a} = (\tilde{\rho}\tilde{u}\tilde{v})_{ra} S_{ra} \qquad F_{3b} = (\tilde{\rho}\tilde{u}\tilde{v})_{rb} S_{rb}$$

$$F_{4a} = (\tilde{\rho}\tilde{u}\tilde{w})_{ra} S_{ra} \qquad F_{4b} = (\tilde{\rho}\tilde{u}\tilde{w})_{rb} S_{rb}$$

$$F_{5a} = (\tilde{E} + \tilde{P}\tilde{u})_{ra} S_{ra} \qquad F_{5b} = (\tilde{E} + \tilde{P}\tilde{u})_{rb} S_{rb}$$

$$G_{1a} = (\tilde{\rho}\tilde{v})_{\theta a} S_{\theta a} \qquad G_{1b} = (\tilde{\rho}\tilde{v})_{\theta b} S_{\theta b}$$

$$G_{2a} = (\tilde{\rho}\tilde{v}\tilde{u})_{ra} S_{\theta a} \qquad G_{2b} = (\tilde{\rho}\tilde{v}\tilde{u})_{rb} S_{\theta b}$$

$$G_{3a} = (\tilde{\rho}\tilde{v}^2 + \tilde{P})_{\theta a} S_{\theta a} \qquad G_{3b} = (\tilde{\rho}\tilde{v}^2 + \tilde{P})_{\theta b} S_{\theta b}$$

$$G_{4a} = (\tilde{\rho}\tilde{v}\tilde{w})_{\theta a} S_{\theta a} \qquad G_{4b} = (\tilde{\rho}\tilde{v}\tilde{w})_{\theta b} S_{\theta b}$$

$$G_{5a} = (\tilde{E} + \tilde{P}\tilde{v})_{\theta a} S_{\theta a} \qquad G_{5b} = (\tilde{E} + \tilde{P}\tilde{v})_{\theta b} S_{\theta b}$$

$$H_{2a} = (\tilde{\rho}\tilde{w}\tilde{u})_{\varphi a} S_{\varphi a} \qquad H_{2b} = (\tilde{\rho}\tilde{w}\tilde{u})_{\varphi b} S_{\varphi b}$$
$$H_{3a} = (\tilde{\rho}\tilde{w}\tilde{v})_{\varphi a} S_{\varphi a} \qquad H_{3b} = (\tilde{\rho}\tilde{w}\tilde{v})_{\varphi b} S_{\varphi b}$$
$$H_{4a} = (\tilde{\rho}\tilde{w}^2 + \tilde{P})_{\varphi a} S_{\varphi a} \qquad H_{4b} = (\tilde{\rho}\tilde{w}^2 + \tilde{P})_{\varphi b} S_{\varphi b}$$

В приведенных выражениях тильдой обозначены величины, найденные из решения задачи о распаде произвольного разрыва для соответствующей грани ячейки, отмеченной индексом снизу, S_{ra} , S_{rb} , $S_{\theta a}$, $S_{\theta b}$, $S_{\varphi a}$, $S_{\varphi b}$ площади граней ячейки, см. Рис. 3.2. Тригонометрические функции и смешение компонент потоков в приведенных выражениях для компонент ΔG и ΔH связано с преобразованием локального базиса (и соответственно координат векторов скорости) при переходе между ячейками по θ и по φ . В то же время, нулевые значения для ΔH_1 и ΔH_5 получены, учитывая предполагаемую аксиальную симметрию задачи.

После адвекционного шага следует шаг учета гравитационных источ-

где:

ников, на котором вычисляется поправка к радиальной скорости:

$$u^{n+1} = u^* - \frac{GM}{r^2} \Delta t, (3.5)$$

где G — гравитационная постоянная, M — масса центральной звезды, и пересчитываются зависимые от нее величины, формируя значения \mathbf{q}^{n+1} на новом временном слое:

$$\mathbf{q}^{n+1} = (\rho^*, \rho^* u^{n+1}, \rho^* v^*, \rho^* w^*, E(u^{n+1}, v^*, w^*))^T.$$
(3.6)

Реализованный гидродинамический метод был тщательно протестирован. В частности, численное решение задачи о распаде разрыва хорошо согласуется с аналитическим решением для всех типов разрывов. Кроме того, было проверено, что в рамках одномерной аксиально-симметричной геометрии использованный конечно-разностный подход показывает близкие результаты в сравнении с классическим подходом, при котором явно выделяются источниковые члены, связанные с криволинейностью системы координат.

3.1.2. Метод расчета переноса излучения

Для расчета тепловой структуры газопылевого диска используется обобщение нестационарной тепловой модели из работы [14] на двумерный случай. В модели учитывается нагрев среды прямым излучением звезды и диффузия теплового излучения. Соответствующая система уравнений имеет вид:

$$\rho c_{\rm V} \frac{\partial T}{\partial t} = c \rho \kappa_{\rm P} \left(E_{\rm r} - a T^4 \right) + s_{\star} \tag{3.7}$$

$$\frac{\partial E_{\rm r}}{\partial t} = -c\rho\kappa_{\rm P}\left(E_{\rm r} - aT^4\right) + \hat{\Lambda}E_{\rm r},\qquad(3.8)$$

где ρ — плотность газопылевой среды, $c_{\rm V}$ — удельная теплоемкость среды [эрг г⁻¹ K⁻¹], c — скорость света, $\kappa_{\rm P}$ [см² г⁻¹] — коэффициент поглощения ИК излучения, усредненный по Планку (без вклада рассеяния, на единицу массы газопылевой среды), s_{\star} [эрг см⁻³ с⁻¹] — темп нагрева звездным излучением, *T* — температура среды, *E*_r — плотность энергии ИК излучения. Уравнение (3.7) описывает изменение объемной тепловой энергии среды в результате поглощения и переизлучения теплового ИК излучения (слагаемые $c\rho\kappa_{\rm P}E_{\rm r}$ и $c\rho\kappa_{\rm P}aT^4$ соответственно), а также в результате поглощения прямого УФ излучения звезды (s_{\star}). Уравнение (3.8) представляет собой моментное уравнение переноса излучения в эддингтоновском приближении и описывает изменение плотности энергии ИК излучения в результате поглощения и переизлучения теплового ИК излучения, а также в результате пространственной диффузии ИК излучения, представленной оператором $\hat{\Lambda} E_{\rm r}$:

$$\hat{\Lambda} E_{\rm r} = -\operatorname{div} \mathbf{F}_{\rm r} = \operatorname{div} \left(\frac{1}{\sigma} \operatorname{grad} E_{\rm r} \right),$$
(3.9)

где \mathbf{F}_{r} — поток ИК излучения, $\sigma = 3\rho\kappa_{\mathrm{R}}/c, \kappa_{\mathrm{R}} [\mathrm{cm}^2 \mathrm{r}^{-1}]$ — коэффициент непрозрачности, усредненный по Росселанду (с учетом рассеяния, на единицу массы газопылевой среды).

