

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ИНСТИТУТ АСТРОНОМИИ

На правах рукописи

УДК 52.5+52.6+524.5

Павлюченков Ярослав Николаевич

Излучение молекул и пыли в дозвездных и протозвездных
объектах

01.03.02 — астрофизика и звездная астрономия

Диссертация на соискание учёной степени

доктора физико-математических наук

Научный консультант

д.ф.-м.н. Шустов Борис Михайлович

Москва 2016

Оглавление

Введение	6
Общая характеристика	6
Краткое содержание диссертации	17
Глава 1. Перенос излучения в линиях молекул в протозвездных облаках и протопланетных дисках	22
1.1 Уравнение переноса излучения и метод его решения	23
1.2 Возбуждение энергетических уровней молекул и диаграмма термализации	32
1.3 Нелокальность задачи переноса излучения и карта связанных областей	35
1.4 Приближенные методы моделирования переноса излучения .	38
1.4.1 Приближение локального термодинамического равновесия	38
1.4.2 Оптически-тонкое приближение	39
1.4.3 Двухлучевое приближение	39
1.4.4 Приближение вертикального выхода излучения	39
1.4.5 Приближение больших градиентов скорости	40
1.4.6 Сравнение приближенных методов для модели протопланетного диска	42
1.5 Диаграмма формирования профиля линии	48
Заключение к главе 1	50
Глава 2. Спектральная диагностика протозвездных облаков	52
2.1 Профили линий излучения в однородных облаках	53
2.1.1 Параметры профилей линий при фиксированной температуре газа	56
2.1.2 Параметры профилей линий при фиксированной лу чевой концентрации молекул	58
2.2 Влияние неоднородной структуры облака на профили линий излучения молекул	61

2.2.1	Влияние неоднородной структуры облака, космических лучей и УФ-излучения на профили линий излучения молекул	63
2.2.2	Кинематическая модель сжатия облака	68
2.2.3	Спектральные карты в линиях излучения молекул для кинематической модели протозвездного облака	71
2.3	Химико-динамическая модель протозвездного ядра СВ 17	76
2.3.1	Результаты для модели со стационарным распределением плотности	81
2.3.2	Результаты для динамической модели	88
2.3.3	Результаты для модели с вращением	90
2.3.4	Выводы по результатам моделирования спектров излучения молекул в глобуле СВ 17	95
	<i>Заключение к главе 2</i>	97
Глава 3. Линии излучения молекул в protoplanетных дисках		98
3.1	Влияние температурного градиента и химической стратификации на изображения protoplanетных дисков	98
3.1.1	Физическая структура protoplanетного диска	98
3.1.2	Химическая структура protoplanетного диска	106
3.1.3	Возбуждение линий излучения молекул	108
3.1.4	Спектральные карты protoplanетных дисков	110
3.2	Спектральная диагностика биполярного истечения в protoplanетном диске СВ 26	121
3.2.1	Наблюдательные данные	122
3.2.2	Феноменологическая модель диска и истечения	126
3.2.3	Сравнение теоретических и наблюдаемых спектральных карт	130
	<i>Заключение к главе 3</i>	134
Глава 4. Инфракрасное излучение дозвездных и protозвездных объектов		135
4.1	Методы моделирования теплового излучения	137
4.1.1	Перенос излучения в приближении интегрального нагрева	139

4.1.2	Перенос излучения с учетом стохастического нагрева пыли	141
4.2	Определение свойств массивных протозвездных облаков при помощи модели переноса излучения	147
4.2.1	Наблюдательные проявления темных инфракрасных облаков и проблема определения их свойств	148
4.2.2	Определение параметров облаков с помощью расчета распределений интенсивности излучения	155
4.2.3	Влияние стохастического нагрева пыли на распределения интенсивности ИК-излучения	165
4.2.4	Выводы по результатам моделирования инфракрасных темных облаков	174
4.3	Моделирование распределений интенсивности ИК-излучения в областях ионизованного водорода вокруг молодых звезд . .	176
4.3.1	Наблюдаемые морфологические особенности областей НII вокруг молодых звезд в ИК-диапазоне	177
4.3.2	Описание физической модели зоны НII	179
4.3.3	Вклад УФ-излучения и горячего газа в стохастический нагрев пыли	187
4.3.4	Распределение ИК-интенсивности для модели с однородным содержанием пыли	190
4.3.5	Распределения ИК-интенсивности для модели с разрушением ПАУ	194
4.3.6	Выводы по результатам моделирования ИК-излучения в областях НII	196
<i>Заключение к главе 4</i>	197	
Глава 5. Тепловая структура эволюционирующего протозвездного облака	198	
5.1	Многокомпонентная модель для расчета тепловой структуры протозвездного облака	198
5.1.1	Уравнения модели	201
5.1.2	Усредненные коэффициенты поглощения и теплоемкость пыли	206
5.1.3	Метод решения системы уравнений для ИК-излучения	207
5.1.4	Задача об установлении теплового равновесия облака	212

5.1.5	Расчет гидростатических конфигураций молекулярных облаков	215
5.2	Тепловая эволюция сферически-симметричного облака	216
5.2.1	Объединение тепловой и гидродинамической модели	218
5.2.2	Метод решения гидродинамических уравнений	221
5.2.3	Моделирование сжатия протозвездного облака	230
5.3	Эволюция протозвездного облака в аксиально-симметричном приближении	235
5.3.1	Адаптация тепловой модели к двумерному случаю	236
5.3.2	Динамическая модель	239
5.3.3	Результаты моделирования	240
	<i>Заключение к главе 5</i>	244
	Заключение	245
	Публикации автора по теме диссертации	247
	Цитируемая литература	252

Введение

Общая характеристика

Актуальность темы

Образование звезд из межзвездного газа и пыли является одним из фундаментальных процессов во Вселенной. Благодаря усилиям наблюдателей и теоретиков к настоящему времени достигнут значительный прогресс в построении теории образования звезд. О современном состоянии теории образования звезд и ее наблюдательных успехах можно узнать, например, из сборников конференций [1, 2], а также из монографий [3, 4]. Хорошее научно-популярное описание процесса образования звезд изложено в книгах [5, 6]. В целом, общая картина звездообразования чрезвычайна богата физическими процессами, но вкратце ее можно описать следующим образом. Звезды образуются в результате гравитационного сжатия протозвездных облаков — наиболее плотных и холодных сгустков молекулярных облаков. Поскольку родительское протозвездное облако обладает, как правило, ненулевым угловым моментом, его гравитационное сжатие ведет к формированию не только протозвезды, но и аккреционного газопылевого диска вокруг нее. Избыток углового момента может также приводить к фрагментации протозвездного облака и к образованию двойной или кратной системы звезд. Формирование и эволюция аккреционных дисков сопровождается образованием широких низкоскоростных молекулярных истечений (outflows) и/или коллимированных высокоскоростных струй (jets), что связывают с влиянием остаточного магнитного поля. Эволюция газа и пыли в околозвездном диске может приводить к формированию планетной системы, в связи с чем такие аккреционные диски называют протопланетными. Финальными процессами образования маломассивных звезд являются диссипация протозвездной оболочки и протопланетного диска. Только что образовавшиеся массивные звезды формируют вокруг себя области ионизованного (HII) водорода. Развитие зоны HII в конечном итоге приводит не только к фотоиспарению протопланетного диска и родительского молекулярного облака, но и оказывает существенное влияние на окружа-

ющую межзвездную среду. Зоны НII вокруг молодых массивных звезд наряду со вспышками сверхновых звезд и истечениями являются одним из основных поставщиков механической энергии, обеспечивающей поддержание турбулентности в межзвездной среде. Межзвездная турбулентность в свою очередь во многом определяет структуру межзвездной среды и условия формирования последующего поколения звезд. Отметим, что протозвездное облако принято называть дозвездным ядром (prestellar core) или протозвездным ядром (protostellar core) в зависимости от того, на какой эволюционной фазе оно находится и как наблюдательно проявляется. В дальнейшем мы будем называть дозвездными объектами системы, находящиеся на фазе эволюции до образования звезд, такие как молекулярные облака и ядра молекулярных облаков. Под протозвездными объектами мы будем понимать объекты, возникающие в процессе превращения родительского молекулярного облака в звезду: протозвездные ядра, протопланетные диски, истечения из протопланетных дисков.

Несмотря на разработанные теоретические концепции, до сих пор остаются нерешенными некоторые принципиальные вопросы теории звездообразования. Одним из них является вопрос о начальных условиях эволюции молекулярных облаков, т.е. о том, как формируются молекулярные облака и как они становятся гравитационно неустойчивыми. Происходит ли это в быстрой динамической шкале времени в результате фрагментации турбулентной межзвездной среды или в более медленной шкале диссипативных квазиравновесных процессов, обусловленных диффузией магнитного поля? С теоретической стороны неизвестны детали формирования протозвездного диска и его взаимодействие с аккрецирующей оболочкой, а также механизмы генерации молекулярных истечений и струй и их роль в отводе углового момента. Нерешенной фундаментальной проблемой астрофизики до сих остается вопрос о механизмах переноса углового момента в аккреционных, в частности, протопланетных дисках. Открытым является также вопрос о доминантном сценарии формирования планет. Происходит ли образование планет быстро в результате гравитационной неустойчивости на ранних фазах эволюции газопылевого диска? Или формирование планет происходит относительно медленно в результате ряда процессов, происходящих с пылью? Такими процессами является осаждение пыли к экваториальной плоскости диска, рост и разрушение пылинок в результате их столкновений, дрейф пыли во внутренние части диска, а также турбу-

лентное/меридианальное перемешивание пыли. Разрабатываются и более экзотические модели формирования планет, включающие самые разнообразные физические факторы, в частности, зарождение планетезималей в турбулентных вихрях, захват пыли в зонах с пониженней степенью ионизации, дестабилизация диска аккрецирующей оболочкой. Другой принципиальной теоретической проблемой является разработка сценария образования массивных звезд. Ключевой вопрос здесь: формируются ли массивные звезды аналогично маломассивным звездам или сценарии их формирования кардинально различаются?

Во многом, проблемы разрешения этих и других вопросов теории связаны с недостатком наблюдательных данных об областях звездообразования. Самая распространенная молекула в областях звездообразования — молекулярный водород — в силу отсутствия дипольного момента лишена переходов, в которых в условиях протозвездных объектов могло бы эффективно генерироваться излучение. Поэтому о физической и химической структуре областей звездообразования и об эволюционном статусе отдельных дозвездных и протозвездных объектов мы судим, главным образом, по наблюдениям непрерывного теплового излучения пыли и линий примесных молекул, таких как CO, CS, HCO⁺, N₂H⁺, NH₃ и др. Поскольку температура внутри дозвездных и протозвездных объектов сравнительно мала (десятки — сотни кельвинов) тепловое излучение пыли и излучение молекул приходится на миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны. Для наблюдений в этих низкоэнергетических диапазонах необходимы чувствительные радиотелескопы и радиоинтерферометры, построение которых является серьезной технической проблемой. Однако технологии быстро развиваются, что ведет к бурному прогрессу в радиоастрономии. Введение в строй современных радиоинтерферометров с высокой чувствительностью и хорошим угловым разрешением, таких как *SMA*, *NOEMA*, и наконец, *ALMA*, позволяет напрямую исследовать распределение холодной пыли и содержание молекул в ядрах протозвездных облаков, в протопланетных дисках и в других протозвездных объектах. Профили линий излучения молекул, получаемые с помощью данных инструментов, имеют также высокое частотное разрешение и несут информацию о лучевой скорости газа. Это дает возможность исследовать кинематическую структуру дозвездных и протозвездных объектов.

В последние годы благодаря работе космических телескопов *Spitzer* и

Herschel стало возможным проводить исследования и в инфракрасном диапазоне, недоступном с поверхности Земли. Инфракрасное излучение несет информацию о распределении более теплого газа и пыли (с температурой до нескольких сотен кельвинов) в областях звездообразования, в окрестностях молодых звезд и в целом по Галактике. В совокупности, все эти наблюдательные данные привели к новому этапу в изучении структуры и физических процессов в межзвездной среде.

Однако интерпретация инфракрасных и радионаблюдений чрезвычайно сложна. С математической стороны это обратная задача восстановления структуры объекта по его наблюдательным проявлениям. Прямое решение данной обратной задачи в силу ее нелинейности и плохой обусловленности представляет большие проблемы. Поэтому ее решение, как правило, ищется с помощью последовательности решения прямых задач. При этом структура и кинематика объекта описывается определенной физической моделью. Результатом решения прямой задачи является построение теоретических распределений интенсивности, спектров излучения и других величин для заданной физической модели. По результатам их сравнения с наблюдаемыми величинами проводится коррекция параметров физической модели и поиск оптимальных параметров. Такой расчет требует моделирования не только физической структуры объекта, но и решения задачи переноса излучения.

Моделирование переноса излучения в условиях дозвездных и протозвездных объектов само по себе является сложной задачей. При моделировании переноса излучения в линиях молекул необходимо учитывать, что молекулярное излучение может формироваться в отсутствии локального термодинамического равновесия (ЛТР), что существенно усложняет модель переноса излучения. Ключевой проблемой при расчете теоретических спектров молекул является учет неоднородной химической структуры дозвездных и протозвездных объектов. Результаты анализа наблюдательных данных показывают, что относительные концентрации некоторых примесных молекул сильно зависят от положения в объекте. В частности, в дозвездных ядрах молекулярных облаков наблюдается дефицит молекул во внутренних частях облака, что связывают с осаждением молекул на пыль. Сильная химическая стратификация предполагается и в протопланетных дисках, где градиенты интенсивности излучения, температуры и плотности достигают нескольких порядков величин, что и определяет разное относи-

тельное содержание излучающих молекул. В целом, диагностика дозвездных и протозвездных объектов по линиям излучения и поглощения молекул тесно связана с астрохимией — сравнительно новым направлением астрономии. Предметом астрохимии является объяснение химической структуры межзвездной среды в целом и областей звездообразования в частности в рамках моделей химической эволюции. Значение астрохимии трудно переоценить — она предоставляет не только базис для интерпретации радионаблюдений, но и предсказывает химическую эволюцию вещества, в том числе, эволюцию органических соединений.

Моделирование теплового радио- и инфракрасного излучения пыли, в свою очередь, тесно связано с рассмотрением физических процессов, происходящих с межзвездной пылью. Межзвездная пыль — важный компонент межзвездной среды, во многом определяющий ее физические свойства. Хотя массовая доля пыли в молекулярных облаках и протозвездных объектах составляет около одного процента от массы газа, именно пыль является основным источником непрозрачности в этих объектах. Поглощая излучение в видимом и ультрафиолетовом диапазоне, пыль нагревается и переизлучает тепловую энергию в радио- и инфракрасном диапазонах. Обмениваясь энергией с газом, пыль таким образом контролирует тепловую структуру межзвездной среды и в конечном итоге определяет ее эволюцию. В ходе сжатия протозвездного облака плотность вещества в нем достигает значений, когда вещество становится непрозрачным к собственному тепловому излучению, в результате чего эволюция этих объектов на поздних фазах сжатия происходит в неизотермическом режиме. Неизотермический режим эволюции протозвездного облака кардинально меняет динамику облака, приводя к формированию квазигидростатического объекта — газопылевой протозвезды, последующая эволюция которой ведет к формированию молодой звезды. Пыль является важным элементом в химическом балансе межзвездной среды. Многие химические реакции протекают на поверхности пылинок. В частности, образование молекулярного водорода происходит в основном на пыли. При низких температурах и высоких плотностях процессы осаждения молекул (в частности CO и H₂O) на пылинки играют важную роль и определяют химическую структуру межзвездной среды. В конечном счете, именно из пыли образуются протопланетные диски и планеты, в том числе, образовалась и наша Земля.

Анализ наблюдательных данных показывает, что межзвездная пыль

— сложная субстанция, состоящая из пылинок с разными размерами, физической структурой и химическим составом. В частности, наряду с относительно хорошо изученными крупными силикатными и углеродными пылинками в составе межзвездной среды присутствуют мелкие углеродные пылинки и полициклические ароматические углеводороды (ПАУ-частицы). Эти пылинки/частицы настолько малы, что их средняя тепловая энергия сопоставима с энергией фотонов в видимой и ультрафиолетовой части спектра. В результате, мелкая пыль испытывает значительные флуктуации температуры, что существенно изменяет ее спектр излучения по сравнению с крупной пылью.

Как и любой другой компонент межзвездной среды, пыль эволюционирует. Ее свойства меняются в зависимости от физических условий. Ключевыми процессами эволюции пыли являются ее разрушение, формирование и рост. Наиболее активно эти процессы происходят на поздних фазах звездообразования и в окрестностях уже образовавшихся звезд. Причем, характер эволюции пыли зависит от массы образовавшейся звезды. В протопланетных дисках вокруг звезд малой массы происходит осаждение пыли к экваториальной плоскости диска и столкновительная коагуляция пылинок, ведущие в конечном счете к формированию планетезималей. В областях ионизованного водорода (областях НII) вокруг молодых массивных звезд, в свою очередь, пыль испаряется/разрушается. Разрушение пыли может происходить с образованием более мелких пылинок и ПАУ-частиц.

Таким образом, наблюдения теплового излучения пыли и излучения в линиях молекул их интерпретация становится все более тесно связанными с эволюционными физическими моделями дозвездных и протозвездных объектов. В рамках таких моделей необходимо самосогласованно рассматривать динамическую, химическую и пылевую структуру, а также перенос теплового и молекулярного излучения в газопылевой среде. С их помощью становится возможным не только исследовать роль различных физических процессов в эволюции протозвездного объектов, но и напрямую сравнивать результаты теоретических моделей с наблюдениями. Все это подчеркивает актуальность темы диссертации, в которой преследовались следующие основные цели.

Цели диссертации

1. Разработка и усовершенствование методов расчета переноса излучения на пыли и в линиях молекул, а также методов анализа результатов численного моделирования переноса излучения, оптимальных для исследования дозвездных и протозвездных объектов: ядер молекулярных облаков, протопланетных дисков, а также областей HII вокруг молодых звезд.
2. Разработка методов диагностики тепловой, химической и кинематической структуры протозвездных объектов, т.е. систематическое исследование факторов, определяющих характеристики теплового излучения пыли и профилей линий излучения молекул в условиях, характерных для дозвездных и протозвездных объектов.
3. Изучение индивидуальных дозвездных и протозвездных объектов на базе самосогласованного моделирования их химико-динамической и тепловой эволюции и расчета теоретических профилей линий излучения молекул, спектральных распределений энергии и распределений интенсивности излучения пыли.

Результаты, выносимые на защиту

1. Методы моделирования переноса излучения, адаптированные для расчета профилей линий излучения молекул в дозвездных и протозвездных объектах, а также инструменты анализа результатов такого моделирования.
2. Системный анализ факторов, определяющих наблюдательные проявления протозвездных облаков в линиях молекул, ключевыми из которых являются неоднородное распределение плотности, особенности тепловой и химической структуры и кинематика облака.
3. Методика восстановления параметров дозвездных ядер молекулярных облаков, основанная на синтезе феноменологической модели сжатия с расчетом химической эволюции и карт профилей линий излучения молекул.
4. Результаты изучения дозвездного ядра СВ 17. Это пример одного из самых полных и детальных исследований подобных объектов на базе

химико-динамической модели и количественном сравнении с высоко-качественными наблюдаемыми картами линий излучения молекул.

5. Физически согласованная и одновременно быстрая модель для расчета структуры протопланетного диска, находящегося в гидростатическом и тепловом равновесии.
6. Результаты исследования условий возбуждения молекулярных линий в протопланетных дисках и особенностей спектральных карт дисков, связанных с их сложной тепловой и химической структурой.
7. Открытие врачающегося истечения из протопланетного диска SB 26 с помощью анализа и моделирования спектральных карт в линиях излучения молекул.
8. Физически согласованный метод восстановления распределений плотности и температуры в наблюдаемых протозвездных облаках на основе моделирования распределений интенсивности и использования эвристического алгоритма оптимизации параметров.
9. Объяснение и количественное воспроизведение наблюдательных распределений интенсивности ИК-излучения в областях НII вокруг молодых звезд на примере объекта RCW 120 в рамках самосогласованного химико-динамического моделирования областей НII с детальным расчетом переноса излучения.
10. Сбалансированный по точности и скорости метод расчета тепловой структуры протозвездного облака для химико-динамических моделей. Будучи нестационарной, модель одновременно обладает достаточной точностью для непосредственного сравнения результатов расчетов с наблюдательными данными.

Научная новизна

В работе впервые сделано следующее:

1. Проведен системный анализ условий возбуждения линий излучения молекул и формирования их профилей в дозвездных ядрах молекулярных облаков и протопланетных дисках. Исследована роль неоднородного распределения плотности, особенностей тепловой, химиче-

ской и кинематической структуры данных объектов на их спектральные карты. Данный анализ является не только ценным методическим материалом, но и основой для интерпретации наблюдений.

2. Разработаны методы расчета переноса излучения в линиях молекул, оптимизированные для численного моделирования протозвездных объектов. Новые методы включают в себя алгоритмы ускорения существующих подходов, а также модификации приближенных методов, позволяющие в десятки раз ускорить вычисления при сохранении точности.
3. Разработана химико-динамическая модель эволюции дозвездного ядра, ориентированная на прямое сопоставление теоретических и наблюдаемых спектральных карт. С помощью данной модели изучены основные физические факторы, влияющие на форму профилей, распределение интенсивности и сдвиг линий излучения молекул. На ее основе проведено моделирование дозвездного ядра СВ 17 и восстановление его параметров. Впервые сравнение модели с наблюдениями проведено на таком высоком уровне детализации: учитывались как оптически-тонкие, так и оптически-толстые линии различных молекул и молекул-изотопомеров по направлению на все доступные позиции в спектральных картах.
4. Исследованы спектральные проявления протопланетных дисков в линиях молекул, связанные с их сложной тепловой и химической структурой. Данные особенности приводят к специфической морфологии распределения интенсивности излучения как функции смещения по скорости. Предсказанные морфологические особенности спектральных карт протопланетных дисков независимо подтверждены при наблюдениях на ALMA.
5. Проведен детальный анализ и моделирование спектральных карт в линиях CO(2–1) для протопланетного диска в системе СВ 26. Сделан вывод о наличии у данного диска широкого протяженного истечения, вращающегося в том же направлении, что и диск. Это является одним из первых надежных свидетельств вращения истечений, что имеет важное значение для теории их образования и проблемы перераспределения углового момента.

6. Разработана самосогласованная химико-динамическая модель области НII с детальным расчетом переноса излучения и распределений интенсивности теплового излучения пыли в ИК- и радиодиапазоне. С помощью данной модели, учитывающей стохастический нагрев мелких пылинок, получены теоретические распределения интенсивности излучения, находящиеся в хорошем соответствии с наблюдательными распределениями для туманности RCW 120. Количественное воспроизведение и объяснение наблюдательных распределений ИК- и мм-излучения на базе самосогласованной модели для области НII проведено впервые.
7. Разработан сбалансированный по точности и скорости метод расчета тепловой структуры протозвездного облака, обладающий достаточной точностью для непосредственного сравнения результатов расчетов с современными наблюдательными данными. Впервые в рамках динамической модели протозвездного облака температура газа и пыли не предполагаются одинаковыми, а рассчитываются совместно.

Научная и практическая значимость

Основные результаты опубликованы в авторитетных научных журналах и используются как в нашей стране, так и за рубежом. В частности, разработанные методы расчета переноса излучения используются несколькими международными группами для моделирования излучения молекул и пыли в protoplanетных дисках. Результаты исследования индивидуальных протозвездных объектов — дозвездного ядра СВ 17, protoplanетного диска СВ 26, области ионизованного водорода RCW 120 — существенно расширили наши представления о структуре и наблюдательных проявлениях таких объектов. Предложенные методы исследования protозвездных объектов могут быть использованы для восстановления параметров других индивидуальных источников. Работы по теме диссертации получили международное признание, о чем говорит высокая цитируемость опубликованных статей, выступления автора диссертации на престижных международных конференциях и его периодическая работа в ведущих астрономических институтах в качестве приглашенного ученого.

Личный вклад автора

В большинстве совместных работ роль автора является либо ведущей, либо равной. В список положений, выносимых на защиту, включены лишь те результаты и выводы, в которых вклад автора был основным.

Апробация работы

Результаты диссертации докладывались и обсуждались на семинарах Института астрономии РАН (Москва, Россия), Института астрономии Общества им. Макса Планка (Гейдельберг, Германия), Института теоретической астрофизики (Гейдельберг, Германия), Института теоретической физики и астрофизики (Киль, Германия), Лейденской обсерватории (Лейден, Голландия), Института астрономии им. Коперника (Торунь, Польша) и на следующих конференциях и симпозиумах:

- «Механизмы излучения космических объектов: классика и современность», Санкт-Петербург, Россия, 21–25 сентября 2015;
- «OSSF 2014: The Olympian Symposium on Star Formation», Паралия-Катерини, Греция, 26–30 мая 2014;
- «Protostar and Planets VI», Гейдельберг, Германия, 15–20 июля 2013;
- Семинар памяти Ю.И. Глушкина, ГАИШ, Москва, Россия, 16 сентября 2013;
- IAUS 270: International Astronomical Union Symposium «Computational Star Formation», Барселона, Испания, 31 мая–4 июня 2010;
- Nagoya University International Workshop «Multi-Phase Interstellar Medium and Dynamics of Star Formation», Нагоя, Япония, 28 февраля–2 марта 2010;
- «EPOS: Early Stages of Star Formation 2010», Тегернзее, Германия, 14–18 июня 2010;
- 39-ая студенческая конференция «Физика Космоса», Уральский государственный университет, Коуровка, Россия, 1–5 февраля 2010;
- «Галактические и аккреционные диски», Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия, 21–26 сентября 2009;

- «Cosmic dust and Radiative transfer», Гейдельберг, Германия, 15–17 сентября 2008;
- «From numerical simulations to molecular lines», Тайпей, Тайвань, 7–11 июля 2008;
- «The Molecular Universe: An International Meeting on the Physics and Chemistry of the Interstellar Medium», Аркашон, Франция, 5–8 мая 2008;
- «Molecules in Space and Laboratory», Париж, Франция, 14–18 мая 2007;
- «Звездообразование в Галактике и за ее пределами», Москва, 17–18 апреля 2006.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Общий объем диссертации 270 страниц, включая 88 рисунков, 11 таблиц и список цитируемой литературы из 204 наименований.

Краткое содержание диссертации

В Главе 1 описаны основные уравнения теории переноса излучения в линиях молекул и используемый для их решения универсальный численный метод, разработанный автором в ходе подготовки диссертации. В основе метода лежит алгоритм ускоренных лямбда-итераций с вычислением интенсивности излучения вдоль выделенных направлений. Данный метод хорошо адаптирован для задач любой размерности и используется нами в дальнейшем в качестве базового для моделирования переноса излучения в протозвездных облаках и протопланетных дисках. С помощью данного метода построены диаграммы термализации, наглядно демонстрирующие условия возбуждения линий молекул в протозвездных облаках. Проанализирована проблема нелокальности задачи переноса излучения в линиях молекул и отмечены основной недостаток метода — большие вычислительные затраты в многомерных задачах и необходимость использования ускоренных или приближенных методов. На основе концепции выделения радиативно-связанных областей предложен алгоритм ускорения мето-

да трассировки для расчета средней интенсивности излучения. В условиях сильных регулярных градиентов скорости, в частности, в протопланетных дисках, данный алгоритм позволяет на порядок уменьшить время моделирования. Описаны основные приближенные методы моделирования переноса молекулярного излучения. Предложена модификация приближенного метода больших градиентов скорости для кеплеровских дисков. На примере модели протопланетного диска проиллюстрирована применимость данных методов для расчета переноса излучения в линиях молекулы HCO^+ . Разработана диаграмма формирования профиля линии, центральным элементом которой является спектральная функция вклада. Данная диаграмма является мощным инструментом для анализа результатов моделирования переноса излучения и объяснения формы спектральной линии, полученной в результате моделирования.

Глава 2 посвящена анализу основных факторов, ответственных за формирование линий излучения молекул в protозвездных облаках. На основе модели однородного сферически-симметричного облака проиллюстрировано влияние плотности, температуры газа и лучевой молекулярной концентрации на параметры профиля линии $\text{HCO}^+(3-2)$: максимальную интенсивность, ширину линии и глубину центральной впадины. Данную модель предлагается использовать в методических целях и для предварительной оценки интенсивности и других параметров линий излучения молекул в условиях protозвездных облаков. Для исследования влияния неоднородного распределения плотности и различной кинематической структуры облака на профили линий излучения предложена феноменологическая модель сжатия protозвездного облака. В этой кинематической модели отслеживается движение индивидуальных объемов облака, что позволило органично объединить ее с эволюционной моделью расчета химической структуры. С помощью этой химико-динамической модели рассчитана химическая эволюция protозвездного облака. Продемонстрировано влияние интенсивности фонового ультрафиолетового (УФ) излучения и плотности потока космических лучей на распределение концентрации молекулы HCO^+ . В рамках данной модели исследовано влияние коллапса и вращения облака на форму профилей линий излучения и особенности его спектральных карт. Для каждой из рассмотренных моделей было проведено моделирование переноса излучения и построены диаграммы формирования профилей линий. Разработанный формализм использован для изучения дозвездного

ядра СВ 17. Это пример одного из самых полных и детальных исследований подобных объектов на базе химико-динамической модели и количественного сравнения с высококачественными наблюдаемыми картами линий излучения молекул. Результатами выполненного нами данного исследования является детальное количественное описание химической структуры, физических свойств и эволюционного статуса (т.е. полного описания природы) этого интересного объекта, подтверждаемое воспроизведением наблюдаемых спектральных карт СВ 17 как в оптически тонких, так и в оптически толстых линиях молекул.

В Главе 3 описаны основные этапы моделирования линий излучения молекул в протопланетных дисках: построение физической модели диска, расчет его химической структуры, моделирование переноса излучения и расчет теоретических распределений интенсивности. Предложена двухдиапазонная модель для расчета распределений плотности и температуры в диске, находящемся в гидростатическом и тепловом равновесии. Особенностью данной модели является ее сбалансированность между полнотой описания и скоростью расчета физической структуры диска, что позволяет использовать ее в самых различных приложениях, в том числе для изучения спектральных проявлений протопланетных дисков. Представлены результаты анализа спектральных проявлений протопланетных дисков, связанных с их сложной тепловой и химической структурой, и предсказаны характерные морфологические особенности наблюдаемых спектральных карт. С помощью разработанных нами методик проведено детальное моделирование молекулярного истечения из протозвездного диска в системе СВ 26. Модель истечения СВ 26 включает в себя описание его физической структуры и расчет спектральной карты в линии CO(2–1). По результатам сравнения теоретических спектральных карт с наблюдаемыми картами определены параметры истечения. Фундаментальным результатом данного исследования является вывод о вращении истечения в СВ 26, что имеет важное значение для решения проблемы перераспределения углового момента при образовании звезд.

Глава 4 посвящена моделированию переноса теплового излучения пыли в протозвездных и молодых звездных объектах. Расчет переноса излучения — важный компонент современных самосогласованных моделей окрестностей молодых звезд, в рамках которых можно не только описать физическую структуру данных объектов, но и получить теоретические кар-

ты в радио- и инфракрасном (ИК) диапазоне и сопоставить их с наблюдаемыми картами. Для решения этих задач реализован метод расчета тепловой структуры с учетом стохастического нагрева и излучения мелких пылинок и ПАУ-частиц. В модели учтено, что крупные пылинки имеют разную температуру в зависимости от их размера, а мелкие пылинки имеют флюктуирующую температуру и описываются с помощью функции плотности вероятности для температуры. Разработанный программный комплекс использован для решения двух астрофизических задач. В рамках первой задачи проводится восстановление распределений плотности и температуры в наблюдаемых массивных протозвездных облаках. В основе метода восстановления лежит моделирование распределений интенсивности ИК-излучения и использование эвристического алгоритма оптимизации параметров модели. Метод использован для определения параметров темных инфракрасных облаков IRDC 320 и IRDC 321 по их наблюдениям в радио- и ИК-диапазоне. В рамках этой задачи исследован вопрос о влиянии стохастического нагрева мелких пылинок на распределения интенсивности излучения. Вторая задача посвящена объяснению и воспроизведению наблюдательных распределений интенсивности ИК-излучения в областях НII вокруг молодых звезд. Эта задача решается в рамках самосогласованного химико-динамического моделирования областей НII с детальным расчетом переноса излучения. Для рассчитанных моделей зоны НII проведено моделирование нагрева пыли и получены распределения температуры больших пылинок и распределения плотности вероятности температуры мелких пылинок и ПАУ-частиц. На основе этих результатов построены теоретические спектры излучения и распределения интенсивности излучения пыли в ИК-диапазоне. Разработанная модель применена для анализа наблюдений зоны ионизированного водорода RCW 120, для которой доступны наблюдательные карты, полученные космическими телескопами *Spitzer* и *Herschel*. В RCW 120 распределение инфракрасного излучения имеет типичную для таких объектов морфологию. На длине волны 24 мкм наблюдается свечение всей зоны ионизации водорода с максимумом по направлению на центр облака, где находится массивная звезда. В то же время на длине волны 8 мкм наблюдается яркое кольцо, совпадающее с границей зоны ионизации водорода. Нами показано, что модель без учета разрушения ПАУ-частиц не позволяет воспроизвести наблюдаемое распределение ИК-излучения и предсказывает значительный центральный пик излучения на длине волны

8 мкм. Для объяснения реальной морфологии требуется предположение о разрушении ПАУ-частиц излучением центральной звезды.

В Главе 5 представлена модель для расчета тепловой эволюции протозвездных облаков. В ней температуры пыли и газа рассматриваются раздельно, что позволяет более точно описывать начальные стадии сжатия облаков и исследовать процессы инициализации их сжатия. Ключевой особенностью модели является ее сбалансированность: будучи достаточно быстрой для использования в гидродинамических эволюционных расчетах, она одновременно обладает достаточной точностью для того, чтобы результаты моделирования могли быть непосредственно сопоставлены с наиболее качественными наблюдениями. Такое сопоставление подразумевает расчет теоретических спектральных карт, как правило, чувствительных к деталям тепловой структуры. В качестве приложений модели рассмотрены задачи о сжатии протозвездного облака в сферически-симметричном и аксиально-симметричном приближениях. В ходе решения этих задач показано, что метод расчета тепловой структуры хорошо работает как на ранних, оптически-тонких фазах эволюции облака, так и на стадии формирования непрозрачного ядра. Разработанные методы и соответствующие программные комплексы предлагаются использовать для моделирования и интерпретации наблюдений индивидуальных протозвездных облаков.

В Заключении отмечены направления дальнейшей работы по теме диссертации.

Глава 1. Перенос излучения в линиях молекул в протозвездных облаках и протопланетных дисках

Перенос излучения в линиях атомов и молекул является одной из классических проблем астрофизики. Данная задача исторически возникла в связи с необходимостью объяснить формирование звездных и планетных спектров. В развитие теории переноса излучения внесли большой вклад многие зарубежные и отечественные ученые, в частности, С. Чандraseкар [7], В. В. Соболев [8], В. В. Иванов [9], М. Михалас [10], Г. Райбери [11], Н. А. Сахибуллин [12], Д. И. Нагирнер [13] и многие другие. Результаты, полученные в рамках этой общей теории, могут быть использованы и для переноса излучения в линиях межзвездных молекул, однако моделирование линий излучения молекул имеет свою специфику.

К настоящему времени в мире проведено большое число работ, связанных с наблюдениями, интерпретацией и моделированием линий излучения молекул в дозвездных и протозвездных объектах, см. например, обзоры [14–17]. Эти работы существенно продвинули понимание физических и химических процессов в областях звездообразования. Однако восстановление физической структуры объектов из наблюдений является сложной обратной задачей в связи с ее интегральным, нелинейным характером и большим количеством факторов, влияющих на профили линий. Аналитическое рассмотрение прямой задачи переноса излучения в случаях, приближенных к реальности, крайне ограничено. Хотя в ряде случаев существует возможность описать аналитически формирование оптически-тонких линий, расчет оптически-толстых линий существенно сложнее. Аналитическое рассмотрение чрезвычайно трудно использовать и для решения обратной задачи восстановления физической структуры объекта по его спектрам. Это приводит к необходимости использовать численные методы решения задачи переноса излучения. На данный момент разработаны эффективные численные методы и соответствующие программные комплексы для моделирования переноса излучения в линиях молекул. Их описание можно найти, например, в обзорах [18, 19]. Для предварительного анализа параметров линий излучения молекул доступны также специальные программные ком-

плексы, основанные на приближенных методах решения задачи переноса излучения* [20].

Однако, несмотря на очевидный прогресс в общей теории переноса излучения, численных методах и вычислительной технике, ощущается недостаток эффективных методов моделирования и анализа задачи переноса излучения в приложении к дозвездным и протозвездным объектам. Данная глава посвящена общим вопросам моделирования переноса молекулярного излучения в условиях, характерных для дозвездных и протозвездных объектов. В ней иллюстрируется роль основных физических параметров, влияющих на формирование линий, описаны методы решения уравнений теории переноса излучения, а также представлены эффективные инструменты анализа результатов моделирования. Результаты, описанные в данной главе, представлены в статьях [A1–A3].

1.1. Уравнение переноса излучения и метод его решения

Задачей моделирования переноса излучения в линиях молекул в условиях, характерных для протозвездных облаков и протопланетных дисков, является получение теоретических профилей линий при заданных распределениях плотности, температуры, скорости и других физических параметров. При этом предполагается, что излучение в линиях молекул не влияет на заданные физические условия, в частности, на температуру среды. Несмотря на это, расчет теоретических спектров является сложной самосогласованной задачей в связи с тем, что интенсивность излучения определяется населенностями уровней молекул, которые сами зависят от интенсивности излучения.

Для дозвездных, протозвездных ядер и протопланетных дисков характерны низкая температура среды около 10–20 К. При такой температуре электронные и колебательные переходы большинства молекул заморожены и возможны переходы только между их вращательными энергетическими уровнями. Структура вращательных энергетических уровней конкретной молекулы зависит от количества атомов в молекуле, ее симметрии, ориентации спинов атомов и т.д. [21]. В данной диссертации рассматривается излучение линейных молекул, таких как CO, CS, HCO⁺. Структура вращательных энергетических уровней линейных молекул относительно

* <http://www.sron.rug.nl/~vdtak/radex/radex.php>

проста и описывается моделью простого ротатора. Вращательная энергия такой молекулы $E \approx \frac{\hbar^2}{2I}J(J+1)$, где I — главный момент инерции перпендикулярно оси молекулы, $J = 0, 1, 2, \dots$ — квантовое число, определяющее ее полный момент количества движения.

Возбуждение вращательных уровней происходит в результате столкновения молекулы с другими частицами: молекулами, атомами, электронами (столкновительное возбуждение), или в результате поглощения излучения (радиативное возбуждение). Спонтанные и вынужденные радиативные переходы между вращательными уровнями сопровождаются излучением квантов с энергией $\hbar\nu_{ul} = E_u - E_l$. Однако частота этих квантов не является строго фиксированной: частота излучения распределена около центральной частоты ν_{ul} , т.е. излучение формирует профиль линии. Основными механизмами формирования профиля линий является доплеровское уширение, связанное с тепловым движением молекул, а также макроскопическое движение среды, приводящее к доплеровскому сдвигу центральной частоты излучения. Таким образом, профили линий излучения молекул определяются не только распределениями плотности и температуры среды, но и распределением скорости. Схематически картина переноса излучения в линии молекулы изображена на рис. 1.1.

Для получения теоретических спектров излучения молекул необходимо найти решение системы уравнений, описывающих перенос излучения, см. например, [11, 13]. Данная система включает в себя уравнение переноса излучения:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu, \quad (1.1)$$

где I_ν — спектральная интенсивность излучения, α_ν — коэффициент поглощения, j_ν — коэффициент излучения, s — пространственная координата вдоль выбранного направления. В общем случае совместно с уравнением переноса излучения необходимо рассматривать уравнения баланса для населенностей энергетических уровней:

$$n_u \left[\sum_{l < u} A_{ul} + \sum_{l \neq u} (B_{ul} \bar{J}_{ul} + C_{ul}) \right] = \sum_{l > u} n_l A_{lu} + \sum_{l \neq u} n_l (B_{lu} \bar{J}_{ul} + C_{lu}), \quad (1.2)$$

где n_u — населенности энергетических уровней молекул, A_{ul} , B_{ul} — коэффи-

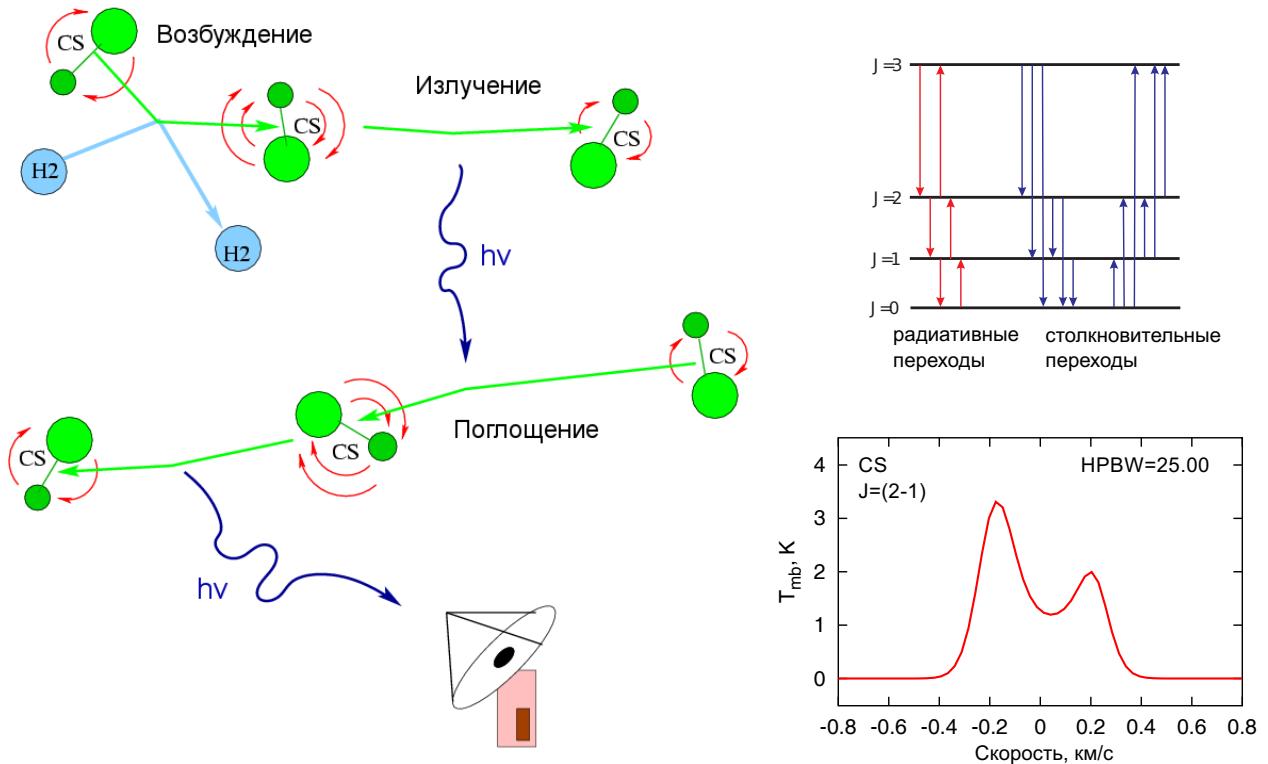


Рис. 1.1. Иллюстрация процессов, приводящих к формированию наблюдаемого излучения. Слева: переход молекулы CS из одного вращательного состояния в другое в результате столкновения с молекулой H₂ (возбуждение), спонтанный радиативный переход молекулы CS на нижний энергетический уровень (излучение), радиативный переход на высший энергетический уровень (поглощение). Кванты, покидающие среду в направлении приемника, формируют профиль линии излучения. Справа сверху: радиативные и столкновительные переходы между вращательными уровнями молекулы. Справа снизу: пример профиля линии излучения.

циенты Эйнштейна, C_{ul} — коэффициенты столкновительного возбуждения, \bar{J}_{ul} — усредненная интенсивность излучения, ul — индексы, определяющие переход $u \rightarrow l$. Уравнения (1.1)–(1.2) записаны в приближении стационарности, поскольку характерные времена установления лучистого равновесия, как правило, существенно меньше характерных времен изменения физических условий в дозвездных и протозвездных объектах. Интенсивность излучения является функцией частоты ν , положения \vec{r} и направления \vec{n} распространения излучения, в то время как населенности уровней зависят только от положения. Уравнения (1.1) и (1.2) связаны между через усредненную интенсивность излучения:

$$\bar{J}_{ul} = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \int_0^\infty I_\nu \phi_{ul}(\nu) d\nu, \quad (1.3)$$

и через коэффициенты излучения и поглощения:

$$j_\nu = \frac{\hbar\nu_{ul}}{4\pi} n_u A_{ul} \phi_{ul}(\nu), \quad (1.4)$$

$$\alpha_\nu = \frac{\hbar\nu_{ul}}{4\pi} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) \phi_{ul}(\nu) \quad (1.5)$$

где $\phi_{ul}(\nu)$ — профиль поглощения. Уравнения (1.4)–(1.5) записаны в т.н. приближении «полного перераспределения по частоте», существенно упрощающем задачу переноса излучения. В этом приближении молекула “забывает” частоту поглощенного фотона в пределах данной линии излучения. При таком предположении профиль поглощения имеет вид:

$$\phi_{ul}(\nu) = \frac{c}{b\nu_{ul}\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{c^2(\nu - \nu_{ul} - \nu_{ul}(\vec{v}\vec{n})/c)^2}{\nu_{ul}^2 b^2}\right), \quad (1.6)$$

где ν_{ul} — центральная частота перехода $u \rightarrow l$, \vec{v} — регулярная скорость, \vec{n} — единичный вектор, определяющий направление распространения фотона, b — параметр, определяющий ширину профиля, c — скорость света. Строгим физическим условием полного перераспределения по частоте является предположение о том, что после поглощения фотона молекула успевает столкнуться с другими частицами и случайным образом изменить свою тепловую скорость перед тем, как выделить поглощенную энергию. Наряду с тепловым уширением линии, зачастую рассматривается так-

же микротурбулентное уширение линии. В приближении максвелловского спектра микротурбулентной скорости данный коэффициент имеет вид

$$b^2 = \sqrt{\frac{2kT_k}{m_{mol}} + V_t^2}, \quad (1.7)$$

где T_k — кинетическая температура, V_t — наиболее вероятное абсолютное значение микротурбулентной скорости.

Коэффициенты C_{ik} зависят от плотности и температуры газа, $\phi_{ul}(\nu)$ — функция температуры, микротурбулентной и регулярной скоростей. Таким образом, входными параметрами моделирования переноса излучения являются: распределение плотности газа, молекулярного содержания, температуры газа, микротурбулентной и регулярной скорости, а также параметры структуры энергетических уровней самой молекулы, коэффициенты Эйнштейна и коэффициенты столкновительного возбуждения уровней.

Система уравнений (1.1)–(1.7) представляет собой систему нелинейных интегро-дифференциальных уравнений, зависящий от нескольких переменных (\vec{r}, \vec{n}, ν). Ее аналитическое решение в условиях сложной геометрии протозвездных объектов и сильных градиентов физических величин представляет большие сложности, поэтому для ее решения используются численные методы. В основе используемого нами общего численного метода решения задачи переноса излучения лежит алгоритм ускоренных А-итераций (ALI — Accelerated Lambda Iterations, [22]). Используемый нами метод состоит из иерархической последовательности связанных друг с другом алгоритмов. Опишем последовательно каждый из них. Расчетная область разбивается на ячейки, в каждой из которых значения величин постоянны, кроме скорости, которая может меняться. Глобальный метод решения заключается в том, что решение системы (1.1)–(1.2) находится итерационным способом, т.е. найденные из уравнений (1.2) населенности уровней используются при решении уравнения (1.1) для определения интенсивности излучения. В свою очередь, усредненная интенсивность излучения на следующем шаге итераций используется для решения системы уравнений баланса. Этот алгоритм широко известен как метод А-итераций.

Усредненная интенсивность излучения \bar{J}_{ul} в каждой ячейке рассчитывается с помощью интегрирования уравнения переноса излучения от границы облака до текущей ячейки вдоль выделенных направлений. Такой подход известен как «метод длинных характеристик» (long characteristics

method), см. например, [23]. Направления выбираются нами с помощью метода Монте Карло. Для этого в каждой ячейке расчетной сетки выбирается некоторый случайный набор точек $\{\vec{r}_i\}$ фиксирования интенсивности. Для каждой точки задается случайное направление \vec{n}_i и случайная частота ν_i (в пределах профиля данной молекулярной линии). Этот набор величин определяет интенсивность входящего в ячейку излучения $I(\vec{r}_i, \vec{n}_i, \nu_i)$. Каждое значение $I(\vec{r}_i, \vec{n}_i, \nu_i)$ находится посредством прямого интегрирования уравнения переноса (1.1) вдоль соответствующего направления. В итоге усредненная интенсивность \bar{J}_{ul} в ячейке рассчитывается усреднением найденных интенсивностей I_i . Набор совокупных параметров $\{\vec{r}_i, \vec{n}_i, \nu_i\}$ для каждой ячейки является случайным, но фиксированным в процессе расчета.

Опишем схему интегрирования уравнения переноса излучения вдоль выделенного i -направления. Весь путь интегрирования делится на интервалы l_1, l_2, \dots с некоторым шагом h_k , меньшим размера ячейки. Значения величин на протяжении интервала считаются постоянными и определяются ячейкой сетки, в которую он попадает, а для скорости — также и пространственной координатой интервала. Интегрирование ведется в направлении *от точки фиксирования интенсивности в рассматриваемой ячейке к границе облака* по следующим рекуррентным соотношениям:

$$\begin{aligned} I^{(1)} &= S_1 (1 - e^{-\Delta\tau_1}), \\ I^{(2)} &= I^{(1)} + S_2 (1 - e^{-\Delta\tau_2}) e^{-\Delta\tau_1}, \\ I^{(3)} &= I^{(2)} + S_3 (1 - e^{-\Delta\tau_3}) e^{-(\Delta\tau_1+\Delta\tau_2)}, \\ &\dots \\ I &= I^{(N-1)} + S_N (1 - e^{-\Delta\tau_N}) e^{-\tau} + I_{bg} e^{-\tau}, \end{aligned}$$

где I — искомая интенсивность излучения, $I^{(k)}$ — интенсивность излучения при учете ближайших k интервалов, $S_k = j_\nu / \alpha_\nu$ — функция источников для k -го интервала, $\Delta\tau_k = \alpha_\nu h_k$ — оптическая толщина k -го интервала, $\tau = \sum_{k=1}^{N-1} \Delta\tau_k$ — оптическая толщина от текущей ячейки до граничной ячейки облака, I_{bg} — интенсивность облучающего облако фонового излучения. Описанная процедура интегрирования (1.1) является достаточно удобной при расчете в криволинейных системах координат и простой в реализации. Шаг интегрирования h_k , как и разбиение расчетной области на ячейки, в идеальном случае должны выбираться на основе анализа характерного

масштаба изменения физических параметров и оптической толщины линий. Так, разбиение на ячейки в итоге должно хорошо отслеживать градиенты температуры возбуждения переходов, а шаг интегрирования разрешать градиенты скорости и адаптивно подстраиваться под размеры ячейки. Однако температура возбуждения сама является решением задачи переноса излучения. Таким образом, построение общего критерия разбиения сетки и выбора шага интегрирования — отдельная, сложная задача. На практике удобно пользоваться эмпирическим выбором сетки и шага интегрирования, проверяя корректность получаемых результатов с помощью расчетов на сетках с альтернативным разбиением. В наших расчетах шаг интегрирования h_k выбирается в зависимости от размеров ячейки, до которой дошел процесс интегрирования и составляет, как правило, $1/10$ размера текущей ячейки. Это значение позволяет отслеживать градиенты скорости в пределах одной ячейки и относительно непрерывно переходить с ячейки на ячейку при интегрировании.

Для ускорения сходимости Л-итераций используется специальный метод. Этот метод основан на том, что излучение, приходящее в ячейку, можно разделить на внешнее и внутреннее, генерируемое ею самой, т.е. $J = J_{\text{in}} + J_{\text{ext}}$. В результате такого разделения для каждой ячейки вводится дополнительный итерационный процесс согласования населенностей уровней n_k и внутреннего поля излучения J_{in} : каждое вновь определенное значение J_{in} изменяет полную интенсивность J , которая используется при решении системы уравнений баланса (1.2). Определенные в результате решения (1.2) населенности уровней в свою очередь приводят к поправке J_{in} . По окончании сходимости этой локальной процедуры продолжается глобальный итерационный процесс по всей сетке. Таким образом, полная процедура итераций может быть представлена в виде схемы:

- начало глобальных итераций (по k) для всей сетки
 - $n^{(k)} \rightarrow$ интегрирование уравнения переноса $\rightarrow J_{ext}^{(k+1)}$
 - начало локального итерационного процесса (по m) для ячейки
 - $n^{[m]} \rightarrow J_{in}^{[m]} \rightarrow J^{[m]} = J_{ext}^{(k+1)} + J_{in}^{[m]}$
 - $J^{[m]} \rightarrow$ решение уравнений баланса $\rightarrow n^{[m+1]}$
 - завершение локальных итераций, $n^{(k+1)} = n^{[m+1]}$
- завершение глобальных итераций

Система линейных уравнений баланса (1.2) решается стандартным методом LU-разложения. Итерации продолжаются до тех пор, пока населенности уровней в каждой ячейке, полученные в двух последних итерациях, не будут отличаться менее чем на величину $\epsilon = 10^{-3}$.

После того, как решение (1.1)–(1.2) найдено, применяется метод оценки погрешности, связанной с Монте-Карло вычислением средней интенсивности излучения. Для этого выбирается альтернативный случайный набор $\{\vec{r}_j, \vec{n}_j, \nu_j\}$ для каждой ячейки и снова запускается задача расчета переноса. Максимальная ошибка в уровнях населенностей определяется, таким образом, разностью полученных в двух расчетах решениях. При необходимости получения статистической информации о погрешности Монте-Карло моделирования существует возможность проведения дополнительных расчетов с различными наборами $\{\vec{r}_i, \vec{n}_i, \nu_i\}$.

Описанный выше метод решения является достаточно универсальным и может быть применен для задач любой размерности и в различных системах координат. Базовые идеи этого метода были описаны в работе [24], где он представлен как «Accelerated Monte-Carlo» (ускоренный метод Монте-Карло), и в работе [25] под названием «модифицированный метод Монте-Карло». Данный метод реализован автором диссертации в виде двумерного численного кода «URAN», ориентированного на расчет переноса излучения в задачах с аксиальной симметрией. Данный код использует сферическую систему координат, что дает ему также возможность легко переключаться на одномерные сферически-симметричные задачи.

Для построения теоретических спектров излучения по рассчитанным с помощью кода «URAN» самосогласованным населенностям уровней использована разработанная нами программа «URANIA». Данная программа

позволяет строить спектры излучения в формате, согласованном с характеристиками наблюдательных спектров. В частности, с ее помощью осуществляется конволюция теоретических спектральных карт с диаграммой направленности телескопа. Кроме того, эта программа используется для анализа результатов моделирования, например, для визуализации распределений температуры возбуждения. Отметим здесь, что интенсивность излучения молекул в радиоастрономии принято выражать в терминах радиативной температуры T_R :

$$T_R = \frac{c^2}{2k\nu^2} (I_\nu - I_\nu^{\text{bg}}), \quad (1.8)$$

где I_ν^{bg} — интенсивность фонового излучения. При этом зависимость T_R от частоты излучения удобно выражать в единицах смещения по скорости V , определяемой из эффекта Доплера:

$$\nu = \nu_{ul} \left(1 + \frac{V}{c} \right), \quad (1.9)$$

где ν_{ul} — частота центра линии. Такое представление позволяет интерпретировать форму профиля линии излучения в соответствии с характерными тепловыми, турбулентными и регулярными скоростями в среде. В дальнейшем мы также будем выражать интенсивность излучения в единицах $T_R(V)$. Отметим, однако, что определенная таким образом температура излучения в общем случае не равна температуре излучающей среды.

Разделение расчета теоретических спектров на два этапа, непосредственно моделирование переноса излучения и процедуру их построения, является удобным способом организации вычислений. Программный комплекс «URAN(IA)» = «URAN»+«URANIA» был тщательно протестирован нами на ряде одномерных и двумерных тестов. В одномерном режиме он полностью прошел тесты, сформулированные по итогам работы конференции 1999 г. по переносу молекулярного излучения в Лейденском университете [19] (<http://www.strw.leidenuniv.nl/~radtrans>). Для тестирования кода в двумерном режиме мы использовали простые задачи, результаты расчета которых теоретически предсказуемы (твердотельно-вращающееся облако, эллипсоидальное облако и т.д.). Также совместно с М. Хогерхейде (M. Hogerheijde), разработчиком известного двумерного кода RATRAN [24], было проведено сравнение результатов, полученных обоими кодами для мо-

дели аккреционного диска. Сравнение показало тождественность результатов в пределах допустимой погрешности.

Описанный выше метод используется нами в качестве базового метода при моделировании переноса излучения линий молекул в дозвездных и протозвездных объектах. При корректном выборе параметров он обеспечивает решение, близкое к точному в пределах задаваемой погрешности. В дальнейшем мы также обсудим модификации данного метода, а также приближенные методы, позволяющие существенно повысить скорость расчета.

1.2. Возбуждение энергетических уровней молекул и диаграмма термализации

В условиях, характерных для дозвездных и протозвездных объектов, основными механизмами возбуждения вращательных уровней молекул являются тепловой (столкновение молекулы с другими частицами в результате тепловых движений) и радиативный (поглощение излучения). Эффективность первого механизма зависит от плотности и температуры среды, в то время как второй механизм определяется интенсивностью собственного и фонового излучения. Для описания населеностей энергетических уровней удобно использовать температуру возбуждения. Температура возбуждения T_{ex} для перехода $u \rightarrow l$ определяется из выражения:

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp\left(-\frac{E_u - E_l}{kT_{\text{ex}}}\right), \quad (1.10)$$

где n_u и n_l — населенности верхнего и нижнего уровней, E_u и E_l — энергии уровней, g_u и g_l — их статистические веса. Удобство использования температуры возбуждения связано с тем, что функцию источников $S_\nu = j_\nu/\alpha_\nu$, определяющую формальное решение уравнения переноса излучения, можно представить в виде $S_\nu = B_\nu(T_{\text{ex}})$.

Продемонстрируем механизмы возбуждения для молекул CO и HCO⁺. Для этого рассмотрим модель однородного облака, прозрачного к собственному излучению (т.е. имеющего оптическую толщину $\tau \ll 1$) с концентрацией водорода $n(\text{H}_2)$ и кинетической температурой T_{kin} , которое облучается фоновым изотропным планковским излучением с температурой T_{bg} . Покажем, как зависит температура возбуждения уровней моле-

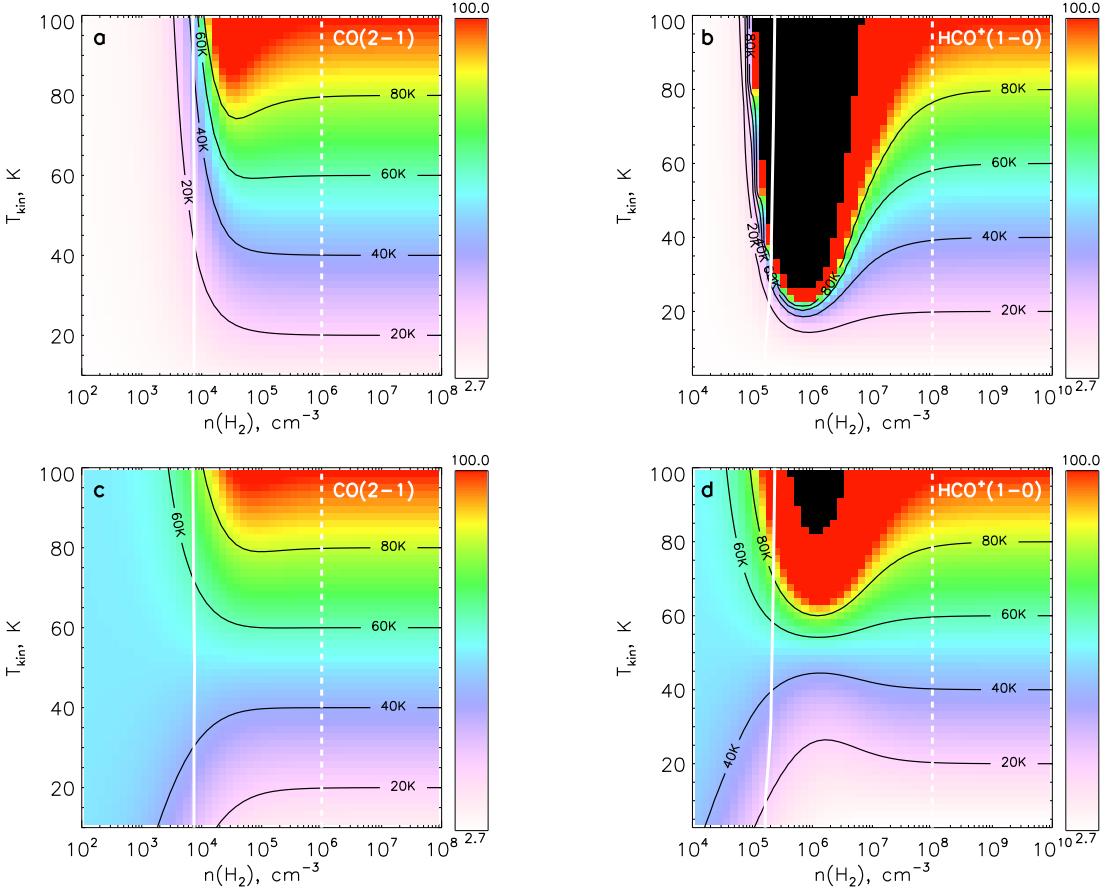


Рис. 1.2. Температура возбуждения линий в оптически-тонком облаке как функция концентрации водорода $n(\text{H}_2)$ и кинетической температуры газа T_{kin} . Левые панели: для линии CO(2–1). Правые панели: для линии HCO⁺(1–0). Верхние панели: для температуры внешнего излучения $T_{\text{bg}} = 2.73$ К. Нижние панели: для температуры внешнего излучения $T_{\text{bg}} = 50$ К. Цветовая шкала для температуры возбуждения T_{ex} соответствует также вертикальной шкале для кинетической температуры газа T_{kin} . Вертикальной сплошной линии соответствует значение критической плотности, штриховой линии — плотности термализации.

кул CO(2–1) and HCO⁺(1–0) от концентрации и температуры водорода, при этом рассмотрим два случая, когда $T_{\text{bg}} = 2.73$ К (реликтовый фон) и $T_{\text{bg}} = 50$ К (теплая подсветка). Соответствующие распределения приведены на рис. 1.2.

Видно, что каждое из четырех распределений можно разделить на три области. В левой области карты, где концентрация водорода меньше, чем т.н. «критическая плотность», n_{cr} :

$$n_{\text{cr}} = \frac{A_{ul}}{\sum_{i < u} c_{ui}}, \quad (1.11)$$

столкновения не эффективны для возбуждения молекул и температура возбуждения перехода определяется внешним излучением. В уравнении (1.11) A_{ul} — коэффициент Эйнштейна, c_{ui} — коэффициенты столкновительного возбуждения, нормированные на концентрацию водорода: $C_{ui} = c_{ui} \times n(\text{H}_2)$, а сумма берется по всем переходам с текущего уровня u на нижние уровни. На рис. 1.2 значения n_{cr} соответствуют вертикальным сплошным линиям. В докритической области $T_{\text{ex}} \approx T_{\text{bg}}$, т.е. температура возбуждения не зависит от кинетической температуры газа. Отметим, что значение критической плотности зависит не только от конкретной молекулы, но и от конкретного перехода. Как правило, n_{cr} растет для более высоких переходов. В рассмотренном случае $n_{\text{cr}} \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$ для CO(2–1) и $n_{\text{cr}} \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ для HCO⁺(1–0).

Если плотность среды существенно выше критической плотности (области справа на распределениях рис. 1.2), то возбуждение молекул определяется столкновениями, т.е. уровни становятся «термализованными». При этом $T_{\text{ex}} \approx T_{\text{kin}}$. Для более четкого выделения этой области можно эмпирически ввести плотность термализации n_{th} , выше которой температура возбуждения становится близкой к кинетической температуре. На рис. 1.2 значения n_{th} показаны белой штриховой линией.

При промежуточных плотностях, т.е. при $n_{\text{cr}} < n(\text{H}_2) < n_{\text{th}}$, возбуждение молекул определяется как столкновительными так и радиативными процессами. В общем случае при данных плотностях T_{ex} не равна ни T_{kin} , ни T_{bg} . Температура возбуждения может быть даже отрицательна, что является следствием специфического соотношения между коэффициентами Эйнштейна и столкновительными коэффициентами. На рис. 1.2 области с отрицательными температурами возбуждения показаны черным цветом.

Данные диаграммы позволяют сделать вывод, что задачу расчета переноса излучения можно существенно упростить в областях, где плотность среды выше плотности термализации. В соответствующих ячейках нет необходимости в определении средней интенсивности излучения и в решении системы баланса населенностей уровней (1.2). Вместо этого можно использовать приближение локального термодинамического равновесия (ЛТР), т.е. полагать $T_{\text{ex}} = T_{\text{kin}}$. Данный поход позволяет существенно ускорить расчет переноса излучения для плотных протозвездных облаков и протопланетных дисков.

Отметим однако, что условия, соответствующие промежуточным

плотностям, являются типичными для протозвездных объектов. Поэтому для расчета температуры возбуждения линий молекул при плотностях, меньших плотности термализации, необходимо иметь дело с решением полной системы уравнений (1.1)–(1.2).

1.3. Нелокальность задачи переноса излучения и карта связанных областей

Одной из ключевых особенностей задачи переноса излучения является ее нелокальность. В общем случае каждый элементарный объем рассматриваемой среды посредством излучения может влиять на физические условия в любом другом объеме. В контексте задачи переноса излучения в линиях молекул это означает, что средняя интенсивность в каждой ячейке определяется всеми остальными ячейками. Метод длинных характеристик, используемый для вычисления средней интенсивности излучения, является одним из самых точных методов. Однако его непосредственная реализация в многомерных задачах приводит к большому времени вычислений. Например, расчет населенностей уровней молекул с помощью базового метода кода «URAN» в модели протопланетного диска на сетке 50×150 ячеек с 1000 лучами для каждой ячейки занимает 5 дней на персональном компьютере с процессором Pentium Xenon 2.4 ГГц.

Однако в определенных условиях метод длинных характеристик можно существенно ускорить. Это можно сделать в случае наличия в среде регулярных градиентов скорости. При больших отличиях в лучевой скорости между элементами среды возникает большой доплеровский сдвиг частоты между профилем излучения одного элемента и профилем поглощения другого элемента, в результате чего данные элементы перестают взаимодействовать друг с другом посредством прямого излучения. Рассмотрим в качестве примера сферически-симметричное облако, расширяющееся или сжимающееся по хабловскому закону $V_r = Hr$, см. рис. 1.3 (левая панель). Выделим в облаке некоторый элементарный объем «A» (белый кружок) и черным цветом выделим те области, для которых смещение лучевой скорости относительно элемента «A» не превышает тепловую ширину линии. Это означает, что испущенное элементом «A» излучение может поглотиться только областями, показанными черным цветом. Это также означает, что элемент «A» может поглотить излучение только от отмеченных чер-

ным цветом областей. Таким образом, можно сказать, что элемент «A» радиативно связан с отмеченной областью. Следовательно при интегрировании уравнения переноса для ячейки «A» вдоль выделенных направлений нет необходимости учитывать области, показанные серым цветом. Для хаббловского распределения скорости $V_r = Hr$ связанная область имеет форму шара, размер которого уменьшается при увеличении H . Этот факт лежит в основе известного приближенного метода больших градиентов скорости, предложенного Соболевым [26]. При больших градиентах скорости в хаббловском распределении скорости размер связанной области приближается к размеру элемента «A» и задачу переноса излучения можно рассматривать как локальную. Однако форма связанной области существенно зависит от закона распределения регулярной скорости. Рассмотрим экваториальное сечение кеплеровского диска, в котором азимутальная скорость $V_\varphi \propto R^{-1/2}$, и выделим в нем некоторый элементарный объем «A», см. рис. 1.3 (правая панель). На рисунке черным цветом отмечены те области, для которых смещение лучевой скорости относительно элемента «A» не превышает тепловую ширину линии. В отличие от предыдущего случая связанная область имеет более сложную форму. При увеличении скорости вращения диска объем связанной области уменьшается, однако он не стремится к элементу «A». Таким образом, задача переноса молекулярного излучения в протопланетном диске не может быть строго сведена к локальной. Тем не менее, диаграмму связанных областей можно использовать для построения более быстрого метода расчета. Отметим, что «диаграммы связанных областей» аналогичны по смыслу «картам сопутствующих точек», рассмотренных в работе [27], где также изучался вопрос о переносе линейчатого излучения в движущейся среде.

Анализ данных диаграмм позволяет сформулировать следующий алгоритм ускорения метода лямбда-итераций. На первой итерации при интегрировании уравнении переноса излучения вдоль выделенных направлений проводится идентификация связанных областей для каждой ячейки. Таким образом, лучи, выходящие из текущей ячейки, разделяются на последовательность отрезков, лежащих в связанных областях. На следующих итерациях уравнение переноса решается только вдоль найденных отрезков. На рис. 1.3 такие отрезки выделены жирными белыми линиями. При сильных регулярных градиентах скорости в моделируемом объекте данный алгоритм позволяет существенно уменьшить время расчета. Так, выигрыш во

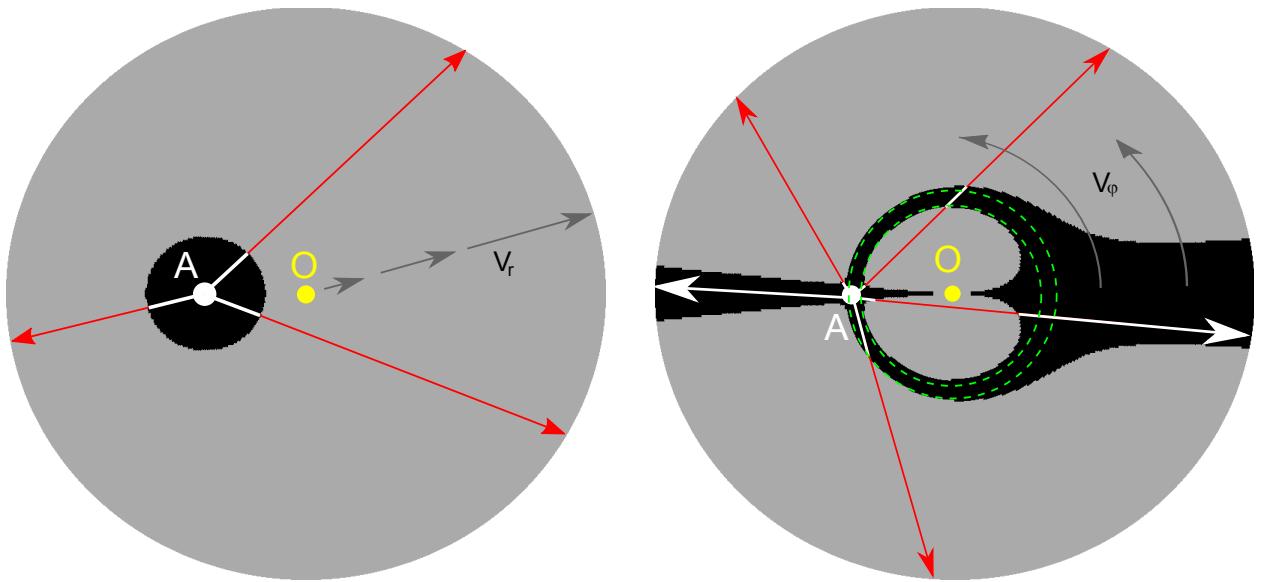


Рис. 1.3. Карты связанных областей для облака, расширяющегося по хабловскому закону (левая панель), и для кеплеровского диска (правая панель). Элементарные объемы, для которых построены карты, отмечены белым кружком и символом « A ». Для облака показано меридиональное сечение через элемент « A ». Для кеплеровского диска изображена экваториальная плоскость. Центры облака и диска отмечены желтыми кружками и символами « O ». Серые линии иллюстрируют распределение скорости. Лучи соответствуют выделенным направлениям, вдоль которых интегрируется уравнение переноса излучения. Черным цветом показаны области, радиативно связанные с элементарным объемом « A ». Радиативная связь означает, что излучение, испущенное элементарным объемом A , может поглотиться только областями, отмеченными черным цветом.

времени для протопланетного диска составляет до десяти раз по сравнению с базовым алгоритмом. Выделение связанных областей можно проводить аналитически в случаях, если распределение регулярной скорости дается простыми аналитическими законами. В этом случае алгоритм решения становится еще быстрее. Описанный выше метод выделения связанных областей был представлен нами в работе [A2], где показана его эффективность для моделирования излучения протопланетных дисков.

1.4. Приближенные методы моделирования переноса излучения

Использование точных методов при моделировании переноса излучения зачастую приводит к большому времени вычислений, особенно в многомерных задачах. Оптимизация данных методов и использование специализированных алгоритмов ускорения, таких как алгоритм ускоренных лямбда-итераций, выделение термализованных ячеек, отождествление радиативно-связанных областей и др., существенно смягчает проблему. Однако, время расчета для ряда задач остается неприемлемо большим. В частности, это справедливо для задач, связанных с поиском оптимальных параметров, где необходимо рассчитывать большое количество моделей и сравнивать их с наблюдениями. В связи с этим до сих пор актуальным является разработка и использование быстрых, но приемлемых по точности приближенных методов моделирования переноса излучения. В работе [A2] нами проведен анализ приближенных методов для моделирования переноса молекулярного излучения в условиях протопланетных дисков. Следуя данной работе, кратко опишем и сравним рассмотренные в ней приближенные методы.

1.4.1. Приближение локального термодинамического равновесия

В приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР) температура возбуждения всех переходов принимается равной кинетической температуре газа, т.е. функция источников определяется функцией Планка $S = B_\nu(T_{\text{kin}})$, а населенности уровней — распределением Больцмана. Можно ожидать, что данное приближение будет правильно описывать возбуждение уровней, если молекулы находятся в областях высокой плотности $n > n_{\text{th}}$.

1.4.2. Оптически-тонкое приближение

В данном приближении считается, что среда прозрачна к собственному излучению. Населенности уровней находятся из решения системы уравнений баланса (1.2), в которой средняя интенсивность излучения определяется фоновым излучением $J = J_{bg}$. Оптически-тонкое приближение сводит задачу нахождения температуры возбуждения к локальной. Температура возбуждения в этом случае является функцией физических параметров внутри рассматриваемой ячейки и внешнего поля излучения. Зависимость T_{ex} от параметров среды и поля излучения в оптически-тонком приближении была продемонстрирована на рис. 1.2.

1.4.3. Двухлучевое приближение

В данном приближении средняя интенсивность излучения аппроксируется как среднее по двум интенсивностям излучения, вычисленным строго в вертикальном направлении диска (вверх и вниз). Для реализации данного метода можно использовать базовый алгоритм ускоренных лямбда-итераций, в котором для нахождения средней интенсивности излучения в каждой ячейке используется только два луча.

1.4.4. Приближение вертикального выхода излучения

Данный метод является упрощением предыдущего. Здесь также предполагается, что излучение может покидать каждую ячейку диска только в вертикальном направлении. Однако, при этом принимается, что покинувшее ячейку излучение не влияет на другие ячейки. Вероятность выхода излучения из ячейки дается формулой:

$$\beta = \frac{1 - \exp(-\tau)}{\tau}, \quad (1.12)$$

где τ — оптическая толщина, отсчитываемая от центра текущей ячейки до поверхности диска в центральной частоте линии. Оптическая толщина вычисляется с использованием условий возбуждения в текущей ячейке и поверхностной плотности от текущей ячейки до верхней границы диска. В данном подходе средняя интенсивность излучения в каждой ячейке

определяется выражением:

$$J = (1 - \beta)S + \beta J_{\text{bg}}, \quad (1.13)$$

где $S = j_\nu / \alpha_\nu$ — функция источников, J_{bg} — средняя интенсивность фона-вого излучения. Данный метод принадлежит к классу методов, известных как «escape probability methods», см. например, [18], которые являются по своей сути локальными, т.е. условия возбуждения молекул в каждой ячейке определяются физическими условиями в самой ячейке. Будучи локальным, описанный метод является очень быстрым. Очевидно, что оптически-тонкое приближение является частным случаем приближения вертикаль-ного выхода излучения при $\beta = 1$.

1.4.5. Приближение больших градиентов скорости

Основным предположением описанного выше метода вертикального выхода излучения является положение о том, что фотоны не могут покинуть ячейку в горизонтальном направлении. Другими словами, предполагается, что оптическая толщина в горизонтальном направлении существенно больше, чем в вертикальном направлении. Однако из диаграммы связанных областей для экваториальной плоскости, см. рис. 1.3, видно, что длина пути поглощения фотонов в поперечном направлении сравнительно невелика по сравнению с размерами диска из-за большого градиента лучевой скорости. Действительно, характерные тепловые и микротурбулентные скорости в протопланетных дисках 0.2 км/с малы по сравнению с кеплеровской скоростью вращения 2 км/с на расстоянии 200 а.е. от звезды солнечной массы. В основе предложенного нами метода лежит тезис о том, что фотоны преимущественно покидают ячейку не в вертикальном, а в горизонтальном направлении. Из карты связанных областей для элемента «A» (рис. 1.3) видно, что одной из основных морфологических особенностей является кольцо, внутри которого лежит элемент «A» (на рисунке кольцо выделено зелеными штриховыми линиями). Это дает возможность создать локальный метод для аксиально-симметричных задач, основанный на формализме вероятности выхода излучения.

Вычислим вероятность выхода фотона β из элемента «A» в гори-зонтальной плоскости. Отметим, что в направлении вдоль радиус-вектора выход излучения затруднен, поскольку в данном направлении отсутствует

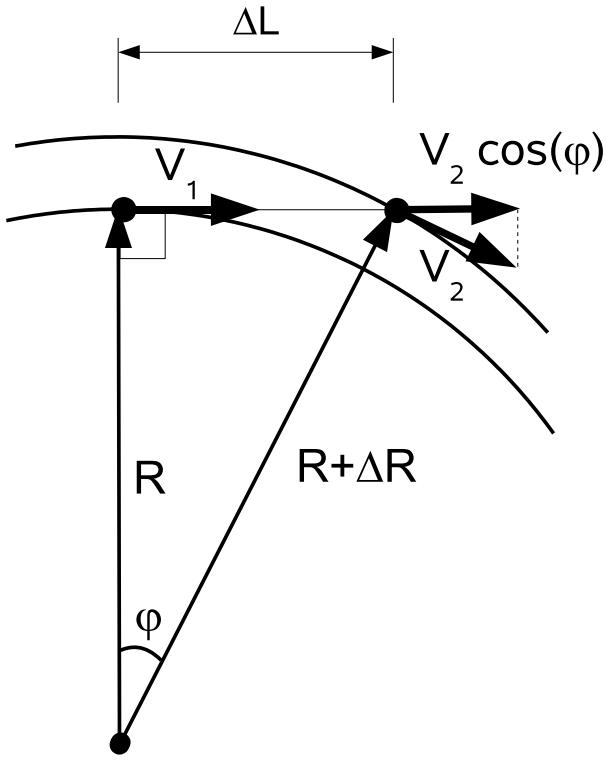


Рис. 1.4. Схема вычисления длины выхода фотона из протопланетного диска.

градиент скорости. Поэтому примем, что характерная длина выхода фотона ΔL равна длине отрезка, перпендикулярного радиус-вектору, лежащего в пределах кольца связанный области, см. рис. 1.4. Выразим длину выхода через локальную ширину линии и кеплеровскую скорость. По определению связанный области сдвиг по лучевой скорости вдоль ΔL равен локальной ширине линии δV :

$$\delta V = |V_2 \cos \varphi - V_1|, \quad (1.14)$$

где V_1 и V_2 — модули кеплеровской скорости на расстояниях R и $R + \Delta R$ соответственно, φ — угол между соответствующими векторами скорости, ΔR — ширина кольца связанный области. Используя разложение в ряд Тейлора для кеплеровской скорости, получаем $V_2 \approx V_1 \left(1 - \frac{\Delta R}{2R}\right)$. Из рассмотрения прямоугольного треугольника получаем $\cos \varphi = R/(R + \Delta R)$. При подстановке последних двух выражений в уравнение (1.14) получаем:

$$\frac{\Delta R}{R} \approx \frac{2 \delta V}{3 V_1}. \quad (1.15)$$

Из рис. 1.4 видно, что ΔL можно выразить через ΔR и R следующим

образом: $\Delta R/\Delta L = \Delta L/R$. С учетом этого получаем:

$$\Delta L \approx R \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\delta V}{V}}. \quad (1.16)$$

Отметим, что $\Delta L \propto R^{5/4}$ для постоянного значения δV , т.е. растет с радиусом аналогично высоте диска $H \propto R^{5/4}$, температура которого $T \propto R^{-1/2}$.

Соответствующая длине ΔL оптическая толщина $\tau = \alpha \Delta L$ используется для вычисления коэффициента выхода излучения β по формуле (1.12). Населенности уровней находятся путем решения системы уравнений баланса (1.2), в которых средняя интенсивность излучения дается выражением (1.13). Описанный здесь метод является модификацией метода больших градиентов скоростей для кеплеровских дисков. Будучи локальным, данный метод по быстроте сопоставим с приближением ЛТР, оптически тонким приближением и методом вертикального выхода излучения. Характерное время расчета одной модели не превышает нескольких секунд.

1.4.6. Сравнение приближенных методов для модели протопланетного диска

Анализ применимости описанных выше приближенных методов для моделирования переноса молекулярного излучения в протопланетных дисках представлен нами в работе [A2]. Данный анализ проведен для основных молекул и переходов, используемых в наблюдениях протопланетных дисков с учетом того, что диски могут иметь сложную химическую структуру. Проиллюстрируем насколько хорошо приближенные методы согласуются с результатами моделирования переноса излучения, полученными с помощью точного метода.

Рассмотрим в качестве примера излучение HCO^+ в линиях $J=1-0$, $J=4-3$ и $J=7-6$, причем относительное содержание молекул HCO^+ будем считать постоянным и равным 10^{-8} по отношению к концентрации водорода. Распределения плотности и температуры возьмем из модели гидростатического в вертикальном направлении диска, тепловая структура которого контролируется излучением звезды. Параметры модели соответствуют протопланетному диску у звезды DM Тай. Данная физическая модель детально описана в главе 3. В качестве эталонного метода будем использовать метод ускоренных лямбда-итераций с выделением связанных обла-

стей. Полученные распределения температуры возбуждения для обозначенных переходов представлены на рис. 1.5. Отметим, что распределение T_{ex} , полученное методом ЛТР, по определению эквивалентно распределению кинетической температуры газа T_{kin} . В то же время, распределения T_{ex} , рассчитанные остальными методами, отличаются от распределения T_{kin} , что говорит о не-ЛТР условиях возбуждения линий. Наибольшие отличия от ЛТР наблюдаются в верхних слоях диска, где плотность водорода ниже плотности термализации. Специфической особенностью результатов не-ЛТР расчетов является область с отрицательной температурой возбуждения для перехода $J=1-0$ (данная область на рис. 1.5 выделена черным цветом).

Для количественной оценки отличий между температурами возбуждения T_{ex} и $T_{\text{ex}}^{\text{ART}}$, полученными приближенным и эталонным методами соответственно, введем величину:

$$\epsilon = \frac{T_{\text{ex}} - T_{\text{ex}}^{\text{ART}}}{|T_{\text{ex}}| + |T_{\text{ex}}^{\text{ART}}|}. \quad (1.17)$$

Будем считать, что результаты согласуются хорошо при $|\epsilon| < 0.1$, посредственno — при $0.1 < |\epsilon| < 0.2$, плохо при $|\epsilon| > 0.2$. Значениям $\epsilon = 0.1$ и $\epsilon = 0.2$ соответствуют относительные разности температур 20% и 35% соответственно. На рис. 1.6 представлены распределения ϵ для рассмотренных приближенных методов. Зеленый цвет соответствует хорошей точности метода. Красный и синий цвета свидетельствуют о переоценке и недооценке температуры возбуждения соответственно. Для оценки глобальной точности вычисления T_{ex} в верхнем углу каждого распределения приведено значение Y , являющееся результатом усреднения $|\epsilon|$ по всему диску с весовыми коэффициентами, пропорциональными плотности в соответствующих ячейках.

Опишем полученные распределения. Метод ЛТР (LTE) неплохо воспроизводит температуру возбуждения для $J=1-0$, однако существенно переоценивает T_{ex} для более высоких переходов в верхних слоях диска. Для оптически-тонкого приближения (FEP), напротив, наибольшая погрешность наблюдается для нижнего перехода, где метод существенно переоценивает протяженность области отрицательной температуры возбуждения. Наименьшее отклонение от точного метода показывает двухлучевое приближение (VOR). Методы вертикального выхода излучения (VEP) и

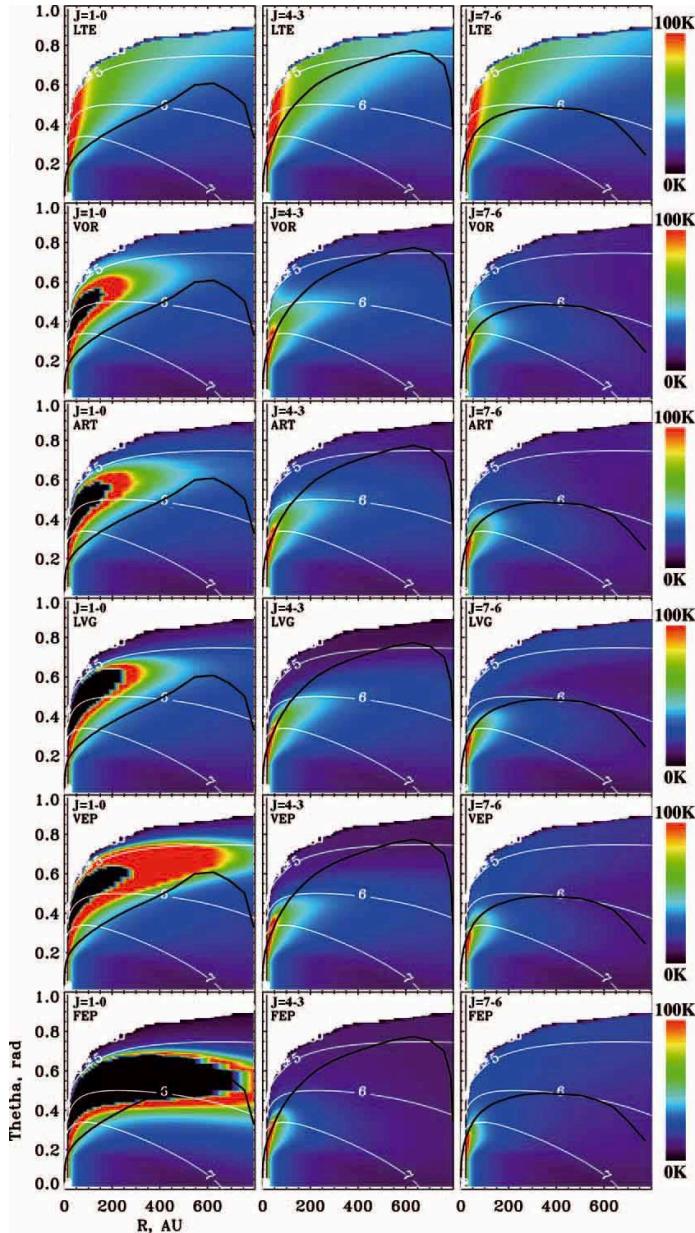


Рис. 1.5. Распределения температуры возбуждения T_{ex} в линиях HCO^+ $J=1-0$, $J=4-3$, $J=7-6$ для модели протопланетного диска DM Tau, полученные различными методами. По горизонтальной оси отложен модуль радиус-вектора R , по вертикальной — угол Θ между радиусом-вектором ячейки и экваториальной плоскостью диска. Черные области соответствуют отрицательным значениям T_{ex} . Белые контуры отражают распределение концентрации водорода. Черная линия соответствует единичной оптической толщине, отсчитываемой от верхней границы диска, в центре соответствующей линии в вертикальном направлении. Обозначения методов: LTE — приближение локального термодинамического равновесия, VOR — двухлучевое приближение, VEP — приближение вертикального выхода излучения, LVG — метод больших градиентов скорости, FEP — оптически-тонкое приближение, ART — метод ускоренных лямбда-итераций с выделением связанных областей.

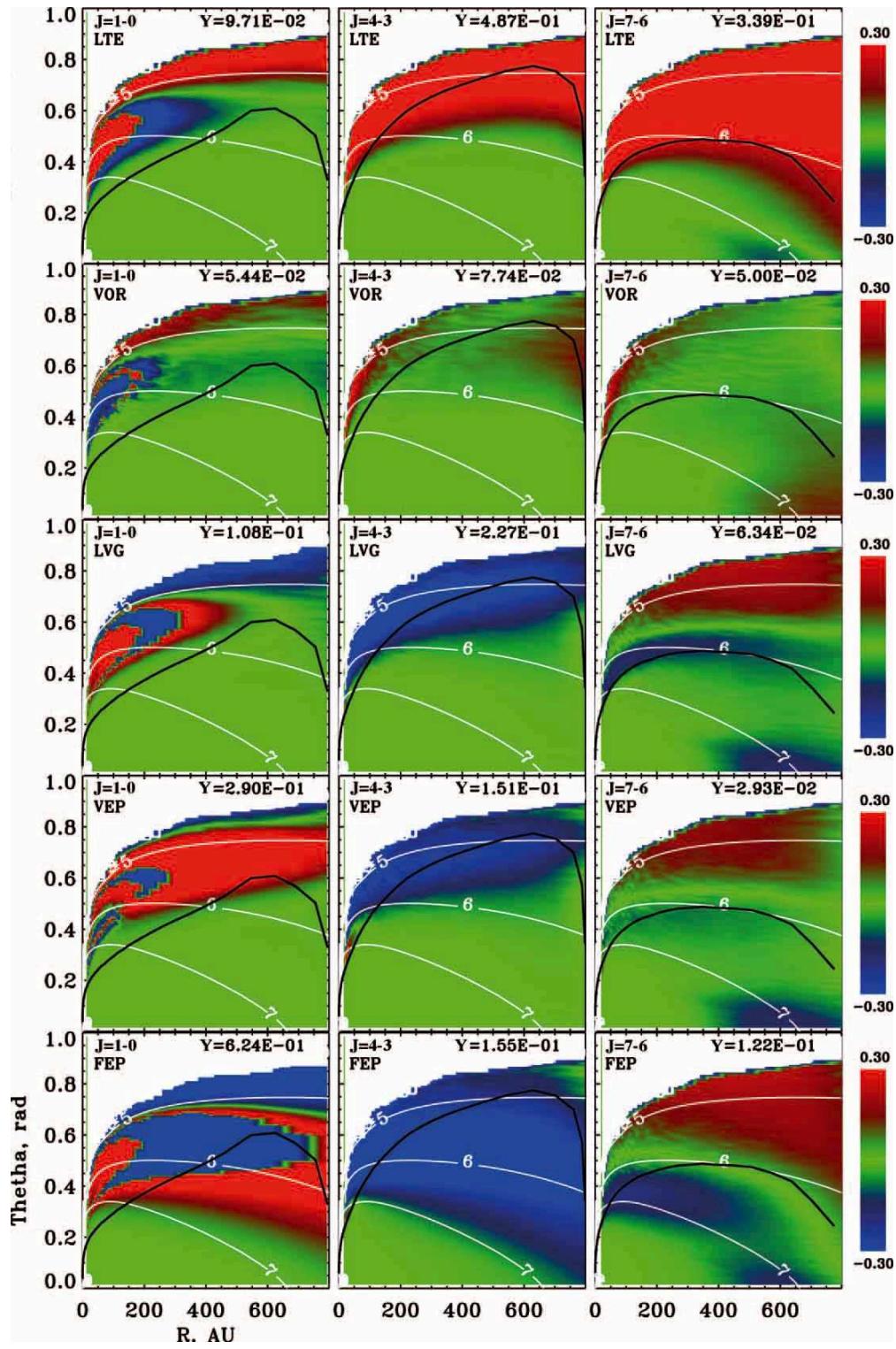


Рис. 1.6. Распределения локальной точности ϵ (см. уравнение (1.17)) вычисления температуры возбуждения разными приближенными методами. Обозначения те же, что и на рис. 1.5. Зеленый цвет соответствует хорошей точности метода. Красный и синий цвета свидетельствуют о переоценке и недооценке температуры возбуждения соответственно.

большого градиента скорости (LVG) имеют существенные погрешности для переходов $J=1-0$ и $J=4-3$ соответственно, но хорошо описывают другие переходы. На рис. 1.5 и 1.6 черная кривая соответствует единичной оптической толщине, отсчитываемой от верхней границы облака в вертикальном направлении, причем оптическая толщина вычислена для центра соответствующей линии. В окрестности этой кривой происходит формирование исходящего из диска излучения в вертикальном направлении. Таким образом, критическими можно считать погрешности T_{ex} в районе черной кривой линии. Однако, решающим критерием приемлемости метода является сравнение профилей линий излучения.