Уравнения (3.7)–(3.9) формируют нелинейную систему уравнений в частных производных диффузионного типа. Для ее решения используется полностью неявный численный метод, в котором правые части уравнений (3.7)–(3.8), а также дифференциальный оператор (3.9) зависят от значений функций на новом временном слое:

$$\rho c_{\rm V} \frac{T - T^n}{\Delta t} = c \rho \kappa_{\rm P} \left(E_{\rm r} - a T^4 \right) + s_{\star}$$

$$\frac{E_{\rm r} - E_{\rm r}^n}{E_{\rm r}} = -c \rho \kappa_{\rm P} \left(E_{\rm r} - a T^4 \right) + \hat{\Lambda} E_{\rm r}$$

$$(3.10)$$

$$\frac{E_{\rm r} - E_{\rm r}^m}{\Delta t} = -c\rho\kappa_{\rm P}\left(E_{\rm r} - aT^4\right) + \hat{\Lambda}E_{\rm r},\tag{3.11}$$

где T^n и $E^n_{
m r}$ — значения с n-го временного слоя, T и $E_{
m r}$ — искомые зна-

чения на временном слое (n+1) для заданной пространственной ячейки. В уравнениях сверху для краткости опущены верхние индексы (n+1)-го временного слоя у ρ , T, $\kappa_{\rm P}$, s_{\star} и $E_{\rm r}$. Также опущены нижние пространственные индексы — для всех величин они соответствуют рассматриваемой ячейке (i, j) за исключением значения s_{\star} , связывающего три соседних ячейки по радиусу и оператора $\hat{\Lambda}$, связывающего ячейку (i, j) с четырьмя примыкающими ячейками по радиусу и углу θ . Алгоритм решения данной системы уравнений приведен ниже.

Система уравнений тепловой эволюции среды (3.10)–(3.11) решается с помощью итераций Ньютона. Для этого уравнения линеаризуются с помощью аппроксимации:

$$T^4 \approx 4T_k^3 T - 3T_k^4,$$

где T_k — значение температуры на предыдущей k-ой итерации, после чего (3.10)–(3.11) можно привести к виду:

$$T = \frac{b_{\rm d} + \omega_{\rm p} \Delta t \, E_{\rm r}}{c_{\rm d} + c_{\rm r}} \tag{3.12}$$

$$\left[1 + \frac{c_{\rm d}}{c_{\rm d} + c_{\rm r}}\omega_{\rm p}\Delta t - \Delta t\,\hat{\Lambda}\right]E_{\rm r} = g.$$
(3.13)

Фигурирующие в данных уравнениях коэффициенты $c_{\rm d}$, $\omega_{\rm p}$, $c_{\rm r}$, $b_{\rm d}$, g вычисляются следующим образом:

$$c_{\rm d} = \rho c_{\rm V}$$

$$\omega_{\rm p} = c\rho\kappa_{\rm P}$$

$$c_{\rm r} = 4aT_k^3\omega_{\rm p}\Delta t$$

$$b_{\rm d} = c_{\rm d}T^n + \frac{3}{4}c_{\rm r}T_k + \rho S\Delta t$$

$$g = E_{\rm r}^n - \frac{3}{4}c_{\rm r}T_k + \frac{c_{\rm r}b_{\rm d}}{c_{\rm d} + c_{\rm r}}.$$

Дифференциальный оператор $\hat{\Lambda}$ в сферической системе координат аппроксимируется в следующем конечно-разностном виде:

$$\hat{\Lambda} E_{\rm r} = \frac{1}{\Delta V} \left(S_{ra} F_{{\rm r},ra} - S_{rb} F_{{\rm r},rb} + S_{\theta a} F_{{\rm r},\theta a} - S_{\theta b} F_{{\rm r},\theta b} \right), \qquad (3.14)$$

где ΔV — объем ячейки, S_{ra} , S_{rb} , $S_{\theta a}$, $S_{\theta b}$ — площади граней текущей ячейки, см. Рис. 3.2. Потоки через грани ячейки находятся по формулам:

$$\begin{split} F_{\mathbf{r},ra} &= -\frac{1}{\sigma_{ra}} \frac{E_{\mathbf{r}}(i,j) - E_{\mathbf{r}}(i-1,j)}{\Delta r_{a}} \\ F_{\mathbf{r},rb} &= -\frac{1}{\sigma_{rb}} \frac{E_{\mathbf{r}}(i+1,j) - E_{\mathbf{r}}(i,j)}{\Delta r_{b}} \\ F_{\mathbf{r},\theta a} &= -\frac{1}{\sigma_{\theta a}} \frac{E_{\mathbf{r}}(i,j) - E_{\mathbf{r}}(i,j-1)}{r_{c}\Delta\theta_{a}} \\ F_{\mathbf{r},\theta b} &= -\frac{1}{\sigma_{\theta b}} \frac{E_{\mathbf{r}}(i,j+1) - E_{\mathbf{r}}(i,j)}{r_{c}\Delta\theta_{b}}, \end{split}$$

где $E_{\rm r}(i,j)$ — энергия в текущей ячейке с индексами (i,j), r_c — радиальная координата центра текущей ячейки, значения $\sigma = 3\rho\kappa_{\rm R}/c$ рассчитываются исходя из плотности газа и температуры среды для соответствующих граней путем интерполяции центральных значений, Δr и $r\Delta\theta$ — расстояния от центра текущей ячейки до центров прилегающих ячеек для соответствующих граней, см. Рис. 3.2. С учетом этого, уравнение (3.13) можно переписать в следующем операторном виде:

$$\hat{\Omega}E_{\rm r} = \mathbf{g},\tag{3.15}$$

где $\hat{\Omega} = \left(1 + \frac{c_{\rm d}}{c_{\rm d} + c_{\rm r}} \omega_{\rm p} \Delta t\right) \hat{I} - \Delta t \hat{\Lambda}$, а \hat{I} —единичный тензор. Уравнение (3.15) представляет собой компактную запись системы линейных алгебраических уравнений с разреженной пятидиагональной матрицей. Решение данной системы уравнений находится с помощью метода GMRES [84], либо с помощью метода переменных направлений [85] (ADI, Alternating Direction Implicit), в зависимости от сложности задачи. Численные эксперименты с данной моделью показывают, что метод GMRES обладает хорошей устойчивостью, но в несколько раз медленнее метода переменных направлений. Для метода ADI важен выбор итерационных параметров, которые находятся исходя из близости результатов к решению системы методом GMRES.

Интенсивность ультрафиолетового излучения, необходимая для вычисления функции нагрева s_* , находится для каждой ячейки путем прямого интегрирования уравнения переноса излучения от звезды до рассматриваемого элемента среды вдоль радиального направления. Принципиальным моментом при вычислении функции нагрева звездным излучением в рамках данной модели является учет радиального градиента плотности внутри ячейки. В данной модели объемная функция нагрева s_* [эрг см⁻³ с⁻¹] звездным излучением вычисляется аналогично тому, как предложено в Главе 2:

$$s_{\star} = \rho_{\rm m} \kappa_{\rm UV} \frac{L \exp\left(-\tau\right)}{4\pi r_a^2} \left(\frac{1 - \exp\left(-\Delta\tau\right)}{\Delta\tau}\right),\tag{3.16}$$

где L — светимость звезды, $\kappa_{\rm UV} = \kappa_{\rm P}(T_{\star}) \ [\,{\rm cm}^2 \ {\rm r}^{-1}\,]$ — коэффициент поглощения звездного излучения, r_a — радиальное расстояние от звезды до внутренней границы ячейки, τ — полная оптическая толщина на луче зрения от звезды до внутренней границы ячейки, $\Delta \tau = \kappa \rho_{\rm m} \Delta l$ — оптическая толщина самой ячейки вдоль луча, Δl — длина отрезка луча внутри ячейки, $\rho_{\rm m} = \frac{1}{4} \left(\rho_{\rm L} + 2\rho_i + \rho_{\rm R} \right)$ — усредненная плотность вдоль луча.

В модели предполагается, что единственным источником непрозрачности является пыль, температуры газа и пыли равны. Отношение плотности пыли к плотности газа по всему диску предполагается постоянным и равным 0.01, то есть пыль считается однородно перемешанной с газом. Особенностью тепловой модели является использование усредненных по Планку и Росселанду непрозрачностей, зависящих от температуры. Эти коэффициенты взяты из Главы 1, где они подробно описаны. Более реалистичные коэффициенты, учитывающие, в частности, испарение пыли при высоких температурах, см. например, [80], не использовались, чтобы ограничить число исследуемых эффектов.

3.1.3. Граничные и начальные условия

В качестве начального состояния задается гидростатический в вертикальном направлении кеплеровский диск с температурой 10 K и распределением полной ($-\infty, \infty$) поверхностной плотности со степенным обрезанием внутренней границы:

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \left(1 - e^{-\left(\frac{R}{R_0}\right)^p} \right) \left(\frac{R}{1 \text{ au}}\right)^{-1}, \qquad (3.17)$$

где $\Sigma_0 = 200$ г см⁻² — нормировка поверхностной плотности, что близко к параметризации маломассивного диска из Главы 2. $R_0 = 3$ а.е., p = 8 параметры сглаживания распределения плотности вблизи внутренней границы диска. Внутренняя и внешняя границы диска равны 1 и 20 а.е. Масса, температура и светимость центральной звезды равны соответственно $M = 1M_{\odot}, T_{\star} = 6000$ K, $L = 5L_{\odot}$. Во внешней границе расчетной области задается фоновая плотность 10^{-19} г см⁻³, нулевые компоненты скорости и температура фонового ИК излучения 10 К, что в данной модели ограничивает минимальную температуру при отсутствии других источников нагрева среды.

3.2. Приближенные модели газопылевого диска

Целью данной главы является исследование роли двумерных эффектов в генерации поверхностных тепловых волн. Для этого наряду с базовой двумерной моделью были рассмотрены модели, в которых приближения, использованные в ранее представленной 1+1D модели, последовательно за-



Рис. 3.3. Рассматриваемые модели газопылевого диска (static — гидростатика, HD — гидродинамика, RT — перенос излучения).

меняются на более строгие. Наряду с полноценной 2D гидродинамикой (2D HD) рассмотрены модели, где газ находится в гидростатическом равновесии в θ направлении (1D static). Помимо двумерного приближения в переносе ИК излучения (2D RT) рассмотрены также модели, где ИК излучение может распространятся только в θ направлении (1D RT). На Рис. 3.3 показаны рассмотренные комбинации моделей, а ниже кратко описана реализация используемых приближений.

Комбинация "1D static & 1D RT" наиболее схожа по постановке с моделью из предыдущей главы. В этой главе рассматривается модель "1D static & 1D RT", чтобы воспроизвести картину формирования поверхностных волн, полученную в Главе 2 на декартовой сетке.

3.2.1. Гидростатическое приближение

Вычисление структуры диска в рамках данного приближения проводилось на основе решения следующего уравнения:

$$\frac{1}{\rho}\frac{d(\rho T)}{d\psi} = -\beta\psi, \qquad (3.18)$$

где $\psi = \pi/2 - \theta$ — угол, отсчитываемый от экваториальной плоскости диска, $\beta = \frac{GM}{R_{\mu}r_c}, R_{\mu} = \frac{k_{\rm B}}{\mu m_a}, k_{\rm B}$ — постоянная Больцмана, $\mu = 2.3$ — средний молекулярный вес, m_a — атомная единица массы, r_c — радиальное расстояние до центра ячейки. Уравнение (3.18) можно получить из уравнения для гидростатического в вертикальном направлении диска, предполагая, что отношение z/r мало. Однако в данной работе используется уравнение (3.18) для всех ячеек расчетной области. При численном интегрировании уравнения (3.18) предполагается, что значения температуры в ячейках известны (определены после расчета переноса излучения). Дополнительным условием при интегрировании уравнения (3.18) является сохранение массы всей колонки ячеек по θ . Таким образом, в рамках такого подхода веществу позволяется перераспределяться в θ -направлении, подстраиваясь под текущую тепловую структуру. Такой диск, безусловно, не будет являться гидростатическим в физическом смысле, поскольку уравнение (3.18) является приближенным и некорректно для $z/r \sim 1$. Однако, оно качественно верно отражает зависимость высоты диска от тепловой структуры и легко решается на сферической сетке, поэтому его удобно использовать для исследования неустойчивости диска.