На рис. 1.7 приведены профили линий излучения, вычисленные по полученным распределениям температуры возбуждения. Спектры излучения свернуты с гауссовой диаграммой направленности телескопа, характеризуемой шириной диаграммы по уровню половинной мощности (half-power beam width), равной HPBW=10 угловых секунд. Это значение сопоставимо с разрешением одиночных радиотелескопов в данном диапазоне, при этом расстояние до диска выбрано равным 140 парсекам (размер диска 4 угловых секунды). Представлены результаты для двух наклонов оси диска по отношению к наблюдателю: 0 и 60 градусов. Приближение ЛТР хорошо описывает интенсивность излучения только для нижнего перехода $J=1-0$. Оптически-тонкое приближение неплохо воспроизводит интенсивность для $J=7-6$, однако имеет существенную погрешность для $J=4-3$ и совершенно неверно описывает интенсивность для $J=1-0$. Причиной этого является сильная переоценка размера области отрицательных температур возбуждения в рамках данного метода. Протяженная область с инверсной населенностью уровней приводит к генерации мазерного излучения, что объясняет чрезмерно завышенную интенсивность излучения. В рамках эталонного метода мазерный эффект не выражен, поскольку поглощение собственного излучения подавляет возникновение инверсной населенности. Двухлучевое приближение (VOR), приближение вертикального выхода излучения (VEP) и метод больших градиентов скоростей (LVG) хорошо воспроизводят интенсивность и форму всех рассмотренных линий. С учетом того, что два последних метода являются локальными и быстрыми, мы рекомендуем использовать их для моделирования переноса молекулярного излучения в протопланетных дисках.

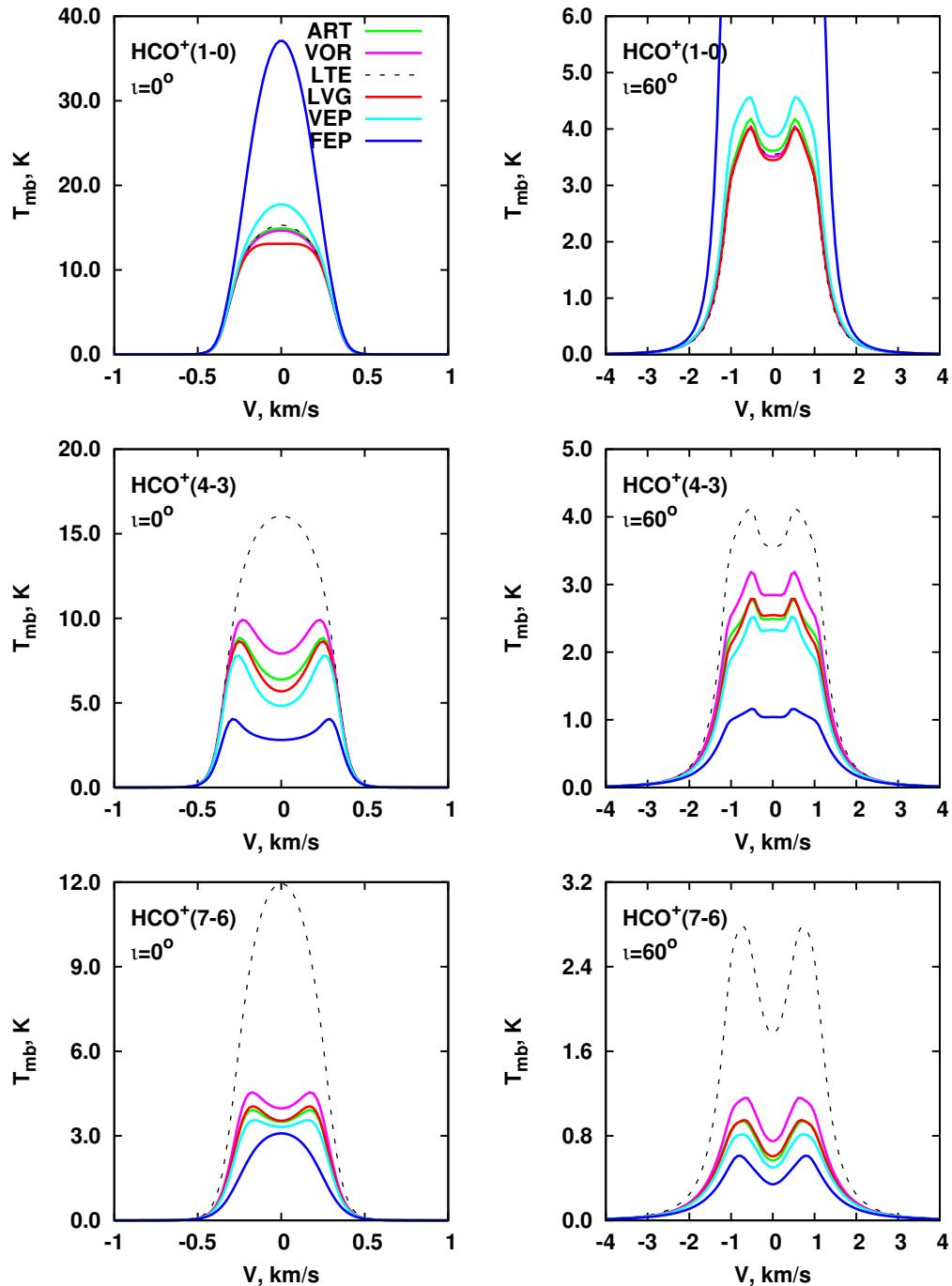


Рис. 1.7. Интегральные профили линий излучения HCO^+ $J=1-0$ (верхний ряд), $J=4-3$ (средний ряд), $J=7-6$ (нижний ряд) для модели протопланетного диска, вычисленные с помощью приближенных методов. Обозначение методов те же, что и на рис. 1.5. Слева: ось диска направлена к наблюдателю. Справа: угол наклона оси диска к наблюдателю составляет 60 градусов.

1.5. Диаграмма формирования профиля линии

Важным элементом численного моделирования переноса излучения является анализ и объяснение полученных результатов. Такой анализ, с одной стороны, позволяет понять, чем вызваны те или иные особенности теоретических спектральных карт. С другой стороны, он помогает избежать ошибок, связанных с неверным выбором параметров метода моделирования. Насущной практической задачей, в частности, является объяснение формы спектральной линии, полученной в результате моделирования.

В работе [28] для оценки вклада элементов среды в интегральную интенсивность линии излучения использована интегральная функция вклада. С помощью данной функции авторы проанализировали, какие области дозвездного ядра, имеющего сложную химическую структуру, ответственны за интенсивность линии излучения. В работе [A3] нами предложено расширить данный анализ, преобразовав интегральную функцию вклада в спектральную функцию вклада. С помощью последней можно объяснить не только интегральную интенсивность, но и форму профиля линии. Спектральная функция вклада определяется следующим образом:

$$F_v(l) = e^{-\tau_v} (1 - e^{-\Delta\tau_v}) S(l), \quad (1.18)$$

где τ_v — оптическая толщина вдоль луча зрения до элемента на расстоянии l , $\Delta\tau_v$ — оптическая толщина данного элемента, $S(l)$ — функция источников для данного элемента. Индекс «v» указывает, что величины определены для частоты, соответствующей смещению по скорости V , см. уравнение (1.9). Таким образом, значение $F_v(l)$ показывает вклад в интенсивность линии в частотном канале, определяемом V , от элемента, расположенного на расстоянии l .

Для объяснения профиля линии удобно объединить распределение спектральной функции вклада с распределениями других вспомогательных величин. На рис. 1.8 показана рассчитанная нами соответствующая диаграмма формирования профиля линии $\text{HCO}^+(3-2)$ для однородного стационарного сферически-симметричного облака со следующими параметрами: температура $T_{\text{kin}} = 10$ К, концентрация водорода $n(\text{H}_2) = 10^5 \text{ см}^{-3}$, лучевая концентрация HCO^+ $N(\text{HCO}^+) = 10^{13} \text{ см}^{-2}$, микротурбулентная скорость $V_{\text{turb}} = 100$ м/с. На данной схеме профиль линии излучения по направлению на центр облака показан на панели «SPEC». Соответствующий про-

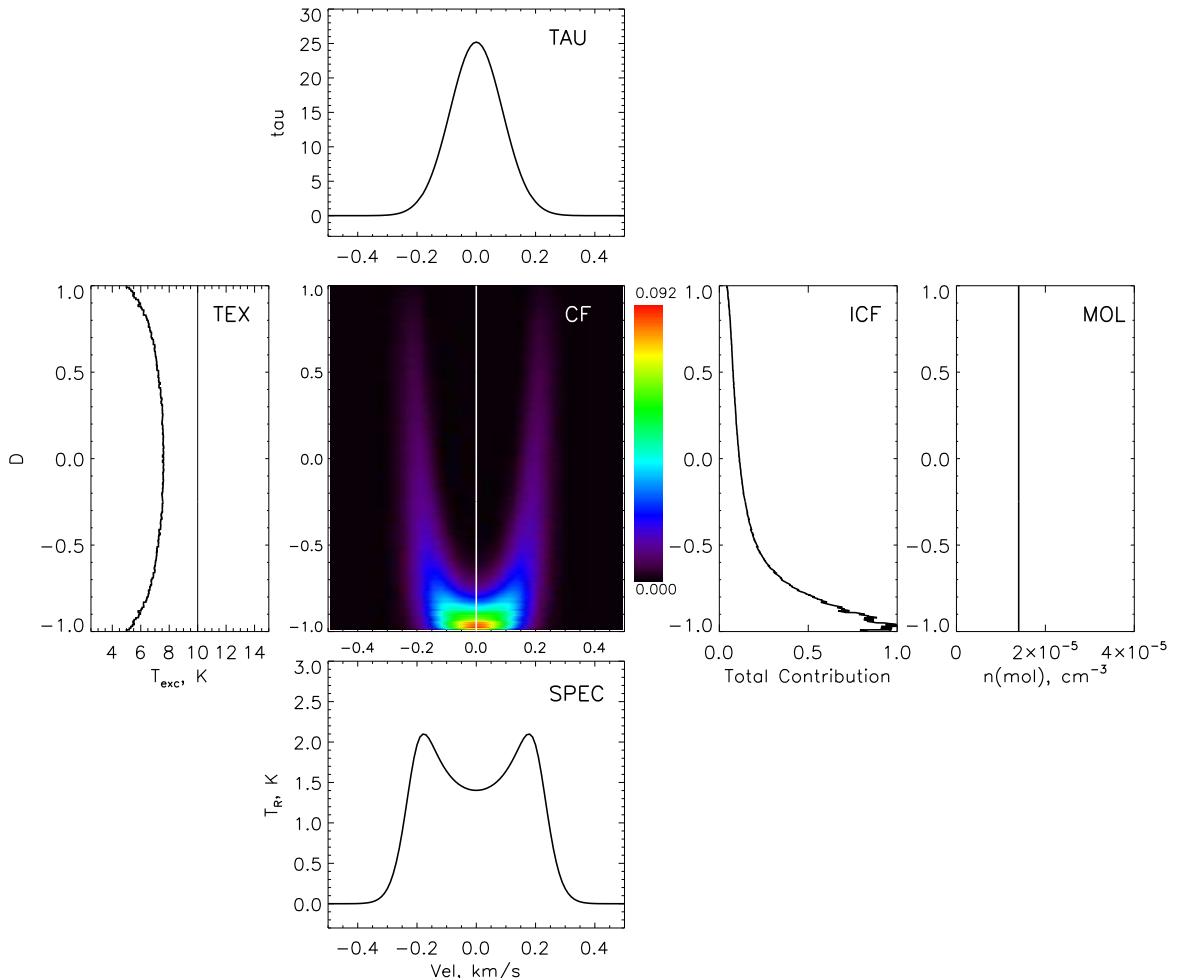


Рис. 1.8. Диаграмма формирования профиля линии $\text{HCO}^+(3-2)$, построенная для сферически-симметричного однородного облака. «SPEC»: профиль линии излучения по направлению на центр облака. «TAU»: профиль оптической толщины по направлению на центр облака. «TEX»: распределение температуры возбуждения вдоль луча зрения. Положение на луче зрения D выражено в единицах радиуса облака. Значения $D = -1$, $D = 0$, $D = 1$ соответствуют передней границе, центру и задней границе облака. «MOL»: распределение концентрации излучающих молекул вдоль луча зрения. «CF»: спектральная функция вклада для соответствующей позиции вдоль луча зрения и смещения по скорости. Белым цветом показана проекция регулярной скорости на луч зрения. «ICF»: интегральная функция вклада.

филь оптической толщины представлен на панели «TAU». Распределения температуры возбуждения, концентрации молекул HCO^+ и интегральной функции вклада вдоль луча зрения показаны на панелях «TEX», «MOL» и «ICF» соответственно. На центральной панели «CF» представлена спектральная функция вклада в зависимости от положения вдоль луча зрения и смещения по скорости. Из данной схемы видно, что для рассматриваемой линии излучение преимущественно приходит с передней границы облака, в то время как внутренние области и задняя граница облака вносят вклад только в крылья линии. Формирование двугорбой структуры профиля излучения связано с градиентом температуры возбуждения в зоне выхода излучения: излучение в центре линии приходит с самой границы, в то время как излучение в горbach линии приходит с более глубоких слоев, где температура возбуждения выше.

Представленная схема является мощным инструментом анализа и объяснения результатов моделирования переноса излучения в линиях молекул. В следующей главе она будет использована для анализа формирования профилей линий излучения молекул на основе реалистичных моделей дозвездных ядер.

Заключение к главе 1

В этой главе освещены общие вопросы моделирования переноса молекулярного излучения в условиях, характерных для протозвездных объектов. Описаны основные уравнения теории переноса излучения в линиях молекул и используемый нами метод их численного решения. В основе метода лежит алгоритм ускоренных лямбда-итераций с вычислением интенсивности излучения вдоль выделенных направлений. Данный метод хорошо адаптирован для задач любой размерности и используется нами в качестве базового для моделирования переноса молекулярного излучения в протозвездных облаках и протопланетных дисках. С помощью этого метода построены диаграммы термализации, наглядно демонстрирующие условия возбуждения линий молекул в протозвездных объектах. Проанализирована проблема нелокальности задачи переноса излучения в линиях молекул. На основе концепции выделения радиативно-связанных областей разработан алгоритм ускорения метода трассировки для расчета средней интенсивности излучения. В условиях сильных регулярных градиентов скорости, в

частности, в протопланетных дисках, данный алгоритм позволяет на порядок уменьшить время моделирования. Описаны основные приближенные методы моделирования переноса молекулярного излучения. Предложена модификация приближенного метода больших градиентов скорости для кеплеровских дисков. На примере модели протопланетного диска проиллюстрирована применимость данных методов для расчета переноса излучения в линиях молекулы HCO^+ . Разработана диаграмма формирования профиля линии, центральным элементом которой является спектральная функция вклада. Данная диаграмма является незаменимым инструментом для анализа результатов моделирования переноса излучения и объяснения формы спектральной линии, полученной в результате моделирования.

Глава 2. Спектральная диагностика протозвездных облаков

Под спектральной диагностикой будем понимать исследование физических свойств объекта на основе моделирования и анализа его спектров излучения. Можно выделить два подхода к спектральной диагностике дозвездных и протозвездных объектов. Первый подход состоит в систематическом изучении факторов, влияющих на формирование спектров излучения молекул на базе относительно простых физических моделей. Работы по этой тематике начались уже более 40 лет назад. В них главным образом с помощью приближенных численных методов исследовалось влияние распределений плотности, температуры и скорости на профили линий молекул, см. например, [29–32]. Результаты этих исследований служили основой для массовой интерпретации текущих и будущих наблюдений линий молекул. Альтернативный подход — это детальное изучение и моделирование индивидуальных дозвездных и протозвездных объектов. При этом рассматривается набор моделей объекта и для каждой из них решается прямая задача переноса излучения. С помощью варьирования параметров моделей находится их оптимальная комбинация, приводящая к наилучшему согласию наблюдаемых и теоретических спектров или их производных параметров. Для выделения наилучших параметров может применяться последовательный перебор параметров или специализированные алгоритмы оптимизации. Данный подход с успехом использовался для восстановления параметров как для дозвездных и протозвездных облаков, так и протопланетных дисков [33–38].

В рамках первого подхода усилия исследователей были направлены преимущественно на изучение протозвездной фазы эволюции облака. Это обусловлено во многом тем, что первые свидетельства коллапса облаков были получены для объектов т.н. «нулевого класса» [39, 40], для которых характерно наличие внутреннего источника излучения в ИК диапазоне. В работе [41] исследовались спектральные различия для облаков, эволюция которых описывается автомодельными решениями Шу и Ларсона-Пенстона в предположении об однородной химической структуре облаков.

Авторы работы [42] объединили модель Шу с моделью расчета химической структуры и выделили линии молекул с широкими крыльями в качестве индикаторов коллапса. В работе [43] также использовалась химико-динамическая модель сжатия облака совместно с более точным расчетом переноса излучения для изучения чувствительности оптически-тонких и оптически-толстых спектров к различным параметрам модели. В работе [44] исследовалось влияние неизотермичности облака в приложении к объектам нулевого класса. Чувствительность профилей линий молекул к фоновому межзвездному излучению изучалась в работе [45]. Влияние различных параметров модели протозвездного ядра, в том числе турбулентности и вращения, на центральный спектр описано в статье [46]. Роль углового разрешения при моделировании и интерпретации линий излучения исследовалась в работе [47]. Значительные объемы наблюдательных данных накоплены также для областей образования массивных звезд, см. например, [48], а также и для дозвездных ядер молекулярных облаков, см. например, [49, 50]. В работе [34] исследованы распределения интенсивности излучения линий в зависимости от степени осаждения молекул на поверхность пылинок. В статье [51] представлены результаты моделирования профилей линий для химико-динамической модели дозвездного ядра. Авторы статьи [52] изучали возможность использования приближенных аналитических моделей для восстановления градиентов скорости по профилям линий излучения.

Однако интерпретация наблюдений линий дозвездных и протозвездных объектов до сих пор является неоднозначной. Прежде всего это связано с большим количеством физических процессов, определяющих пространственную, тепловую, химическую и кинематическую структуру объектов. В данной главе представлены результаты исследования спектральных проявлений протозвездных облаков с учетом их сложной физической, химической и кинематической структуры. Материал, изложенный в данной главе, основан на результатах, полученных в статьях [A3–A9].

2.1. Профили линий излучения в однородных облаках

В первой главе было показано, что возбуждение линий излучения молекул определяется плотностью и температурой среды, а также средней интенсивностью излучения. В условиях оптически-тонкой среды средняя

интенсивность излучения обусловлена внешним излучением, поэтому расчет температуры возбуждения переходов является локальной задачей. Однако, при достаточно высокой лучевой концентрации излучающих молекул, т.е. в оптически-толстой среде, собственное излучение начинает влиять на возбуждение переходов и задача перестает быть локальной. В этом случае расчет температуры возбуждения и профиля линии излучения является сложной задачей.

Анализ формирования профилей линий излучения в условиях протозвездных облаков целесообразно начать с простейшей модели однородного сферически-симметричного облака, находящегося в стационарном состоянии. Несмотря на то, что такая модель не описывает реальные протозвездные облака, с ее помощью в чистом виде можно изучить влияние основных физических факторов на профили линий излучения. Чтобы описать структуру однородного сферически-симметричного облака, необходимо задать его радиус R , температуру T_{kin} , микротурбулентную скорость V_{turb} , концентрацию водорода $n(\text{H}_2)$ и концентрацию излучающих молекул $n(\text{mol})$. Однако, решение задачи переноса излучения зависит от R и $n(\text{mol})$ посредством их произведения $R \times n(\text{mol}) = N(\text{mol})$. Поэтому спектры излучения от однородных облаков с различными размерами и концентрациями молекул, но с одинаковыми лучевыми концентрациями молекул будут идентичны. Значения $n(\text{H}_2)$, T_{kin} и $N(\text{mol})$ можно рассматривать как независимые параметры, определяющие решение задачи переноса излучения для сферически-симметричного облака при фиксированном значении микротурбулентной скорости*. С точки зрения системы уравнений переноса излучения, $n(\text{H}_2)$ и T_{kin} определяют столкновительные коэффициенты возбуждения, в то время как $N(\text{mol})$ влияет на среднюю интенсивность излучения. Параметры T_{kin} , V_{turb} и $N(\text{mol})$ влияют также на ширину линий.

Чтобы показать как основные параметры спектров излучения молекул зависят от $n(\text{H}_2)$, T_{kin} и $N(\text{mol})$, применим методику, которую можно описать так: генерируем набор моделей облака, выполняем моделирование переноса излучения для каждой модели и находим распределения температуры возбуждения. Затем для каждой модели осуществляется расчет профиля линии излучения по направлению на центр облака и определяются параметры полученного профиля линии. Чтобы показать совместное

*Количество независимых параметров можно дополнительно уменьшить, используя величину $N(\text{mol})/W$, где W — дисперсия скорости, см. [29]

Таблица 2.1. Параметры профиля линии

Параметр	
Максимальная интенсивность	$T_{\max} = \max T_R(V)$
Интегральная интенсивность	$J = \int_{-\infty}^{+\infty} T_R(V) dV$
Средняя скорость	$V_{\text{cntr}} = J^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} T_R(V) V dV$
Интенсивность при V_{cntr}	$T_{\text{cntr}} = \frac{T_R(V_{\text{cntr}})}{\int_{-\infty}^{+\infty} (V - V_{\text{cntr}})^2 T_R(V) dV}$
Ширина линии	$W = \sqrt{(8 \ln 2) J^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} (V - V_{\text{cntr}})^2 T_R(V) dV}$
Глубина самопоглощения	$\text{Dip} = (T_{\max} - T_{\text{cntr}})/T_{\max}$

влияние физических параметров облака на профиль линии, мы варьируем два параметра при фиксированном третьем параметре и представляем результаты в виде двумерных распределений. Предполагается, что рассматриваемые параметры облака являются физически независимыми. Относительная концентрация молекул $X(\text{mol}) = n(\text{mol})/n(\text{H}_2)$, турбулентная скорость V_{turb} и температура T_{kin} предполагаются постоянными по всему объему облака. Для анализа выбрана линия $\text{HCO}^+(3-2)$, которая широко используется в наблюдениях протозвездных облаков. Отметим еще раз, что однородные облака не описывают реальные протозвездные облака и мы используем данную модель в методических целях.

Для количественного описания профиля линии излучения используются следующие параметры: максимальная интенсивность излучения T_{\max} (в ед. радиативной температуры), интегральная интенсивность излучения J (нулевой момент профиля линии), средняя скорость V_{cntr} (первый момент профиля линии), интенсивность излучения при средней скорости T_{cntr} и ширина линии W (второй момент профиля линии). Фактор $8 \ln 2$ в определении W (см. 2.1) обеспечивает равенство W ширине линии по уровню половинной мощности для гауссовского профиля. Кроме того, мы вводим параметр Dip , характеризующий величину центральной впадины у двугорбого симметричного профиля. Отметим, что при отсутствии регулярной скорости и в микротурбулентном приближении профили линии должны быть симметричны. Формальное определение используемых параметров дано в табл. 2.1, а на рис. 2.1 приведены примеры спектров и их параметры.

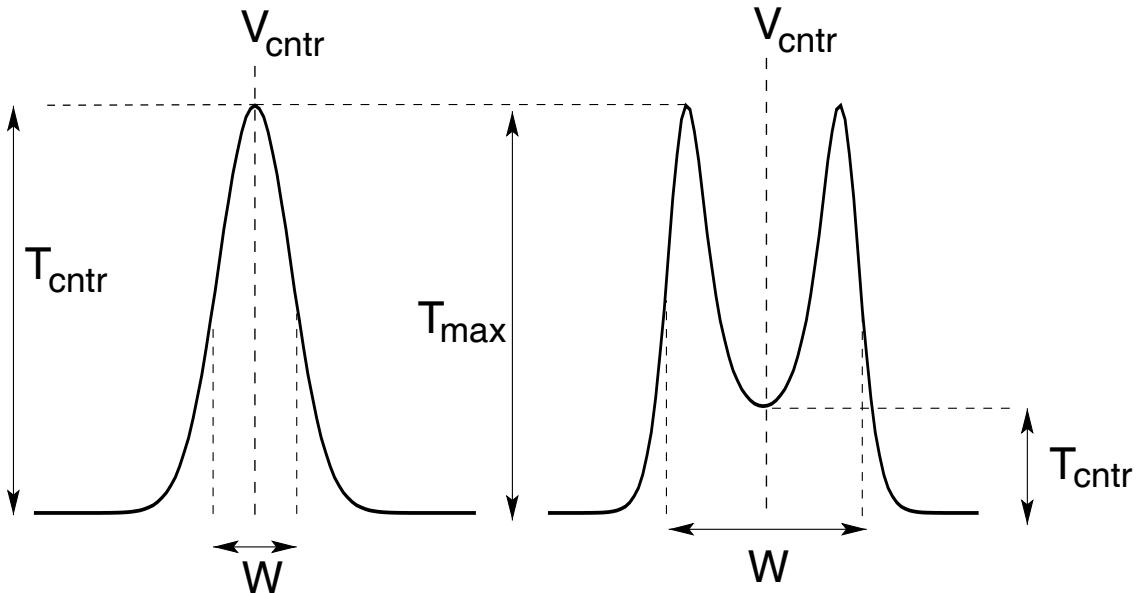


Рис. 2.1. Параметры профиля линии излучения.

2.1.1. Параметры профилей линий при фиксированной температуре газа

В данном разделе представлены результаты варьирования концентрации водорода $n(\text{H}_2)$ и лучевой молекулярной концентрации $N(\text{HCO}^+)$ при фиксированном значении температуры $T_{\text{kin}}=10$ К. Облако стационарно, микротурбулентая скорость в нем составляет $V_{\text{turb}}=100$ м/с, что является характерным значением для дозвездных облаков. Рассчитанные характеристики спектра излучения по направлению на центр облака приведены на рис. 2.2.

Полученные распределения вполне ожидаемы. С увеличением $n(\text{H}_2)$ и $N(\text{mol})$ интенсивность излучения растет. При высоких значениях плотности водорода и лучевой концентрации молекул T_{\max} близка к интенсивности излучения в условиях ЛТР ($T_R \approx 4.8$ К для $\text{HCO}^+(3-2)$). В то же время из распределения T_{\max} видно, что линия $\text{HCO}^+(3-2)$ может быть яркой, даже если концентрация водорода значительно меньше критической плотности $n_{\text{cr}} = 10^6$ см⁻³, при условии высокой лучевой концентрации молекул. Это свидетельствует о грубости широко используемого утверждения о том, что различные молекулы трассируют те области облака, плотность в которых равна или выше критической плотности для возбуждения линий. Конечно, пример с $\text{HCO}^+(3-2)$ может показаться искусственным по отношению к реальным протозвездным облакам. Так, типичное значение относительной концентрации HCO^+ в дозвездных облаках составляет

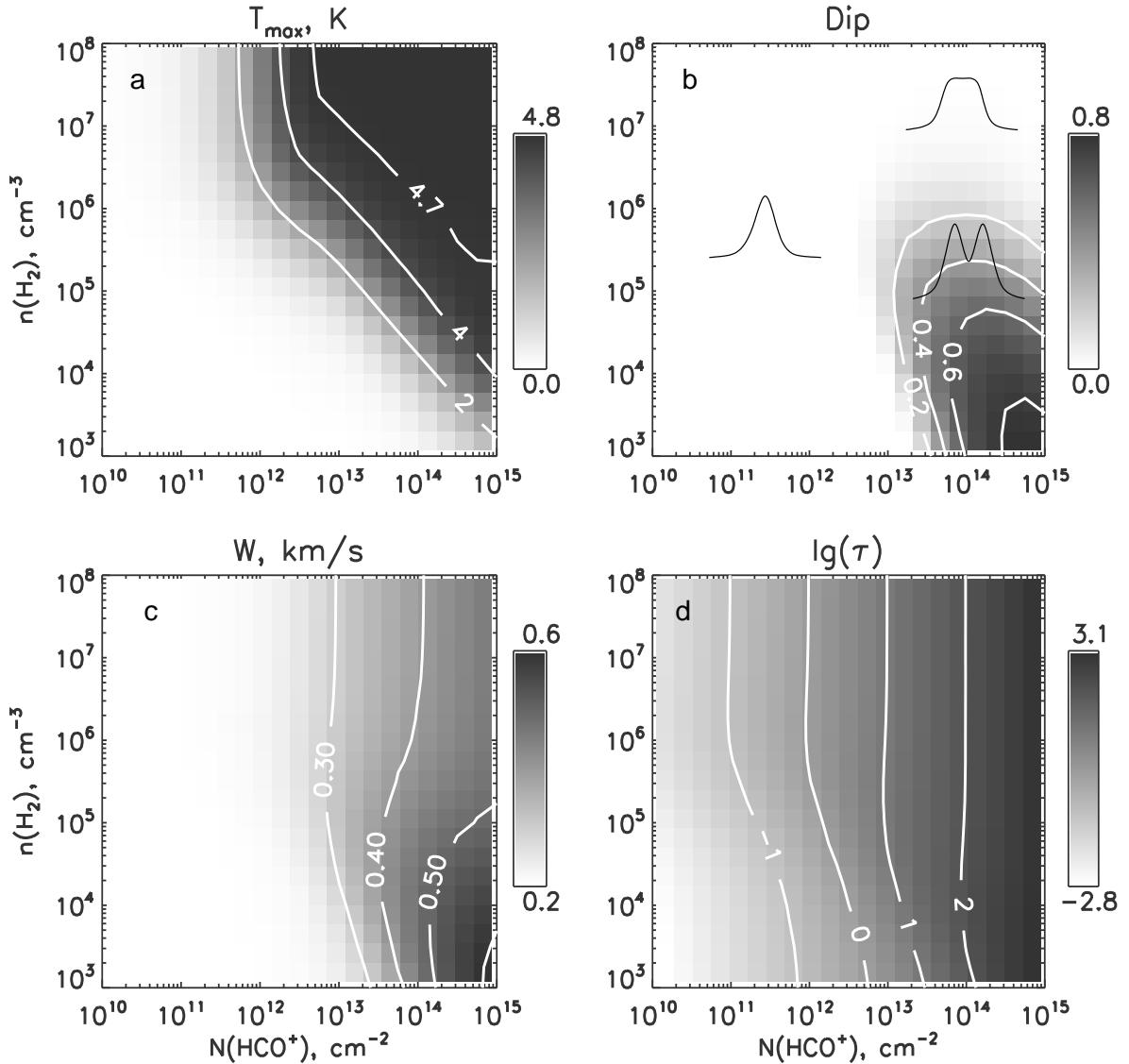


Рис. 2.2. Параметры профиля линии HCO⁺(3–2) по направлению на центр однородного сферического облака в зависимости от $n(\text{H}_2)$ и $N(\text{HCO}^+)$. Левая верхняя панель: максимальная интенсивность T_{\max} . Правая верхняя панель: глубина самопоглощения Dip. Левая нижняя панель: ширина линии W . Правая нижняя панель: логарифм оптической толщины в центре линии. Кинетическая температура облака фиксирована и равна 10 K.

несколько единиц 10^{-9} [53]. При плотности водорода 10^4 см^{-3} линейный размер соответствующего облака составляет 3 пк, что заведомо превышает характерные масштабы дозвездных облаков. Однако для линий CO(3–2) ситуация становится вполне реалистичной. При лучевой концентрации $N(\text{CO}) = 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (соответствующей оптической толщине 100), плотности водорода $n(\text{H}_2) = 10^3 \text{ см}^{-3}$ (ниже критической) и относительном содержании $X(\text{CO}) = 10^{-4}$, диаметр облака составляет 0.3 пк, масса — $10 M_\odot$, что близко к параметрам дозвездных облаков.

На панели «b» рис. 2.2 показано распределение глубины центральной впадины самопоглощения. При $\text{Dip} = 0$ профиль линии имеет один пик, в противном случае — два пика (горба). Центральная впадина на профиле $\text{HCO}^+(3-2)$ возникает при лучевых концентрациях HCO^+ выше 10^{13} см^{-2} , что соответствует оптической толщине несколько единиц, и при концентрации водорода $n(\text{H}_2) \leq n_{\text{cr}}$. При плотности водорода выше критической центральная впадина не возникает даже при высокой лучевой концентрации HCO^+ . Это легко понять из следующих соображений. Профиль самопоглощения формируется вследствие отрицательного градиента температуры возбуждения от центра облака к его границе (см. рис. 1.7). Однако при высокой плотности водорода температура возбуждения равна кинетической температуре облака, которая задается однородной. Поэтому при высоких значениях $N(\text{mol})$ и $n(\text{H}_2)$ получается колокообразный профиль с плоской центральной частью, а не двугорбый профиль самопоглощения.

Ширина профиля и оптическая толщина в центре линии в зависимости от $n(\text{H}_2)$ и $N(\text{mol})$ показаны на нижних панелях рис. 2.2. Оба параметра определяются главным образом лучевой концентрацией молекул и слабо зависят от плотности водорода.

2.1.2. Параметры профилей линий при фиксированной лучевой концентрации молекул

На рис. 2.3 приведены результаты варьирования температуры и плотности водорода при фиксированном значении лучевой концентрации HCO^+ . Для демонстрации эффектов самопоглощения лучевая концентрация молекул $N(\text{HCO}^+) = 10^{13} \text{ см}^{-2}$ выбрана таким образом, чтобы соответствующая оптическая толщина составляла несколько единиц. Чтобы оценить чувствительность спектров к параметрам модели варьирование тем-

пературы проводится в более широком диапазоне (10 – 50К) по сравнению со значениями, характерными для дозвездных ядер (10 – 20К). Отметим, однако, что относительно высокие температуры в оболочке облаков можно ожидать при повышенном межзвездном фоне излучения (см. главу 5).

Увеличение температуры, так же, как и увеличение плотности водорода, ведут к повышению интенсивности излучения. При $T=10$ К двугорбый профиль возникает при концентрациях водорода между 10^4 и 10^6 см $^{-3}$. При концентрации H_2 ниже 10^4 см $^{-3}$ столкновительное возбуждение недостаточно эффективно для заселения нижнего уровня рассматриваемого перехода и соответствующая оптическая толщина мала. При высоких концентрациях водорода ($n > 10^6$ см $^{-3}$) начинают заселяться высокие уровни, в то время как нижние уровни почти термализованы. Вследствие этого при увеличении плотности населенность второго уровня сначала растет при $n < 10^5$ см $^{-3}$, затем падает при $10^5 < n < 10^7$ см $^{-3}$, после чего практически не изменяется для $n > 10^7$ см $^{-3}$. Это приводит к аналогичному характеру изменения оптической толщины перехода $J=3-2$ (правая нижняя панель на рис. 2.3). Образование двугорбого профиля ведет к повышению ширины линии, ее максимум достигается в интервале концентрации водорода между 10^4 и 10^6 см $^{-3}$. При увеличении температуры двугорбый профиль самопоглощения возникает в более узком интервале плотностей водорода. В то же время при увеличении температуры ширина линии увеличивается, а оптическая толщина уменьшается.

Несмотря на то, что предметом нашего анализа была конкретная молекула HCO^+ и ее конкретный переход $J=3-2$, аналогичные диаграммы можно построить для других молекул и переходов. В целом, такие диаграммы для линейных молекул должны быть близки. Они будут отличаться только тем, что рассматриваемые особенности будут сдвинуты относительно осей, вследствие различных параметров молекул (коэффициентов Эйнштейна, столкновительных коэффициентов и др.). Такие диаграммы полезны не только для иллюстрации основных не-ЛТР эффектов формирования профилей линий излучения, но и могут быть использованы для грубого восстановления параметров дозвездных облаков из их наблюдательных спектров.

Отметим, что в настоящее время для предварительной оценки параметров линий излучения молекул в протозвездных объектах активно используется программный комплекс RADEX [20]. Физическая модель, ле-

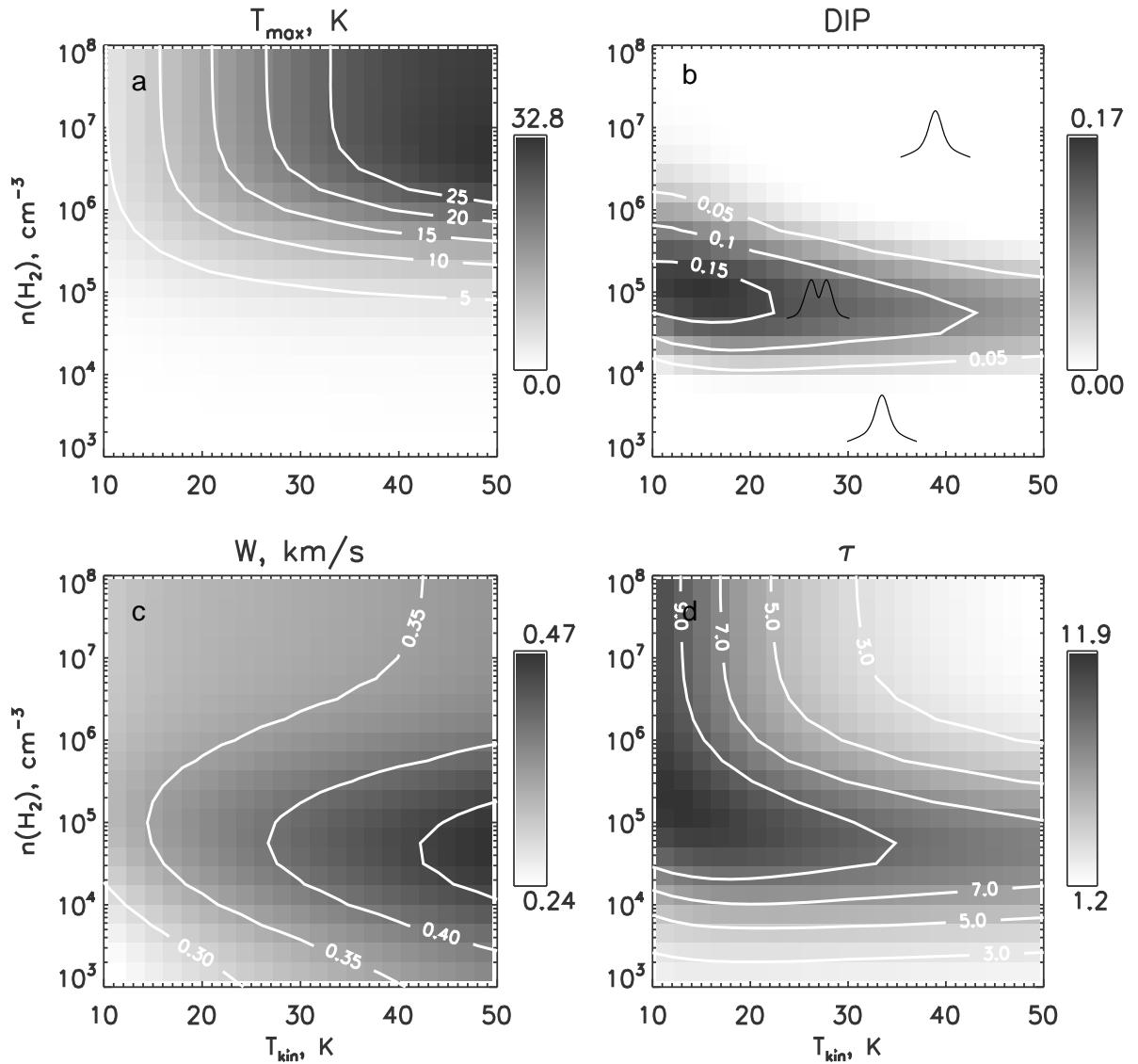


Рис. 2.3. Параметры профиля линии $\text{HCO}^+(3-2)$ по направлению на центр однородного сферически-симметричного облака в зависимости от $n(\text{H}_2)$ и T_{kin} при фиксированном значении $N(\text{HCO}^+) = 10^{13}$ см $^{-2}$. Левая верхняя панель: максимальная интенсивность T_{max} . Правая верхняя панель: глубина самопоглощения Dip. Левая нижняя панель: ширина линии W . Правая нижняя панель: логарифм оптической толщины в центре линии.

жащая в основе данного комплекса в сущности является однозонной, в то время как для расчета интенсивности линий излучения используется приближенный метод (аналог метода Соболева). Тем не менее, комплекс RADEX является незаменимым инструментом в случае, когда необходимы выяснить приближенное значение интенсивности линии, формирующейся в заданных условиях. Рассчитанные нами диаграммы построены на основе более сложной модели с точным расчетом переноса излучения (однородное по физическим условиям облако, но с неоднородным распределением температуры возбуждения). В связи с этим можно рекомендовать данные диаграммы и формализм их построения не только для оценки интенсивности линий и других параметров линий, но и для анализа условий формирования профиля линии. Однако данный анализ будет носить также предварительный характер, поскольку модель однородного облака является слишком грубым приближением для описания структуры реальных протозвездных облаков.

2.2. Влияние неоднородной структуры облака на профили линий излучения молекул

Распределение плотности в наблюдаемых дозвездных ядрах молекулярных облаков является неоднородным. Об этом свидетельствуют результаты восстановления внутренней структуры облаков по распределениям интенсивности излучения пыли [54] и интенсивности фонового излучения звезд [55], просвечивающих облако. Для описания распределения плотности в дозвездных ядрах в рамках сферической симметрии наблюдатели часто используют феноменологический закон:

$$n(r) = \frac{n_0}{1 + (r/r_0)^p}. \quad (2.1)$$

Особенностями этого распределения является наличие внутреннего плато радиуса r_0 с почти постоянной плотностью n_0 , а также оболочки, плотность в которой падает по степенному закону с показателем p . Неоднородное распределение плотности предсказывают и теоретические модели. В частности, в моделях гидростатических (равновесных) облаков (называемых сферами Боннора-Эберта, [56]) распределение плотности обладает теми же морфологическими особенностями, что и распределение (2.1). В

распределении плотности равновесного облака можно выделить центральное плато и оболочку с падающей от центра плотностью со степенным показателем, близким к $p = 2$. Теоретические автомодельные модели коллапса облака Ларсона-Пенстона [57, 58] и Шу [59] также предсказывают наличие неоднородной оболочки с $\rho \propto r^{-2}$. В то же время наблюдательные оценки показателя закона спадания плотности в дозвездных облаках часто не совпадают с показателем $p = 2$ и лежат в достаточно широких пределах, от $p = 1.5$ до $p = 3.5$ [60].

Наблюданная химическая структура дозвездных облаков, как правило, является сильно неоднородной. Относительные концентрации молекул $X = N(\text{mol})/N(\text{H}_2)$ зависят от положения в облаке, меняются со временем и различны для разных молекул. Наблюдения протозвездных облаков в линиях молекул [33, 61] показывают различную морфологию распределения интенсивности излучения, что связано не только с различными условиями возбуждения данных линий, но и с различным характером распределения соответствующих молекул. Согласно современным представлениям химическая структура межзвездной среды, в целом, и протозвездных облаков, в частности, контролируется большим количеством физических процессов: ионизацией и диссоциацией молекул, их осаждением и сублимацией с поверхности пылинок, а также химическими реакциями в газовой фазе и на поверхности пылинок. Отметим, что в центральных, плотных и холодных областях дозвездных ядер важным процессом является осаждение многих типов молекул на поверхности пылинок. Во внешних частях облаков важную роль играет межзвездное излучение, приводящее к фотодиссоциации молекул. Изучение химической эволюции межзвездной среды и протозвездных объектов является предметом изучения астрохимии — сравнительно молодого, но бурно развивающегося направления астрономии.

В целом, современные модели протозвездных облаков позволяют качественно объяснить распределения плотности и соответственно интенсивности излучения таких простых молекул, как CO, CS, HCO⁺ и N₂H⁺ [16, 62]. Однако до сих пор данные модели сложно использовать для строгого количественного анализа. Прежде всего это связано с тем, что коэффициенты химических реакций и физических процессов, определяющих химическую эволюцию, известны с существенными погрешностями. Эти погрешности приводят к большому разбросу теоретических концентраций [63] и [64]. Количественное сопоставление результатов химического моделирования с

наблюдениями осложнено также тем, что химическая модель зависит от большого числа плохо известных физических параметров, описывающих внешние условия облака, таких как интенсивность космических лучей и УФ-излучения [65], [A6].

2.2.1. Влияние неоднородной структуры облака, космических лучей и УФ-излучения на профили линий излучения молекул

Для изучения влияния неоднородной пространственной структуры облака на спектры излучения молекул рассмотрим модель облака с распределением плотности, задаваемым уравнением (2.1), где $p = 2.4$, $r_0 = 2800$ а.е., $n_0 = 1.35 \times 10^6$ см⁻³. Параметры модели облака соответствуют дозвездному ядру L1544 [34]. Предположим, что данное облако является стационарным и регулярные движения в нем отсутствуют. В то же время будем считать, что облако эволюционирует химически. Для воспроизведения химической структуры дозвездного облака используем нестационарную химическую модель из работ [66], [A6]. Опишем кратко данную модель. Она включает в себя расчет химических реакций в газовой фазе, а также процессов осаждения молекул на поверхность пылинок и их испарения. В сетке химических реакций учитываются молекулы, содержащие элементы H, He, C, N, O, Mg, Na, Fe, S и Si. Коэффициенты реакций берутся из базы данных UMIST 95 [67]. В начальный момент все элементы, за исключением молекулярного водорода, присутствуют в атомарной фазе. Относительные концентрации данных элементов соответствуют случаю «малой металличности» из работы [66].