3.2.2. Одномерная тепловая модель

В данном приближении предполагается, что ИК излучение распространяется только в θ -направлении, в то время как УФ излучение звезды прогревает диск только в радиальном направлении. В рамках описанных выше уравнений это приближение реализуется занулением потоков $F_{r,ra}$ и $F_{r,rb}$ в выражении (3.14), после чего нахождение тепловой структуры разбивается на ряд одномерных задач. Соответствующие конечно-разностные уравнения решаются методом прогонки. При этом важным моментом является задание граничных условий — если формально взять все ячейки по θ в полученной разностной схеме, то излучение внутри рассматриваемого массива по θ будет заперто, поскольку площади граней ячеек, соприкасающихся с полярной осью, равны нулю ($S_{\theta a} = 0$ при $\theta = 0, S_{\theta b} = 0$ при $\theta = \pi$). Поэтому плотность энергии излучения в приполярных ячейках искусственно задается равной межзвездному фону. Это приближение, как и



Рис. 3.4. Результаты расчетов для модели "1D static & 1D RT". Левая панель: эволюция экваториальной температуры в первые 300 лет. Белая линия показывает характерное тепловое время для всей толщи диска. Распределение вертикальной оптической толщины к собственному тепловому излучению показано черным цветом. Правая панель: распределения плотности и температуры в полярном сечении диска на момент времени 200 лет.

модель гидростатического равновесия по углу θ , используется только как инструмент проверки приближений, лежащих в основе 1+1D аналитических моделей возникновения поверхностный волн.

3.3. Результаты моделирования

В этом разделе описываются результаты численного моделирования поверхностных волн, начиная с моделей с самой простой трактовкой физических процессов (гидростатических и одномерных). На левой панели Рис. 3.4 представлены результаты расчета эволюции экваториальной температуры диска в первые 300 лет для модели "1D static & 1D RT". На распределении хорошо проявляются возмущения, зарождающиеся внутри 15 а.е. и распространяющиеся снаружи внутрь. Период возникновения и время распространения возмущений составляют ~50 лет, что сопоставимо с характерным тепловым временем $t_{\rm th} = \frac{3}{8} \frac{c_V \Sigma^2 \kappa_{\rm R}(T_{\rm m})}{\sigma_{\rm SB} T_{\rm m}^3}$, распределение которого показано белым цветом для момента 300 лет. На данном распределение

нии в волнах, бегущих снаружи внутрь, встречаются разрывы, см. например, область в окрестности 6 а.е. на момент 150 лет. Эти разрывы связаны с формированием внутреннего горба на поверхности диска, который начинает затенять существующий в данный момент более внешний горб. После того как внутренний горб достигает внутренней границы диска, внешний горб восстанавливается и продолжает распространение с места, на котором он остановился в момент затмения (время затмения меньше времени остывания внешнего горба).

На левой панели Рис. 3.4 черным также показано распределение оптической толщины $\tau_{IR} = \kappa_P \Sigma(R)$ в вертикальном направлении к собственному тепловому излучению диска на момент времени 300 лет. Сильный пик в окрестности 6 а.е. связан с повышением температуры (и соответственно повышением $\kappa_P(T)$) в этой области вследствие зарождающегося теплового возмущения. Оптическая толщина превышает единицу в области 4–10 а.е, что оправдывает использование здесь приближения Эддингтона для расчета диффузии теплового излучения.

На правой панели Рис. 3.4 приведены двумерные распределения плотности и температуры в полярном сечении диска на момент времени 200 лет. На распределениях отчетливо видны два возмущения в окрестности 5 и 12 а.е., имеющие форму арок. Такая форма возмущений связана с предположением гидростатической модели о том, что вещество перераспределяется только в θ -направлении. Для каждого радиального положения в диске температура падает от атмосферы к экватору, что характерно для классического пассивного диска. Температура в области горбов, получающих бо́льшую долю звездного излучения, повышена. Температура также повышена на протяжении ~2 а.е. за горбами, что связано с конечным временем охлаждения диска за счет собственного ИК излучения. Качественно описанная картина эволюции диска похожа на представленную в предыдущей главе для модели диска с аналогичными начальными параметрами.



Рис. 3.5. Результаты расчетов для модели "2D HD & 1D RT". Левая панель: эволюция экваториальной температуры в первые 300 лет. Белая линия показывает характерное тепловое время для всей толщи диска, красная линия — характерное динамическое (кеплеровское) время. Числовая шкала для этих времен совпадает со шкалой для времени эволюции. Правая панель: распределения плотности и температуры в полярном сечении диска на момент времени 200 лет.

Ценность данной модели прежде всего методическая — нереалистичная (арочная) форма бегущих возмущений, связанная с одномерным описанием структуры диска и переноса излучения в θ -направлении, не позволяет использовать ее для связи с какими-либо наблюдениями. Вместе с тем с помощью этой модели удалось воспроизвести формирование тепловых волн в рамках численного кода, реализованного в сферической системе координат. Эта модель служит отправной точкой для последующего исследования двумерных эффектов.

На Рис. 3.5 приведены результаты расчета эволюции диска в рамках модели "2D HD & 1D RT". Учет гидродинамических эффектов полностью изменяет картину эволюции диска. В отличие от модели "1D static & 1D RT", где волны периодически зарождаются в области 6–15 а.е., возмущения в модели "2D HD & 1D RT" возникают только в начальные моменты

времени внутри 4 а.е. и распространяются наружу. Предполагается, что эти возмущения связаны с сильной гидродинамической неравновесностью начального состояния диска. Данные волны со временем угасают и прослеживаются до времени ~150 лет. Во внутренней части диска r < 5 а.е. устанавливается стационарная кольцеобразная структура. Распределения плотности и температуры в полярном сечении диска выглядят гладкими, за исключением слабых кольцеобразных возмущений во внутренних областях диска. Тепловая структура диска является стандартной для пассивного диска — атмосфера диска теплее экваториальных областей, присутствует слабый радиальный градиент температуры в экваториальной плоскости.

На Рис. 3.6 показана эволюция радиальной скорости u в экваториальной плоскости, а также вдоль угловой координаты для ячеек на радиусе 10 а.е. Эти распределения иллюстрируют распространение и затухание гидродинамических возмущений, возникающих в начальный момент времени. Возмущения радиальных скоростей $\Delta u \sim 0.2$ км/с сопоставимы со звуковыми скоростями $c_{\rm s} = (k_{\rm B}T_{\rm m}/(\mu m_a))^{1/2} \approx 0.19$ км/с для $T_{\rm m} = 10$ К. При этом, возмущения скорости в поверхностных слоях ($\psi \approx \pm 0.3$ радиан) выше, чем в экваториальной плоскости ($\psi = 0$ радиан). Интересной особенностью данных распределений является то, что со временем в диске устанавливается меридиональная циркуляция — в поверхностных частях диска вещество течет на звезду, в то время как в экваториальной области вещество течет наружу. Сильные возмущения скоростей ~ 1 км/с на внешней границе расчетной области связаны с использованными граничными условиями.

Тепловые волны, распространяющие снаружи внутрь, в данной модели не возникают. Предполагается, что причиной этому является то, что возникающие поверхностные возмущения успевают разглаживаться динамически, прежде чем они успеют существенно прогреть нижележащие слои. Такое разглаживание аналогично описанному выше процессу релаксации



Рис. 3.6. Результаты расчетов для модели "2D HD & 1D RT". Левая панель: эволюция распределения радиальной скорости u(r) в экваториальной плоскости диска. Средняя панель: эволюция широтного распределения радиальной скорости $u(\psi)$, где ψ — угол, отсчитываемый от экватора, на радиусе 10 а.е. Правая панель: распределение радиальной скорости $u(r, \psi)$ в полярном сечении диска на момент времени 200 лет.

первоначально неравновесного состояния. В пользу этого говорит сопоставление характерного теплового времени (продолжительность прогрева экваториальных слоев) и динамического времени $t_{\rm K} = \sqrt{R^3/(GM)}$, показанных на левой панели Рис. 3.5 белым и красным цветами соответственно. Действительно, в рассматриваемой области динамическое время короче теплового. Здесь важно отметить, что условие малости динамического времени по отношению к тепловому времени используется в качестве обоснования использования гидростатического равновесия в вертикальном направлении, являющегося ключевым приближением в современной картине формирования тепловых волн. Однако результаты моделирования показывают, что это условие приводит к динамической релаксации возмущений в радиальном направлении. На основании данной модели делается вывод, что гидродинамические эффекты могут подавлять поверхностные волны.

На Рис. 3.7 показаны результаты расчета эволюции диска для модели "1D static & 2D RT". Характер эволюции диска в этой модели существенно отличается от двух рассмотренных моделей. В данной модели не возника-



Рис. 3.7. Результаты расчетов для модели "1D static & 2D RT". Левая панель: эволюция экваториальной температуры в первые 300 лет. Правая панель: распределения плотности и температуры в полярном сечении диска на момент времени 200 лет.

ет периодических бегущих волн, однако в структуре диска можно выделить несколько горбов. Самый заметный формируется в области ~8 а.е. в момент ~120 лет и медленно движется внутрь, однако после 250 лет становится практически стационарным. Распределение температуры в полярном сечении диска на момент 200 лет более однородно по сравнению с моделью "2D HD & 1D RT", в нем не так отчетливо проявляется вертикальная стратификация по температуре — эта особенность связывается с эффектами затенения внешних слоев диска внутренними квазистационарными горбами, при этом тепловую структуру во многом определяет двумерный характер диффузии ИК излучения. Общий вывод по данной модели состоит в том, что двумерный перенос ИК излучения достаточно эффективно размывает тепловые неоднородности диска, тем самым подавляя (или многократно замедляя по сравнению с моделью "1D static & 1D RT") периодическое возникновение и распространение поверхностных волн. Вместе с тем, в данной модели наблюдается внутренние квазистационарные возмущения, перехватывающие и перерабатывающие значительную долю



Рис. 3.8. Результаты расчетов для модели "2D HD & 2D RT". Левая панель: эволюция экваториальной температуры в первые 300 лет. Правая панель: распределения плотности и температуры в полярном сечении диска на момент времени 200 лет.

солнечного излучения, поступающего в диск.

Полученные в рамках данной модели выводы следует сопоставить с результатами работы [77], где в рамках гидростатического приближения также учитываются двумерные эффекты переноса излучения, но волны там образуются. Ключевым отличием между моделями является то, что тепловая структура диска в работе [77] описывается в рамках двухзонного приближения, а характерная высота диска определяется значением экваториальной температуры. В данной же модели гидростатическая структура диска выстраивается в соответствии с вертикальным профилем температуры. В статье [77] используется также другой метод расчета переноса теплового излучения на основе прямого интегрирования, в то время как в данном подходе используется диффузионный метод. На основании этого можно предположить, что в рамках данной модели релаксация тепловых неоднородностей более эффективна, что не приводит к их росту.

Наконец, на Рис. 3.8 приведены результаты расчета эволюции диска для модели "2D HD & 2D RT". Динамика и структура диска в рамках дан-

ной модели близка к той, что наблюдалась в модели "2D HD & 1D RT". Единственным существенным отличием от последней является то, что в модели "2D HD & 2D RT" внутренняя область диска r < 6 а.е. стала однородной, в ней отсутствует разбиение на кольца. Структура диска в плоскости ($r\theta$) соответствует пассивному диску с выраженной тепловой стратификацией по вертикали. По результатам данной модели можно сделать глобальный вывод о том, что совместный учет двумерной гидродинамики и переноса теплового излучения подавляет формирование и распространение поверхностных тепловых волн в газопылевых дисках.

В связи с полученными результатами необходимо отметить статью [81], где авторы статьи независимо с помощью своей численной модели также пришли к выводу о подавлении тепловых волн при учете гидродинамических эффектов и нестационарности теплового переноса.

3.4. Заключение к Главе 3

Данная Глава — логическое продолжение исследования, представленного в Главе 2. Основной целью данной работы являлось изучение поверхностных тепловых волн в газопылевых дисках при более реалистичном описании процессов с учетом двумерных гидродинамических эффектов и двумерных эффектов переноса теплового излучения (в плоскости $(r\theta)$). Для этого была разработана модель эволюции аксиально-симметричного диска, предназначенная для последовательного исключения приближений, лежащих в основе современной теории поверхностных тепловых волн. В данном двумерном численном коде также были реализованы упрощенные подходы, используемые в 1+1D моделях — приближение вертикального гидростатического равновесия и вертикальной диффузии ИК излучения, и воспроизведена картина формирования бегущих поверхностных волн из Главы 2. Затем было показано, что замена приближения гидростатического равновесия на гидродинамическое моделирование приводит к исчезновению поверхностных тепловых волн. К такому же результату приводит и замена одномерного приближения для расчета теплового излучения на двумерное моделирование. Полученные результаты свидетельствуют о том, что совместный учет двумерных эффектов, связанных с гидродинамикой и переносом теплового излучения, подавляет развитие поверхностных тепловых волн, имеющих место в рамках 1+1D подхода.