Обсудим более подробно скорость ионизации космическими лучами, которая является одним из ключевых параметров химической модели. В качестве средней величины можно привести $\zeta = 10^{-17}$ с⁻¹, однако это значение известно не точно и может существенно зависеть от положения облака в Галактике [68]. При расчете фотопрекращений интенсивность фонового УФ- поля излучения выражается в единицах средней интенсивности межзвездного поля излучения G [69]. Это значение зависит от межзвездного окружения облака. Проиллюстрируем влияние скорости ионизации космическими лучами и влияние интенсивности внешнего УФ- поля излучения на химическую структуру облака на примере молекулы HCO⁺. На рис. 2.4

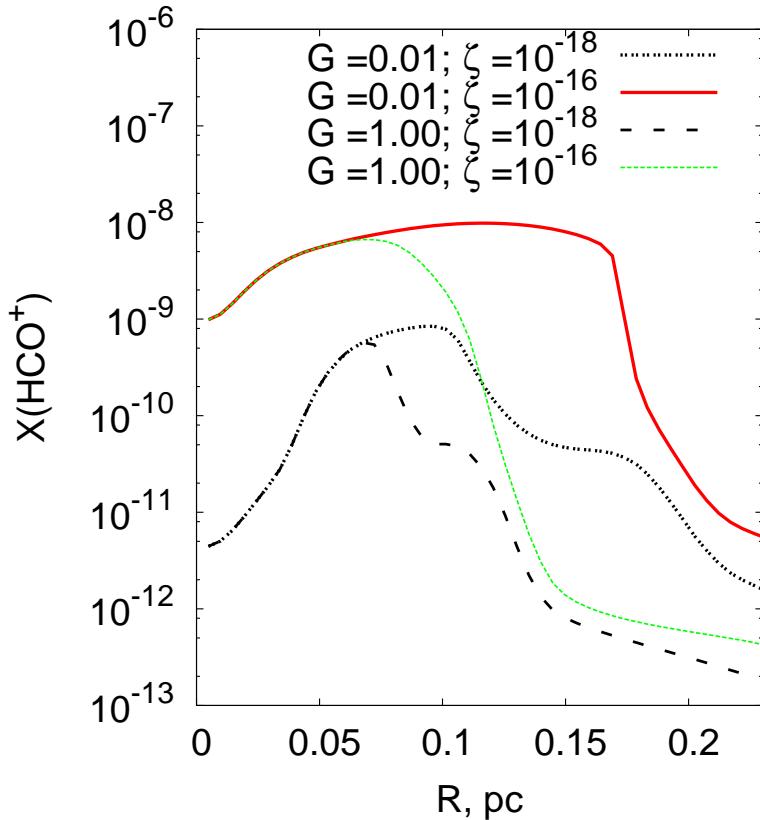


Рис. 2.4. Распределения относительной концентрации молекул HCO^+ в газовой фазе для модели стационарного дозвездного ядра при различных параметрах интенсивности фонового УФ-излучения и темпа ионизации космическими лучами.

представлены распределения относительной концентрации $X(\text{HCO}^+)$, полученные для описанной модели облака на момент $t = 0.8$ Myr при значениях интенсивности УФ- поля $G = 0.01$ и $G = 1$ и темпов ионизации $\zeta = 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ и 10^{-16} с^{-1} . Видно, что в зависимости от данных параметров концентрация HCO^+ меняется на несколько порядков величины. Более сильное фоновое УФ-излучение легче разрушает молекулы в оболочке, в то время как повышенный поток космических лучей препятствует вымораживанию молекул на поверхность пылинок во всем объеме облака (благодаря индуцируемой космическими лучами десорбции).

Предполагается, что молекулы при столкновениях с пылинками прилипают к ним с вероятностью 0.3, за исключением молекулярного водорода и гелия, для которых предполагается нулевая вероятность. Вероятность прилипания атомарного водорода рассчитывается в соответствии с работой [70]. В модели учитываются три механизма испарения молекул с поверхности пылинок: тепловая десорбция, фотодесорбция и десорбция,

индуцируемая космическими лучами. Энергии десорбции взяты из работы [71]. В качестве первого приближения облако предполагается изотермическим с температурой 9 К.

Перейдем к моделированию профилей линий излучения. При расчете спектров дозвездных облаков необходимо учитывать нетепловое уширение линий, поскольку оно может быть сопоставимо или даже превосходить тепловое уширение. Регулярная скорость в облаке предполагается нулевой; для моделирования нетеплового вклада в ширину линий задается микротурбулентная скорость 100 м/с. Отметим, что реальные протозвездные облака могут обладать существенными градиентами температуры (см. главу 5) и приближение изотермичности в этом случае является грубым. Как показано в нашей работе [A5], неоднородная тепловая структура дозвездных ядер может также влиять на формирование профилей линий излучения молекул, что необходимо учитывать при интерпретации наблюдаемых распределений интенсивности. Однако здесь мы пренебрежем градиентом температуры для иллюстрации эффектов неоднородной химической структуры в «чистом» виде.

На рис. 2.5 показаны результаты расчета переноса излучения в линии $\text{HCO}^+(1-0)$ для модели дозвездного облака с параметрами $G = 0.1$ и $\zeta = 10^{-18} \text{ с}^{-1}$. На рисунке представлены спектральная карта и диаграмма формирования центрального профиля линии. Расстояние до облака принято равным 140 пк. Конволюции спектров с какой-либо диаграммой направленности телескопа не проводилось. Из распределения температуры возбуждения вдоль луча зрения (панель TEX) видно, что в центральных частях облака T_{ex} близка к кинетической температуре, но быстро уменьшается к границе облака. Такое уменьшение T_{ex} связано с падением плотности среды в оболочке. Распределение абсолютной концентрации

HCO^+ неоднородно и имеет максимум вблизи $R/R_0 = 0.2$ (панель MOL). Уменьшение концентрации HCO^+ во внутренних областях связано с осаждением молекул на поверхность пыли. Оптическая толщина в центре линии $\tau \approx 15$, т.е. линия оптически-толстая (панель TAU). Из распределения функции вклада (панель CF) видно, что излучение в центре линии приходит из поверхностных слоев, где температура возбуждения минимальна. Излучение в горбах линий приходит из более глубоких областей, где температура возбуждения выше, что и приводит к более высокой интенсивности горбов по сравнению с центром линии. В то же время самые центральные

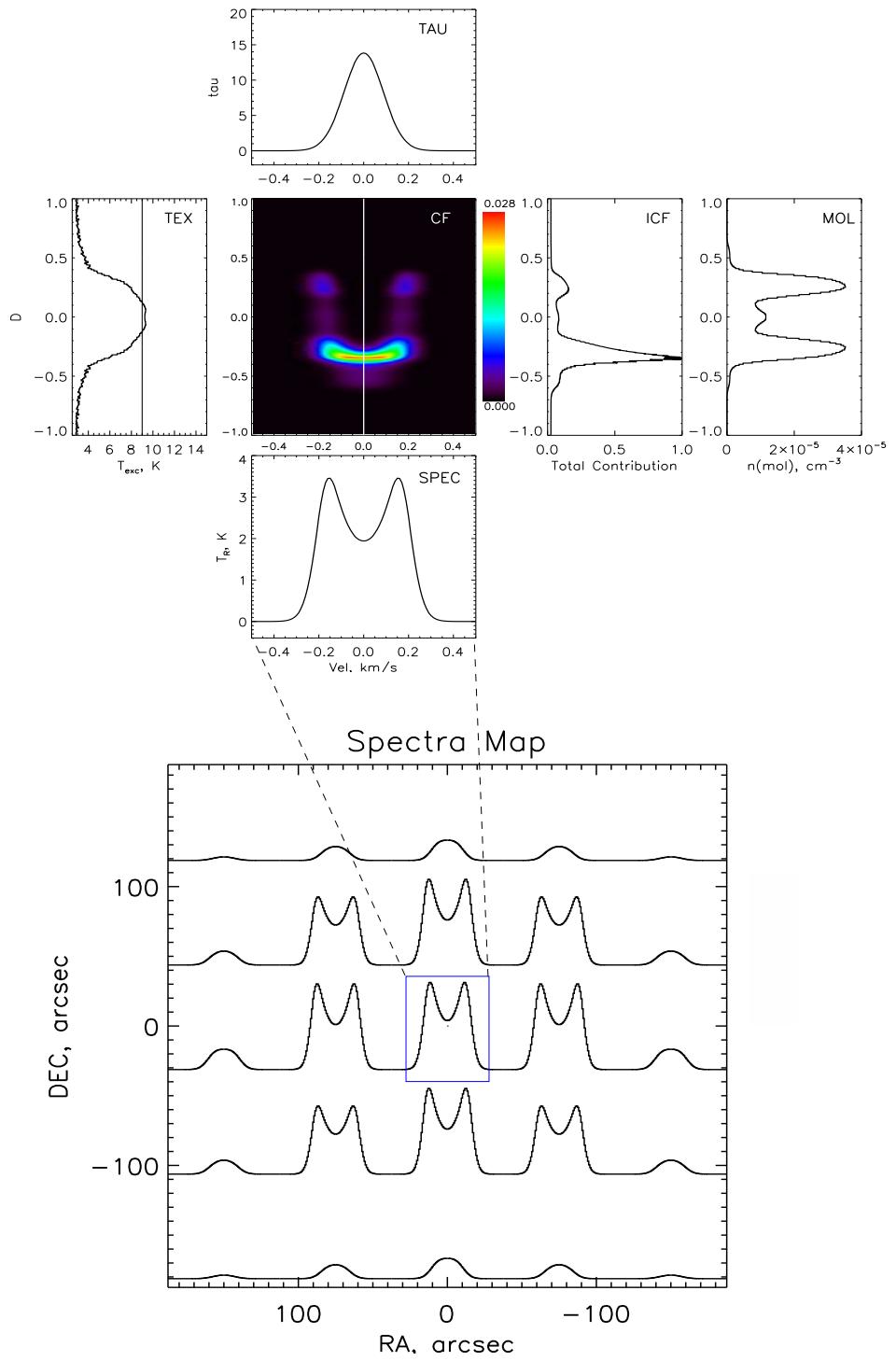


Рис. 2.5. Верхняя панель: диаграмма формирования профиля линии $\text{HCO}^+(1-0)$ для модели стационарного неоднородного облака. Нижняя панель: спектральная карта облака.

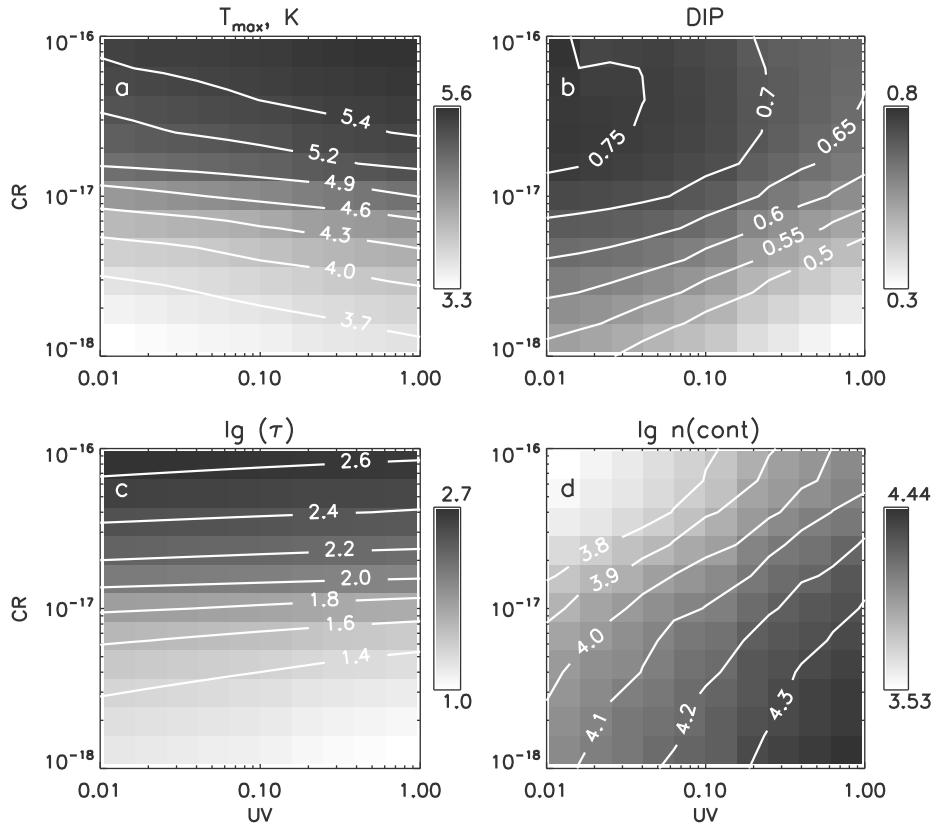


Рис. 2.6. Влияние интенсивности космических лучей ζ и УФ-излучения G на результаты моделирования излучения $\text{HCO}^+(1-0)$ для модели неоднородного дозвездного облака. а) Максимальная интенсивность профиля линии, T_{\max} . б) Относительная глубина центральной впадины Dip в спектре. в) Логарифм оптической толщины в центре линии $\lg(\tau)$. г) Логарифм репрезентативной концентрации $\lg n(\text{cont})$ (см. определение в тексте).

части облака практически не вносят вклад в формирование профиля линии ввиду пониженной концентрации молекул в этих областях.

Проиллюстрируем влияние параметров модели G и ζ на спектры излучения $\text{HCO}^+(1-0)$. Возьмем следующие диапазоны изменения параметров: $0.01 < G < 1$ и $10^{-18} < \zeta < 10^{-16} \text{ с}^{-1}$, что вполне может соответствовать условиям в L1544. Полученная разница в распределении молекулярной концентрации выражается в изменениях параметров профиля линии, см. рис. 2.6. На правой нижней панели рис. 2.6 показано распределение логарифма «репрезентативной» концентрации водорода $n(\text{cont})$. Величина $n(\text{cont})$ соответствует концентрации, при которой достигается максимум функции интегрального вклада ICF, см. рис. 2.5. С точки зрения наблюдателя-интерпретатора можно сказать, что линия $\text{HCO}^+(1-0)$ диагностирует области с концентрацией $n(\text{cont})$. Отметим, однако, что репрезентативная концентрация в нашем случае зависит от значений интен-

сивности космических лучей и УФ-излучения и может быть меньше, чем критическая плотность, см. рис 1.2.

При используемых границах изменения параметров модели оптическая толщина линии $\text{HCO}^+(1-0)$ изменяется от 10 до 1000. В рассматриваемом пространстве параметров T_{\max} и τ слабо зависят от G . При увеличении интенсивности УФ-поля максимум концентрации HCO^+ отодвигается от границы оболочки, однако существенного изменения молекулярной лучевой концентрации не происходит. С другой стороны, увеличение ζ влияет на весь объем облака, приводя к увеличению концентрации и поверхностной плотности HCO^+ . Центральная впадина становится глубже по мере уменьшения интенсивности внешнего УФ-поля и увеличения потока космических лучей. Это связано с тем, что по мере уменьшения G и увеличения ζ увеличивается концентрация HCO^+ в оболочке, и излучение в центре линии формируется областями с меньшими температурами возбуждения. Другими словами, по мере уменьшения G и увеличения ζ линия $\text{HCO}^+(1-0)$ диагностирует меньшие плотности, см. рис. 2.6d.

2.2.2. Кинематическая модель сжатия облака

Стационарная модель облака в общем случае не описывает дозвездные ядра молекулярных облаков. Многие наблюдаемые дозвездные ядра показывают признаки внутренних движений: сжатия, вращения, пульсаций и т.д. Такие движения являются естественным результатом эволюции данных объектов на пути от разреженных молекулярных облаков к молодым звездам. Наблюданная химическая структура облаков также является продуктом их химико-динамической эволюции. Именно поэтому современные исследования молекулярной структуры протозвездных облаков так или иначе связаны с их динамическими моделями [62, 72–74].

Моделирование динамики протозвездного облака является отдельной сложной задачей, требующей рассмотрения различных физических процессов. Поэтому в данной главе мы используем феноменологический подход к описанию динамической эволюции облака. В рамках этого подхода с помощью нескольких параметров можно описать не только кинематическую структуру облака, но и историю изменения распределений плотности. Отметим, что разработке физической модели эволюции протозвездного облака посвящена глава 5.

Как и в случае стационарной модели облака, примем, что неоднородное («N») распределение плотности (2.1) соответствует текущему, наблюдаемому состоянию облака. Разобьем облако на ячейки, разделенные сферическими слоями, с центрами R_i^N . Предположим, что данное облако сформировано в результате сферически-симметричного сжатия из однородного облака с концентрацией водорода n_U , см. рис. 2.7. Для определенности выберем значение $n_U = 5 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$, которое близко к плотности в окрестности дозвездных ядер. Координаты сферических слоев в начальной («U») конфигурации находятся из условия равенства масс в соответствующих ячейках конечного и начального облаков. Таким образом, координаты R_i^U единственным образом определяются для заданного n_U .

Пусть t_0 — время перехода из начального в конечное состояние облака. Будем считать, что в произвольный момент времени t положение i -го слоя определяется выражением

$$R_i(t) = R_i^U - W_i \left(\frac{t}{t_0} \right)^\delta, \quad (2.2)$$

где W_i находится из условия $R_i(t_0) = R_i^N$, т.е. $W_i = R_i^U - R_i^N$. Используя уравнение (2.2), можно вычислить плотность каждой ячейки как функцию времени. Радиальная скорость i -го слоя на конечный момент времени t_0 определяется из выражения:

$$V_i(t_0) = \frac{dR_i}{dt} = -\delta \frac{W_i}{t_0}, \quad (2.3)$$

Таким образом, распределение радиальной скорости зависит от отношения δ/t_0 при заданном значении начальной однородной плотности. Показатель степени δ в уравнении (2.2) позволяет описать различные законы сжатия облака без рассмотрения вопроса о физической основе данного закона.

Протозвездные облака, в общем случае, могут обладать ненулевым угловым моментом. Действительно, для ряда хорошо изученных протозвездных облаков наблюдаются признаки вращения [75]. Хотя на ранних этапах сжатия вращение облака может не влиять на характер его динамической эволюции, оно, как мы увидим, может существенно влиять на профили линии излучения молекул. Поэтому мы включили в нашу кинематическую модель расчет распределения азимутальной скорости.

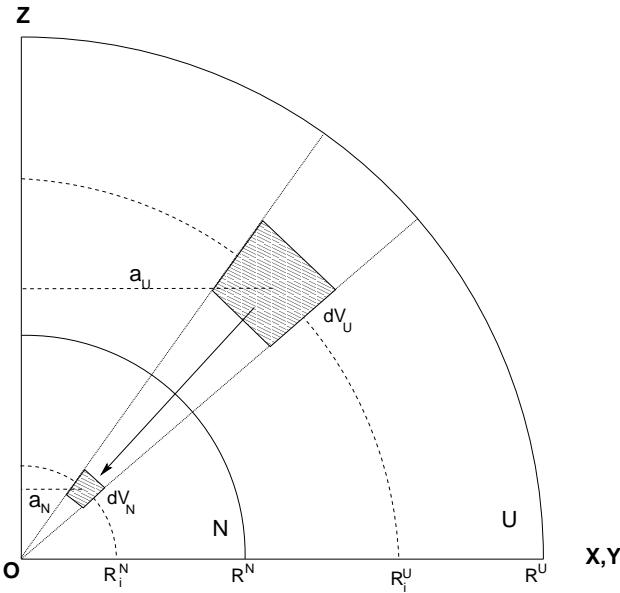


Рис. 2.7. Феноменологическая модель сжатия облака. Радиус начального однородного облака составляет R^U , радиус конечного (наблюдаемого) облака равен R^N . В ходе сжатия облака элемент dV_U преобразуется в элемент dV_N .

Рассмотрим элементарный объем dV_U , имеющий форму тороида (часть сферического слоя, ограниченного двумя полярными углами) и расположенный на расстоянии a_U от оси вращения, см. рис. 2.7. Предположим, что по мере сжатия облака угловой момент данного элемента сохраняется. Физически данное предположение можно обосновать при отсутствии магнитного торможения и турбулентного перераспределения углового момента на ранних этапах сжатия облака. Предположим далее, что начальное однородное облако вращается твердотельно с угловой скоростью Ω . Тогда распределение азимутальной скорости на момент времени t_0 дается выражением:

$$V_\phi = \frac{\Omega a_U^2}{a_N}, \quad (2.4)$$

где a_U и a_N — положения тороидального элемента в конфигурациях «U» и «N». Отметим, что несмотря на свою простоту, распределения радиальной и азимутальной скоростей, полученные в рамках данной феноменологической модели морфологически похожи на распределения, получаемые в рамках гидродинамического моделирования.

В рамках данной кинематической модели легко отследить изменение плотности со временем в заданных ячейках. Это дает нам возможность рассчитать химическую эволюцию облака одновременно с его динамической

эволюцией. В дальнейшем мы используем следующие параметры химической модели: $\zeta = 10^{-18} \text{ с}^{-1}$, $G = 0.1$.

2.2.3. Спектральные карты в линиях излучения молекул для кинематической модели протозвездного облака

Рассмотрим модель коллапсирующего неоднородного протозвездного облака. Сжатие облака происходит по закону (2.2) с показателем $\delta = 1$. Время сжатия из начальной конфигурации $t_0 = 0.8$ млн. лет, что приводит к максимальной скорости сжатия ~ 50 м/с в конечной конфигурации. Микротурбулентная скорость выбрана равной 50 м/с. Спектральная карта и диаграмма формирования профиля линии $\text{HCO}^+(1-0)$ по направлению на центр облака показаны на рис. 2.8. В отличие от стационарной модели профили линии являются асимметричными с преобладанием голубого пика над красным. Данная асимметрия двугорбого профиля является «классическим» наблюдательным признаком коллапса. Сама спектральная карта является симметричной относительно центра, т.е. профили линии по направлению на диаметрально-противоположные точки идентичны. Распределение функции вклада для центрального спектра (рис. 2.8, панель CF) имеет сложный вид, но в целом следует за распределением лучевой скорости (показанной белым цветом). Принято считать, что оптически-толстые линии несут информацию только о внешних частях облака. Однако профиль линии для данной модели формируется различными областями облака. Из интегральной функции вклада (панель ICF) видно, что и передняя и задняя части облака определяют интегральную интенсивность линии. Как и в случае стационарного облака, излучение в окрестности впадины и красного пика приходит из ближней к наблюдателю оболочки облака (см. панель CF). В то же время большая часть излучения в голубом пике приходит с обратной по отношению к наблюдателю стороны и частично из внутренних областей облака. Относительно слабый вклад центральных областей облака в профиль линии связан с дефицитом молекул в них (см. панель MOL).

Рассмотрим теперь модель врачающегося облака. Его химическая структура идентична предыдущему случаю, но радиальная скорость для конечной конфигурации искусственно положена равной нулю. Угловой момент облака выбран таким образом, чтобы вращательная скорость в мак-

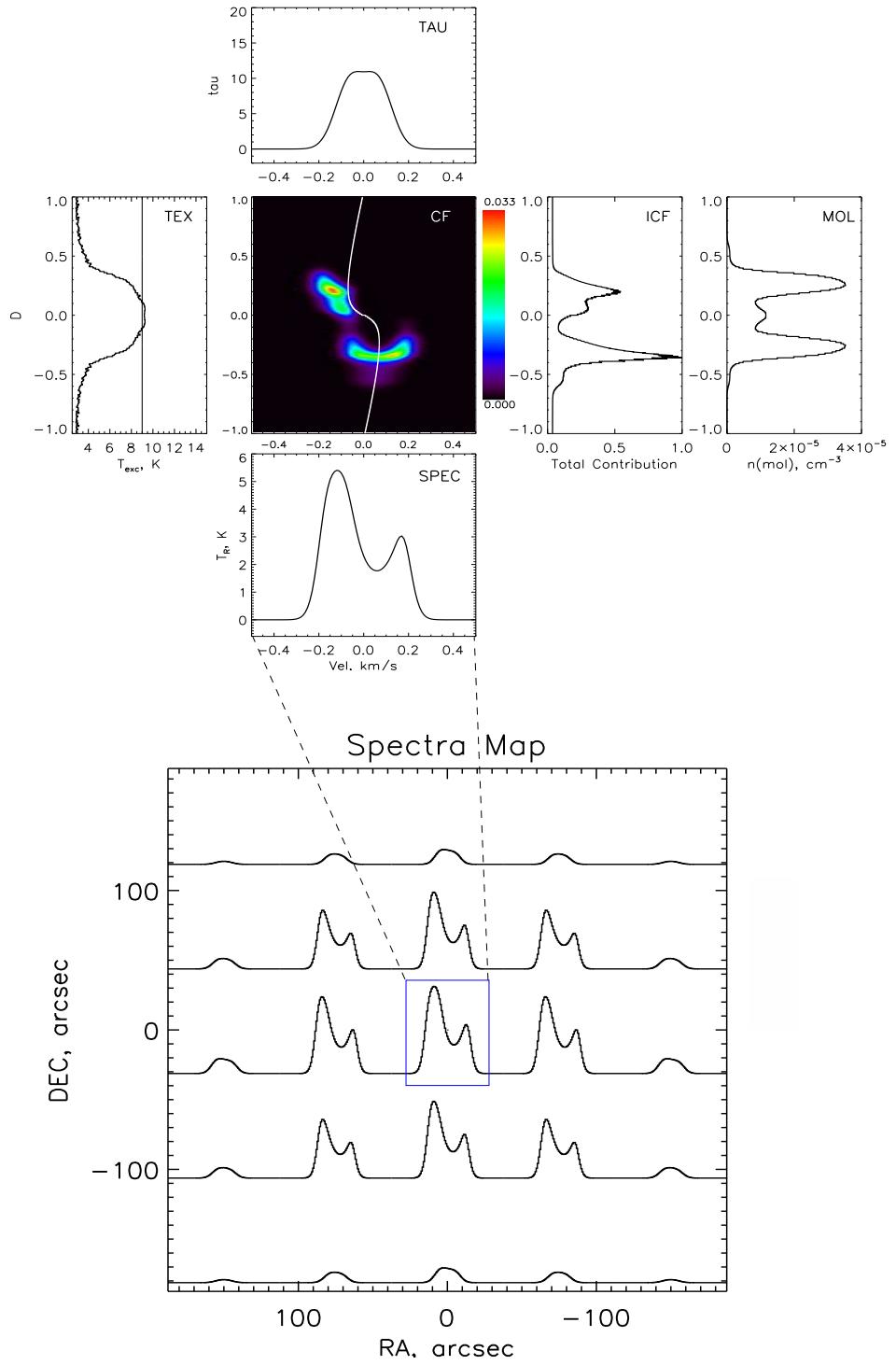


Рис. 2.8. Верхняя панель: диаграмма формирования профиля линии $\text{HCO}^+(1-0)$ по направлению на центр коллапсирующего неоднородного облака. Проекция регулярной скорости на луч зрения показана белым цветом. Нижняя панель: спектральная карта облака в линии $\text{HCO}^+(1-0)$.

симуме составляла 100 м/с. Пусть ось вращения облака перпендикулярна наблюдателю. Соответствующая спектральная карта и диаграмма формирования профиля линии $\text{HCO}^+(1-0)$ приведены на рис. 2.9. Спектры излучения являются асимметричными везде за исключением направлений на ось вращения. По левую сторону от оси в профилях линии преобладает синий пик, в правую сторону от оси — красный пик. Спектральная карта является зеркально симметричной относительно оси вращения облака. Заметным эффектом является также сдвиг профилей относительно нулевой скорости. Этот сдвиг имеет противоположный знак по левую и правую сторону от оси вращения. Как и в случае сжимающегося облака, распределение функции вклада для выделенного спектра определяется лучевой скоростью. Сравнивая модели коллапсирующего и вращающегося облаков, видно, что их профили линий в определенных позициях на карте очень похожи. Поэтому при интерпретации наблюдений необходимо анализировать не только центральные или интегральные спектры, а всю спектральную карту целиком. При этом важно рассматривать не только форму профилей, но и их смещение по скорости. Более того, для надежного восстановления кинематической структуры облака необходимо одновременно использовать спектральные карты для разных переходов и молекул (как оптически-толстых, так и оптически-тонких).

Рассмотрим, наконец, более общий случай одновременно коллапсирующего и вращающегося облака. Соответствующие спектральная карта и диаграмма формирования одного из спектров показаны на рис. 2.10. Наклон оси вращения к наблюдателю составляет $i = 90^\circ$. Спектральная карта не симметрична ни относительно центра (как для случая чистого коллапса), ни относительно оси вращения облака (как в случае чистого вращения). На левой стороне карте эффекты коллапса и сжатия коррелируют, в результате чего профили линий имеют сильно выраженную асимметрию с преобладанием синего пика. На правой стороне карты эффекты коллапса и вращения обратны друг другу, что приводит к формированию почти симметричных профилей. По левую сторону от оси вращения профили линий сдвинуты в голубую сторону, по правую сторону — сдвинуты в красную область.

Комбинация коллапса и вращения позволяет объяснить спектральные особенности, наблюдаемые в ряде молекулярных облаков. В следующем разделе мы продемонстрируем это на примере дозвездного ядра

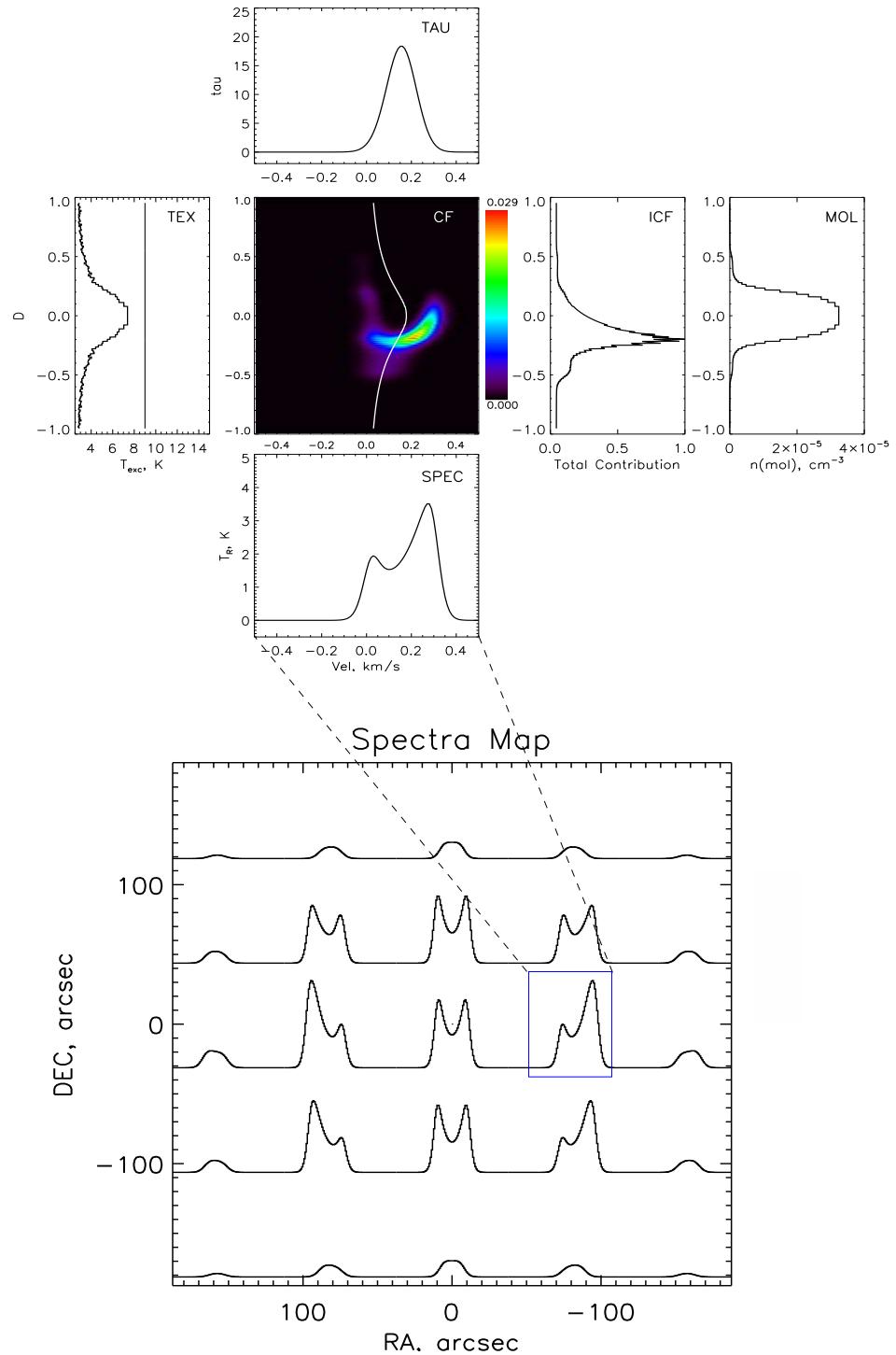


Рис. 2.9. Верхняя панель: диаграмма формирования профиля линии $\text{HCO}^+(1-0)$ вращающегося неоднородного облака для позиции, отмеченной на нижней карте. Проекция регулярной скорости на луч зрения показана белым цветом. Нижняя панель: спектральная карта облака в линии $\text{HCO}^+(1-0)$.

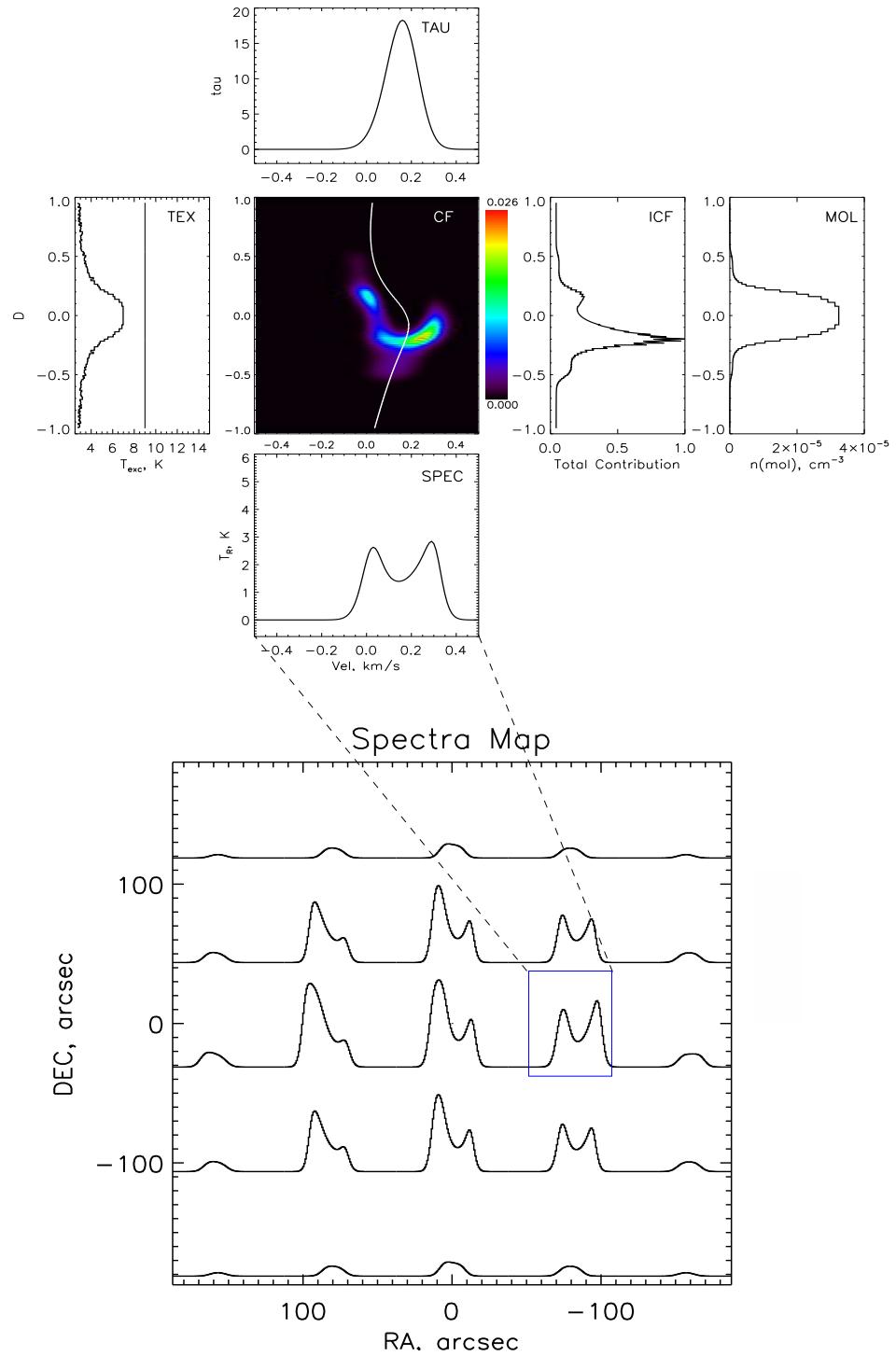


Рис. 2.10. Верхняя панель: диаграмма формирования профиля линии $\text{HCO}^+(1-0)$ вращающегося и коллапсирующего неоднородного облака для позиции, отмеченной на нижней карте. Проекция регулярной скорости на луч зрения показана белым цветом. Нижняя панель: спектральная карта облака в линии $\text{HCO}^+(1-0)$

СВ 17, рассматривая одновременно оптически-толстые и оптически-тонкие линии. Присутствие вращения и коллапса также отмечается в дозвездном ядре L1544 [76, 77] и [A1]. Отметим также, что отличить вращение от коллапса помогает построение карт средней скорости (или первых моментов профилей линий), см. например [78, 79]. Отметим, что по направлению на центр для ряда дозвездных ядер молекулярных облаков наблюдаются оптически-толстые профили с преобладанием красного пика [80, 81]. Такая асимметрия профилей может быть вызвана расширением центральных областей или истечениями, генерируемыми неотождествленными протозвездами. Спектральные карты некоторых объектов, см. например [82], не могут быть описаны в рамках коллапсирующего, расширяющегося или вращающегося облака. В работе [83] рассматривается возможность объяснить такую сложную кинематическую структуру с помощью модели осциллирующего облака, равновесие которого поддерживается градиентами давления.

Представленные в первом и втором разделах данной главы результаты имеют прежде всего методический характер. Они позволяют понять, как формируются линии излучения молекул в протозвездных облаках и какие факторы необходимо учитывать при моделировании линий и интерпретации наблюдений. Следующий раздел будет посвящен детальному изучению конкретного протозвездного ядра СВ 17. В нем будет решена задача восстановления его параметров с помощью химико-динамического моделирования и сопоставления теоретических и наблюдаемых спектральных карт.

2.3. Химико-динамическая модель протозвездного ядра СВ 17

Молекулярное ядро СВ 17 (L1389) расположено на юго-восточной границе небольшой слегка вытянутой глобулы Бока на расстоянии около 300 пк от Земли. Координаты центра этого объекта RA = 04h:00m:32.90s, DEC = 56°:47':52" (B1950). На рис. 2.11 показано изображение СВ 17 в видимом диапазоне. Благодаря своей простой геометрической форме и относительной изолированности СВ 17 можно рассматривать в качестве удобного объекта для изучения химической и динамической структуры. Наиболее детально это ядро обсуждалось в работах [84–87], где авторы отметили избыток содержания молекул HCO⁺, N₂H⁺, HC₃N по сравнению с содержа-

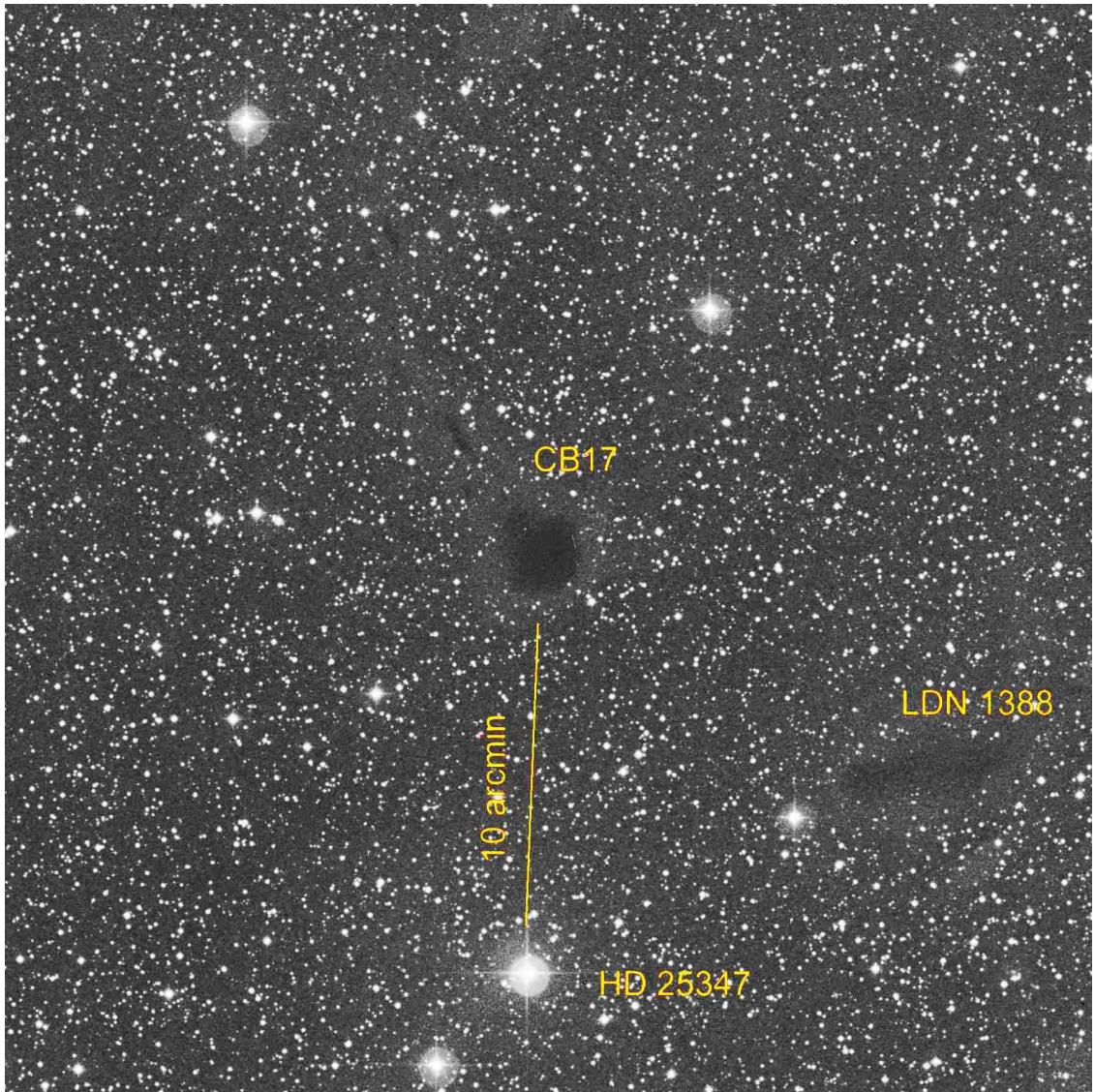


Рис. 2.11. Карта окрестностей СВ 17 в видимом свете из каталога DSS2.

нием в разреженных (диффузных) облаках. В то же время, поверхностные плотности молекул N_2H^+ и NH_3 в СВ 17 оказались типичными для плотных молекулярных ядер [88–90].

Нашиими коллегами из Германии были проведены наблюдения СВ 17 в линиях молекул CO, CS и HCO^+ и их изотопомеров с помощью телескопа IRAM 30m в июне 1993 и октябре 1996 годов. Полученные спектральные карты охватывают все облако и имеют высокое угловое и частотное разрешение. Для иллюстрации на рис. 2.12 показаны карты СВ 17 в линиях CS(2–1) и $\text{HCO}^+(1–0)$.

В табл. 2.2 для используемых в нашем исследовании карт приведены угловое разрешение HPBW, ширина канала по скорости Δv_{chan} и лучевая скорость v_{LSR} по направлению на максимум интенсивности миллиметро-

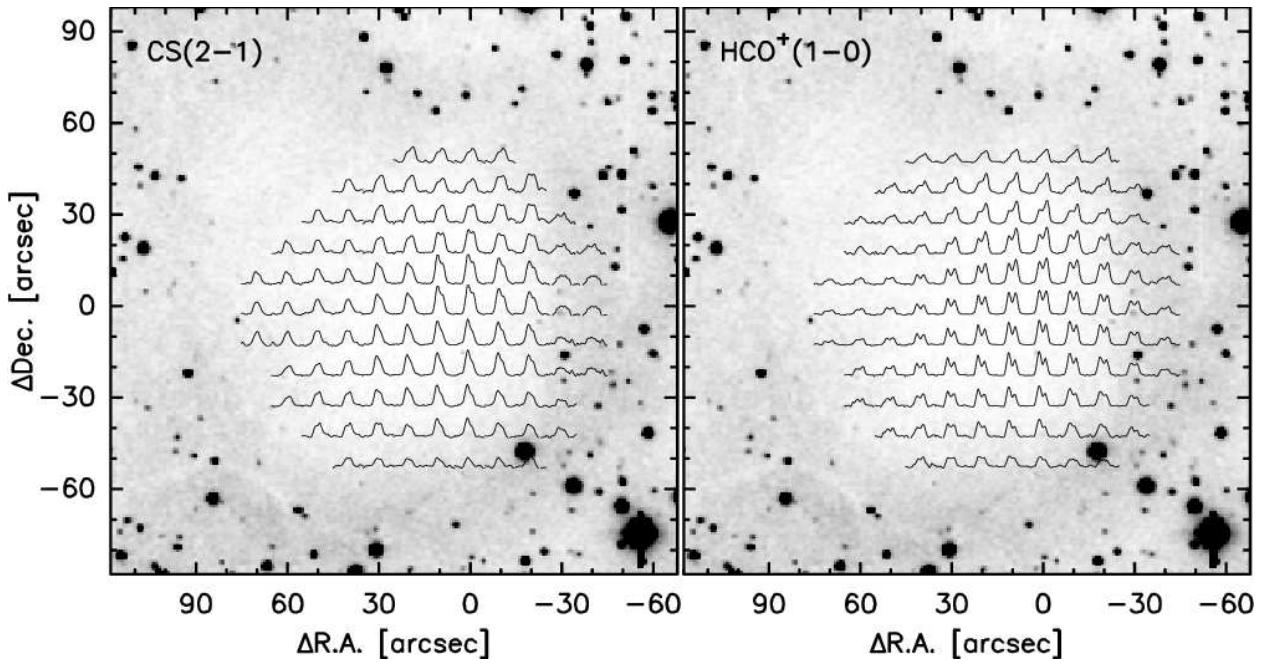


Рис. 2.12. Спектральные карты СВ 17 в линиях CS(2-1) и HCO⁺(1-0), полученные телескопом IRAM 30m, из работы [A6]. Оттенками серого показана карта в видимом диапазоне.

Таблица 2.2. Параметры спектральных карт СВ 17.

Линия	HPBW, угл. сек.	Δv_{chan} , м с ⁻¹	v_{LSR} , км с ⁻¹
C ¹⁸ O (2-1)	11	100	-4.73
CS (2-1)	25	70	-4.68
C ³⁴ S (2-1)	25	65	-4.59
HCO ⁺ (1-0)	27	65	-4.67
H ¹³ CO ⁺ (1-0)	29	65	-4.64

вого излучения пыли (со смещением $-1'', +8''$ относительно центра карты). Более подробное описание наблюдательных данных и процедуры их обработки можно найти в статье [A6].