Полученный здесь вывод нужно воспринимать с определенной осторожностью в связи с ограничениями данной модели. Использованный метод расчета переноса излучения основан на эддингтоновском приближении, при котором предполагается изотропность поля ИК излучения. Это приближение преувеличивает диффузионный характер распространения излучения в оптически тонких и переходных областях, а значит приводит к более эффективному размыванию неоднородностей. Необходимо проверить полученные выводы с использованием более корректных методов расчета переноса излучения, таких как диффузионный метод с ограничителем потока (Flux Limited Diffusion) [82] или метод переменного тензора Эддингтона (Variable Eddington Tensor) [83]. В статье [77] отмечено, что подавлять развитие неустойчивости может также недостаточно высокое пространственное разрешение численной модели. В расчетах из-за высоких вычислительных затрат соискательнице пришлось ограничиться относительно разреженной пространственной сеткой ($N_r \times N_{\theta} = 360 \times 64$, однако она неоднородна). Поэтому необходим последующий анализ на более подробных сетках. Стоит отметить, что полученные выводы не позволяют утверждать о принципиальной невозможности развития неустойчивости. Данные результаты лишь показывают отсутствие двумерных поверхностных волн в конкретных физических условиях, при которых они самопроизвольно формировались в 1+1D модели. Необходимо исследовать проблему для широкого интервала параметров газопылевых дисков, в частности, в случае когда характерные тепловые и динамические времена сопоставимы.

3.5. Положения, выносимые на защиту по результатам третьей главы

• В рамках модели протопланетного диска умеренной массы показано, что совместный учет двумерных эффектов, связанных с гидродинамикой и переносом теплового излучения, подавляет развитие поверхностных тепловых волн. Высказано предположение, что этот эффект может быть критичным и в более общем случае.

Заключение

В данной диссертационной работе было проведено исследование структуры и эволюции протопланетных дисков под влиянием конвективной неустойчивости и эффектов самозатенения.

Было продемонстрировано, что конвективная неустойчивость в протопланетном диске может приводить к нерегулярному характеру аккреции на звезду — устойчивому проявлению использованной модели диска. Также отмечено, что важным эффектом эволюции диска с точки зрения проявления периодической аккреции является процесс накопления массы в диске за счет притока вещества из оболочки. В первый миллион лет в диске накапливается значительная масса, и его дальнейшая эволюция определяется перераспределением этой массы, а не аккрецией из оболочки, которая становится пренебрежимо мала. Дальнейшее исследование роли конвекции целесообразно проводить на базе более согласованных моделей, в которых будут учтены гидродинамические эффекты, испарение пыли, а также процессы диссоциации и ионизации газа.

Результаты 1+1D моделирования тепловых поверхностных волн показали, что в диске развивается неустойчивость, приводящая к появлению возмущений, распространяющихся снаружи внутрь. Это согласуется с выводами других авторов, использующих 1+1D приближение [68, 69]. Существенным отличием полученных в диссератции результатов от выводов других авторов являются характерные временные масштабы распространения возмущений, демонстрирующие, что механизм возбуждения волн может работать в приповерхностных слоях.

В ходе 2D моделирования тепловых волн было показано, что замена приближения гидростатического равновесия на гидродинамическое моделирование приводит к исчезновению поверхностных тепловых волн. К такому же результату приводит и замена одномерного приближения для расчета теплового излучения на двумерное моделирование. Полученные результаты свидетельствуют о том, что совместный учет двумерных эффектов, связанных с гидродинамикой и переносом теплового излучения, подавляет развитие поверхностных тепловых волн, имеющих место в рамках 1+1D подхода.

Вышесказанное подталкивает к дальнейшему исследованию эффектов самозатенения для широкого интервала параметров газопылевых дисков, в частности, в случае когда характерные тепловые и динамические времена сопоставимы.

Литература

- O'dell & Wen (1994) Postrefurbishment Mission Hubble Space Telescope Images of the Core of the Orion Nebula: Prophyds, Herbig-Haro Objects, and Measurements of a Circumstellar Disk // ApJ − 1994. − V. 436. − Pp. 194.
- Hashimoto et al. (2011) Direct Imaging of Fine Structures in Giant Planetforming Regions of the Protoplanetary Disk Around AB Aurigae // ApJ - 2011. - V. 729. - Pp. L17.
- Avenhaus et al. (2018) Disks around T Tauri Stars with SPHERE (DARTTS-S). I. SPHERE/IRDIS Polarimetric Imaging of Eight Prominent T Tauri Disks // ApJ - 2018. - V. 863. - Pp. 44.
- ALMA Partnership et al. (2015) The 2014 ALMA Long Baseline Campaign: First Results from High Angular Resolution Observations toward the HL Tau Region // ApJ - 2015. - V. 808. - Pp. L3.
- Andrews et al. (2018) The Disk Substructures at High Angular Resolution Project (DSHARP). I. Motivation, Sample, Calibration, and Overview // ApJ - 2018. - V. 869. - Pp. L41.
- Parker, Ward-Thompson, & Kirk (2022) Taxonomy of protoplanetary discs observed with ALMA // MNRAS — 2022. — V. 511. — Pp. 2453-2490.
- Simon, Armitage, Youdin, & Li (2017) Planetesimal Formation in Protoplanetary Disks // Accretion: Building New Worlds Conference – 2017. – V. 2043. – Pp. 2022.
- Durisen et al. (2007) Gravitational Instabilities in Gaseous Protoplanetary Disks and Implications for Giant Planet Formation // Protostars and Planets V - 2007. - V. . - Pp. 607.
- Balbus & Hawley (1991) A Powerful Local Shear Instability in Weakly Magnetized Disks. I. Linear Analysis // ApJ − 1991. − V. 376. − Pp. 214.
- Zagaria, Rosotti, Clarke, & Tabone (2022) Modelling the secular evolution of protoplanetary disc dust sizes - a comparison between the viscous and magnetic wind case // MNRAS — 2022. — V. 514. — Pp. 1088-1106.
- Klahr & Bodenheimer (2003) Turbulence in Accretion Disks: Vorticity Generation and Angular Momentum Transport via the Global Baroclinic Instability // ApJ - 2003. - V. 582. - Pp. 869-892.
- 12. Vorobyov et al. (2018) Early evolution of viscous and self-gravitating circumstellar disks with a dust component // A&A 2018. V. 614. Pp. A98.
- Vorobyov & Basu (2007) Self-regulated gravitational accretion in protostellar discs // MNRAS — 2007. — V. 381. — Pp. 1009-1017.
- 14. Vorobyov & Pavlyuchenkov (2017) Improving the thin-disk models of circumstellar disk evolution. The 2+1-dimensional model // A&A 2017.
 V. 606. Pp. A5.
- Cameron (1978) Physics of the Primitive Solar Accretion Disk // Moon and Planets - 1978. - V. 18. - Pp. 5-40.
- Lin & Papaloizou (1980) On the structure and evolution of the primordial solar nebula // MNRAS — 1980. — V. 191. — Pp. 37-48.
- Klahr (2007) Thermal convection in accretion disks // Convection in Astrophysics - 2007. - V. 239. - Pp. 405-416.

- Cabot, Canuto, Hubickyj, & Pollack (1987) The role of turbulent convection in the primitive solar nebula II. Results // Icarus — 1987. — V. 69. — Pp. 423-457.
- Cabot, Canuto, Hubickyj, & Pollack (1987) The role of turbulent convection in the primitive solar nebula I. Theory // Icarus — 1987. — V. 69. — Pp. 387-422.
- 20. Klahr, Henning, & Kley (1999) On the Azimuthal Structure of Thermal Convection in Circumstellar Disks // ApJ−1999. – V. 514. – Pp. 325-343.
- Held & Latter (2018) Hydrodynamic convection in accretion discs // MNRAS — 2018. — V. 480. — Pp. 4797-4816.
- Shakura & Postnov (2015) A viscous instability in axially symmetric laminar shear flows // MNRAS — 2015. — V. 448. — Pp. 3707-3717.
- 23. Shakura & Postnov (2015) A viscous-convective instability in laminar Keplerian thindiscs II. Anelastic approximation // MNRAS 2015. V. 451. Pp. 3995-4004.
- 24. Armitage (2011) Dynamics of Protoplanetary Disks // ARA&A 2011.
 V. 49. Pp. 195-236.
- 25. Pringle (1981) Accretion discs in astrophysics // ARA&A 1981. V. 19.
 Pp. 137-162.
- Williams & Cieza (2011) Protoplanetary Disks and Their Evolution // ARA&A - 2011. - V. 49. - Pp. 67-117.
- Hartmann, Calvet, Gullbring, & D'Alessio (1998) Accretion and the Evolution of T Tauri Disks // ApJ − 1998. − V. 495. − Pp. 385-400.
- Shakura & Sunyaev (1973) Black holes in binary systems. Observational appearance. // A&A - 1973. - V. 24. - Pp. 337-355.

- Chiang & Goldreich (1997) Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks // ApJ − 1997. − V. 490. − Pp. 368-376.
- 30. Cossins, Lodato, & Clarke (2009) Characterizing the gravitational instability in cooling accretion discs // MNRAS - 2009. - V. 393. -Pp. 1157-1173.
- 31. Landau & Lifshitz (1959) Fluid mechanics // Course of theoretical physics
 1959. V. . Pp. .
- Dullemond, Natta, & Testi (2006) Accretion in Protoplanetary Disks: The Imprint of Core Properties // ApJ − 2006. − V. 645. − Pp. L69-L72.
- Chacón-Tanarro et al. (2019) Dust opacity variations in the pre-stellar core L1544 // A&A - 2019. - V. 623. - Pp. A118.
- Klapp et al. (2014) Rotationally Induced Fragmentation in the Prestellar Core L1544 // ApJ - 2014. - V. 780. - Pp. 188.
- Pavlyuchenkov, Akimkin, Topchieva, & Vorobyov (2023) Effect of Dust Evaporation and Thermal Instability on Temperature Distribution in a Protoplanetary Disk // Astronomy Reports — 2023. — V. 67. — Pp. 470-482.
- 36. Vorobyov et al. (2018) Knotty protostellar jets as a signature of episodic protostellar accretion? // A&A 2018. V. 613. Pp. A18.
- 37. Scholz, Froebrich, & Wood (2013) A systematic survey for eruptive young stellar objects using mid-infrared photometry // MNRAS 2013. V. 430.
 Pp. 2910-2922.
- Audard et al. (2014) Episodic Accretion in Young Stars // Protostars and Planets VI - 2014. - V. . - Pp. 387.

- Zhu, Hartmann, Gammie, & McKinney (2009) Two-dimensional Simulations of FU Orionis Disk Outbursts // ApJ - 2009. - V. 701. -Pp. 620-634.
- 40. Vorobyov & Basu (2006) The Burst Mode of Protostellar Accretion // ApJ
 2006. V. 650. Pp. 956-969.
- 41. Milliner, Matthews, Long, & Hartmann (2019) Disc wind models for FU Ori objects // MNRAS — 2019. — V. 483. — Pp. 1663-1673.
- 42. Липунова & Шакура (2003) Модель вторичного пика на кривых блеска рентгеновских Новых // Известия Российской академии наук. Серия физическая — 2003. — Т. 67. — С. 322-327.
- Hirose et al. (2014) Convection Causes Enhanced Magnetic Turbulence in Accretion Disks in Outburst // ApJ — 2014. — V. 787. — Pp. 1.
- 44. Coleman et al. (2016) Dwarf nova outbursts with magnetorotational turbulence // MNRAS - 2016. - V. 462. - Pp. 3710-3726.
- 45. Hawley & Balbus (1991) A Powerful Local Shear Instability in Weakly Magnetized Disks. II. Nonlinear Evolution // ApJ − 1991. − V. 376. − Pp. 223.
- 46. Vorobyov et al. (2019) Gravitoviscous protoplanetary disks with a dust component. I. The importance of the inner sub-au region // A&A 2019.
 V. 627. Pp. A154.
- 47. Natta, Testi, & Randich (2006) Accretion in the ρ -Ophiuchi pre-main sequence stars // A&A 2006. V. 452. Pp. 245-252.
- 48. Ercolano et al. (2014) The dot{M}-M_* relation of pre-main-sequence stars: a consequence of X-ray driven disc evolution // MNRAS 2014.
 V. 439. Pp. 256-263.