Целью нашего исследования СВ 17 является выяснение его химической и кинематической структуры в рамках представленной выше модели на основе расчета теоретических спектральных карт и их количественного сравнения с наблюдательными картами. Подробные результаты данного исследования опубликованы в работе [A6], здесь мы опишем его ключевые моменты. В предыдущем разделе отмечено большое количество параметров модели, влияющих на формирование профилей линий излучения молекул. Подбор этих параметров в рамках полной химико-динамической модели является очень трудоемким процессом. Поэтому мы разбили задачу на три этапа. На первом этапе исследуются и локализуются «химические» па-

раметры модели, прежде всего, интенсивность внешнего УФ-излучения G . При этом считается, что облако эволюционирует только химически, тогда как физическая структура предполагается фиксированной, а регулярная скорость — равной нулю. На втором этапе найденные параметры химической модели используются для расчета динамической эволюции облака на основе феноменологической модели сжатия, представленной в предыдущем разделе. На этом этапе определяются наилучшие параметры закона сжатия δ (см. выражение (2.2)), время эволюции t_0 и вероятность прилипания молекул к пылинкам S . Наконец, на третьем этапе в модель включается вращение и определяются угловой момент облака и его ориентация по отношению к наблюдателю. Данная последовательность шагов схематически изображена на рисунке 2.13.

Важным элементом процедуры поиска оптимальных параметров любой модели является оценка соответствия модели наблюдениям. Такая оценка должна учитывать все особенности спектральных линий (интегральную интенсивность, форму, сдвиг) и их распределение по карте. В нашей работе оценка проводится количественно путем сопоставления теоретических и наблюдаемых спектральных карт. Оценка соответствия между теоретическими и наблюдаемыми спектральными картами производится с помощью следующего численного критерия:

$$SP = \frac{1}{J^{\text{obs}} + J^{\text{mod}}} \sum_{k=1}^{N_{\text{pos}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{chan}}} |I_i^{k,\text{obs}} - I_i^{k,\text{mod}}| \Delta v_i. \quad (2.5)$$

В данном выражении $I_i^{k,\text{obs}}$ и $I_i^{k,\text{mod}}$ — наблюдаемая и теоретическая интенсивности излучения для i -го смещения по скорости по направлению на k -ю позицию в спектральной карте, N_{chan} — количество каналов по скорости, N_{pos} — число позиций (спектров) в карте, Δv_i — ширина канала по скорости. Наблюдаемые и теоретические интегральные интенсивности J^{obs} и J^{mod} определяются следующим образом:

$$J = \sum_{k=1}^{N_{\text{pos}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{chan}}} I_i^k \Delta v_i. \quad (2.6)$$

Согласно своему определению значения SP лежат в интервале $0 \leq SP \leq 1$. Ценным свойством этого критерия является его симметричность и умерен-

1. Стационарная модель

Фиксированная структура облака
Химическая эволюция
Перенос излучения (1D)



*Определение G
Оценка t_0*



2. Нестационарная модель

Динамическая структура облака
Химическая эволюция
Перенос излучения (1D)



Определение S, δ , t_0

*Восстановление химической структуры
Восстановление распределения V_r*



3. Модель с вращением

Динамическая структура облака
Химическая эволюция
Перенос излучения (2D)



*Определение Ω , PA
Восстановление распределения V*

Рис. 2.13. Этапы моделирования и восстановления параметров молекулярного ядра СВ 17.

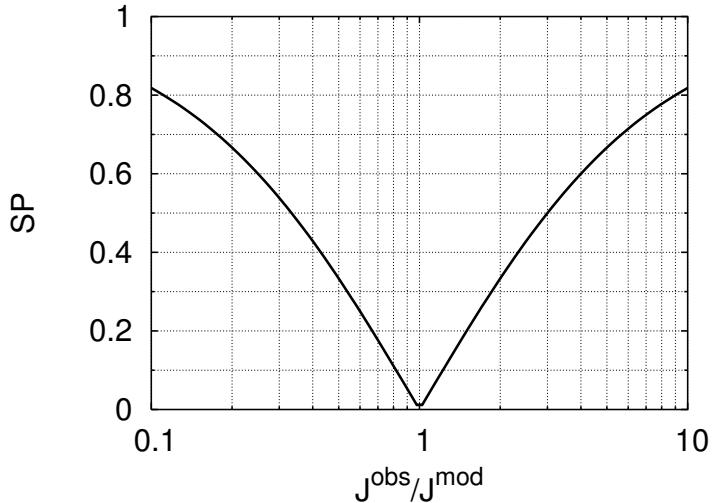


Рис. 2.14. Критерий соответствия SP как функция отношения интенсивностей J^{obs}/J^{mod} случая (2.7).

ная чувствительность к сильным выбросам. Для иллюстрации рассмотрим пример сравнения двух спектров, имеющих одинаковую форму, но разную интегральную интенсивность. В этом случае критерий преобразуется к виду:

$$SP = \frac{|J^{obs} - J^{mod}|}{J^{obs} + J^{mod}}. \quad (2.7)$$

На рис. 2.14 показаны значения SP в зависимости от отношения J^{obs}/J^{mod} . Видно, что в логарифмических координатах форма кривой симметрична относительно $J^{obs}/J^{mod} = 1$, т.е. одинаковым образом учитываются отклонения как в меньшую, так и в большую сторону. Отметим, что разница между интенсивностями в 2 раза соответствует значению $SP \approx 0.35$, а разница на порядок величины приводит к $SP \approx 0.8$.

2.3.1. Результаты для модели со стационарным распределением плотности

Для описания распределения плотности в СВ 17 используется закон (2.1) с параметрами $n_0 = 5.4 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, $r_0 = 3000 \text{ а.е.}$ и $\beta = 2.2$. Для внешнего радиуса облака берется значение $2.5 \times 10^4 \text{ а.е.}$ Температура в облаке предполагается однородной и равной $T = 10 \text{ К}$. Эти параметры получены по результатам моделирования наблюдаемых карт миллиметрового излучения пыли нашими коллегами из института астрономии им. Макса Планка. Для воспроизведения нетеплового уширения линий вводится микротурбу-

лентная скорость со значением $V_{\text{turb}} = 0.15 \text{ км/с}$.

В рамках модели с фиксированной плотностью исследуется влияние следующих ключевых параметров химической модели: время эволюции t_0 , вероятность прилипания молекул на пылинки S и интенсивность внешнего УФ- поля излучения G . Считая данные параметры свободными и меняющимися в диапазонах $0 < S < 1$, $0 < G < 1$ и $0.2 < t_0 < 2.0$ млн. лет, мы ищем их оптимальные значения из условия наилучшего согласия спектральных карт. В общей сложности в трехпараметрическом пространстве рассчитано 330 моделей. Для каждой модели вычислены распределения концентраций наблюдаемых молекул. По этим данным проведен расчет населенностей уровней молекул и построены теоретические спектральные карты, положения спектров в которых соответствуют наблюдательным. Эти карты свернуты с соответствующими диаграммами направленности телескопа. Наконец, для каждой карты вычислен критерий соответствия SP наблюдаемой карте.

Рассмотрим некоторые результаты моделирования химической структуры облака. На рис. 2.15 показаны радиальные распределения относительных концентраций CO, CS и HCO⁺ на моменты времени $t = 0.2$ млн. лет и $t = 2.0$ млн. лет для нескольких значений параметров S и G . При $S = 0$ (газофазная химия) содержание CO практически постоянно по всему объему облака и близко к полному содержанию углерода. При отличном от нуля S наблюдается значительное вымерзание CO во внутренних областях. В модели с ненулевой интенсивностью внешнего УФ- поля молекулы CO на границе облака практически полностью диссоциированы. Содержание HCO⁺ слабо чувствительно к значению S , но в оболочке сильно зависит от внешнего излучения. Обилие CS существенно зависит от всех трех параметров. Локальный минимум в распределении X(CS) в оболочке в модели с УФ-засветкой объясняется дефицитом углерода, связанным с CO. В целом рассчитанная химическая структура хорошо согласуется с результатами, полученными в [73] для L1544 (см. их рисунок 9). Отмеченные особенности химической структуры характерны и для динамических моделей, что дает нам возможность восстановления S и G и их использования в дальнейшем.

Перейдем к описанию результатов варьирования параметров. Для анализа совместного влияния параметров представим распределения критерия соответствия SP как функцию двух параметров, t_0 и S , при фиксированном значении G . Данные диаграммы соответствия для оптически-

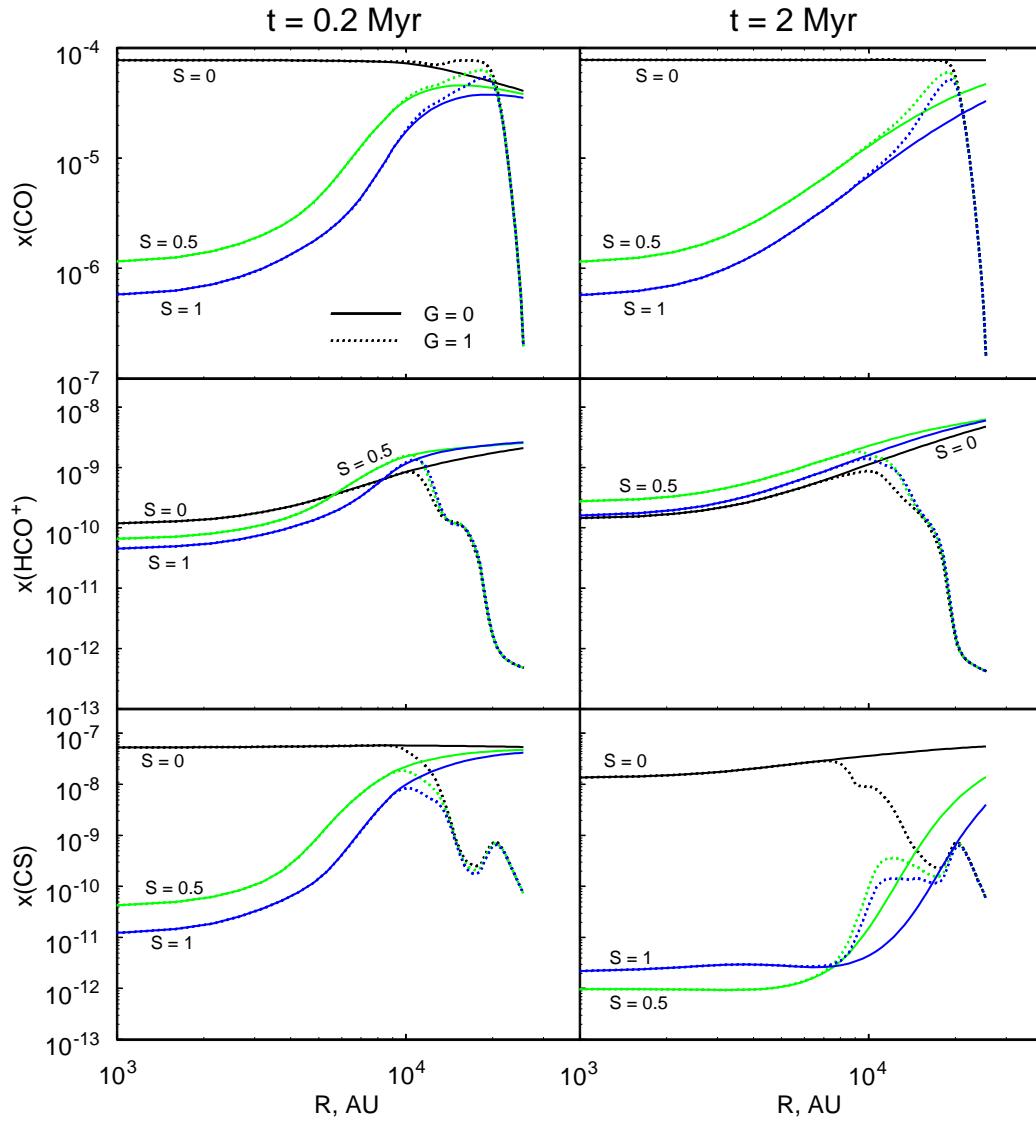


Рис. 2.15. Радиальные распределения относительной концентрации CO (верхний ряд), HCO^+ (средний ряд) и CS (нижний ряд) для модели CB 17 с фиксированной плотностью для времени эволюции $t = 0.2$ млн. лет (левая колонка) и 2 млн. лет (правая колонка). Представлены распределения для моделей без УФ-засветки ($G=0$) и со стандартным межзвездным полем ($G=1$) и для трех значений коэффициентов прилипания молекул к пылинкам: $S = 0, 0.5$ и 1.0

тонких линий C^{18}O , H^{13}CO^+ и C^{34}S показаны на рис. 2.16. Они указывают, что нулевые значения S не согласуются с наблюдениями. С другой стороны, при приближении S к единице соответствие также падает. Отметим, однако, что диапазон изменения SP для карт C^{18}O и H^{13}CO^+ небольшой, что требует осторожности в данных выводах. Линия излучения C^{34}S наиболее чувствительна к изменению параметров химической модели. На соответствующих ей диаграммах отчетливо видна область параметров с малыми значениями SP . Эта область (вырожденных параметров) имеет форму гиперболы, что свидетельствует о компенсации малых значений S большими значениями времени эволюции облака. В целом, можно найти такую комбинацию параметров, которая обеспечивает относительно хорошее согласие ($\text{SP}=0.3$) между всеми наблюдаемыми и теоретическими картами одновременно. Соответствующие интенсивности не будут отличаться более чем в два раза. Рассмотренные линии являются оптически-тонкими. Вследствие того, что эти линии формируются главным образом во внутренних областях, они слабо чувствительны к внешнему УФ-полю. Это объясняет тот факт, что диаграммы соответствия для данных линий слабо зависят от G .

На рис. 2.17 показаны диаграммы соответствия спектральных карт для оптически-толстых линий CS и HCO^+ . Как и следовало ожидать, они чувствительны к изменению интенсивности межзвездного фона. В случае нулевого фона (левая колонка) обилие молекул в оболочке велико, что приводит к высокой (по сравнению с наблюдаемой) интенсивности излучения по всей карте и сильным центральным провалом в профилях теоретических линий. Стандартное межзвездное поле, $G = 1$ (правая колонка), напротив, эффективно разрушает молекулы в оболочке, что приводит к малой интенсивности теоретических линий и уменьшает эффекты самопоглощения. Проиллюстрируем эти эффекты с помощью рис. 2.18, где представлены наблюдаемые и теоретические карты в линии $\text{CS}(2-1)$ для двух моделей. Для модели с $G = 0.0$ $S = 0.6$ и $t = 0.8$ млн. лет спектры имеют практически одинаковую интенсивность по всей карте и сильные центральные провалы, в отличие от наблюдаемых. При стандартном УФ-поле, $S = 0.6$ и $t = 0.4$ млн. лет интенсивность синтетических спектров быстро падает от центра, тогда как их центральные впадины выражены намного слабее. В соответствии с рис. 2.17 ослабленное значение межзвездного фона, $G = 0.1$, представляется наиболее подходящим для описания наблюдаемых карт.

Хотя теоретические профили оптически-толстых линий имеют ожи-

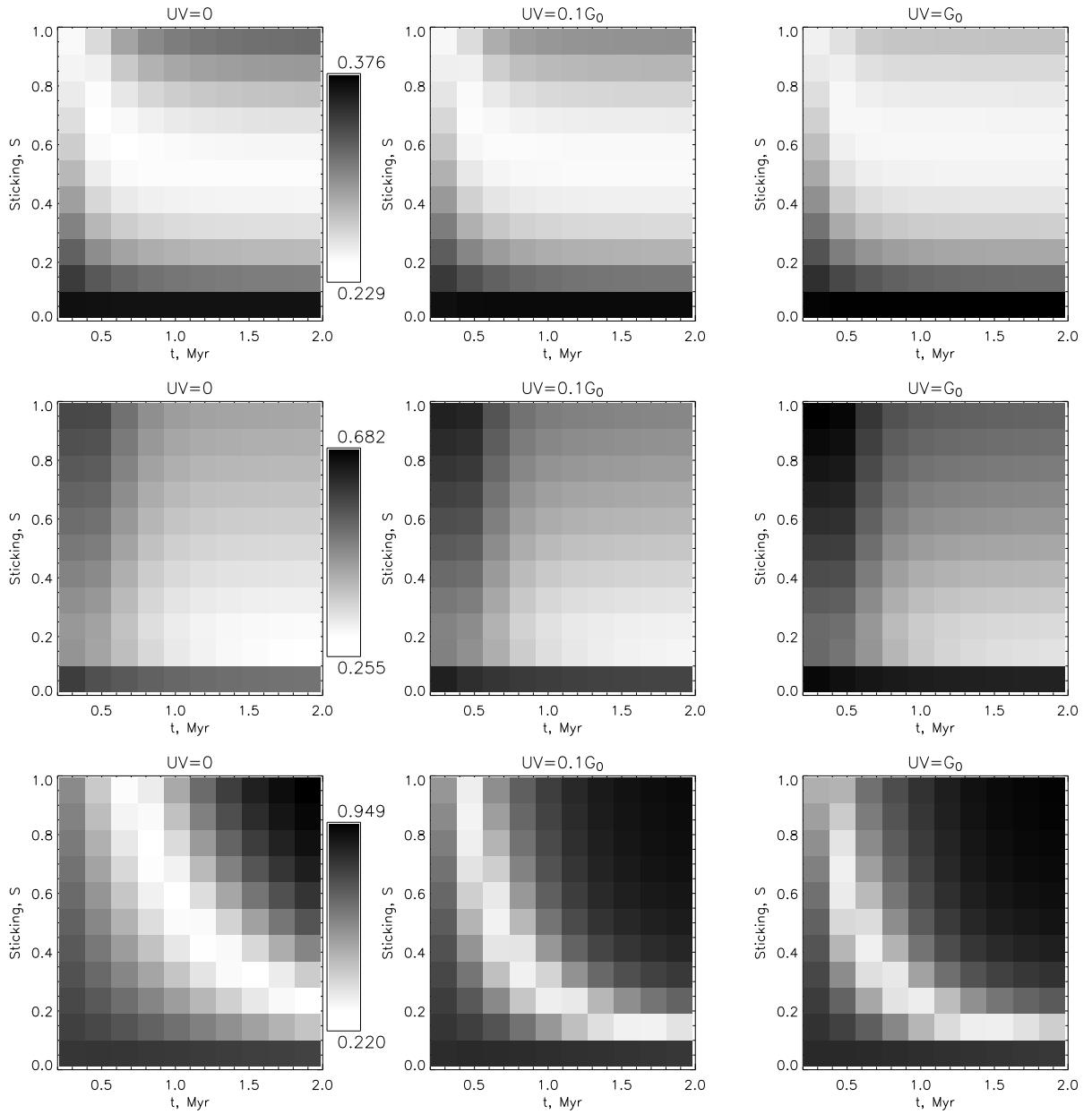


Рис. 2.16. Диаграммы соответствия между теоретическими и наблюдаемыми спектральными картами в оптически-тонких линиях C¹⁸O (верхний ряд), H¹³CO⁺ (средний ряд) и C³⁴S (нижний ряд). Для каждой диаграммы цветом показано значение критерия соответствия SP как функция t_0 и S . Диаграммы построены для трех значений $G=0$ (левая колонка), $G=0.1$ (средняя колонка) и $G=1.0$ (правая колонка). Меньшие значения критерия (светлые области) соответствуют лучшему согласию между наблюдаемой и теоретической картами.

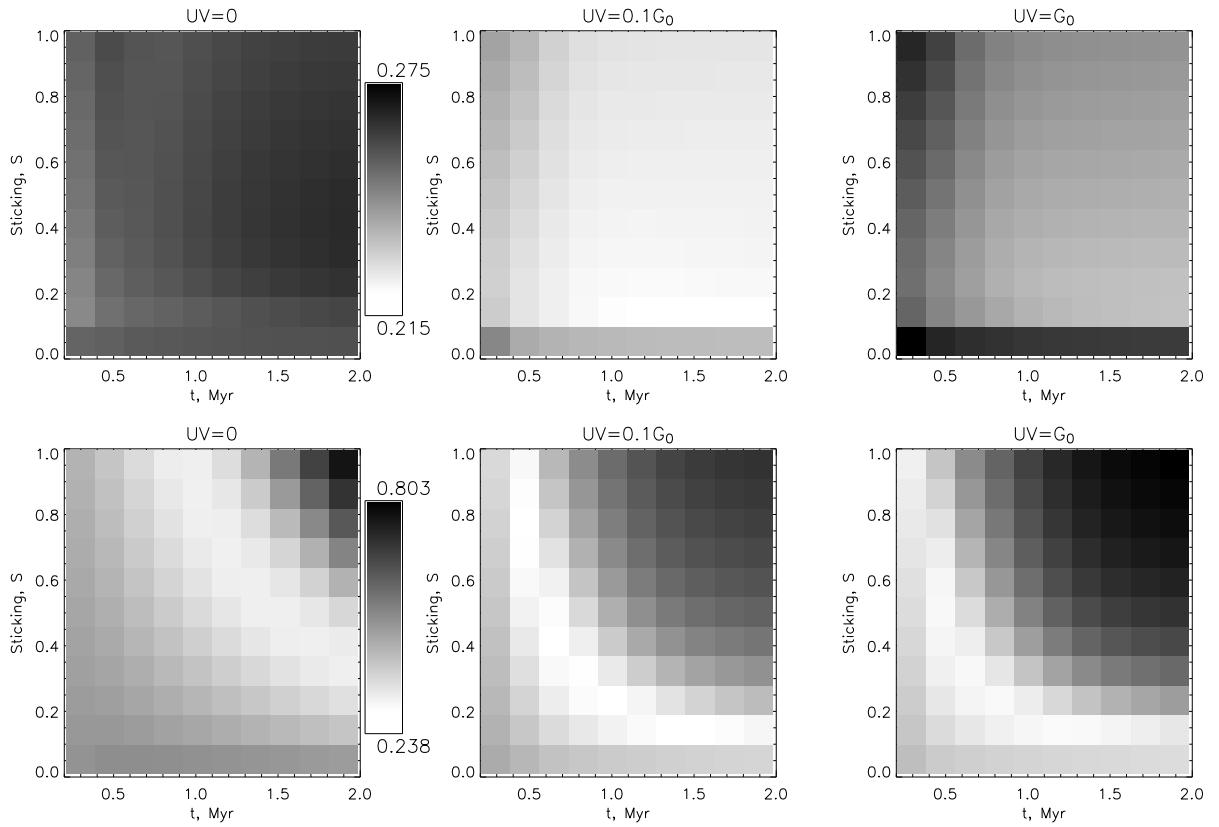


Рис. 2.17. То же, что и на рис. 2.16, но для оптически-толстых линий HCO^+ (верхний ряд) и CS (нижний ряд).

даемую двугорбую форму, их симметрия не согласуется с наблюдениями. Для описания асимметричных наблюдаемых профилей необходимо перейти к динамической модели — следующему этапу нашего моделирования. Как видно из рис. 2.16 и 2.17, в рамках стационарной можели оказалось невозможным определить значение коэффициента прилипания молекул к пылинкам S . Поэтому в динамической модели из рассмотренных параметров будет зафиксировано только значение $G = 0.1$. В дальнейшем мы также не будем рассматривать времена эволюции $t_0 < 0.4$ млн. лет, поскольку они не воспроизводят интенсивности оптически-тонких и оптически-толстых линий. Данное ограничение имеет важное значение для динамической модели, поскольку в рамках описания (2.2) это накладывает ограничения на параметр закона сжатия облака $\delta \geq 0.5$ при наблюдаемых в СВ 17 значениях радиальной скорости 0.05–0.1 км/с.

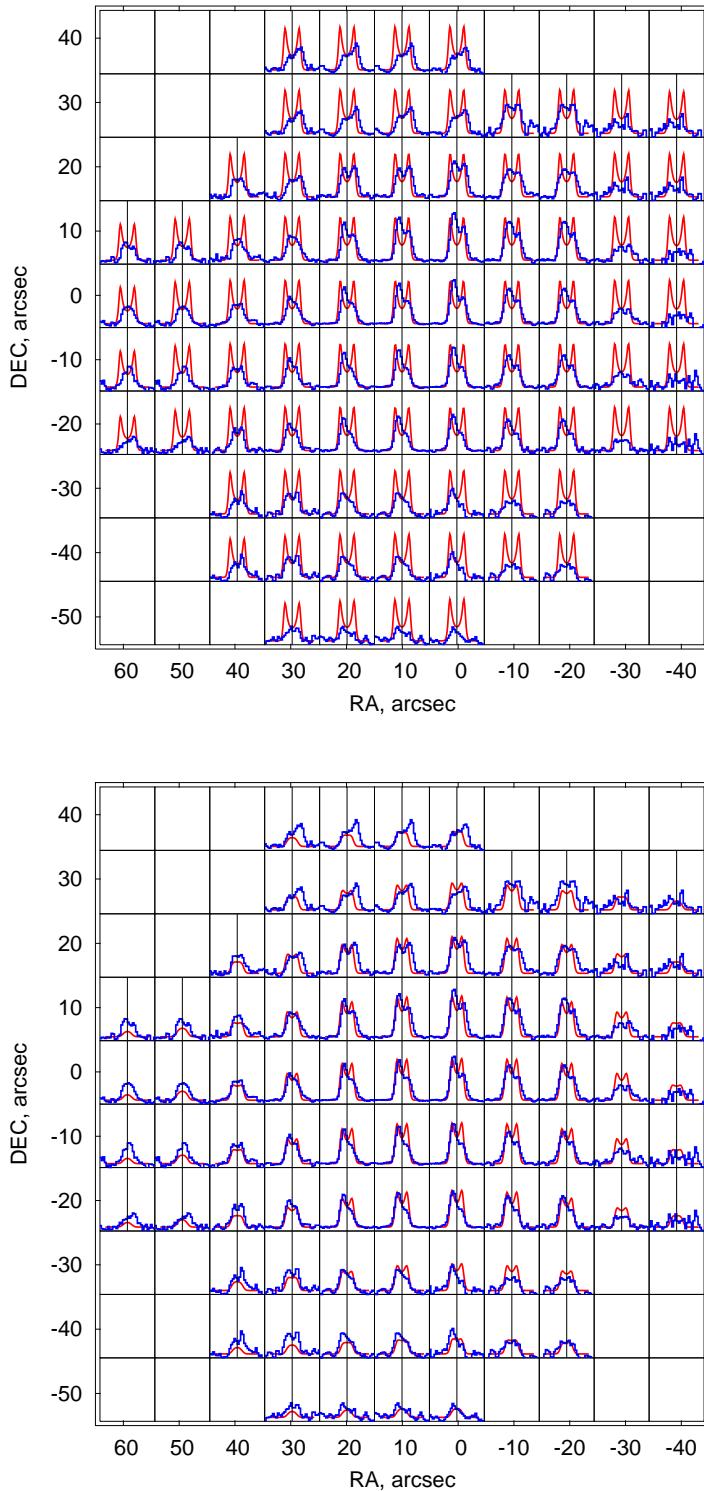


Рис. 2.18. Спектральная карта СВ 17 в линии CS(2–1). Наблюдаемые профили показаны голубым цветом, теоретические — красным. Теоретические спектры соответствуют модели с параметрами $G = 0, S = 0.6$ $t = 0.8$ млн. лет (верхняя панель) и $G = 1, S = 0.6$ $t = 0.4$ млн. лет (нижняя панель).

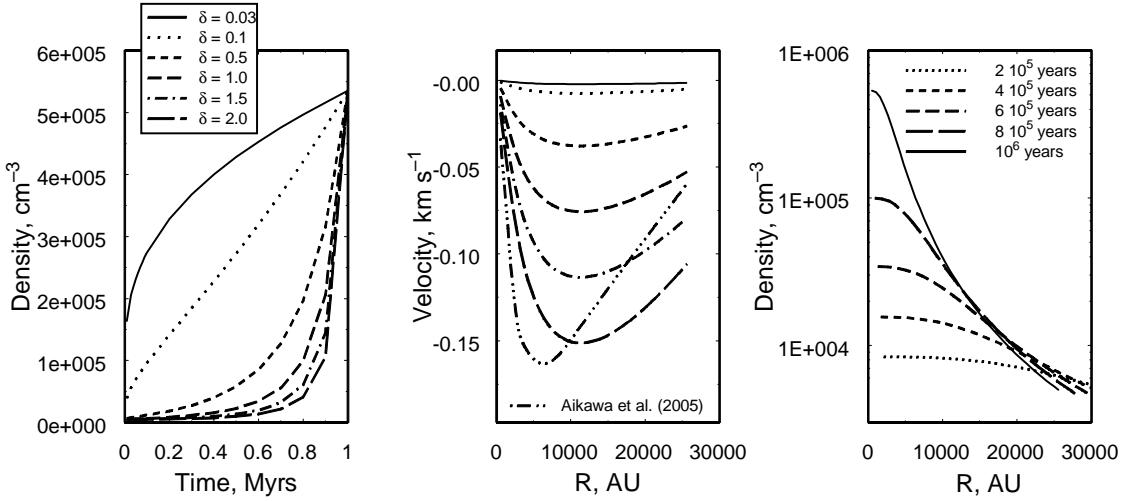


Рис. 2.19. Динамическая структура модельного облака. Левая панель: изменение центральной концентрации H_2 со временем для различных значений δ . Средняя панель: распределения радиальной скорости для различных значений δ при фиксированном времени эволюции облака $t_0 = 10^6$ лет. Для сравнения приведено распределение скорости для модели L1544 из работы [72] для их параметров $\alpha = 1.1$ и $t = 1.15 \times 10^6$ лет. Правая панель: эволюция распределения плотности для модели с $t_0 = 10^6$ лет и $\delta = 1$. Распределение на конечный момент времени соответствует предполагаемому текущему распределению в СВ 17.

2.3.2. Результаты для динамической модели

Согласно используемому подходу, динамическая эволюция модельного облака определяется параметрами t_0 и δ . В данном разделе будет продемонстрирована чувствительность спектральных карт к этим параметрам и определены их оптимальные значения. На рис. 2.19 показана зависимость центральной плотности облака от времени для различных значений δ . При $\delta = 0.1$ наблюдается почти линейный рост плотности со временем, при меньшем значении рост плотности замедляется со временем, при большем — ускоряется со временем. На рис. 2.19 также приведены распределения скорости на конечный момент времени $t_0 = 10^6$ лет для различных значений δ . Для сравнения также показано распределение скорости для гидродинамической модели L1544 из работы [72]. Видно, что распределения морфологически похожи. Более сглаженные распределения в нашей модели по сравнению с профилем из [72] связаны, по-видимому, с различными начальными условиями.

Для нахождения наилучшего согласия модели с наблюдениями совместно с t_0 и δ будем варьировать значение S , в то время как интенсивность

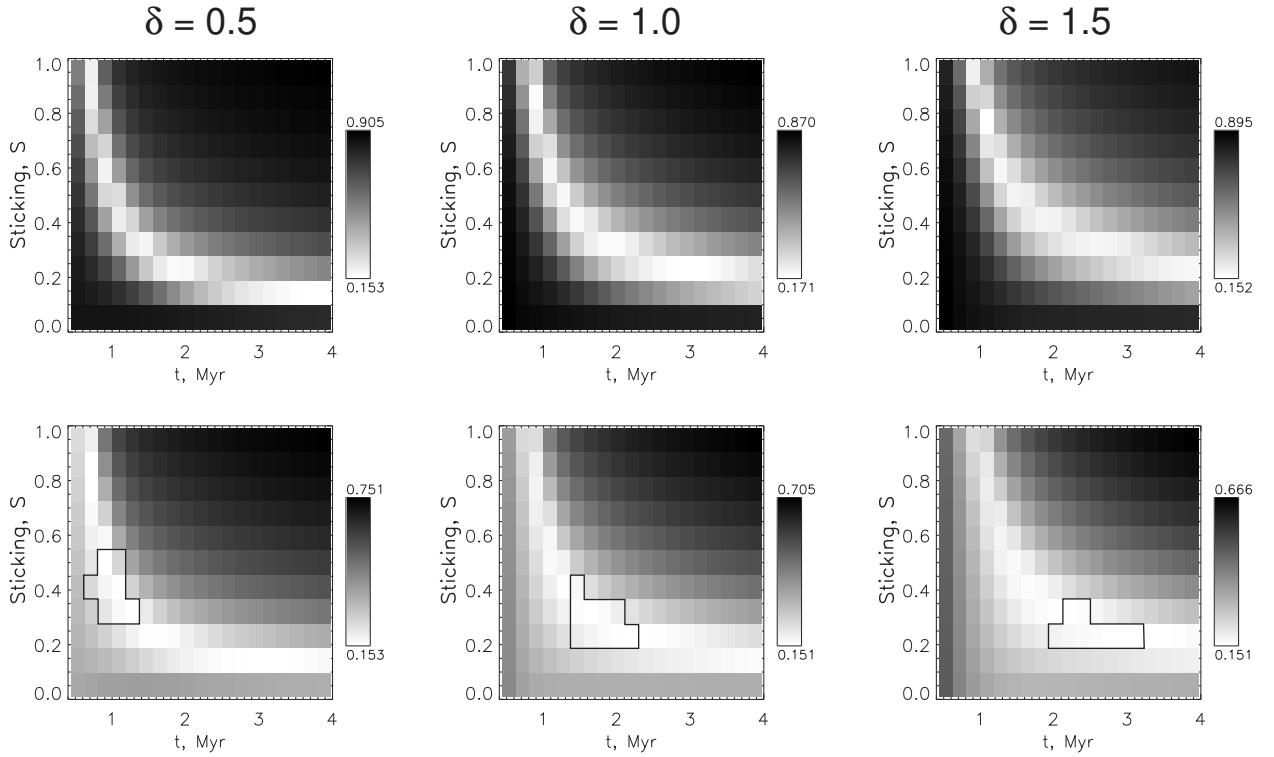


Рис. 2.20. Значения SP для линий C^{34}S (верхняя строка) и CS (нижняя строка). В колонках представлены диаграммы для различных значений δ . Контурами выделены области оптимальных параметров, при которых хорошо описывается отношение интенсивностей пиков двугорбого профиля.

внешнего фона $G = 0.1$ берется из результатов стационарной модели. Наряду с этими параметрами в динамической модели приходится также рассматривать V_{turb} , поскольку вклад в ширину линий начинает вносить регулярная скорость. Для каждой модели мы подбираем значение V_{turb} таким образом, чтобы ширина теоретической линии соответствовала наблюдаемой ≈ 0.15 км/с.

Поскольку на данном этапе в модели не учитывается вращательная скорость, сравнение модели с наблюдениями целесообразно проводить только для спектров излучения по направлению на центр облака, т.к. центральные спектры не подвержены влиянию вращения. Результаты варьирования параметров модели представлены на рис. 2.20. Показаны распределения критерия соответствия центральных теоретических спектров наблюдаемым для трех значений δ (0.5, 1.0, 1.5) в зависимости от t_0 и S . Показаны только результаты для C^{34}S и CS , т.к. их спектры оказались наиболее чувствительными к данным параметрам. Диаграммы соответствия для динамической модели очень похожи на диаграммы для модели с фиксированной плотностью, см. рис. 2.20 и рис. 2.17. При увеличении t_0 хорошее

Таблица 2.3. Оптимальные параметры для динамической модели без вращения.

δ	t_0 , млн. лет	S	SP(CS)	SP($C^{34}S$)
0.5	1.0–1.2	0.3–0.4	0.153	0.208
1.0	1.6–1.8	0.3	0.152	0.187
1.5	2.2–2.4	0.3	0.154	0.190

соответствие модели с наблюдениями достигается при меньших S . Формально минимальное значение SP достигается при $S = 0.2 – 0.3$ для всех значений δ , однако этот минимум не является четко выраженным. Для более надежной локализации оптимальных параметров мы использовали дополнительный критерий, учитывающий только отношение интенсивностей пиков в двугорбом профиле. Другими словами, из всех «хороших» моделей предпочтение уделяется моделям с асимметрией профилей, близкой к наблюдаемой. При этом ширина линий и интенсивность считаются менее важными параметрами. Модели, выделенные в рамках данного дополнительного критерия, отмечены на рис. 2.20 контурами. Оптимальные параметры, определенные в рамках данной процедуры, приведены в табл. 2.3. Отметим, что наилучшие модели по CS and $C^{34}S$ несколько отличаются. Согласно табл. 2.3 наиболее оптимальное значение коэффициента прилипания молекул к пылинкам составляет 0.3, в то время как возраст облака превышает 1 млн. лет. Отметим, что значения критерия соответствия SP в динамической модели систематически ниже, чем в стационарной модели, однако их прямое сравнение некорректно, поскольку в статической модели критерии рассчитаны для полной карты. Различия в значениях SP между моделями с различными δ относительно невелики, однако результаты для обоих переходов $C^{34}S$ и CS свидетельствуют в пользу $\delta = 1.0$. В следующем разделе найденные оптимальные параметры будут использованы для моделирования СВ 17 с учетом вращения.

2.3.3. Результаты для модели с вращением

В используемом приближении (2.4) распределение азимутальной скорости определяется угловой скоростью начального облака Ω , которую мы будем считать свободным параметром. Другими дополнительными параметрами модели являются угол наклона i и позиционный угол РА, определяющие ориентацию облака по отношению к наблюдателю. Будем предполагать, что наклон оси вращения облака к наблюдателю составляет $i = 90^\circ$.

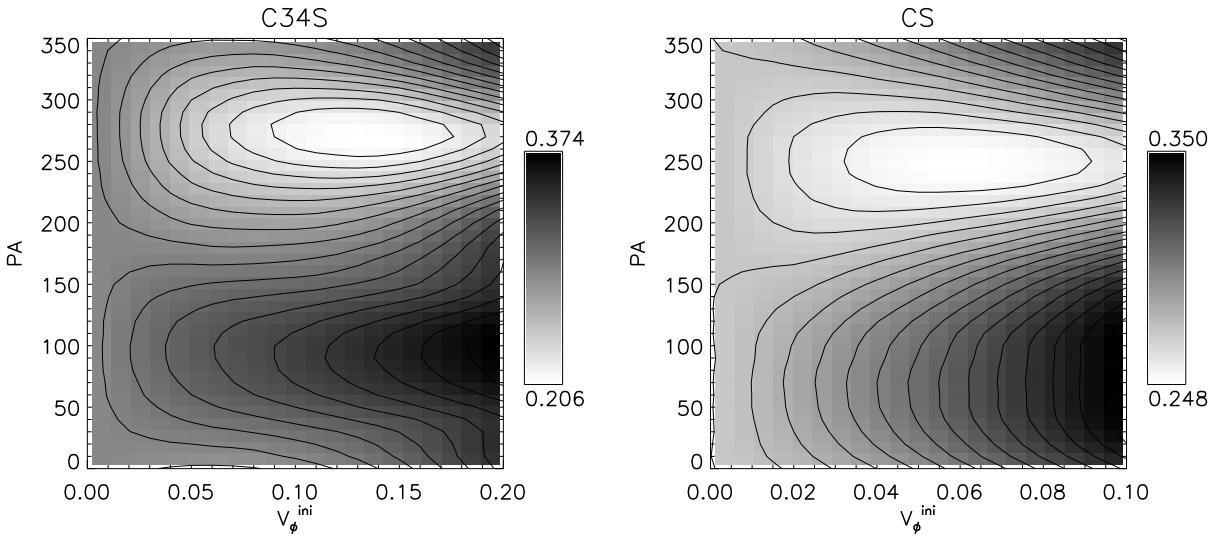


Рис. 2.21. Значения критерия соответствия SP для карты C^{34}S (левая панель) и CS (правая панель) как функция начальной вращательной скорости облака V_ϕ^{ini} и позиционного угла РА. Меньшие значения SP (светлые области) соответствуют лучшему согласию наблюдениям. По оси абсцисс отложены вращательная скорость на границе начального облака. Значение $V_\phi^{\text{ini}}=0.1 \text{ км/с}$ соответствует угловой скорости $\Omega = 2.7 \times 10^{-14} \text{ с}^{-1}$.

В этом предположении мы получаем минимальную оценку углового момента облака. В то же время наклон оси вращения в плоскости изображения РА будем считать свободным параметром модели.

Процедура расчета индивидуальной модели состоит в следующем. На двумерную сетку переносятся распределения физических величин из одномерной динамической модели с оптимальными параметрами $\delta = 1.0$, $t_0 = 1.6$ млн. лет, $S=0.3$. Для заданного значения Ω с помощью (2.4) на сетке генерируется распределение азимутальной скорости. Далее решается двумерная задача переноса излучения и определяются самосогласованные населенности уровней молекул. Для заданного значения РА рассчитывается спектральная карта и вычисляется критерий ее соответствия SP наблюдаемой карте.

На рис. 2.21 представлены результаты варьирования свободных параметров. При отсутствии вращения критерий соответствия, как и следовало ожидать, не зависит от ориентации облака. По мере увеличения Ω синтетические линии лучше всего согласуются с наблюдениями при значениях РА в диапазоне $250^\circ - 300^\circ$. При неверном выборе РА согласие двумерной модели с наблюдениями хуже, чем в модели без вращения. При $\text{PA} \approx 270^\circ$ наилуч-

шее согласие модели с наблюдениями имеет место при $V_\phi^{\text{ini}} = 0.13 \text{ км/с}$ для C^{34}S и $V_\phi^{\text{ini}} = 0.07 \text{ км/с}$ для CS. Эта разница, вероятно, связана с повышенной (по сравнению с модельной) скоростью вращения реального облака вблизи центра. Оптически-толстые линии CS менее чувствительны к изменению Ω , чем линии C^{34}S , что видно из соответствующих значений SP. Это может свидетельствовать в пользу того, что оптически-тонкие линии являются лучшими индикаторами вращения. Отметим, что минимальные значения SP в динамической модели с вращением формально выше, чем в модели с фиксированной плотностью. Это прежде всего связано с тем, что в двумерной модели использовалось фиксированное значение V_{turb} . Чтобы ширина модельных линий лучше соответствовала наблюдаемым значениям, следовало бы варьировать V_{turb} , однако это сопряжено со значительными вычислительными затратами.

На рис. 2.22 и рис. 2.23 представлены наблюдаемые спектральные карты в линиях $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$, $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, CS(2-1) и $\text{HCO}^+(1-0)$, а также соответствующие теоретические карты для наилучшей модели с параметрами из табл. 2.4. Модель хорошо воспроизводит сдвиги оптически-тонких линий по всем позициям в картах. В целом, интенсивности этих линий хорошо согласуются с наблюдаемыми значениями. Исключением является только линия $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$, значения интенсивностей которых приблизительно в 1.5–2 выше наблюдаемых. Повышенная концентрация C^{18}O имела место и в стационарной модели. Понизить данную концентрацию в рамках исходной модели можно выбрав более высокое значение S , см. рис. 2.16, что однако приведет к ухудшению согласия по концентрации CS. Понизить концентрацию C^{18}O можно также путем подбора темпа ионизации космическими лучами, являющимся ключевым параметром химической модели. Другой возможностью решить данную проблему является учет изотопного фракционирования. В нашей работе мы предполагали, что $\text{C}^{16}\text{O}/\text{C}^{18}\text{O}=490$, аналогично тому, что предполагается для $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$. Однако скорости процессов фотодесорбции C^{16}O и C^{18}O немного отличаются [91], что может привести к отклонению $\text{C}^{16}\text{O}/\text{C}^{18}\text{O}$ от предполагаемого значения в несколько раз [92]. Важно при этом, что такое фракционирование сильнее влияет на отношение $\text{C}^{16}\text{O}/\text{C}^{18}\text{O}$, чем на $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$, что свидетельствует в пользу малого расхождения модели с наблюдениями по линиям H^{13}CO^+ .

Между теоретическими и наблюдаемыми профилями оптически-

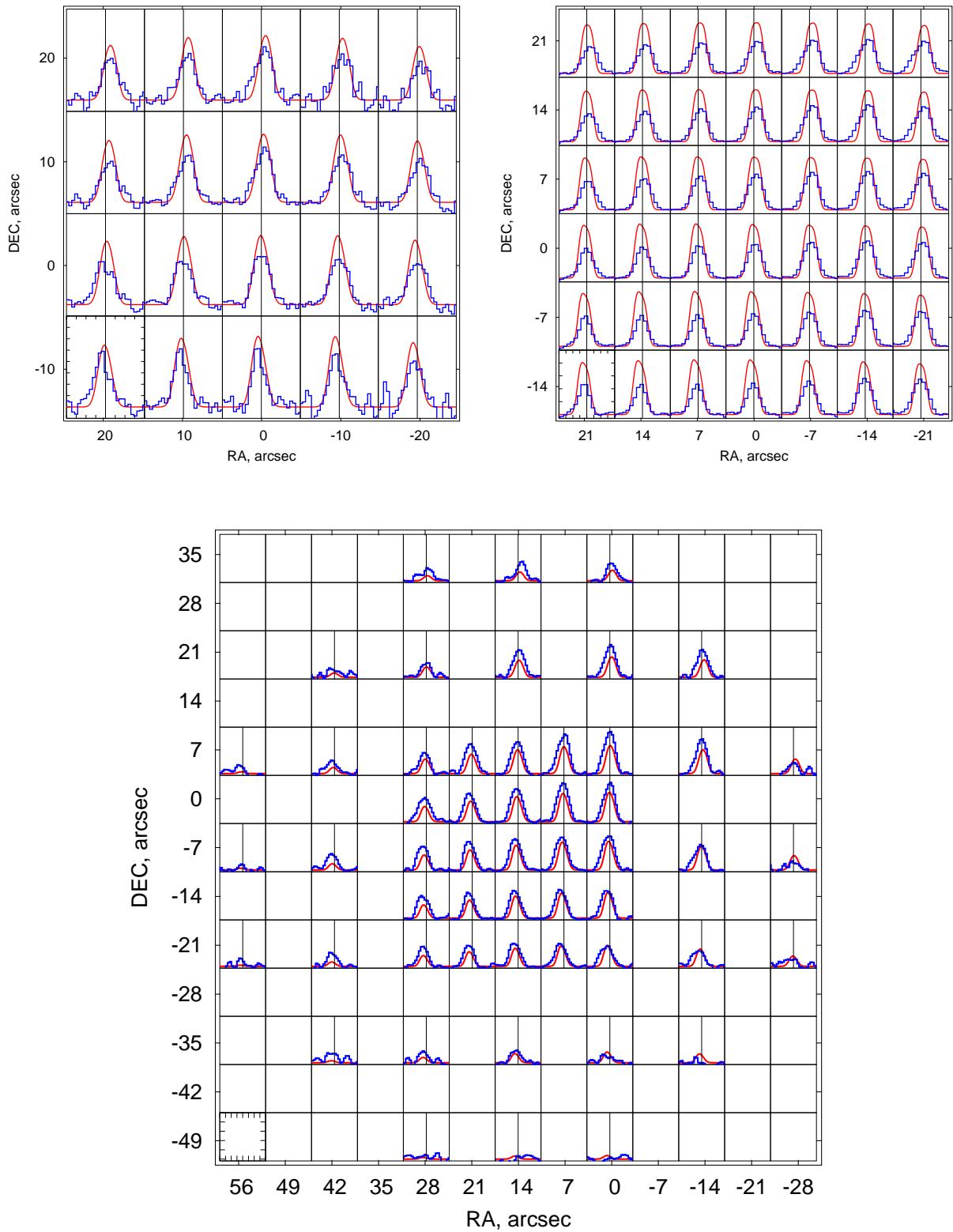


Рис. 2.22. Спектральные карты для модели CB 17 с оптимальными параметрами. Теоретические и наблюдаемые профили показаны красным и синим цветом, соответственно. Показаны оптически-тонкие переходы $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$ (верхняя левая карта), $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ (верхняя правая карта) и $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ (нижняя карта).