- Shakura (1972) Disk Model of Gas Accretion on a Relativistic Star in a Close Binary System. // AZh — 1972. — V. 49. — Pp. 921.
- Hueso & Guillot (2005) Evolution of protoplanetary disks: constraints from DM Tauri and GM Aurigae // A&A − 2005. − V. 442. − Pp. 703-725.
- 51. Shu (1977) Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation. // ApJ - 1977. - V. 214. - Pp. 488-497.
- 52. Pavlyuchenkov, Zhilkin, Vorobyov, & Fateeva (2015) The thermal structure of a protostellar envelope // Astronomy Reports 2015. V. 59. Pp. 133-144.
- Belloche (2013) Observation of rotation in star forming regions: clouds, cores, disks, and jets // EAS Publications Series - 2013. - V. 62. -Pp. 25-66.
- 54. Tutukov & Pavlyuchenkov (2004) Models of Astrophysical Decretion-Accretion Diffusional Disks // Astronomy Reports — 2004. — V. 48. — Pp. 800-812.
- 55. Safronov (1960) On the gravitational instability in flattened systems with axial symmetry and non-uniform rotation // Annales d'Astrophysique – 1960. – V. 23. – Pp. 979.
- 56. Toomre (1964) On the gravitational stability of a disk of stars. // ApJ 1964. – V. 139. – Pp. 1217-1238.
- 57. Andrews (2020) Observations of Protoplanetary Disk Structures // ARA&A 2020. V. 58. Pp. 483-528.
- 58. Huang et al. (2018) The Disk Substructures at High Angular Resolution Project (DSHARP). II. Characteristics of Annular Substructures // ApJ - 2018. - V. 869. - Pp. L42.

- 59. Baruteau et al. (2014) Planet-Disk Interactions and Early Evolution of Planetary Systems // Protostars and Planets VI 2014. V. . Pp. 667.
- 60. Dong, Zhu, & Whitney (2015) Observational Signatures of Planets in Protoplanetary Disks I. Gaps Opened by Single and Multiple Young Planets in Disks // ApJ − 2015. − V. 809. − Pp. 93.
- Dipierro, Laibe, Price, & Lodato (2016) Two mechanisms for dust gap opening in protoplanetary discs // MNRAS — 2016. — V. 459. — Pp. L1-L5.
- 62. Bae, Zhu, & Hartmann (2017) On the Formation of Multiple Concentric Rings and Gaps in Protoplanetary Disks // ApJ - 2017. - V. 850. -Pp. 201.
- *Zhang et al. (2018)* The Disk Substructures at High Angular Resolution Project (DSHARP). VII. The Planet-Disk Interactions Interpretation // ApJ - 2018. - V. 869. - Pp. L47.
- D'Alessio et al. (1999) On the Thermal Stability of Irradiation-dominated Pre-Main-Sequence Disks // ApJ — 1999. — V. 511. — Pp. 896-903.
- 65. Dullemond (2000) Are passive protostellar disks stable to self-shadowing? // A&A - 2000. - V. 361. - Pp. L17-L20.
- 66. Watanabe & Lin (2008) Thermal Waves in Irradiated Protoplanetary Disks
 // ApJ − 2008. − V. 672. − Pp. 1183-1195.
- Siebenmorgen & Heymann (2012) Shadows, gaps, and ring-like structures in protoplanetary disks // A&A - 2012. - V. 539. - Pp. A20.
- Ueda, Flock, & Birnstiel (2021) Thermal Wave Instability as an Origin of Gap and Ring Structures in Protoplanetary Disks // ApJ - 2021. – V. 914. – Pp. L38.

- Wu & Lithwick (2021) The Irradiation Instability of Protoplanetary Disks
 // ApJ − 2021. − V. 923. − Pp. 123.
- 70. *Калиткин (1978)* Численные методы // *Наука* 1978. С. 1-512
- Youdin & Goodman (2005) Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks
 // ApJ − 2005. − V. 620. − Pp. 459-469.
- 72. Velikhov (1959) Stability of an Ideally Conducting Liquid Flowing between Cylinders Rotating in a Magnetic Field // Sov. Phys. JETP - 1959. -V. 36. - Pp. 1398-1404.
- 73. Nelson, Gressel, & Umurhan (2013) Linear and non-linear evolution of the vertical shear instability in accretion discs // MNRAS 2013. V. 435. Pp. 2610-2632.
- 74. Klahr & Hubbard (2014) Convective Overstability in Radially Stratified Accretion Disks under Thermal Relaxation // ApJ — 2014. — V. 788. — Pp. 21.
- Lesur & Latter (2016) On the survival of zombie vortices in protoplanetary discs // MNRAS − 2016. − V. 462. − Pp. 4549-4554.
- *Zhuravlev (2022)* Explosive instability of dust settling in a protoplanetary disc // MNRAS — 2022. — V. 512. — Pp. 2636-2653.
- 77. Okuzumi, Ueda, & Turner (2022) A global two-layer radiative transfer model for axisymmetric, shadowed protoplanetary disks // PASJ − 2022.
 − V. 74. − Pp. 828-850.
- 78. Куликовский, Погорелов, & Семёнов (2012) Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений // Физматлит — 2012. — С. 1-656.

- 79. Абакумов (2014) Метод построения разностных схем годуновского типа в криволинейных координатах и его применение для сферических координат // Прикладная математика и информатика — 2014. — Т. 45. — С. 63-83.
- 80. Semenov et al. (2003) Rosseland and Planck mean opacities for protoplanetary discs // A&A 2003. V. 410. Pp. 611-621.
- 81. Melon Fuksman & Klahr (2022) No Self-shadowing Instability in 2D Radiation Hydrodynamical Models of Irradiated Protoplanetary Disks // ApJ 2022. V. 936. Pp. 16.
- Levermore & Pomraning (1981) A flux-limited diffusion theory // ApJ 1981. – V. 248. – Pp. 321-334.
- 83. Stone, Mihalas, & Norman (1992) ZEUS-2D: A Radiation Magnetohydrodynamics Code for Astrophysical Flows in Two Space Dimensions. III. The Radiation Hydrodynamic Algorithms and Tests // ApJS - 1992. - V. 80. - Pp. 819.
- 84. Saad & Schultz (1986) GMRES: A Generalized Minimal Residual Algorithm for Solving Nonsymmetric Linear Systems // SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing - 1986. - V. 7. - Pp. 856-869.
- Самарский & Николаев (1978) Методы решения сеточных уравнений // Наука — 1978. — С. 1-592.