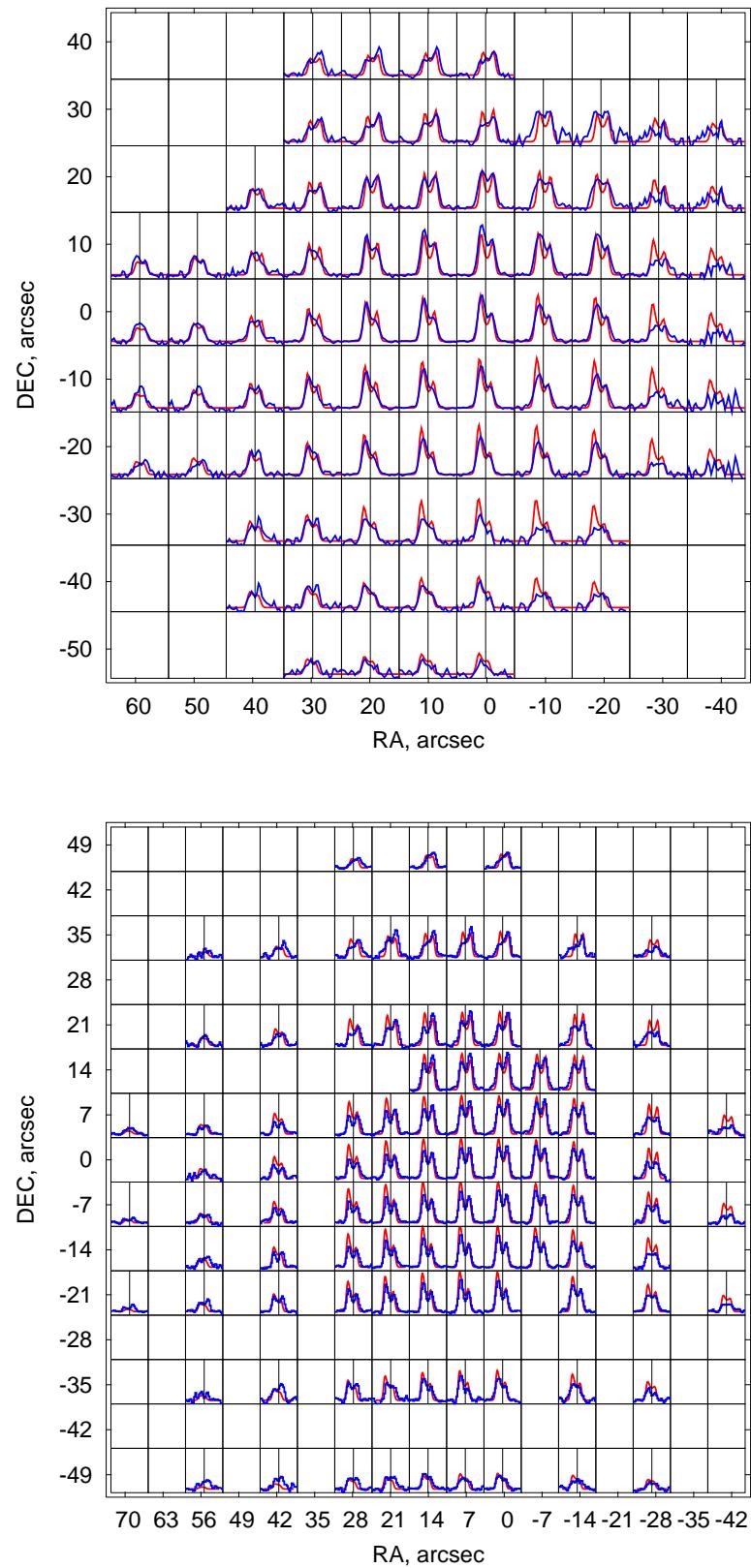


Рис. 2.23. Спектральные карты для модели СВ 17 с оптимальными параметрами. Теоретические и наблюдаемые профили показаны красным и синим цветом, соответственно. Показаны оптически-толстые переходы CS(2–1) (верхняя карта) и HCO⁺(1–0) (нижняя карта).

Таблица 2.4. Оптимальные параметры динамической модели СВ 17 с вращением.

Параметр	Значение
t_0	~ 2 млн. лет
G	0.1
S	0.3
δ	1.0
V_{rot}	0.1 км/с
V_{infall}	0.05 км/с
V_{turb}	0.1 км/с
PA	250°

толстых линий CS(2–1) и HCO⁺(1–0) также есть согласие, хотя и не столь хорошее, как для оптически-тонких линий. Интенсивность теоретических линий CS(2–1) и HCO⁺(1–0) близка к наблюдаемым и хорошо воспроизводится асимметрия профилей вблизи центра облака. Модель объясняет изменение асимметрии спектров вдоль вертикального направления. Наибольшие отклонения между теоретическими и наблюдаемыми спектрами наблюдаются в правой части карты. В работе [A6] мы предположили, что эти отклонения связаны с ограничениями динамической модели, в частности, с предположением о сферически-симметричном распределении плотности. В ней были представлены оценки углового момента СВ 17 и сделан вывод, что это значение слишком велико для формирования одиночной звезды. Впоследствии СВ 17 стал объектом детального изучения на основе новых наблюдательных данных, имеющих более высокое пространственное разрешение, см. [94, 125] и [A8]. Новые данные подтвердили наши предположения: в облаке можно выделить два фрагмента: основной по направлению на центр облака и менее массивный в северо-западном направлении (правая верхняя часть карты).

2.3.4. Выводы по результатам моделирования спектров излучения молекул в глобуле СВ 17

Описанное выше моделирование глобулы Бока СВ 17 (L1389) является одним из самых детальных теоретических исследований дозвездных ядер. В его наблюдательной основе лежат спектральные карты в линиях CS(2–1), C³⁴S(2–1), HCO⁺(1–0), H¹³CO⁺(1–0) и C¹⁸O(2–1). Для восстановления химической и кинематической структуры данного ядра в рамках единого подхода использована феноменологическая модель динамической

эволюции, модель химической эволюции и модель переноса излучения. С их помощью исследовано влияние различных физических факторов на профили линий излучения молекул. Основные результаты и выводы исследования можно выразить следующим образом:

1. Представлен алгоритм восстановления химической и кинематической структуры протозвездного облака на основе моделирования его спектральных карт и их сравнения с наблюдательными. Для анализа использованы оптически-тонкие и оптически-толстые линии различных молекул, центральные и смещенные относительно центра спектры. Несмотря на богатые наблюдательные данные, нахождение согласованной модели оказалось нетривиальной задачей.
2. Среди рассмотренных молекул наиболее чувствительной к модельным параметрам оказалась молекула CS и ее изотопомер C^{34}S . Однако при использовании линий этих молекул трудно сделать выбор между длинным/коротким временем эволюции облака или низкой/высокой вероятностью прилипания молекул к пылинкам. Оптимальное значение данного коэффициента по нашим результатам $S = 0.3 - 0.5$. Желательно иметь независимый (экспериментальный) способ оценки S .
3. Даже относительно слабое фоновое УФ излучение является важным фактором, влияющим на химическую структуру и соответственно спектральные карты дозвездных ядер. В частности, необходимо учитывать ослабленное ($G = 0.1$) межзвездное излучение на границе СВ 17 для объяснения распределений интенсивности оптически-толстых линий и их спектральной формы.
4. Определенный химический возраст СВ 17 составил 2 млн. лет. Для всех рассмотренных молекул (CO , HCO^+ и CS) характерно вымораживание в центральных частях облака. Однако степень вымораживания молекул недостаточно высока, чтобы проявляться на картах интегральной интенсивности в виде кольцеобразных структур. Это позволяет классифицировать СВ 17 как объект со средним химическим возрастом.
5. Разная асимметрия оптически-толстых линий по направлению на различные участки облака, а также систематический сдвиг оптически-

тонких линий свидетельствуют о сложной кинематической структуре СВ 17. Отмеченные спектральные особенности воспроизводятся нашей моделью при скорости сжатия ≈ 50 м/с, вращательной скорости ≈ 100 м/с и микротурбулентной скорости ≈ 100 м/с.

Заключение к главе 2

Данная глава посвящена вопросам формирования и моделирования линий излучения молекул в протозвездных облаках. На основе модели однородного сферически-симметричного облака проиллюстрировано влияние плотности, температуры газа и лучевой молекулярной концентрации на параметры профиля линии $\text{HCO}^+(3-2)$: максимальную интенсивность, ширину линии и глубину центральной впадины. Эту модель целесообразно использовать в методических целях и для предварительной оценки интенсивности и других параметров линий излучения молекул в условиях протозвездных облаков. Для исследования влияния неоднородного распределения плотности и кинематической структуры облака на профили линий излучения предложена феноменологическая модель сжатия протозвездного облака. В этой кинематической модели отслеживается движение индивидуальных объемов облака, что позволило органично объединить ее с эволюционной моделью химической структуры. С помощью объединенной модели рассчитана химическая эволюция протозвездного облака. Продемонстрировано влияние интенсивности фонового УФ-излучения и плотности потока космических лучей на распределение концентрации молекулы HCO^+ . В рамках разработанной модели исследовано влияние коллапса и вращения облака на форму профилей линий излучения и особенностей его спектральных карт. Для каждой из рассмотренных моделей проведено моделирование переноса излучения и построены диаграммы формирования профилей линий. Разработанный формализм использован для изучения дозвездного ядра СВ 17. Это пример одного из самых полных и детальных исследований подобных объектов на базе химико-динамической модели и количественном сравнении с высококачественными наблюдаемыми картами линий излучения молекул. Результатами выполненного нами исследования является детальное описание химической структуры и физических свойств этого объекта, подтверждаемое воспроизведением наблюдаемых спектральных карт СВ 17 в оптически-тонких и оптически-толстых линиях молекул.

Глава 3. Линии излучения молекул в протопланетных дисках

3.1. Влияние температурного градиента и химической стратификации на изображения protoplanетных дисков

Бурный прогресс в области интерферометрических наблюдений позволяет утверждать, что распределения интенсивности молекулярного излучения, получаемые с хорошей чувствительностью и высоким угловым разрешением, будут одним из основных методов изучения структуры и динамики protoplanетных дисков. В этом разделе представлены результаты исследований того, как protoplanетные диски могут выглядеть в будущих наблюдениях линий молекул. Получение теоретических изображений protoplanетных дисков состоит из нескольких этапов. На первом этапе строится модель физической структуры, т.е. находятся распределения плотности, температуры и скорости. На втором этапе проводится моделирование химической эволюции. Третий этап посвящен моделированию переноса молекулярного излучения и построению спектральных карт. Ниже описан каждый из этих этапов и представлены соответствующие модели и результаты. При описании использованы результаты, представленные в работах [A10–A20].

3.1.1. Физическая структура protoplanетного диска

Расчет физической структуры и эволюции аккреционных газопылевых дисков возле молодых звезд является сложной задачей, что связано прежде всего с большим количеством происходящих в них физических процессов. Роль (магнито)гидродинамических, гравитационных и тепловых неустойчивостей, эволюции пыли, химических/ионизационных процессов, фотоиспарения и их взаимодействие является до сих пор открытым вопросом. Выбор конкретных динамических процессов в качестве ключевых фактически определяет картину общей эволюции дисков и их внутреннюю структуру. Хороший обзор физических процессов в protoplanетных дисках представлен в [95].

В эволюции газопылевых дисков можно выделить фазу протопланетного диска, следующую после формирования аккреционного диска и его ранней эволюции и предшествующую фазе рассеивания диска. На этом этапе масса диска составляет от долей до нескольких процентов от массы центральной звезды и диск в первом приближении является кеплеровским. В отсутствии сильных возмущающих факторов, таких как аккреция оболочки на диск, наличие массивных планет и звездных компонентов в двойных и кратных системах, эволюция протопланетного диска представляется сравнительно медленной и спокойной, а его структура достаточно регулярной. Одним из широко используемых приближений при описании структуры протопланетных дисков является квазистационарная аксиально-симметрическая модель, в которой диск считается гидростатически-равновесным в вертикальном направлении. Темловая структура такого диска контролируется главным образом излучением центральной звезды (поэтому такие диски часто называют пассивными) и частично — аккреционным нагревом самого диска. При этом считается, что радиальное распределение поверхностной плотности и его эволюция определяются турбулентной вязкостью. При таком описании газопылевые диски эволюционируют в диссипативной временной шкале, что согласуется с характерными сравнительно высокими наблюдательными временами их жизни порядка нескольких миллионов лет [96].

Несмотря на то, что на данный момент в мире существует ряд моделей для расчета структуры квазистационарных протопланетных дисков (например, [97, 98]), нами разработана собственная модель, представленная в этом разделе. Особенностью нашей модели протопланетного диска является ее сбалансированность между полнотой описания и скоростью расчета физической структуры диска, что позволяет использовать ее в самых различных приложениях, в том числе для изучения спектральных проявлений протопланетных дисков.

Расчет вертикальной структуры диска проводится в приближении гидростатического и теплового равновесия диска в вертикальном направлении. При этом предполагается, что слои на разных радиусах не влияют друг на друга, т.е. восстановление вертикальной структуры сводится к решению одномерных задач. Восстановление вертикальной структуры диска предполагает нахождение распределений температуры $T(z)$ и плотности $\rho(z)$. Эти распределения должны одновременно удовлетворять си-

стеме уравнений гидростатического равновесия и теплового баланса. Для рассматриваемых нами процессов нагрева и охлаждения зависимость температуры от вертикальной координаты удобно описать в терминах поверхностной плотности $\Sigma(z) = \int_0^z \rho(z') dz'$. При таком описании уравнение переноса излучения содержит плотность только в виде переменной Σ . Это дает возможность расщепить полную систему уравнений и решать уравнения гидростатического и теплового равновесия раздельно, что значительно ускоряет и упрощает получение самосогласованного решения. В общей процедуре решения можно выделить три шага.

На первом шаге вычисляется функция нагрева среды $S(\Sigma)$, не связанная с тепловым излучением самой среды. В нашей модели источниками нагрева являются поглощение УФ-излучения центральной звезды S_{uv} , поглощение межзвездного УФ-излучения S_{bg} , а также нагрев S_{hd} , связанный с работой сил газового давления и вязкостью среды:

$$S = S_{uv} + S_{bg} + S_{hd}, \quad (3.1)$$

где S — функция нагрева на единицу массы среды [$\text{эрг с}^{-1} \text{г}^{-1}$]. Для вычисления S_{uv} необходимо знать распределение интегральной по спектру средней интенсивности УФ-излучения J_{uv} от звезды:

$$S_{uv} = 4\pi\kappa_P^{uv} J_{uv}, \quad (3.2)$$

где κ_P^{uv} — планковский средний коэффициент поглощения [$\text{см}^2 \text{г}^{-1}$]. В предположении, что сама среда не излучает в УФ-диапазоне и пренебрегая рассеянием высоких порядков, среднюю интенсивность излучения J_{uv} легко найти в результате решения уравнения переноса излучения:

$$J_{uv} = J_{uv}^0 \exp(-\tau_{uv}/\mu), \quad (3.3)$$

где J_{uv}^0 — средняя интенсивность на верхней границе протопланетного диска, τ_{uv} — оптическая толщина, вычисленная от верхней границы до текущей позиции в вертикальном направлении, μ — косинус угла между нормалью к диску и направлением на звезду. Оптическая толщина находится с помощью следующего выражения:

$$\tau_{uv} = \kappa_F^{uv} (\Sigma_0 - \Sigma), \quad (3.4)$$

где Σ_0 — поверхностная плотность на верхней границе диска, κ_F^{uv} — коэффициент ослабления, усредненный по спектру излучения звезды. Интенсивность излучения на верхней границе J_{uv}^0 равна:

$$J_{uv}^0 = \frac{1}{4\pi} \frac{L}{4\pi R^2}, \quad (3.5)$$

где L — светимость звезды, R — расстояние до звезды. В данной модели угол вхождения звездного излучения, т.е. значение μ , является параметром. В общем случае μ зависит от наклона поверхности диска по отношению к звезде и может меняться с расстоянием, однако в наших расчетах мы используем постоянное значение $\mu = 0.05$.

Функция нагрева, связанная с поглощением межзвездного УФ-излучения S_{bg} , вычисляется с помощью уравнения, аналогичного (3.3), при этом для интенсивности межзвездного излучения на верхней границе используется выражение:

$$J_{bg}^0 = D \frac{caT_{bg}^4}{4\pi}, \quad (3.6)$$

где c — скорость света, a — постоянная Стефана, T_{bg} и D — температура и дилиюция межзвездного излучения. В своих расчетах мы используем значения 20 000 К и 10^{-16} , соответственно. Угол вхождения межзвездного излучения выбирается равным 60° ($\mu = 0.5$), что позволяет приблизенно учесть изотропию этого излучения.

Усредненные коэффициенты поглощения и ослабления находятся по формулам:

$$\kappa_P^{uv} = \frac{\int_0^\infty \kappa_\nu^{\text{abs}} B_\nu(T_{uv}) d\nu}{\int_0^\infty B_\nu(T_{uv}) d\nu} \quad (3.7)$$

$$\kappa_F^{uv} = \frac{\int_0^\infty (\kappa_\nu^{\text{abs}} + \kappa_\nu^{\text{sca}}) B_\nu(T_{uv}) d\nu}{\int_0^\infty B_\nu(T_{uv}) d\nu}, \quad (3.8)$$

где κ_ν^{abs} и κ_ν^{sca} — коэффициенты поглощения и рассеяния, зависящие от частоты, B_ν — функция Планка, T_{uv} — температура звезды. Для вычисления усредненных коэффициентов κ_P^{bg} и κ_F^{bg} используется температура излуче-

ния T_{bg} .

Функция S_{hd} определяется процессами выделения энергии, связанными с гидродинамической эволюцией диска. В простейшем случае она равна темпу высвобождения гравитационной энергии в результате акреции газа:

$$S_{\text{hd}} = \frac{G \dot{M} M_*}{4\pi \Sigma_0 R^3}, \quad (3.9)$$

где G — гравитационная постоянная, M_* — масса звезды \dot{M} — темп акреции.

На втором шаге находится распределение температуры $T(\Sigma)$. Для этого решается система уравнений, описывающая закон сохранения энергии:

$$\frac{dF_{\text{ir}}}{d\Sigma} = S \quad (3.10)$$

и перенос ИК-излучения в эддингтоновском приближении:

$$\frac{dF_{\text{ir}}}{d\Sigma} = c \kappa_{\text{P}}^{\text{ir}} (aT^4 - E_{\text{ir}}) \quad (3.11)$$

$$F_{\text{ir}} = -\frac{c}{3\kappa_{\text{R}}^{\text{ir}}} \frac{dE_{\text{ir}}}{d\Sigma}, \quad (3.12)$$

где F_{ir} и E_{ir} — интегральные по частоте поток и плотность энергии ИК-излучения, $\kappa_{\text{P}}^{\text{ir}}$ и $\kappa_{\text{R}}^{\text{ir}}$ — усредненные по Планку и Росселанду непрозрачности среды. Граничным условием для этой системы является связь между потоком и энергией ИК-излучения на поверхности диска в приближении изотропии излучения в верхней и нижней полусферах:

$$F_{\text{ir}}(\Sigma_0) = \frac{c}{2} [E_{\text{ir}}(\Sigma_0) - aT_{\text{cmb}}^4], \quad (3.13)$$

где $T_{\text{cmb}} = 2.73$ К — температура реликтового излучения.

Опишем процедуру решения данной системы уравнений. Интегрируя уравнение (3.10), получаем зависимость $F_{\text{ir}}(\Sigma)$. Подстановка этой зависимости в уравнение (3.12) и его интегрирование дает распределение $dE_{\text{ir}}(\Sigma) = E_{\text{ir}}(\Sigma) - E_{\text{ir}}(0)$. Чтобы восстановить $E_{\text{ir}}(\Sigma)$ из последнего выражения, необходимо знать плотность энергии в экваториальной плоскости $E_{\text{ir}}(0)$. Ее можно получить используя граничное условие (3.13): $E_{\text{ir}}(0) = E_{\text{ir}}(\Sigma_0) - \delta E_{\text{ir}}(\Sigma_0)$. Наконец, температура среды находится из уравнения: $c \kappa_{\text{P}}^{\text{ir}} (aT^4 - E_{\text{ir}}) = S$.

В описанной выше процедуре решения предполагалось, что усредненные непрозрачности не зависят от температуры среды. В действительности κ_P^{ir} и κ_R^{ir} , определяемые формулами:

$$\kappa_P^{ir} = \frac{\int_0^\infty \kappa_\nu^{\text{abs}} B_\nu(T) d\nu}{\int_0^\infty B_\nu(T) d\nu} \quad (3.14)$$

$$\frac{1}{\kappa_R^{ir}} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{(\kappa_\nu^{\text{abs}} + \kappa_\nu^{\text{sca}})} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}, \quad (3.15)$$

являются функциями температуры. Для разрешения этой проблемы организуется итерационный процесс. После того, как найдено распределение температуры для заданных непрозрачностей, мы пересчитываем непрозрачности, используя информацию о профиле температуры. Затем новые непрозрачности используются для пересчета тепловой структуры. На практике итеративный процесс сходится за 8–10 шагов.

На третьем шаге находятся распределения $z(\Sigma)$ и $\rho(\Sigma)$ и формируется окончательное решение $\rho(z)$ и $T(z)$. Для этого решается система уравнений, включающая связь поверхностной и объемной плотности и уравнение гидростатического равновесия:

$$\frac{dz}{d\Sigma} = \frac{1}{\rho} \quad (3.16)$$

$$R_\mu \frac{d(\rho T)}{d\Sigma} = -\frac{GM_*}{R^3} z - 4\pi\Sigma, \quad (3.17)$$

где $R_\mu = k_B/\mu m_H$. Отметим, что $T(\Sigma)$ здесь является уже известной функцией. При записи уравнения гидростатического равновесия (5.4) использовано приближение геометрически-тонкого диска и учтена самогравитация диска в приближении плоскопараллельного слоя. Границные условия для данной системы имеют вид:

$$z(0) = 0 \quad (3.18)$$

$$\rho(\Sigma_0) = \rho_{ext}, \quad (3.19)$$

где ρ_{ext} — задаваемая плотность на поверхности диска. В наших расчетах ρ_{ext} соответствует концентрации водорода 10^2 см^{-3} .

Решение системы уравнений (3.16) — (5.4) с соответствующими граничными условиями находится с помощью неявного сеточного метода, подобного тем, которые используются при расчете внутреннего строения звезд. Для этого проводится линеаризация правой части уравнения (3.16):

$$\frac{1}{\rho^{(k+1)}} = \frac{1}{\rho^{(k)}} - \frac{1}{(\rho^{(k)})^2} (\rho^{(k+1)} - \rho^{(k)}), \quad (3.20)$$

что превращает исходную систему обыкновенных дифференциальных уравнений (3.16)–(5.4) в линейную. Неявная конечно-разностная аппроксимация линеаризованной системы ОДУ приводит к формированию системы алгебраических линейных уравнений с трехдиагональной матрицей, решение которой находится методом прогонки. Найденное решение используется для формирования нового приближения, итерации по k ведутся до сходимости. На практике сходимость достигается за 3–5 итераций.

Важным моментом реализации рассмотренного алгоритма является метод дискретизации, т.е. выбор пространственной сетки. Для радиального направления хорошим выбором является логарифмическая сетка по R , отслеживающая степенной закон изменения полной поверхностной плотности $\Sigma_0(R)$. Для вертикального направления ситуация более сложная. Выбор узлов Σ_i вдоль вертикального направления должен отслеживать градиенты ρ_i , которые заранее не известны, причем вертикальная сетка $\{\Sigma_i\}$ очевидно должна зависеть от R . Для изотермического в вертикальном направлении диска с температурой T_{const} распределение плотности имеет вид:

$$\rho(z) = \rho_0 \exp \left\{ -\frac{z^2}{H^2} \right\}, \quad (3.21)$$

где шкала высот H и экваториальная плотность ρ_0 определяются выражениями:

$$H^2 = \frac{2R^3 R_\mu T_{\text{const}}}{GM_{\text{star}}} \quad (3.22)$$

$$\rho_0 = \frac{2\Sigma_0}{\sqrt{\pi}H} \quad (3.23)$$

Введем для этого случая однородную по $(\ln \rho)$ сетку, т.е. такую сетку, чтобы

плотность в соседних узлах отличалась в одинаковое количество раз. Тогда соответствующие координатные узлы определяются выражением:

$$z_i = H (\ln \rho_0 - \ln \rho_i)^{1/2}, \quad (3.24)$$

а соответствующие узлы поверхностной плотности находятся с помощью интегрирования: $\Sigma_i = \int_0^{z_i} \rho dz$. В нашем методе в качестве $\{\Sigma_i\}$ используется сетка, рассчитанная в изотермическом приближении с характерным для данного радиуса значением T_{const} .

На рис. 3.1 приведены распределения плотности и температуры для репрезентативной модели протопланетного диска. Параметры модели: масса и светимость звезды равны солнечным, распределение поверхностной плотности $\Sigma(R) = \Sigma_0 (R/R_{\text{in}})^{-3/2}$, где $\Sigma_0 = 100 \text{ г/см}^2$, $R_{\text{in}} = 1 \text{ а.е.}$, $R_{\text{out}} = 1000 \text{ а.е.}$, темп акреции $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$. Тепловая структура такого диска практически на всем протяжении контролируется излучением звезды: приповерхностный слой имеет более высокую температуру, чем внутренние слои. В свою очередь, внутренние слои являются изотермическими в вертикальном направлении, что связано с использованием усредненного по частоте момента уравнения для ИК-излучения (при расчете с использованием уравнения переноса, зависящим от частоты, температура должна плавно уменьшаться к экваториальной плоскости [98]). Аккреционный нагрев является существенным механизмом нагрева только на малых радиусах, где наблюдается повышение температуры в экваториальной плоскости.

Полученные распределения качественно согласуются с результатами других работ. Существенным преимуществом представленной модели является высокая скорость расчета при аналогичной физической сложности. Применение двухдиапазонного приближения и соответствующих средних непрозрачностей в модели переноса излучения, а также использованная итерационная схема при решении уравнения гидростатического равновесия приводят к малому времени расчета модели. Для модели с достаточно подробной сеткой 500×500 ячеек время расчета не превышает одной минуты, что позволяет использовать эту модель не только для изучения спектральных проявлений дисков, но и в качестве тепловой модели в гидродинамических расчетах, а также в обратных задачах восстановления параметров протопланетных дисков. Данная модель была с успехом использована нами

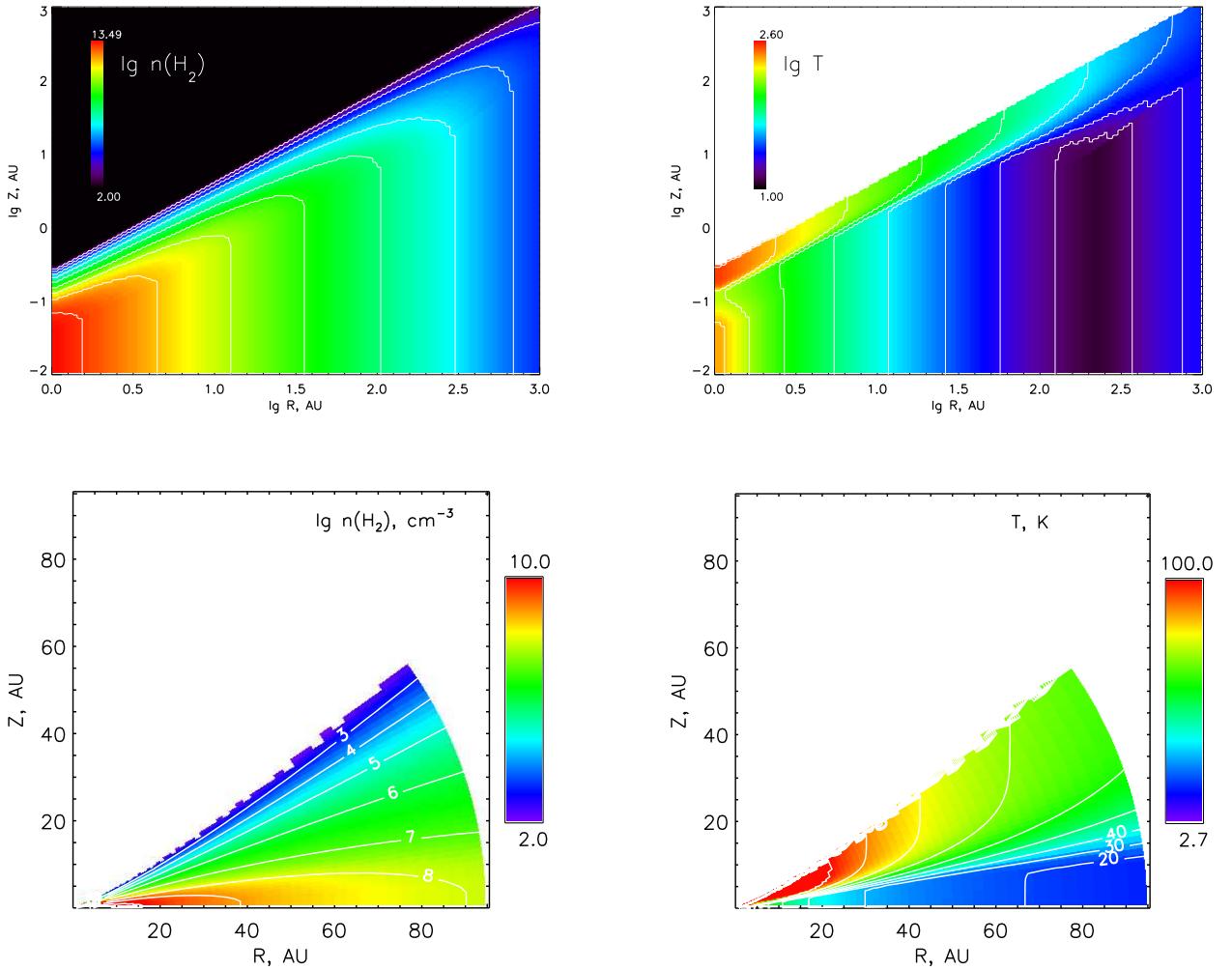


Рис. 3.1. Распределения плотности (левая колонка) и температуры (правая колонка) для репрезентативной модели протопланетного диска в логарифмических (верхний ряд) и линейных (нижний ряд) координатах.

для восстановления параметров протопланетного диска СВ 26 по картам излучения пыли в миллиметровом диапазоне [A10], а также для расчета тепловой структуры протопланетного диска при моделировании эпизодической акреции из диска на протозвезду [A11].

3.1.2. Химическая структура протопланетного диска

Расчет химической структуры протопланетных дисков и ее эволюции является необходимым условием для понимания общей физической эволюции таких дисков, а также для успешной интерпретации их наблюдений в линиях молекул. Поскольку моделирование химической эволюции не является целью диссертации, здесь будет дана только общая выдержка из современных представлений о химической структуре протопланетных дисков. Подробное описание этой бурно развивающейся теоретической области

можно найти, например, в обзорах [17, 99].

Химическая структура протопланетного диска в значительной степени контролируется излучением центральной звезды. Образование сильного УФ- поля в звездах типа Т Тельца связано с их повышенной хромосферной активностью и аккрецией вещества диска на звезду. Подобным же образом генерируется мягкое рентгеновское излучение, в то время как более жесткий рентген образуется в горячих джетах и за счет вспышечной активности молодой звезды. Проникновение ультрафиолетового и рентгеновского излучения в диск определяется свойствами пыли, распределением плотности газа и спектром излучения звезды. Так, ультрафиолетовое излучение почти полностью блокируется поверхностной концентрацией вещества $0.01 \text{ г}/\text{см}^3$, в то время как для жестких рентгеновских фотонов эта величина равна $0.1\text{--}1 \text{ г}/\text{см}^3$.

С точки зрения химической структуры, весь диск может быть разделен на четыре области. Во внутренней области диска $R < 0.1$ а.е. плотность энергии излучения настолько велика, что температура вещества поднимается выше $1500\text{--}2000 \text{ К}$, что ведет к испарению пыли. Водяной лед испаряется при более низкой температуре $150\text{--}200 \text{ К}$, т.е. на расстояниях вплоть до $R \approx 3$ а.е. Лед из CO начинает испаряться при еще более низкой температуре $\approx 20 \text{ К}$, т.е. на расстояниях < 20 а.е. В этой области, соответствующей зоне формирования планет, льды не играют существенной роли в определении химической структуры, а химические процессы в газовой фазе можно считать квазистационарными.

Внешнюю область диска $R > 20$ а.е., в свою очередь, можно разделить на три слоя: экваториальный, теплый молекулярный и атмосферу диска. Плотный ($n > 10^8 \text{ см}^{-3}$) и холодный ($\approx 20 \text{ К}$) экваториальный слой практически полностью экранирован от внешнего ионизирующего излучения и потому остается слабоионизованным. Химические процессы в этом слое вначале протекают преимущественно в газовой фазе (быстрые ион-молекулярные реакции), но со временем многие молекулы вымораживаются на поверхности пылинок, в результате чего начинают играть роль медленные поверхностные реакции (в основном реакции с участием радикалов и атомов водорода).

Над экваториальным слоем располагается менее плотный ($n \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$) и более теплый ($\approx 50 \text{ К}$) молекулярный слой. Химическая эволюция в этой области определяется сложным балансом между газовыми

и поверхностными реакциями и регулируется внешним ионизующим излучением центральной звезды. Рентгеновские и УФ-фотоны приводят к ионизации и диссоциации молекул, а также к их выбыванию с поверхности пылинок. Повышенное количество сложных ионов и радикалов, а также постоянный обмен веществом между газом и ледяными мантиями обеспечивают богатый химический состав теплого молекулярного слоя. В нем относительные концентрации многих молекул достигают своего максимума. Из-за большого числа разнообразных химических процессов время достижения химического равновесия в этом слое сопоставимо с временем жизни протопланетного диска.

Наконец, над молекулярным слоем находится горячая ($T \approx 1000$ K), разреженная ($n < 10^5$ см⁻³) и сильно ионизованная атмосфера диска. В ней практически нет молекул и сложных ионов, за исключением молекулярного водорода и фотостабильных радикалов, таких как C₂H и CN. Химические процессы в атмосфере протекают исключительно в газовой фазе и состоят из фотопреакций и реакций диссоциативной рекомбинации. Характерное время химической эволюции атмосферы диска составляет всего около ≈ 100 лет.

3.1.3. Возбуждение линий излучения молекул

Теоретическое исследование протопланетных дисков показывает, что они должны обладать большими градиентами физических величин, а также сложной тепловой и химической структурой. В предыдущих разделах мы видели, что распределение температуры в диске является существенно неоднородным, причем в нем присутствуют как радиальный, так и вертикальный градиенты температуры. В свою очередь, неоднородными являются и распределения относительной концентрации примесных молекул, т.е. диски химически сильно стратифицированы. Кроме того, в протопланетных дисках присутствуют значительные градиенты скорости: регулярная скорость, связанная с кеплеровским вращением в несколько раз превышает характерные тепловые скорости молекул. В таких условиях расчет возбуждения вращательных переходов молекул является нетривиальной задачей. Детальный анализ возбуждения молекул в протопланетных дисках проделан нами в работе [A2]. Учитывая, что примесные молекулы в протопланетном диске в основном локализованы в некотором слое, положение которого

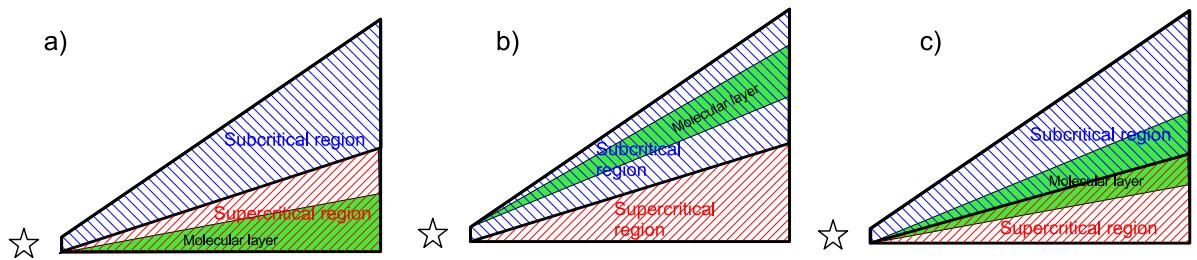


Рис. 3.2. Возможные расположения молекулярного слоя в протопланетном диске относительно областей с докритической и сверхкритической плотностью.

определяется процессами нагрева и охлаждения, фотодиссоциацией и вымораживанием молекул на мантиях пылинок, можно выделить несколько режимов формирования линий излучения. Основанием для такого разделения служит выделение преимущественного механизма возбуждения — столкновительного или радиативного. Если молекулярный слой находится в области, где плотность водорода значительно превышает критическую плотность (левая панель на рис 3.2), то преимущественным механизмом возбуждения уровней является столкновительный. В этом случае уровни молекул будут термализованы, т.е. температура возбуждения переходов равна кинетической температуре газа. В случае, если молекулярный слой находится в области с докритической плотностью (средняя панель на рис. 3.2), населенности уровней становятся чувствительными к радиативным процессам, т.е. определяются столкновительным и радиативным механизмами одновременно. Температура возбуждения линий в этом случае зависит от интенсивности как внешнего, так и внутреннего (собственного) излучения, и в общем случае не равна кинетической температуре. Отметим, что критическая плотность различна как для разных молекул, так и для разных линий излучения одной молекулы. В действительности обогащенный молекулярный слой (определенный для большинства наблюдательных линий молекул) расположен как в областях и со сверхкритической и с докритической плотностью (правая панель на рис. 3.2), что усложняет задачу расчета интенсивностей линий.

Для анализа режима возбуждения линий молекул полезно построить радиальные распределения поверхностной плотности молекул в докритической и сверхкритической зоне. На рис. 3.3 построены такие распределения для ряда молекул по результатам моделирования химической эволюции дисков [101]. На тех же графиках нанесены поверхностные плотности,

соответствующие единичной оптической толщине вдоль вертикального направления для переходов между нижними уровнями данных молекул. Из этих диаграмм видно, что режимы возбуждения линий у разных молекул различны. Так, линии CO формируются в сверхкритической зоне на всем протяжении диска, поэтому для расчета интенсивностей этих линий можно смело использовать приближение локального термодинамического равновесия. Линии HCO⁺, HCN, CS и H₂CO при $R < 400$ а.е. формируются в сверхкритической области, а при $R > 400$ — в докритической, причем линии HCO⁺ и HCN являются оптически-толстыми, а линии CS и H₂CO — оптически-тонкими. Заметим, что данные диаграммы построены для определенной модели химической эволюции, однако химическая структура может существенно отличаться для разных дисков и зависеть от ряда дополнительных физических процессов. На рис. 3.3 построена также диаграмма, где относительная концентрация HCO⁺ постоянна по всему объему диска. В последнем случае оптическая толщина в докритической области превышает единицу на всем протяжении диска, поэтому эффекты самопоглощения будут в значительной степени определять форму профилей линий излучения. Из данного анализа следует, что простые приближенные методы, такие как приближение ЛТР, в общем случае не могут использоваться для расчета возбуждения линий и вычисления интенсивности излучения в protoplanетных дисках и необходимо применять более строгие методы (см. главу 1).

3.1.4. Спектральные карты protoplanетных дисков

Интересным и важным является вопрос будут ли особенности физической и химической структуры protoplanетных дисков проявляться на спектральных картах? Если да, то какие требования к астрономическим инструментам необходимо предъявить, чтобы эти особенности можно было зафиксировать в реальных наблюдениях? Для ответа на этот вопрос в работе [A12] нами было проведено моделирование спектральных карт для трех моделей protoplanетных дисков. В первой, наиболее простой модели «Xconst+Tuni» относительная концентрация примесных молекул постоянна, т.е. диск является химически однородным, и в нем отсутствует вертикальный градиент температуры, т.е. температура зависит только от расстояния до звезды. Во второй модели «Xconst+Tgrad» диск также яв-

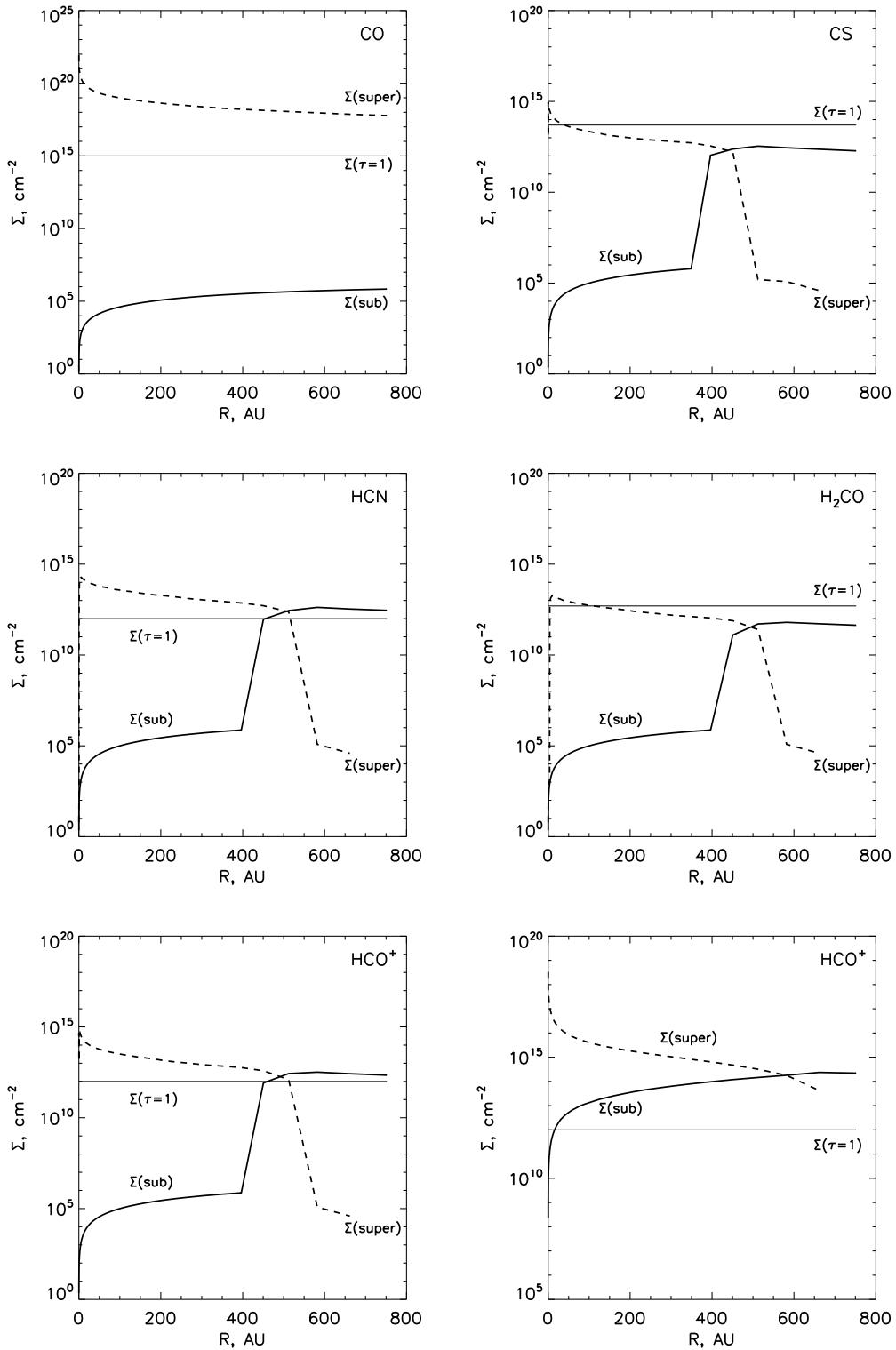


Рис. 3.3. Радиальные распределения поверхностной плотности примесных молекул CO, CS, HCN, H_2CO и HCO^+ в областях с докритической и сверхкритической плотностью. Горизонтальными линиями показаны поверхностные плотности, соответствующие единичной оптической толщине вдоль вертикального направления для переходов между нижними уровнями данных молекул. Распределения построены по результатам моделирования химической эволюции. На правом нижнем графике показаны распределения для случая постоянной относительной концентрации HCO^+ .

ляется химически однородным, но температура в нем меняется как в радиальном, так и в вертикальном направлениях. Наконец, в третьей модели «Chem+Tgrad» диск наряду со сложной тепловой структурой обладает и химической стратификацией. Распределение плотности и остальные параметры идентичны во всех трех моделях. Параметры модели соответствуют протопланетному диску в системе DM Tauri, расположенной в 140 пк от Солнца [100]: радиус диска 800 а.е., масса звезды $0.7 M_{\odot}$, масса диска $0.07 M_{\odot}$, темп акреции $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$. Распределение плотности и температуры в диске получены с помощью модели [97], которая по физическому содержанию близка к описанной в первом разделе модели квазистационарного диска. Для расчета химической структуры использована модель [101], в которой учитываются процессы ионизации и диссоциации молекул, процессы адсорбции и десорбции молекул на пыли, а также химические реакции в газовой фазе и на поверхности пылинок. В данной работе в качестве репрезентативной молекулы выбрана молекула HCO^+ , которая является хорошим индикатором ионизационной структуры и наблюдается в протопланетных дисках [17]. Распределения плотности, температуры и относительной концентрации молекулы HCO^+ для модели «Chem+Tgrad» показаны на рис. 3.4. Концентрация HCO^+ по отношению к концентрации H_2 в моделях «Xconst+Tuni» и «Xconst+Tgrad» составляет 5×10^{-10} . Зависимость температуры от радиуса в модели «Xconst+Tuni» берется из распределения температуры на полувысоте диска из модели «Chem+Tgrad».

Моделирование переноса излучения и расчет распределений интенсивности излучения проводились с помощью программного комплекса URAN(IA) [A2], описанного в первой главе диссертации. На рис. 3.4 показано распределение температуры возбуждения для перехода $\text{HCO}^+(4-3)$. Видно, что температура возбуждения близка к кинетической температуре газа только во внутренних плотных областях диска. На рис. 3.5 показаны распределения логарифма интегральной интенсивности излучения в линии $\text{HCO}^+(4-3)$ для рассматриваемых моделей. При построении этих распределений свертки с какой-либо диаграммой направленности не проводилось, т.е. изображения являются идеальными. Угол наклона полярной оси диска относительно луча зрения составляет 60 градусов. На картах средней интенсивности первые две модели отличаются слабо: распределение для «Xconst+Tgrad» имеет чуть более резкие градиенты и более тонкие дета-

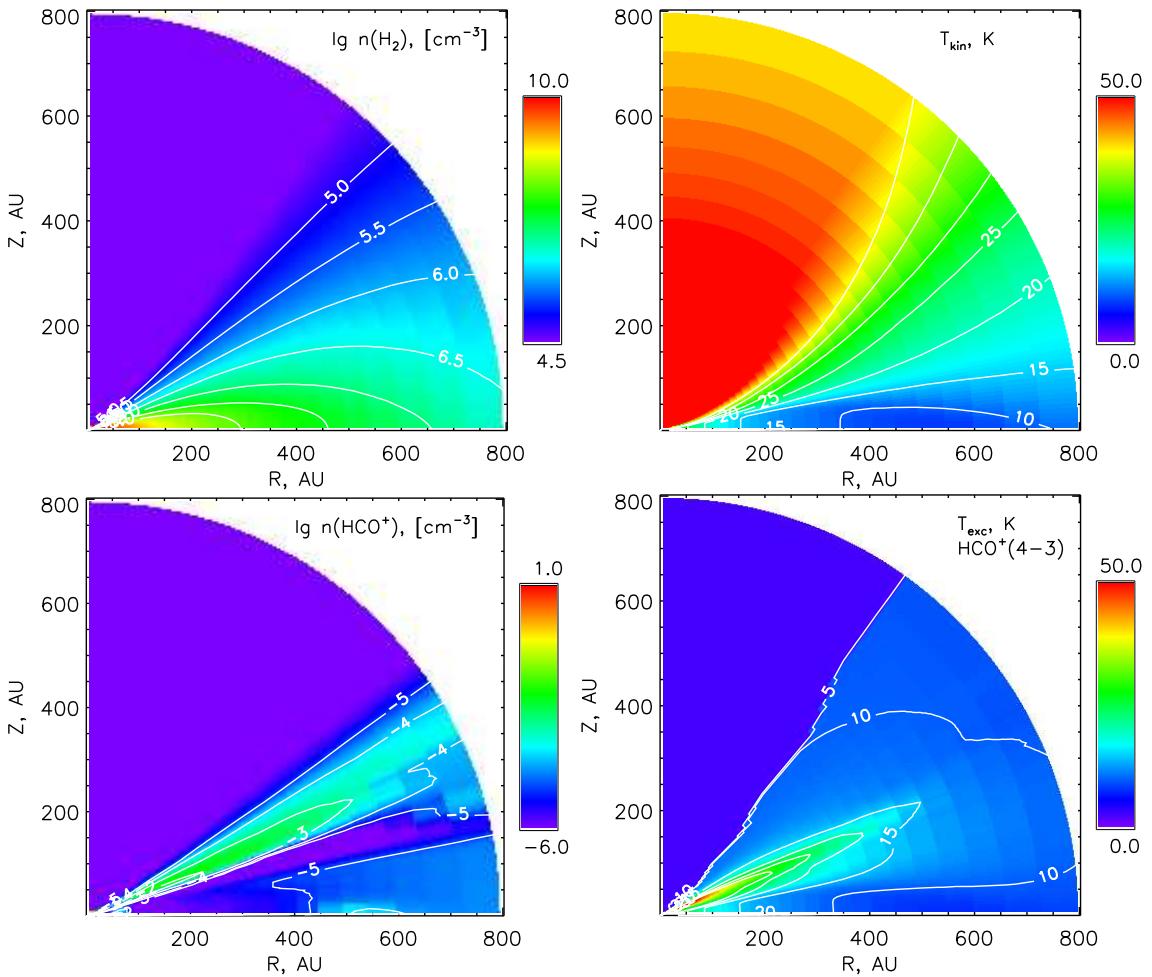


Рис. 3.4. Распределение концентрации H_2 (сверху слева), температуры (сверху справа), концентрации HCO^+ (снизу слева) и температуры возбуждения для перехода $\text{HCO}^+(4-3)$ (снизу справа) для модели «Chem+Tgrad».

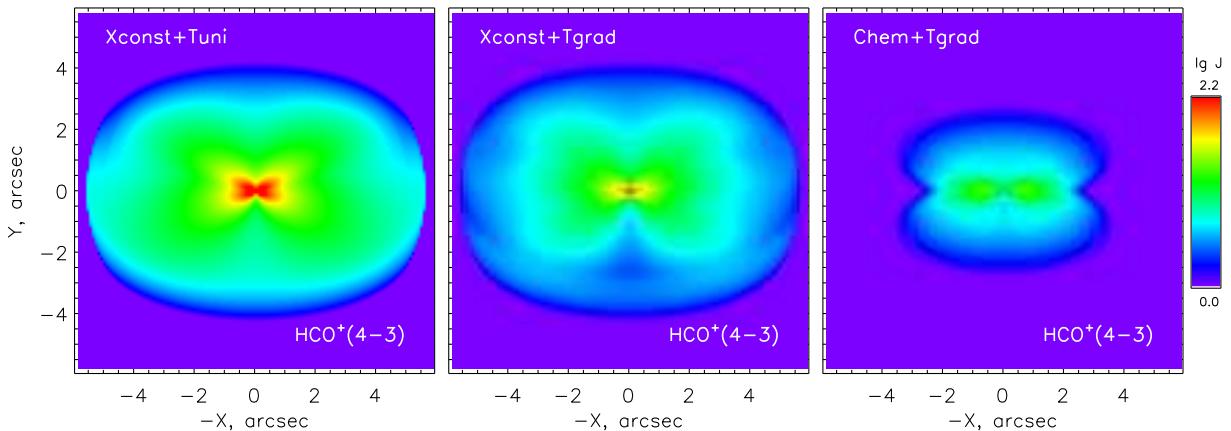


Рис. 3.5. Распределения логарифма интегральной интенсивности излучения в линии $\text{HCO}^+(4-3)$ для угла наклона диска 60 градусов. На левой, средней и правой карте показаны распределения для моделей «Xconst+Tuni», «Xconst+Tgrad» и «Chem+Tgrad» соответственно.

ли по сравнению с «Xconst+Tuni». В свою очередь, распределение средней интенсивности для «Chem+Tgrad» заметно отличается от карт для первых двух моделей. Наличие выделенных излучающих молекулярных слоев приводит к формированию двух налагающихся друг на друга конусов на изображении. На рис. 3.6 показаны распределения спектральной интенсивности излучения для нескольких смещений по скорости относительно центра линии. Очевидно, что на распределениях спектральной интенсивности рассматриваемые модели отличаются сильнее, чем на распределениях средней интенсивности. На картах для «Chem+Tgrad» характерной деталью является две пересекающиеся петли, связанные с излучением от верхнего и нижнего молекулярных слоев диска. В модели «Xconst+Tuni» распределение интенсивности более однородно, однако в нем присутствует асимметрия относительно горизонтальной оси, что связано с эффектами самопоглощения. Распределение интенсивности в модели «Xconst+Tgrad» близко к распределению «Xconst+Tuni», однако в нем заметны признаки петлевой структуры, связанные с излучением от нагретых поверхностей диска.

Характерный угловой размер деталей в полученных картах составляет несколько долей угловой секунды, что делает невозможным разграничение моделей при наблюдениях на одиночных радиотелескопах (имеющих угловое разрешение порядка десятков угловых секунд) и весьма проблематичным на современных радиоинтерферометрах, таких как как NOEMA и SMA с разрешением несколько угловых секунд. Однако начинаящая работу обсерватория ALMA (Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array) обладает значительно более высокой чувствительностью и угловым разрешением, чем все существующие на данный момент инструменты, что делает возможным ее использование для детального исследования структуры протопланетных дисков. Для проверки того, будут ли отличаться наблюдательные карты рассмотренных нами моделей мы использовали ALMA-симулятор из программного комплекса GILDAS [102] (версия 2007 года). Этот комплекс позволяет предсказать, во что преобразуются идеальные изображения при их наблюдениях с использованием той или иной конфигурации данного интерферометра.

Прежде чем перейти к полученным результатам, опишем вкратце процесс получения изображения на интерферометре. Подробную теорию интерферометрии можно найти, например, в книгах [103, 104]. Непосред-

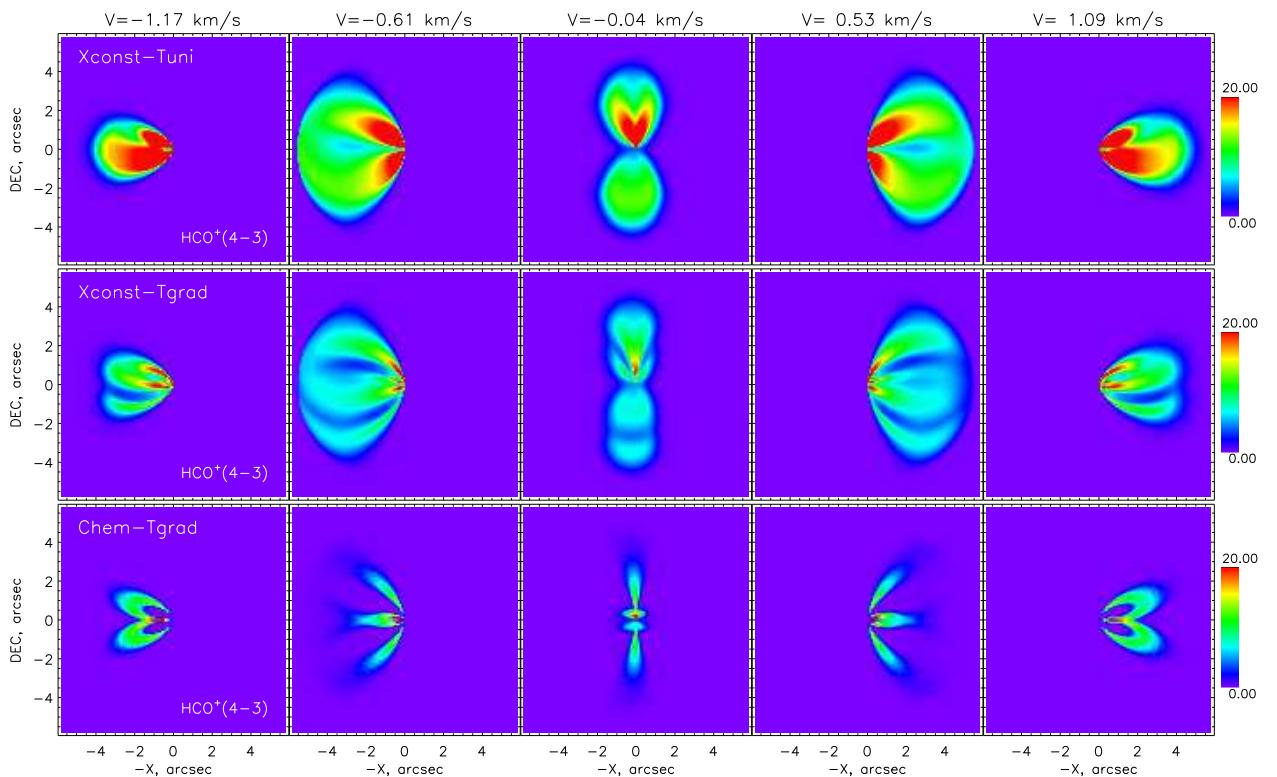


Рис. 3.6. Распределения спектральной интенсивности излучения в линии $\text{HCO}^+(4-3)$ для модели «Xconst+Tuni» (верхний ряд), «Xconst+Tgrad» (средний ряд), «Chem+Tgrad» (нижний ряд). В вертикальных столбцах показаны карты для разных смещений по скорости относительно центра линии. Интенсивность дана в единицах радиативной температуры.

ственным результатом работы интерферометра является получение компонентов фурье-изображения исследуемого объекта. Точнее, интерферометр измеряет значения комплексной функции видности (visibility function) $V_\nu(u, v)$, представляющей из себя преобразование Фурье от распределения интенсивности излучения $I_\nu(x, y)$:

$$V_\nu(u, v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} A(x, y) I_\nu(x, y) e^{2\pi i(ux+vy)} dx dy, \quad (3.25)$$

где x, y — пространственные координаты, u и v — обратные координаты, $A(x, y)$ — диаграмма направленности одиночного телескопа. Если x и y определять как угловые сдвиги во взаимно перпендикулярных направлениях относительно центра изображения и выражать их в радианах, то u и v будут выражаться в единицах длины волны излучения λ . Измерение $V_\nu(u, v)$ осуществляется только в тех точках uv -плоскости, которые определяются взаимным расположением антенн относительно друг друга и объекта наблюдений. Совокупность всех точек в uv -плоскости, для которых получены амплитуда и фаза функции видности называют uv -покрытием. Чем полнее uv -покрытие $\Omega(u, v)$, тем точнее можно восстановить исходное изображение с помощью обратного Фурье-преобразования:

$$I_\nu^d(x, y) = A(x, y)^{-1} \iint_{\Omega(u,v)} V_\nu(u, v) e^{-2\pi i(ux+vy)} du dv. \quad (3.26)$$

В частности, при полном uv -покрытии восстановленное изображение $I_\nu^d(x, y)$ будет тождественно $I_\nu(x, y)$. На практике, однако, максимальное расстояние между антennами ограничивает область заполнения uv -плоскости и тем самым определяет масштаб минимальных деталей восстановленного изображения (соответствующих большим значениям u и v), т.е. определяет наилучшее угловое разрешение интерферометра.

Рассмотрим пример, иллюстрирующий процесс восстановления изображения. На рис. 3.7 (верхняя панель) показаны распределения амплитуды и фазы фурье-образа от распределения интенсивности (т.е. амплитуды и фазы комплексной функции $V_\nu(u, v)$) в предположении, что источник целиком находится внутри диаграммы направленности одиночного телескопа, когда $A(x, y) = 1$ для модели «Chem+Tgrad». Данные карты построены

для тех же частотных каналов, что и на рис. 3.6. На рис. 3.7 в нижней панели показаны восстановленные изображения для трех модельных *uv*-покрытий. Первая карта построена для случая, когда покрытие представляет круг радиуса $R_{uv}=0.5$. Видно, что восстановленное изображение сильно размыто. Во втором случае *uv*-покрытие имеет вид кольца с внутренним радиусом $R_{uv}=0.5$ и внешним радиусом $R_{uv}=1.5$. В восстановленном изображении становятся видны мелкие детали, соответствующие высоким гармоникам, однако низкочастотная составляющая истинного изображения отсутствует. В третьем случае *uv*-покрытие представлено в виде круга радиуса $R_{uv}=1.5$, т.е. объединения малого круга и кольца. В данном случае, восстановленное изображение более близко к исходному, в нем видны как мелкомасштабные, так и крупномасштабные составляющие.

В реальных наблюдениях *uv*-покрытие будет иметь более сложный вид, зависящий от взаимного расположения антенн, направления на источник, географического положения интерферометра, длины волны излучения, времени накопления сигнала и т.д. Кроме того, наблюдательные карты будут содержать шумы, связанные как с источником сигнала, так и с работой самого интерферометра. На практике при восстановлении изображений также часто используются специальные алгоритмы (такие как МЕМ — метод максимальной энтропии, CLEAN и др.), позволяющие избавиться от артефактов, связанных с неопределенностью функции $V_\nu(u, v)$ вне области *uv*-покрытия. Все это учитывается в ALMA-симуляторе, что позволяет достаточно надежно предсказывать результаты наблюдений.

Перейдем к описанию параметров и результатов моделирования на ALMA-симуляторе. При моделировании использовались погодные условия, типичные для плато Чахнантор, где расположена ALMA. Учитывались шумы, связанные: 1) с температурой приемника (80 K) и температурой системы (230 K); 2) с относительной ошибкой измерения амплитуды сигнала, составляющей 3% при дрейфе 6% в час, 3) с ошибкой восстановления фазы, равной 30 градусов 4) с аномальной рефракцией. На рис. 3.8 показаны результаты ALMA-симулятора для модели диска, расположенного в координатах DM Tauri. В первых трех рядах приведены карты, соответствующие трем рассматриваемым моделям диска для смещения по скорости $\Delta V=0.77$ км/с относительно центра линии при угле наклона 60 градусов между наблюдателем и осью диска. В столбцах даны изображения, получаемые при различных конфигурациях интерферометра. Мы

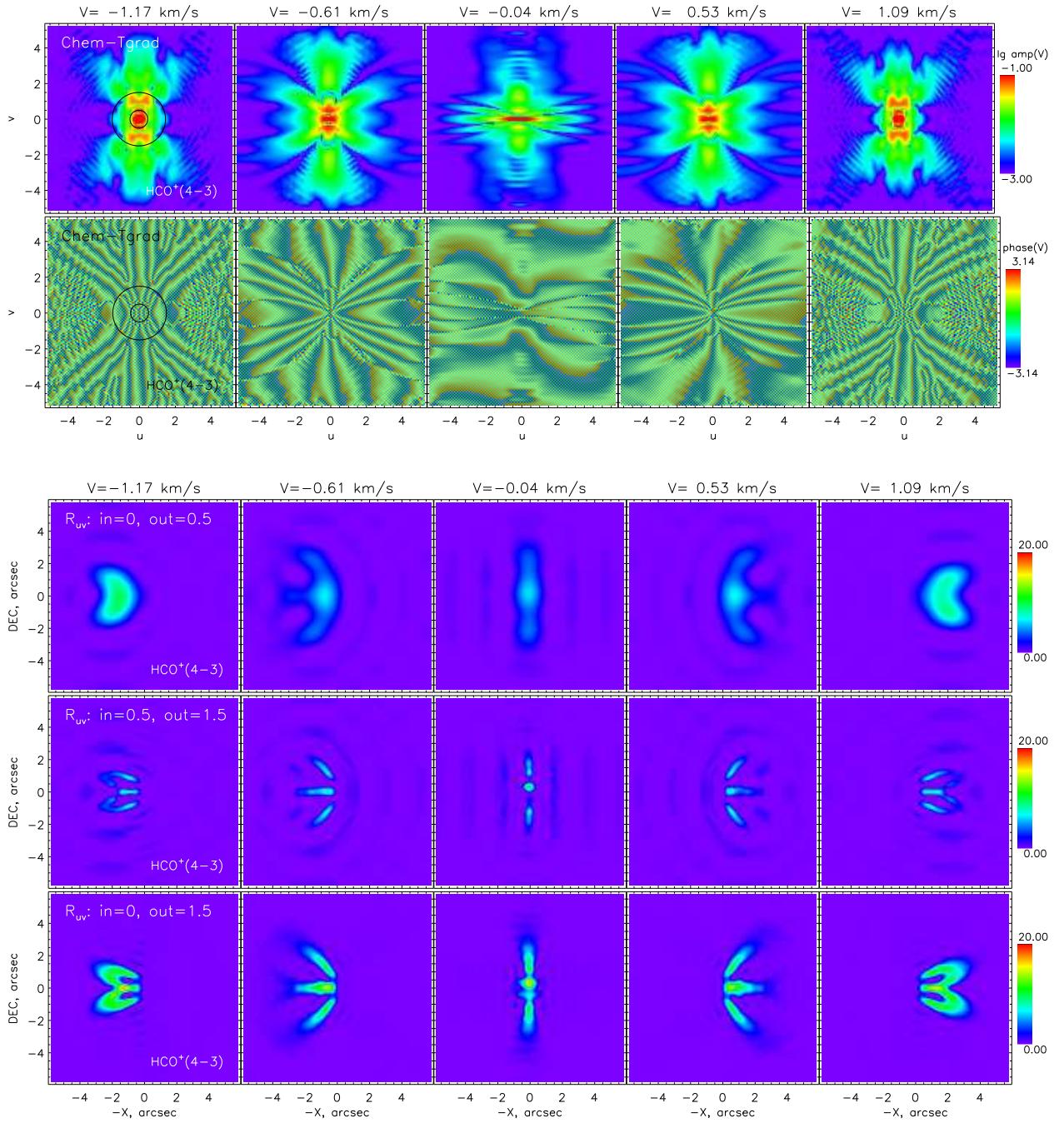


Рис. 3.7. Верхняя панель: функция видности $V_\nu(u, v)$ для карты $\text{HCO}^+(4-3)$ из модели «Chem+Tgrad». Показаны распределение логарифма амплитуды (первый ряд) и распределение фазы (второй ряд). Окружностями обозначены границы uv -покрытия для восстановления изображения. Нижняя панель: восстановленные распределения интенсивности излучения, полученные в результате обратного фурье-преобразования функции видности с ограниченным uv -покрытием.

видим, что ключевые детали, присутствующие в идеальных изображениях, хорошо отождествляются в конфигурации “zoom-c” (второй столбец) и частично в конфигурации “zoom-b” (третий столбец). В конфигурации “zoom-e” (четвертый столбец), соответствующей минимальному угловому разрешению, модели различаются слабо. Отметим, что время накопления сигнала в данных случаях не превышает двух часов, что приемлемо для осуществления наблюдений. В нижнем ряду на рисунке приведены карты, соответствующие углу наклона диска 20 градусов и смещению по скорости 0.3 км/с. При таком наклоне диска рассматриваемые модели диска не будут сильно отличаться, однако детали изображения хорошо выделяются даже в конфигурации “zoom-e”.

Поскольку протопланетные диски выглядят по-разному в разных линиях молекул, что связано с индивидуальными условиями возбуждения молекул и особенностями их химического распределения, мы проанализировали спектральные карты не только для HCO^+ , но для других ключевых линий молекул (CO, CS, HCN). В табл. 3.1.4 приведены конфигурации ALMA и характерные времена накопления сигнала, необходимые для отождествления деталей структуры протопланетного диска в рамках рассмотренных моделей диска. Из таблицы видно, что наблюдения для разных линий требуют различного времени накопления сигнала, что необходимо учитывать при организации наблюдений. Видно также, что диски с большим углом наклона требуют большего времени наблюдения для восстановления деталей изображения.

Описанное в данном разделе исследование было проделано в 2007–2008 годах, т.е. за несколько лет до непосредственных наблюдений на ALMA. Одними из первых объектов наблюдений ALMA с начала ее работы в 2011 году стали именно protoplanetary диски. В частности, в работе [105] представлены спектральные карты диска HD 163296 в линиях молекул CO(2–1) и CO(3–2). Данные карты получены с угловым разрешением около 0.6 угловых секунд, что при предполагаемом расстоянии до диска 120 парсек позволяет детально исследовать его крупномасштабную структуру. На рис. 3.9 представлены распределения спектральной интенсивности излучения в линии CO(3–2) для этого диска из статьи [105]. В качестве примера на том же рисунке приведены теоретические распределения интенсивности, построенные на базе модели «Xconst-Tgrad», модифицированной с учетом индивидуальных параметров HD 163296. Видно, что

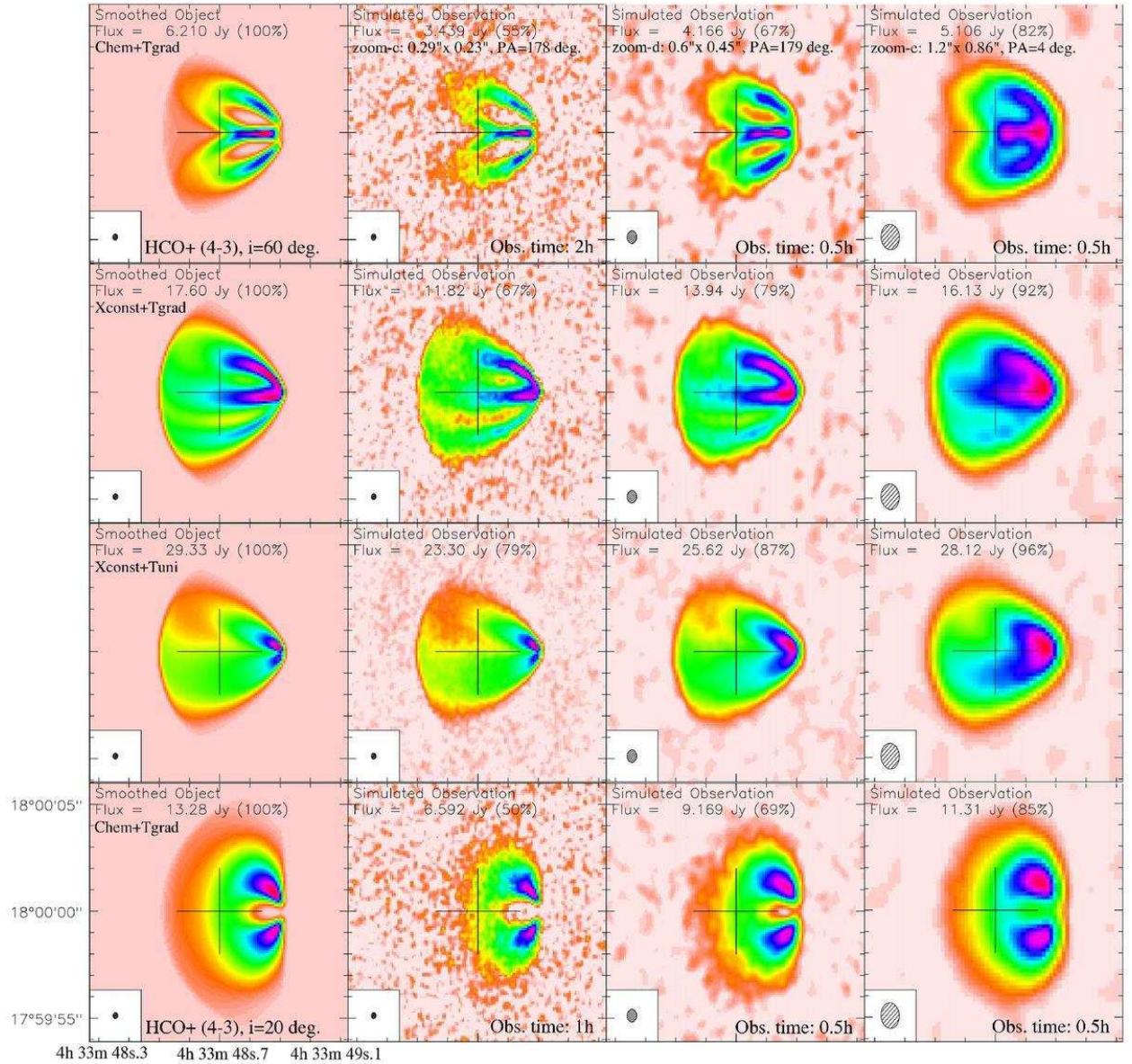


Рис. 3.8. Распределения интенсивности излучения, полученные ALMA-симулятором для различных моделей протопланетного диска. Первый ряд: модель «Chem+Tgrad», второй ряд: модель «Xconst+Tgrad», третий ряд: модель «Xconst+Tuni», угол наклона диска в данных моделях 60 градусов. Четвертый ряд: модель «Chem+Tgrad», угол наклона диска 20 градусов. Показаны карты, соответствующие смещению $\Delta V=0.77$ км/с относительно центра линии. В вертикальных столбцах приведены изображения, получаемые при разной конфигурации интерферометра. Первый столбец: идеальные изображения, второй столбец: изображения, полученные в конфигурации “zoom-c” (угловое разрешение ≈ 0.25 угловых секунд, время накопления сигнала 2 часа), третий столбец: “zoom-b” (≈ 0.5 угловых секунд, 0.5 часа), четвертый столбец: “zoom-e” (≈ 1 угловая секунда, 0.5 часа).

Линия	ν , ГГц	R(disk)=250 а.е.		R(disk)=800 а.е.	
		$i = 20^\circ$	$i = 60^\circ$	$i = 20^\circ$	$i = 60^\circ$
HCO ⁺ (1–0)	89	c(4)	c(10)	a/b(>12)	a/b(>12)
C ¹⁸ O(2–1)	220	d(1)	c(<0.5)	c(4)	c(10)
¹³ CO(2–1)	220	d(<0.5)	d(<0.5)	c(2)	c(3.5)
CS(5–4)	245	e(3)	d(12)	b(>12)	b(>12)
HCN(3–2)	266	e(<0.5)	d(1)	c(4)	b(>12)
HCO ⁺ (4–3)	357	d(<0.5)	e(<0.5)	c(2)	c(3)
HCO ⁺ (7–6)	624	e(<0.5)	e(1.5)	c(12)	d(>12)
¹³ CO(6–5)	661	e(<0.5)	e(1)	d(1)	c(6)

Таблица 3.1. Сводка результатов моделирования изображений на ALMA-симуляторе. Буквы «a, b, c, d» соответствуют различным конфигурациям интерферометра, в скобках даны времена накопления сигнала в часах, необходимые для восстановления деталей структуры протопланетного диска при данной конфигурации. Представлены результаты для нескольких линий молекул, двух радиусов дисков и двух углов наклона диска для каждого радиуса.

характерные морфологические особенности наблюдаемых карт хорошо воспроизводятся моделью, построенной до наблюдений. Авторы статьи [105] отмечают, что наблюдаемые особенности карт (петлевая структура) были предсказаны нами в работах [A2] и [A12]. Это дает основания полагать, что физические идеи и концепции, лежащие в теории строения протопланетных дисков, близки к реальности.

3.2. Спектральная диагностика биполярного истечения в протопланетном диске CB 26

Широкие молекулярные истечения и коллимированные джеты из протопланетных дисков — часто наблюдаемые процессы, сопровождающие эволюцию, возможно, всех молодых протозвездных систем. Целью данного раздела является изучение свойств биполярного истечения у протопланетного диска CB 26, для которого в работе [A21] получены уникальные наблюдения в линиях молекул. Интерпретация данных наблюдений проводится нами с помощью феноменологической модели истечения, которая используется для моделирования переноса излучения и построения теоретических спектральных карт. Сравнение теоретических и наблюдаемых карт позволяет определить параметры истечения. Фундаментальным результатом данного исследования является вывод о вращении истечения в

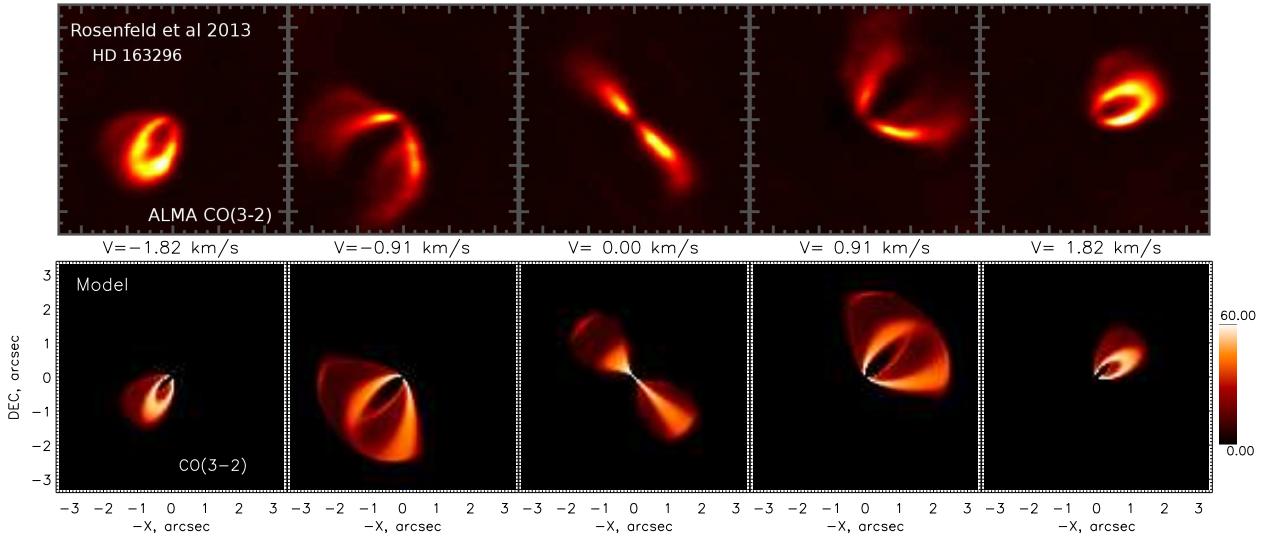


Рис. 3.9. Сравнение теоретических и наблюдаемых распределений интенсивности излучения в линии CO(3–2) для протопланетного диска HD 163296. Наблюдаемые распределения получены по результатам наблюдений на интерферометре ALMA [105]. Теоретические распределения построены по модели «Xconst-Tgrad», модифицированной с учетом индивидуальных параметров HD 163296. Показаны карты для разных смещений по частоте относительно центра линии.

СВ 26, что имеет важное значение для решения проблемы перераспределения углового момента при образовании звезд. Результаты данной работы представлены в работе [A21].

3.2.1. Наблюдательные данные

СВ 26 (L1439) — это глобула Бока в виде компактной кометарной туманности, расположенная в 10° к северу от комплекса звездообразования Тельца–Возничего на расстоянии около 140 пк от Земли. Изображение данной глобулы, а также ее окружение показаны на рис. 3.10. На юго-западе этой глобулы расположено плотное молекулярное ядро с признаками звездообразования [106]. Наблюдения излучения пыли на длине волны 1.3 мм и линии излучения $^{13}\text{CO}(1-0)$ позволили обнаружить в этом ядре околозвездный кеплеровский диск радиусом ~ 200 а.е., окружающий молодую маломассивную звезду [107]. Далее под СВ 26 мы будем понимать именно этот диск. Ось диска практически перпендикулярна лучу зрения, поэтому прямое излучение звезды перехватывается диском. Однако о наличии звезды дополнительно свидетельствует отражательная инфракрасная туманность, имеющая форму биполярных шапок, разделенных темной

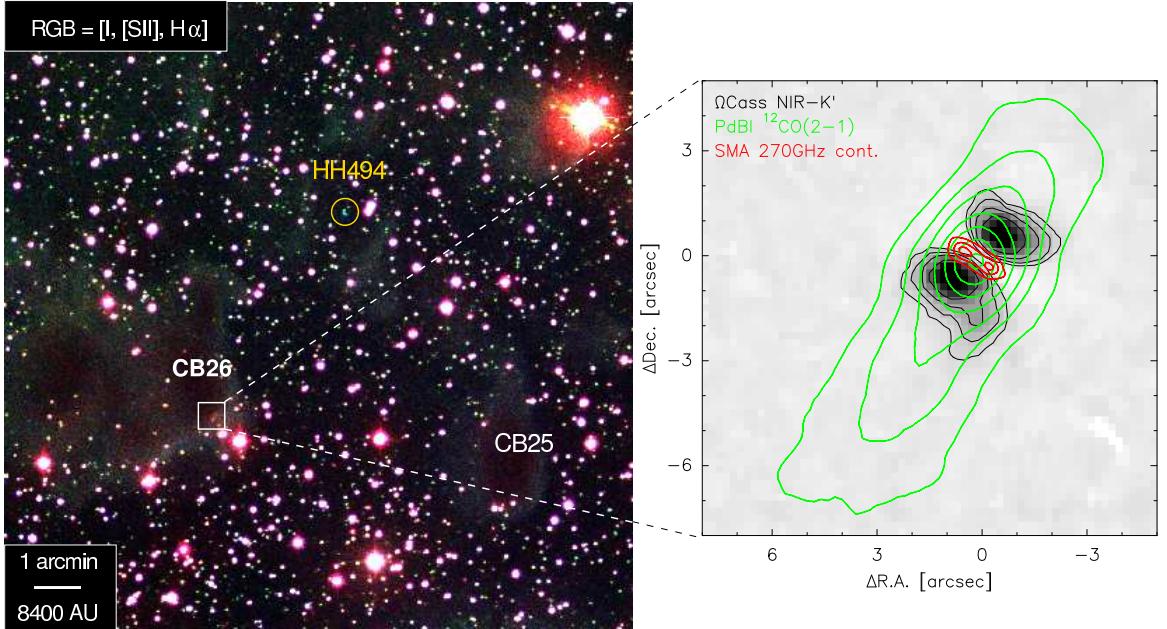


Рис. 3.10. Система CB 26 и ее окружение. Слева: композиционное изображение в оптическом диапазоне. Голубой цвет соответствует излучению в линии H_{α} , зеленый — излучению в линии SII, красный — излучению в фильтре I. Показаны положения глобул CB 26, CB 25 и объекта Хербига-Аро HH494. Справа: составное изображение внутренней области источника CB 26 в ИК- и радио-диапазоне. Черно-белое распределение соответствует излучению в ближнем ИК (диапазон K, угловое разрешение $0.6''$) и связано с рассеянием излучения центральной звезды биполярными областями. Красные контуры соответствуют уровням интенсивности излучения пыли от протопланетного диска на длине волны 1.1 мм (20, 38 и 55 мЯн/диагр.напр.). Излучение в линии CO(2-1), интенсивность которого показана зелеными контурами, связано с молекулярным истечением. Зеленые контуры соответствуют уровням интенсивности 0.5, 1.2, 1.9, 2.6 и т.д. Ян/диагр.напр./($\text{км}/\text{с}$).

областью, совпадающей с расположением диска [108]. Источник окружен асимметричной оболочкой с регулярно ориентированным магнитным полем $\text{PA} \approx 25^\circ$ [109]. Кроме того, на расстоянии 6.15 угловых минут к северо-западу от CB 26 находится объект Хербига-Аро HH494, обнаруженный по линиям H_{α} и SII [108]. Несмотря на свою относительную удаленность, данный объект идеально согласуется с направлением оси диска.

Наблюдения CB 26 в линии CO(2-1) были проведены моими соавторами по данной работе на интерферометре IRAM Plateau de Bure и одиночном телескопе IRAM 30m в 2005–2006 годах. Детали процесса наблюдений, калибровки и обработки наблюдательных данных описаны в статье [A21]. Эффективное угловое разрешение полученной карты составляет $1.47''$ при

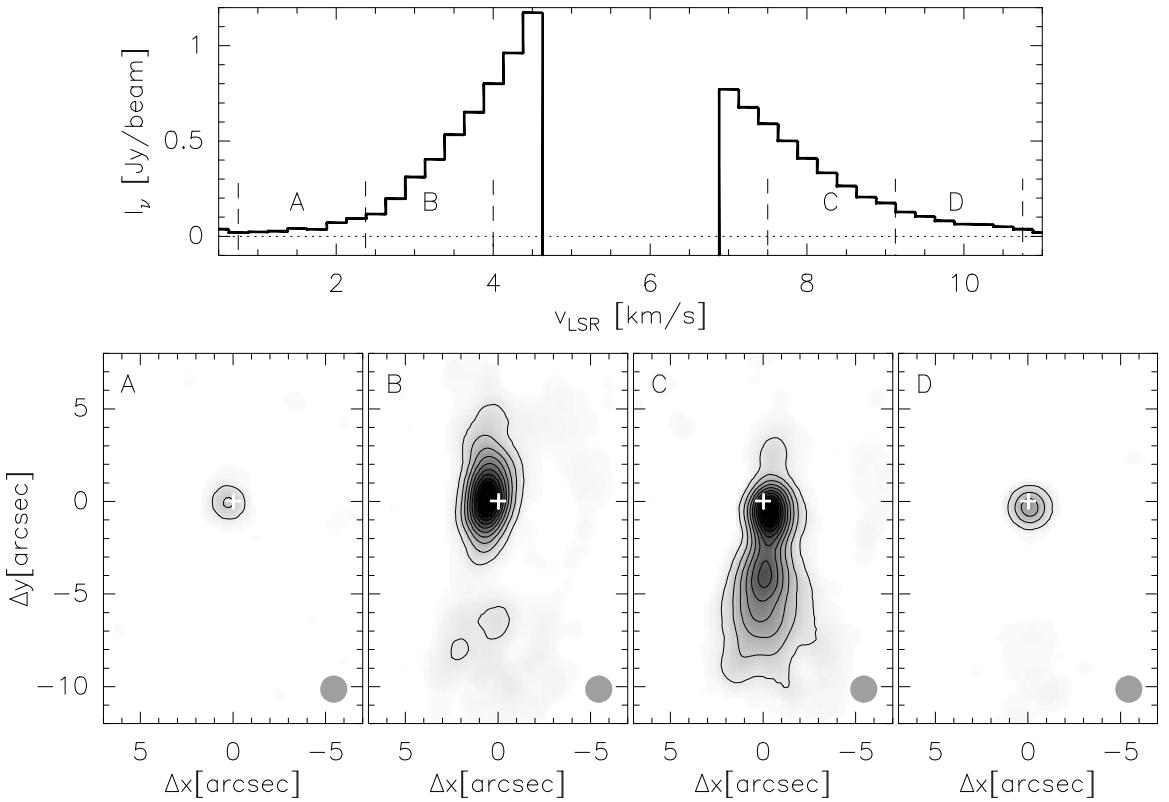


Рис. 3.11. Верхняя панель: профиль линии излучения CO(2–1), усредненный по области $\pm 2''$ относительно центра источника. Интенсивность излучения на скорости между 4.75 и 6.75 км/с не показана, т.к. на этих частотах основной вклад вносит протяженная оболочка. Нижняя панель: распределения интегральной интенсивности излучения, соответствующие диапазонам А, В, С, Д на усредненном профиле линии. Крестиком показано положение центра диска. Диаграмма направленности изображена закрашенным кружком в правом нижнем углу. На крайних картах, соответствующих большим смещениям по скорости, доминирует протопланетный диск вследствие высокой кеплеровской скорости вращения вблизи звезды. На внутренних картах доминирует биполярное истечение, направленное к нам (сверху) и от нас (снизу).

уровне шумов 20 мЯн/диагр.напр. В связи с неполным *uv*-покрытием в области коротких баз (малых значений *uv*), изображения на центральных частотных каналах между 4.75 и 6.75 км/с восстановлено не полностью. Излучение в этих каналах обусловлено главным образом протяженной оболочкой (с малыми регулярными скоростями вещества в ней), что приводит к малым градиентам интенсивности на изображении. В связи с этим центральные каналы для нашего анализа не используется.

На рис. 3.11 показаны распределения интенсивности излучения, проинтегрированной по четырем частотным интервалам внутри профиля линии CO(2–1). На данных картах отчетливо видно коллимированное асим-

метрическое биполярное истечение общей протяженностью около $14''$, что составляет ≈ 2000 а.е. при принятом до источника расстоянии 140 пк. Вещество в северной части истечения движется по направлению к нам (смещение по скорости отрицательно относительно центральной скорости), вещество в южной части движется от нас (смещение по скорости положительно). На больших $\Delta V = \pm 4$ км/с относительно центральной скорости основной вклад в излучение вносит диск, в то время как истечение преобладает в изображении на смещениях ± 2 км/с.

На рис. 3.12 цветом показано распределение первого момента профиля линии CO(2–1), характеризующее среднюю проекцию скорости на луч зрения. На данной карте хорошо виден градиент скорости вдоль оси истечения, говорящий о радиальном движении вещества в нем. Кроме того, отчетливо выражен также градиент скорости перпендикулярно оси истечения. Наличие такого градиента, совпадающего по знаку с градиентом кеплеровского вращения диска, является вероятным признаком вращения истечения. Наложение сопоставимых по величине радиального и поперечного градиентов скорости приводит к формированию характерного S-профиля нулевой скорости (соответствующей зеленому цвету на рис. 3.12). Объяснить эту картину можно в предположении, что проекции радиальной скорости истечения и скорости вращения истечения сопоставимы по величине.

Для иллюстрации этой возможности на рис. 3.13 показаны теоретические распределения первого момента линии CO(2–1) для простой модели истечения для трех значений угла наклона оси истечения. Характерные скорости молекулярных истечений составляют десятки километров в секунду, что значительно выше, чем средние скорости вращения вещества на границах диска (доли км/с). Поэтому при среднем наклоне диска к наблюдателю возможное вращение истечения не должно быть заметно на фоне большой скорости истечения. В наблюдениях это проявляется в виде верхнего и нижнего истечений, сильно смещенных в красную и синюю область по отношению друг к другу (левая карта). С другой стороны, в случае если ось истечения перпендикулярна лучу зрения, то проекция радиальной скорости равна нулю и на карте первого момента вращение будет проявляться в чистом виде (правая карта). Проекции радиальной и вращательной скорости истечения близки по величине в достаточно узком интервале углов наклона. В этом интервале наложение вращения и радиального движения должно приводить к формированию “S”-профиля средней скорости (сред-

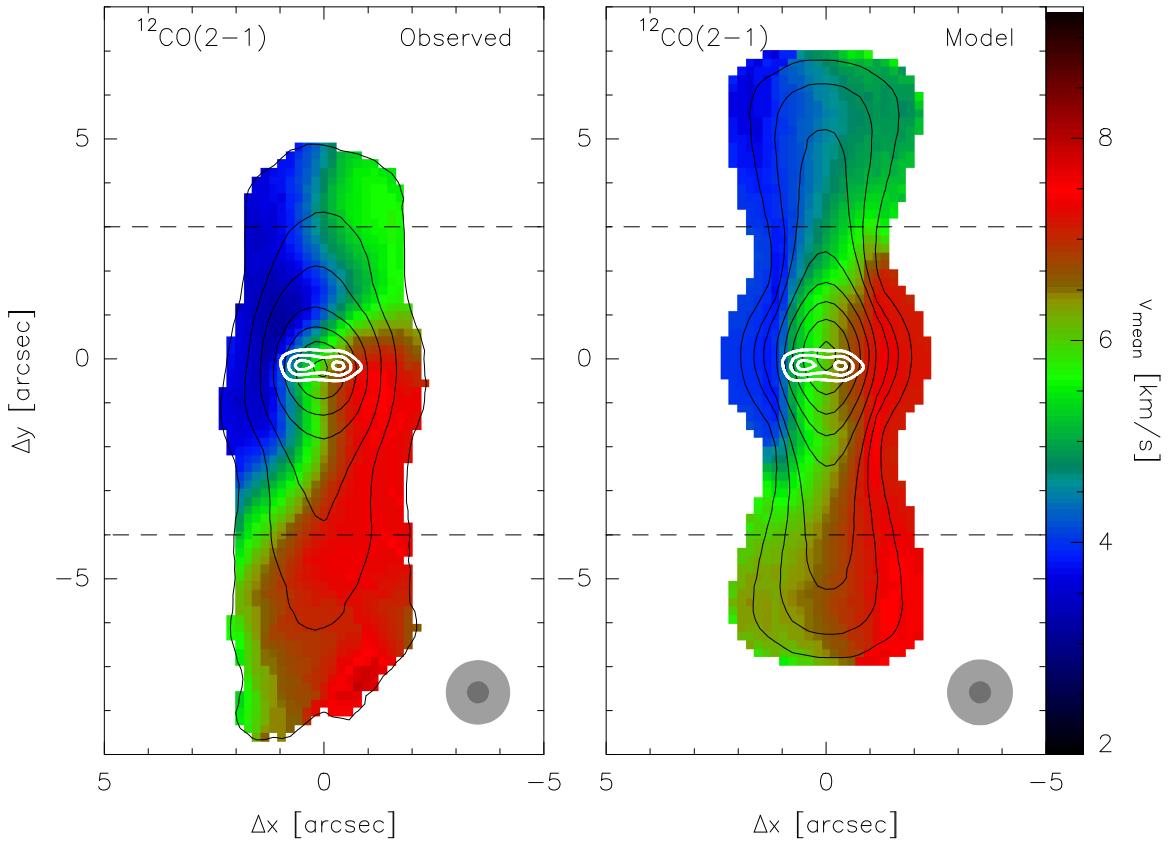


Рис. 3.12. Сравнение наблюдаемых (слева) и модельных (справа) карт СВ 26. Распределения интегральной интенсивности излучения в линии CO(2–1) показаны черными контурами. Белыми контурами показаны уровни наблюдаемой интенсивности излучения пыли на длине волны 1.1 мм. Цветом показаны распределения средней скорости (первого момента профиля линии CO(2–1)). Штриховые линии соответствуют координатам Δy , для которых построены диаграммы “позиция-скорость” на рис. 3.15.

няя карта). Мы предполагаем, что угол наклона СВ 26 как раз находится в этом диапазоне. Для полной проверки гипотезы вращения истечения и восстановления его параметров мы провели детальное моделирование, основные результаты которого представлены ниже.

3.2.2. Феноменологическая модель диска и истечения

Для расчета распределений интенсивности молекулярного излучения необходимы модели как диска, так и истечения, причем данные модели должны быть физически согласованы. Конечно, расчет структуры диска и истечения желательно проводить на базе самосогласованной эволюционной модели, например, на основе радиативной магнитной газодинамики. Однако такое моделирование — самостоятельная и чрезвычайно сложная

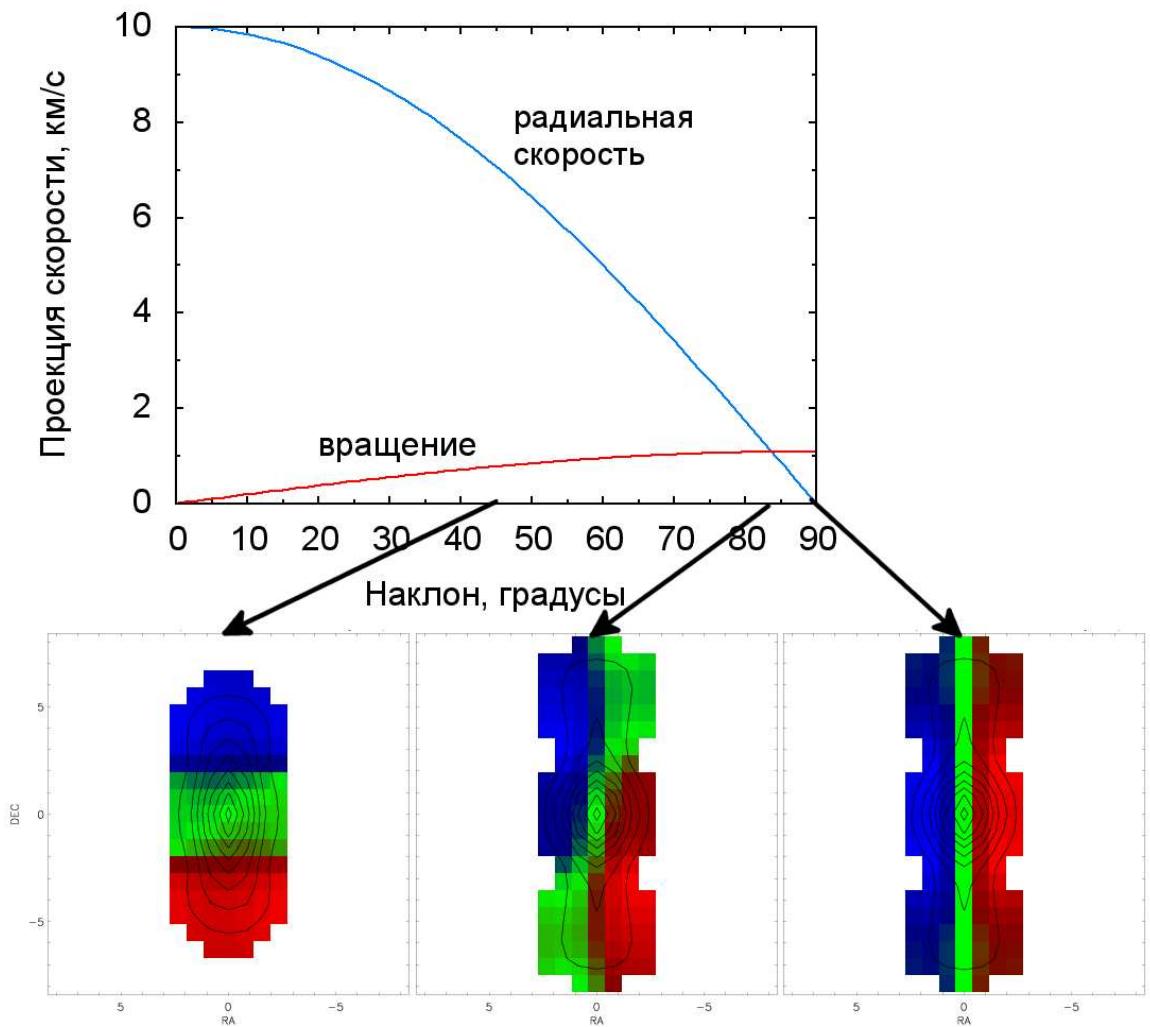


Рис. 3.13. Схема, объясняющая наблюдаемое распределение средней лучевой скорости в СВ 26. Верхняя панель: проекции радиальной скорости и скорости вращения на луч зрения на границе истечения в зависимости от угла наклона оси истечения по отношению к наблюдателю. Нижняя панель: распределения средней лучевой скорости в $\text{CO}(2-1)$ для простой модели истечения с тремя углами наклона диска: $45, 85, 90^\circ$.

задача, в рамках которой сложно исследовать многочисленные параметры и согласовать их с индивидуальным наблюдательным объектом. Поэтому в этой работе мы использовали полуфеноменологические модели диска и истечения, в которых часть распределений параметризуется, а часть рассчитывается из физических принципов; соответствующие же параметры определяются из сопоставления модели с наблюдениями. Для диска мы используем модель диска СВ 26 из работы [110], параметры которой получены из сравнения теоретических и наблюдаемых распределений энергии в спектре (SED), а также карт излучения пыли в миллиметровом и инфракрасном диапазонах. В этой модели основные свободные параметры описывают распределение плотности в диске, в то время как распределение температуры находится в результате моделирования переноса излучения. Масса диска получена по результатам оценки полного потока миллиметрового излучения $\approx 0.1 M_{\odot}$, радиус 200 а.е. Важными результатом и особенностью данной модели является наличие внутренней свободной от пыли области размером 45 а.е. Отметим, что в работе [A10] нами также проведено восстановление структуры диска СВ 26 по результатам подгонки карт излучения пыли в миллиметровом диапазоне, в которой получены близкие параметры диска. На базе данной модели были рассчитаны распределения интенсивности излучения в линиях $\text{HCO}^+(1-0)$ и $\text{CO}(2-1)$, сравнение которых с соответствующими наблюдаемыми картами позволило более точно восстановить значение угла наклона полярной оси диска к наблюдателю $i = 85 \pm 4$ градусов. Выше было показано, что надежная оценка значения данного угла является принципиальным моментом при моделировании истечения.

Схема, поясняющая модель истечения, показана на рис. 3.14. Истечение представляется в виде конуса с углом раскрытия α и высотой r_0 . Чтобы воспроизвести диаграмму “позиция-скорость” вдоль полярной оси мы предположили, что скорость истечения линейно растет с расстоянием от звезды: $v(r) = v_0 r/r_0$. Такой хабловский закон часто наблюдается и у других истечений [111]. Далее мы предполагаем, что плотность зависит только от расстояния до звезды и течение стационарно, откуда следует: $r^2 n(r)v(r) = r_0^2 n_0 v_0$, где n_0 и v_0 — концентрация водорода и радиальная скорость вещества на границе r_0 . С учетом выражения для радиальной скорости получаем: $n(r) = n_0(r/r_0)^{-3}$. Распределение температуры описывается выражением: $T(r) = T_0(r/r_0)^{-q}$. Принципиальным предположением моде-

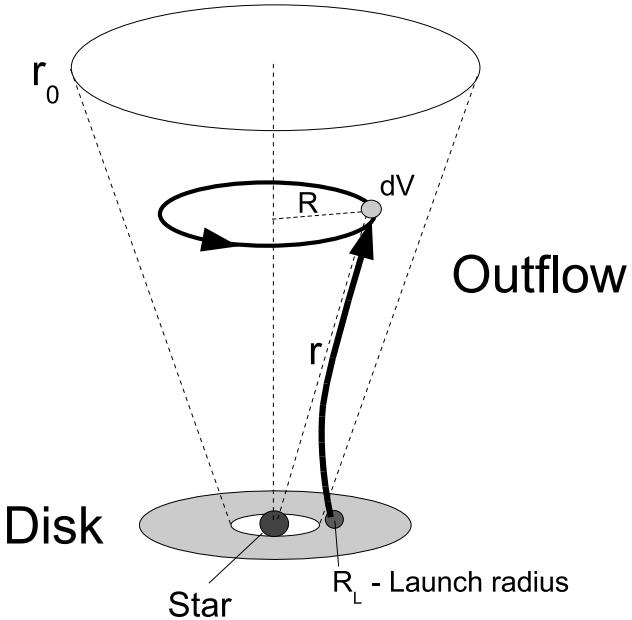


Рис. 3.14. Схема, поясняющая модель истечения в системе СВ 26. Предполагается, что элемент истечения dV , расположенный на расстоянии r от звезды и на расстоянии R от полярной оси, приходит из диска с радиусом R_L . При движении элемента предполагается, что его угловой момент сохраняется.

ли является то, что вещество в истечении вращается вокруг полярной оси. В принципе, можно рассмотреть различные законы вращения: $V_{\text{rot}} \propto R^\mu$, где $\mu = 1$ соответствует твердотельному вращению, $\mu = 0.5$ — кеплеровскому вращению, $\mu = -1$ — закону сохранения локального углового момента. Однако имеющиеся данные не позволили нам надежно восстановить закон вращения, поэтому мы использовали наиболее обоснованное с нашей точки зрения предположение о сохранении углового момента каждого элемента. В этом приближении вращательная скорость определяется выражением: $V_{\text{rot}}(R) = V_{\text{kep}}(R_L)R_L/R$, где R_L — некоторый радиус “запуска” истечения, $V_{\text{kep}}(R_L)$ — кеплеровская скорость на этом радиусе. Наконец, мы предположили, что молекулы CO не выморожены на поверхность пыли и присутствуют в газе с максимальной относительной концентрацией 7.5×10^{-5} . В общей сложности, модель истечения содержит пять свободных параметров: v_0 , R_L , n_0 , T_0 , q .

Синтетические карты $^{12}\text{CO}(2-1)$ для объединенной модели “диск + истечение” рассчитывались с помощью программного комплекса URAN(IA). Для сравнения с наблюдательными картами проводилась свертка с гауссовой диаграммой направленности $\text{HPBW} = 1.5''$. Сравнение теоретических и

Таблица 3.2. Параметры модели истечения в системе СВ 26

Параметр	Обозначение	Фиксированный	Свободный
Размер	r_0	1000 а.е.	—
Угол раскрытия	α	40°	—
Наклон	i	85°	—
Турбулентная скорость	v_{turb}	0.1 км с ⁻¹	—
Концентрация CO/H ₂ :	X(CO)	7.5×10^{-5}	—
Концентрация H ₂ на r_0	n_0	—	2×10^4 см ⁻³
Радиальная скорость на r_0	v_0	—	10 км/с
Температура на r_0	T_0	—	15 К
Температурный индекс	q	—	0.5
Радиус запуска	R_L	—	30 а.е.

наблюдательных карт проводилось в терминах χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{1}{N \delta I^{\text{obs}}} \sum_{x,y,V} (I_{x,y,V}^{\text{obs}} - I_{x,y,V}^{\text{mod}})^2, \quad (3.27)$$

где $I_{x,y,V}^{\text{obs}}$ и $I_{x,y,V}^{\text{mod}}$ — наблюдаемые и теоретические интенсивности излучения, соответственно, в направлении, определяемом координатами x и y , и в частотном канале, определяемым смещением V ; δI^{obs} — уровень шума в наблюдаемой интенсивности; $N = N_x \times N_y \times N_V$ — общее число значений интенсивности. Суммирование в данной формуле ведется по всем координатам карты и по всем частотным каналам. Оптимальные значения свободных параметров модели находились путем последовательной минимизации χ^2 в двумерных подпространствах общего пространства параметров. Основные параметры модели с минимальным значением χ^2 суммированы в табл. 3.2.

3.2.3. Сравнение теоретических и наблюдаемых спектральных карт

На рис. 3.12 показано сравнение теоретических и наблюдаемых распределений интегральной интенсивности и средней скорости. В целом, модель неплохо воспроизводит особенности наблюдаемых распределений, в частности, “S”-форму области с нулевой скоростью. Весьма информативным является также анализ и сравнение так называемых диаграмм “позиция-скорость” (position-velocity diagrams, PV). На рис. 3.15 показа-

ны наблюдаемые и теоретические диаграммы, построенные вдоль горизонтальных отрезков, изображенных на рис. 3.12. На данных диаграммах цветом показано значение интенсивности в зависимости от скорости (вертикальная ось) и смещения вдоль выбранного направления (горизонтальная ось). Диаграмма, построенная для центрального среза $\Delta y = 0$ отражает кинематику вещества в околозвездном диске. Она имеет характерную гиперболическую форму, присущую кеплеровским дискам — вблизи звезды профили линии имеют сильные крылья, в то время как с удалением от звезды ширина линии уменьшается. PV-диаграммы для верхнего и нижнего срезов $\Delta y = 3$ и $\Delta y = -4$ показывают динамику истечения. Как на наблюдательной, так и на модельной диаграммах отчетливо виден сдвиг по скорости при смещении вдоль горизонтали, причем он имеет тот же знак, что и для диска. PV-диаграммы для северного и южного истечений, в отличие от диска, имеют форму наклонных овалов.

На рис. 3.16 сравниваются теоретические и модельные диаграммы, построенные вдоль оси истечения. На теоретической PV-диаграмме видно, что с удалением от центра средняя скорость возрастает, что связано с заданием хаббловского закона для радиальной скорости истечения. Такой характер диаграммы хорошо согласуется с наблюдаемым распределением в южном истечении. В целом, модельный профиль неплохо описывает X-образную форму наблюдаемого профиля и его асимметрию. Отметим, однако, что в северном истечении не наблюдается существенного повышения скорости с расстоянием, как в модели. Кроме того, модель не объясняет различную протяженность южного и северного истечений.

Отметим некоторые физические следствия из представленной модели. Масса вещества, содержащегося в истечении составляет $\approx 10^{-3} M_{\odot}$, что на два порядка меньше массы околозвездного диска $\approx 0.1 M_{\odot}$. При скорости истечения 10 км/с на расстоянии 1000 а.е. темп потери массы составляет $2 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. Эта величина сопоставима с темпами акреции на звезды типа T Tauri [112]. Если предположить, что темп потери массы постоянен, то масса диска израсходуется за ≈ 0.5 млн. лет, что сопоставимо с характерными временами жизни протозвездных дисков [96]. Полный угловой момент вещества в истечении составляет $1.5 \times 10^7 M_{\odot} \text{км}^2 \text{с}^{-1}$, что в 100 раз меньше полного углового момента диска $2 \times 10^9 M_{\odot} \text{км}^2 \text{с}^{-1}$, таким образом характерное время уноса углового момента диска истечением совпадает с темпом потери массы. В то же время при скорости 10 км/с и

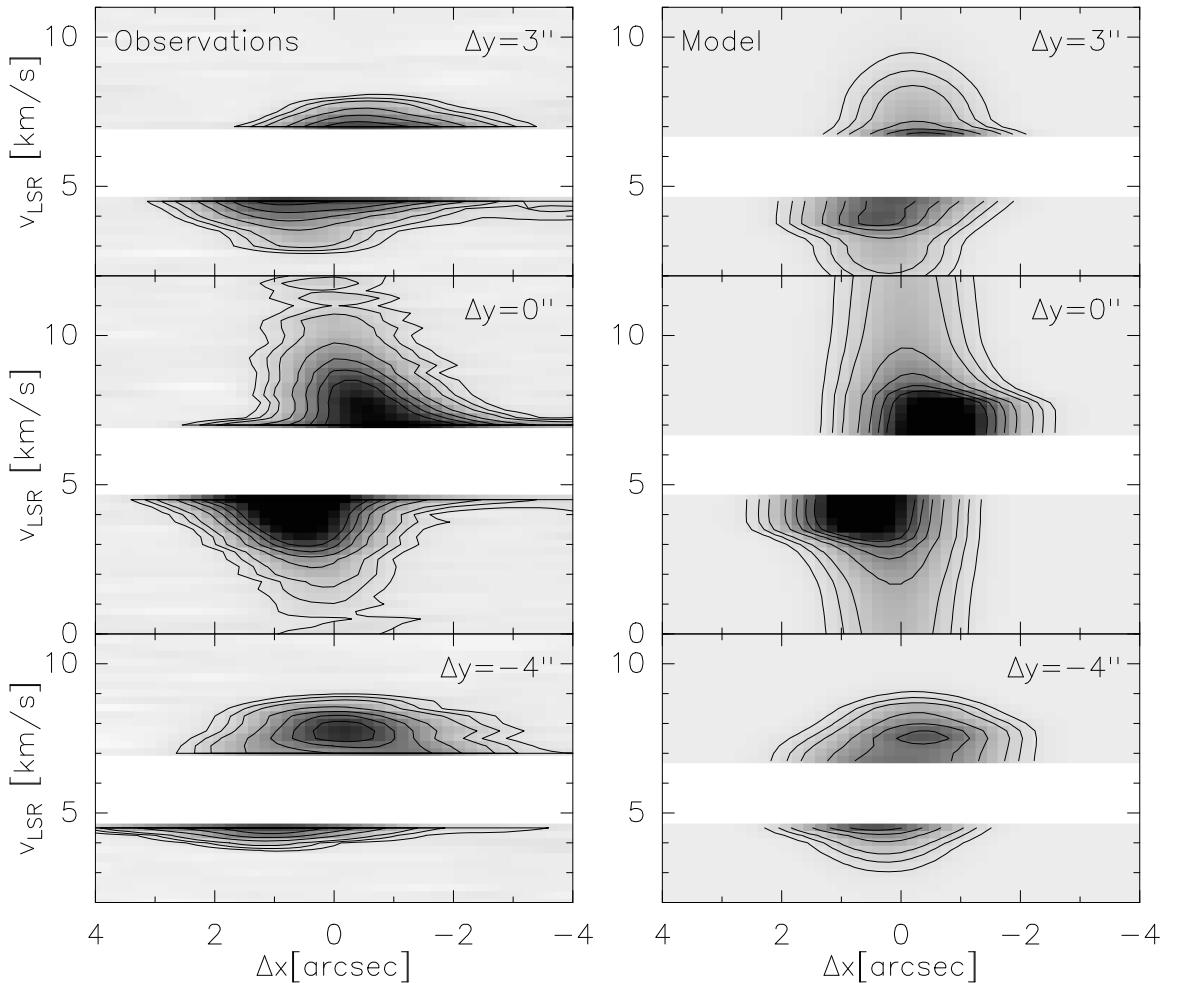


Рис. 3.15. Диаграммы “позиция-скорость” в линии CO(2-1), построенные вдоль отрезков, перпендикулярных полярной оси. Срезы проведены по уровням Δy , указанным в правом верхнем углу. Слева: наблюдаемая карта. Справа: теоретическая карта, соответствующая модели с оптимальными параметрами. Центральные скорости не показаны вследствие сильного влияния околозвездной оболочки на них. Контуры интенсивности начинаются со значения 60 мЯн/диагр.напр.

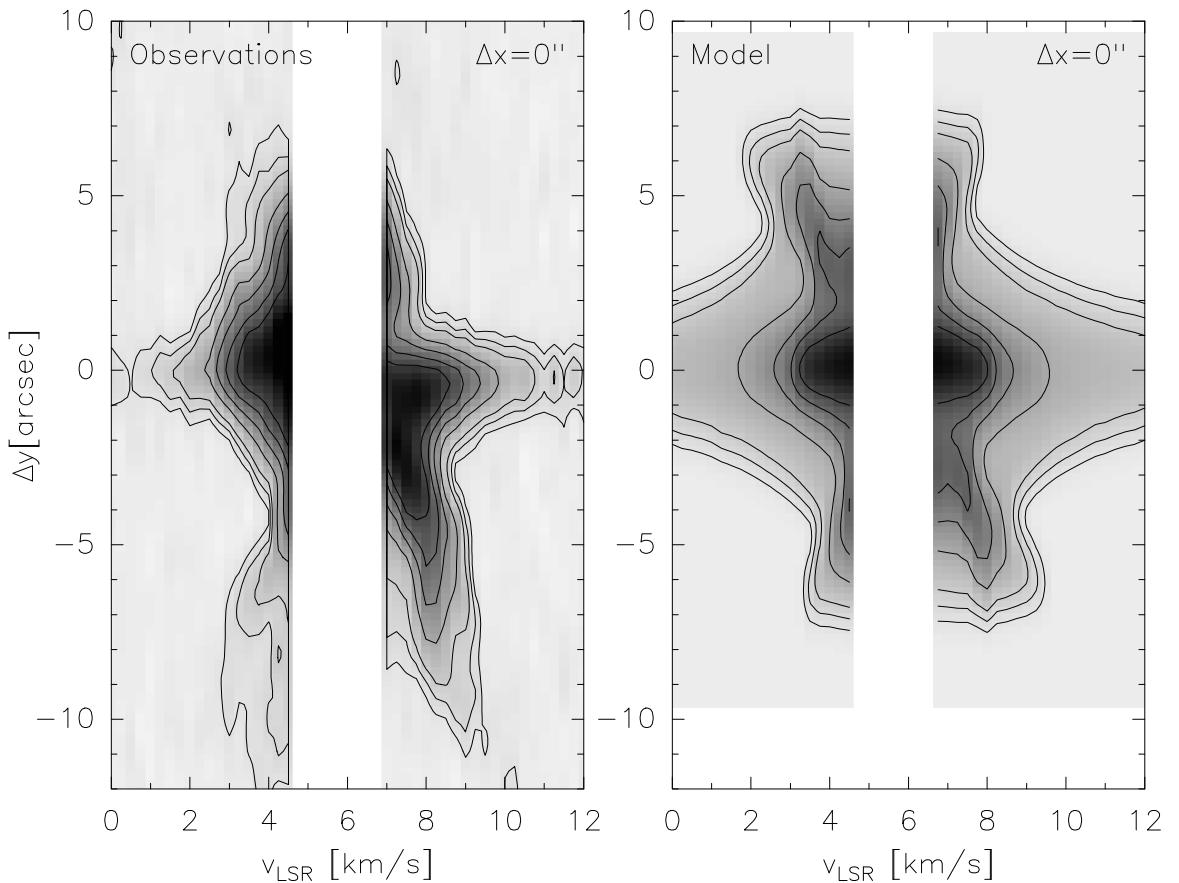


Рис. 3.16. Диаграммы “позиция-скорость” в линии CO(2–1), построенная вдоль полярной оси $\Delta x = 0$. Слева: наблюдаемая карта. Справа: теоретическая карта, соответствующая модели с оптимальными параметрами. Контуры интенсивности начинаются со значения 60 мЯн/диагр.напр.

размере истечения 1000 а.е. его динамический возраст составляет 500 лет, что значительно меньше времени жизни системы ≈ 1 млн. лет. Вместе с тем, наличие объекта Хербига-Аро HH494 на значительно большем удалении указывает на то, что истечение может быть гораздо протяженней, чем видно на карте CO(2–1). Интересным результатом является то, что полученный радиус запуска истечения $R_L = 30$ а.е. оказался близким к внутреннему радиусу диска $R_{in} = 45$ а.е., т.е. к радиусу внутренней полости. Такое совпадение по-видимому говорит о связи процессов расчистки диска и генерации истечения. Вероятным является также существование широкой двойной звезды внутри полости, ответственной за расчистку диска. Однако вопрос о механизме генерации истечения остается открытым. Ответ на этот вопрос должен решаться в рамках физически более согласованных МГД-моделей.

Заключение к главе 3

В данной главе описаны основные этапы, необходимые для моделирования линий в протопланетных дисках: построение физической модели диска, расчет его химической структуры, моделирование переноса излучения и расчет теоретических распределений интенсивности. Предложена двухдиапазонная модель для расчета распределений плотности и температуры в диске, находящимся в гидростатическом и тепловом равновесии. Особенностью данной модели является ее сбалансированность между полнотой описания и скоростью расчета физической структуры диска, что позволяет использовать ее в самых различных приложениях, в том числе для изучения спектральных проявлений протопланетных дисков. Представлены результаты исследования спектральных проявлений протопланетных дисков, связанных с их сложной тепловой и химической структурой и предсказаны характерные морфологические особенности наблюдаемых спектральных карт. Разработанные подходы использованы для моделирования молекулярного истечения из протозвездного диска в системе СВ 26. Фундаментальным результатом данного исследования является вывод о вращении истечения в СВ 26, что имеет важное значение для решения проблемы перераспределения углового момента при образовании звезд.

Глава 4. Инфракрасное излучение протозвездных и молодых звездных объектов

Межзвездная пыль — важный компонент межзвездной среды, во многом определяющий ее физические свойства. Хотя массовая доля пыли в молекулярных облаках и областях звездообразования не превышает одного процента от массы межзвездного газа, именно пыль является основным источником непрозрачности в этих объектах. Поглощая излучение в видимом и ультрафиолетовом диапазоне, пыль нагревается и переизлучает тепловую энергию в (суб)миллиметровом и инфракрасном диапазонах. Обмениваясь энергией с газом, пыль таким образом контролирует тепловую структуру межзвездной среды и в конечном итоге определяет ее эволюцию. Пыль является важным элементом в химическом балансе межзвездной среды. Многие химические реакции протекают на поверхности пылинок. В частности, образование молекулярного водорода происходит в основном на пыли. При низких температурах и высоких плотностях процессы осаждения молекул (в частности CO) на пылинки играют важную роль и определяют химическую структуру межзвездной среды. В конечном счете, именно из пыли образуются протопланетные диски и планеты, в том числе, образовалась и наша Земля.

Современный анализ наблюдательных данных показывает, что межзвездная пыль — сложная субстанция, состоящая из пылинок с разными размерами, физической структурой и химическим составом. В частности, наряду с относительно хорошо изученными крупными силикатными и углеродными пылинками в составе межзвездной среды присутствуют мелкие углеродные пылинки и поликлические ароматические углеводороды (ПАУ- частицы). Эти пылинки/частицы настолько малы, что их средняя тепловая энергия сопоставима с энергией фотонов в видимой и ультрафиолетовой части спектра. Как и любой другой компонент межзвездной среды, пыль эволюционирует. Ее свойства меняются в зависимости от физических условий. Ключевыми процессами эволюции пыли являются ее формирование, рост и разрушение. Наиболее активно эти процессы происходят на поздних фазах звездообразования и в окрестностях уже образовавшихся

звезд. Причем, характер эволюции пыли зависит от массы образовавшейся звезды. В протопланетных дисках вокруг звезд малой массы происходит осаждение пыли к экваториальной плоскости диска и столкновительная коагуляция пылинок, ведущие в конечном счете к формированию планетезималей. В областях ионизованного водорода (областях HII) вокруг молодых массивных звезд, в свою очередь, пыль испаряется и преобразуется в ароматические соединения.

Пыль не только является ключевым элементом, наряду с другими управляющим эволюцией межзвездных объектов. Саму информацию о физических условиях в областях звездообразования — плотности и температуре — мы получаем в основном из наблюдений поглощения и теплового излучения пыли. В последние годы в связи с бурным прогрессом в области наблюдательной астрономии поток этой информации стал огромным. Введение в строй современных радиоинтерферометров с высокой чувствительностью и хорошим угловым разрешением, таких как SMA, NOEMA, ALMA, позволило наблюдать распределение холодной пыли в протопланетных дисках, ядрах протозвездных облаков и в других компактных объектах. В свою очередь, инфракрасные наблюдения с космических телескопов Spitzer и Herschel несут информацию о распределении теплой пыли в областях звездообразования, в окрестностях молодых звезд, и в целом по Галактике. В совокупности, все эти наблюдательные данные привели к большому прогрессу в изучении структуры и процессов в межзвездной среде.

Несмотря на понимание сложности процессов, связанных с эволюцией пыли и с ее излучением, интерпретация наблюдений областей звездообразования до сих пор, как правило, осуществляется на базе упрощенных моделей, что ведет к неоднозначным выводам. Между тем, работа с современными наблюдательными данными требует качественно нового — более физически согласованного — подхода к моделированию и интерпретации наблюдений. Целью данной главы является разработка современных самосогласованных моделей протозвездных облаков и окрестностей молодых звезд — областей HII — с учетом основных процессов излучения пыли, с расчетом теоретических карт в радио- и инфракрасном диапазонах и их сопоставлением с наблюдаемыми картами.

4.1. Методы моделирования теплового излучения

Необходимым элементом самосогласованного моделирования протозвездных объектов является расчет переноса теплового излучения пыли. Проблема состоит в решении уравнения переноса излучения:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + \mathbf{n} \cdot \nabla I_\nu = -\chi_\nu I_\nu + j_\nu + \sigma_\nu \int_{4\pi} \Phi_\nu(\mathbf{n}, \mathbf{n}') I_\nu(\mathbf{n}') d\Omega', \quad (4.1)$$

в котором интенсивность излучения $I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t)$ согласована, в частности, с коэффициентом излучения j_ν , зависящим от самой интенсивности. В данном выражении χ_ν — коэффициент ослабления, σ_ν — коэффициент рассеяния, $\Phi_\nu(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$ — индикаторика рассеяния, описывающая вероятность рассеяния излучения из направления \mathbf{n} в \mathbf{n}' . В простейшем случае, когда предполагается, что все пылинки имеют одинаковую температуру, коэффициент излучения j_ν , зависящий от частоты, можно представить в виде:

$$j_\nu = \alpha_\nu B_\nu(T), \quad (4.2)$$

где α_ν — коэффициент поглощения, зависящий от частоты ν , $B_\nu(T)$ — функция Планка от температуры T . В выражении (4.2) предполагается, что пылевая среда находится в локальном термодинамическом равновесии с излучением, т.е. коэффициент излучения определяется законом Кирхгофа. Для определения температуры пылевой среды T необходимо рассматривать соответствующее уравнение изменения тепловой энергии пыли, либо использовать дополнительные предположения. В стационарном приближении температура пыли может быть найдена из условия лучистого равновесия:

$$\int_0^\infty \alpha_\nu J_\nu d\nu = \int_0^\infty \alpha_\nu B_\nu(T) d\nu, \quad (4.3)$$

где $J(\nu)$ — усредненная по углу интенсивность излучения:

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_\nu(\mathbf{n}) d\Omega. \quad (4.4)$$

Моделирование переноса теплового излучения пыли является сложной математической задачей, что связано с нелокальностью и нелинейно-

стью системы уравнений, немонокроматичностью излучения и сильной неоднородностью излучающей и поглощающей среды. Интенсивность излучения $I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t)$, описывающая поле излучение в уравнении (4.1), зависит от семи переменных: времени, трех пространственных координат, двух угловых координат и частоты излучения. При необходимости учета поляризации излучения к ним добавляется еще несколько переменных. Система уравнений (4.1)–(4.4), описывающая перенос излучения является интегро-дифференциальной и при больших оптических толщинах имеет параболические свойства, при малых оптических толщинах — гиперболические свойства, что не позволяет применять для ее решения стандартные методы математической физики. Точные аналитические решения задачи переноса излучения удается получить для узкого круга задач, ограниченных, как правило, одномерными приближением. До сих пор большое значение имеют приближенные методы, такие как оптически-тонкое и диффузионное приближения, но условия их применимости сильно зависят от конкретных объектов. Подробный обзор теории переноса излучения можно найти, например, в книгах [10, 18]. Долгое время прогресс с разработкой и использованием многомерных численных методов расчета переноса излучения сдерживался недостаточной вычислительной мощностью компьютерной техники. Однако в последние годы в связи с ее бурным развитием ситуация кардинально меняется. Современные компьютеры обладают не только достаточным быстродействием, но и позволяют использовать большие объемы памяти, необходимые при решении данной задачи.

В последние годы для расчета стационарной тепловой структуры и спектров излучения газопылевых астрофизических объектов в мире разработано уже несколько десятков универсальных численных кодов, см., например, RADMC-3D*, HYPERION† [113], HO-CHUNK‡ [114]. В основе этих кодов лежит, как правило, один из двух методов: метод трассировки или метод Монте-Карло, см. обзор [23]. В методе трассировки для решения системы уравнений, аналогичной (4.1)–(4.4), используется комбинация методов лямбда-итераций и алгоритмов интегрирования уравнения (4.1) вдоль выделенных направлений. Основной идеей данного метода является разделение решения на два этапа. На первом этапе производится расчет поля излучения при фиксированной температуре. На втором этапе температура

*<http://www.ita.uni-heidelberg.de/~dullemond/software/radmc-3d/>

†<http://www.hyperion-rt.org/>

‡<http://gemelli.colorado.edu/~bwhitney/codes/codes.html>

среды обновляется по рассчитанной средней интенсивности излучения. В методе Монте-Карло, см., например, [115] вместо прямого решения системы уравнений проводится моделирование распространения отдельных фотонных пакетов через среду с учетом элементарных процессов их поглощения и рассеяния. Физические величины находятся в результате статистической обработки результатов моделирования большого количества фотонных пакетов. Оба метода имеют большое количество модификаций, содержат в себе специальные алгоритмы ускорения вычислений и широко применяются для решения самых разнообразных задач. В нашей работе мы используем метод трассировки, более подробное описание которого приведено в следующем разделе.

4.1.1. Перенос излучения в приближении интегрального нагрева

Опишем использованный нами метод моделирования переноса непрерывного излучения для стационарных задач. В приближении интегрального нагрева, когда пренебрегается корпускулярными свойствами излучения и предполагается непрерывный характер поглощения энергии, температура пыли T находится из условия лучистого равновесия (4.3). Интенсивность излучения определяется в результате интегрирования уравнения переноса излучения:

$$(\vec{n}\nabla) I_\nu = \kappa_\nu (S_\nu - I_\nu). \quad (4.5)$$

В используемых нами случаях учитывается рассеяние в приближении изотропного и когерентного рассеяния, при котором функция источников S_ν имеет вид:

$$S_\nu = \frac{\alpha_\nu B_\nu + \sigma_\nu J_\nu}{\chi_\nu}. \quad (4.6)$$

В этих выражениях $\chi_\nu = \alpha_\nu + \sigma_\nu$ — коэффициент экстинкции, σ_ν — коэффициент рассеяния. Уравнение (4.3) подразумевает, что T — некая единая для пылевой среды температура. В общем случае пылинки разных размеров могут иметь различную температуру, см. раздел 4.1.2, поэтому предположение о единой температуре пыли является приближением.

Расчет спектральных коэффициентов поглощения и рассеяния проводится в рамках теории Ми (см. например [116]). Для их определения мы используем программу численного решения уравнений теории Ми, предо-

ставленную Д. А. Семеновым из Института астрономии Общества им. М. Планка, Гейдельберг, Германия. При этом мы предполагаем, что пылинки являются аморфными силикатными шарами, а их распределение по размерам описывается степенным законом $f(a) \propto a^{-3.5}$ [117] при минимальном и максимальном радиусах пылинок 10^{-3} и 10 мкм, соответственно.

Для численного решения рассмотренных уравнений используется метод ускоренных лямбда-итераций, аналогично тому, что используется нами при моделировании переноса излучения для линий молекул. Данный алгоритм состоит из двух шагов. На первом шаге в каждой ячейке расчетной области рассчитывается средняя интенсивность излучения. Для расчета средней интенсивности используются интенсивности, полученные в результате прямого интегрирования уравнения переноса излучения вдоль выделенных (или случайных) направлений. Количество направлений (лучей) зависит от размерности пространственной сетки и в наших задачах составляет несколько сотен для каждой ячейки. На этом этапе распределение температуры считается заданным. На втором шаге найденная средняя интенсивность J_ν используется для пересчета температуры. Ускорение итерационного процесса осуществляется благодаря разделению поля излучения на локальное (генерируемое самой ячейкой) и внешнее (генерируемое всей областью за исключением текущей ячейки).

Когда распределение температуры найдено, проводится расчет теоретических распределений интенсивности излучения. Для этого уравнение переноса излучения интегрируется вдоль направлений к наблюдателю, при этом используются значения температуры среды и средней интенсивности излучения, полученные при моделировании тепловой структуры облака. Для сравнения теоретических распределений интенсивности излучения с наблюдаемыми распределениями при необходимости проводится конволюция теоретических распределений с соответствующими диаграммами направленности телескопа для каждого частотного диапазона.

Описанный метод расчета температуры и распределений интенсивности реализован нами в виде программного комплекса NATA(LY) [A22], адаптированного для сферически-симметричных и аксиально-симметричных задач. Данный комплекс был протестирован нами на ряде модельных задач. В частности, результаты расчета температуры пыли хорошо согласуются с решениями, получаемыми при помощи численно-

го кода TRANSPHERE-1D*, который был разработан К. Дуллемондом (C.P. Dullemond) для моделирования переноса излучения в пылевых оболочках с учетом собственного излучения пыли.

4.1.2. Перенос излучения с учетом стохастического нагрева пыли

В описанной выше модели нагрев и излучение пыли описывается как непрерывный процесс, приводящий к установлению равновесной для всей пыли температуры. Между тем, известно, что пылинки различных размеров по-разному реагируют на поглощение, в зависимости от отношения энергий фотона и тепловой энергии пылинки [116, 118, 119]. Если энергия фотона больше или сравнима с энергией пылинки, то тепловая эволюция пылинки является стохастической и состоит из температурных всплесков вследствие поглощения фотонов и следующих за ними интервалов высвечивания поглощенной энергии, за которые пылинка успевает остывть до температур ниже равновесной (получаемой при непрерывном описании). Отличия между стохастическим (дискретным) и непрерывным описанием растут с уменьшением размеров пылинок и с увеличением частоты фотонов. В межзвездных условиях стохастический нагрев необходимо учитывать для описания излучения поликлических ароматических углеводородов (ПАУ-частиц) и очень маленьких пылинок, возбуждаемых межзвездным или звездным УФ-излучением.

Включение стохастического нагрева требует модификации модели переноса излучения. Для упрощения задачи откажемся от непрерывного распределения пыли по размерам и будем считать, что пыль состоит из конечного числа компонентов, когда ее полный коэффициент поглощения, рассеяния и излучения определяется выражениями:

$$\alpha_\nu = \sum_{i=1}^N \alpha_\nu^i; \quad \sigma_\nu = \sum_{i=1}^N \sigma_\nu^i; \quad j_\nu = \sum_{i=1}^N j_\nu^i. \quad (4.7)$$

*<http://www.mpi-a.de/homes/dullemon/radtrans>

Индивидуальные коэффициенты поглощения и рассеяния имеют вид:

$$\alpha_\nu^i = n_i \pi a_i^2 Q_{\nu,i}^{\text{abs}} \quad (4.8)$$

$$\sigma_\nu^i = n_i \pi a_i^2 Q_{\nu,i}^{\text{sca}}, \quad (4.9)$$

где n_i , a_i , $Q_{\nu,i}^{\text{abs}}$ и $Q_{\nu,i}^{\text{sca}}$ — концентрация, радиус, факторы эффективности поглощения и рассеяния для пылинок i -го типа.

Так как температура индивидуальной пылинки T флюктуирует, будем рассматривать большой ансамбль одинаковых пылинок и описывать их тепловое состояние с помощью плотности вероятности $P(T)$. Значение $P(T)dT$ равно доле пылинок, температура которых лежит в интервале $(T, T + dT)$. Коэффициент излучения i -го пылевого компонента определяется выражением:

$$j_\nu^i = \alpha_\nu^i \int_0^\infty P^i(T) B_\nu(T) dT, \quad (4.10)$$

где $P^i(T)$ — плотность вероятности для i -го компонента, $B_\nu(T)$ — функция Планка. В данном выражении распределение $P^i(T)$ предполагается согласованным с полем излучения.

Для определения стационарных распределений $P^i(T)$ и согласованного с ними распределения интенсивности излучения используется метод ускоренных лямбда-итераций, аналогичный алгоритму с интегральным нагревом, рассмотренному в разделе 4.1.1. Данный алгоритм состоит из двух шагов. На первом шаге в каждой ячейке расчетной области рассчитывается средняя интенсивность излучения. Для расчета средней интенсивности используются интенсивности, полученные в результате интегрирования уравнения переноса излучения вдоль выделенных направлений. На этом этапе распределения $P^i(T)$ считаются заданными. На втором шаге найденная средняя интенсивность J_ν используется для пересчета $P^i(T)$ для всех пылевых компонентов. Плотность вероятности $P^i(T)$ находится по результатам расчета тепловой эволюции индивидуальной пылинки при заданной средней интенсивности. В свою очередь, тепловая эволюция индивидуальной пылинки моделируется с помощью метода Монте-Карло, который состоит из следующих этапов:

- генерация временной последовательности поглощенных фотонов;

- расчет величины температурных всплесков в результате поглощения фотонов;
- расчет охлаждения пылинки после температурного всплеска в результате высвечивания теплового излучения до момента следующего поглощения.

Рассмотрим более детально метод расчета температурной эволюции индивидуальной пылинки в заданном поле излучения. Формализм данного описания хорошо известен, см., например, [116], однако мы внесем в него ряд изменений для увеличения эффективности численного метода. Нагрев пылинки трактуется как дискретный или непрерывный процесс в зависимости от энергии фотонов. В тоже время, охлаждение пылинки моделируется как непрерывный процесс, что является хорошим приближением, так как энергия ИК-квантов мала по сравнению с тепловой энергией пылинки [119]. Мы разделяем спектр внешнего излучения на низко- и высокочастотный диапазоны, граничная частота ν_c между которыми определяется из соотношения: $h\nu_c = 10^{-2}E_{\text{eq}}$, где E_{eq} — средняя тепловая энергия пылинки, вычисленная в приближении интегрального нагрева и охлаждения. Для описания поглощения излучения из высокочастотного диапазона используется дискретный (стохастический) формализм, в то время как нагрев излучением из низкочастотного интервала рассчитывается в интегральном представлении.

Следующим этапом является расчет последовательности времен и частот поглощенных фотонов из высокочастотного интервала $[\nu_c, \nu_{\max}]$, где $\nu_{\max} = 10^{16}$ Гц — принятая максимальная частота фотонов. Мы рассматриваем M событий поглощения и с помощью метода Монте-Карло генерируем случайную последовательность частот поглощенных фотонов $\{\nu_1, \dots, \nu_M\}$ по ненормированной плотности вероятности поглощенных фотонов:

$$p(\nu) = \frac{Q_{\nu}^{\text{abs}} J_{\nu}}{h\nu}, \quad (4.11)$$

где Q_{ν}^{abs} — фактор эффективности поглощения для данного типа пылинок. Соответствующая последовательность моментов поглощения $\{t_1, \dots, t_M\}$ находится из пуассоновского потока событий:

$$f(\Delta t) = \lambda \exp(-\lambda \Delta t), \quad (4.12)$$

где $f(\Delta t)$ — плотность вероятности для времени Δt между поглощениями, $\lambda = M/t_0$ — среднее число поглощений за ед. времени, t_0 — полное время для последовательности. Время t_0 может быть найдено из выражения для полной поглощенной энергии:

$$\pi a^2 t_0 \int_{\nu_c}^{\nu_{\max}} Q_{\nu}^{\text{abs}} J_{\nu} d\nu = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^M h\nu_i, \quad (4.13)$$

Комбинация последовательностей $\{\nu_i\}$ и $\{t_i\}$ является дискретным представлением энергии, передаваемой пылинке за время t_0 фотонами из интервала $[\nu_c, \nu_{\max}]$.

При поглощении УФ-кванта температура пылинки испытывает скачок. Пусть температура пылинки непосредственно до поглощения равна T_0 . Температура пылинки T_1 сразу после поглощения кванта с энергией $h\nu$ определяется выражением:

$$U(T_1) - U(T_0) = h\nu, \quad (4.14)$$

где $U(T)$ — зависимость тепловой энергии пылинки от температуры T . Функция $U(T)$ при низких температурах является нелинейной, так как теплоемкость C_V зависит от температуры. Зависимость теплоемкости от температуры дается теорией Дебая и ее расчет в рамках полной теории сопряжен со значительными математическими трудностями. Поэтому мы аппроксимировали полученные с помощью теории Дебая в работе [119] теплоемкости более простым феноменологическим законом:

$$\frac{C_V}{Nk} = \frac{3}{1 + \left(\frac{T_d}{T}\right)^2}, \quad (4.15)$$

где N — число атомов в пылинке, k — постоянная Больцмана, T_d — параметр, значение которого равно 175 К для силикатных пылинок и 450 К для графитовых пылинок. Соответствующая зависимость энергии от температуры имеет вид:

$$\frac{U}{Nk} = 3 \left(T - T_d \arctan \frac{T}{T_d} \right). \quad (4.16)$$

Уравнение (4.14) с учетом (4.16) относительно T_1 является нелинейным и

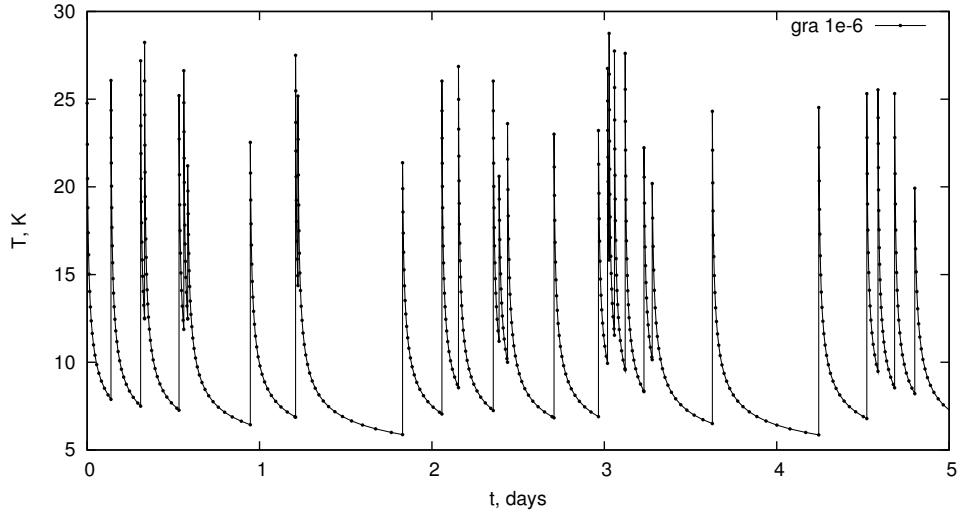


Рис. 4.1. Эволюция температуры графитовой пылинки радиуса 10^{-6} см, облучаемой дилютированным планковским излучением с температурой 20000 К и дилюцией 10^{-16} .

решается методом бисекции.

Для определения тепловой эволюции пылинки между поглощениями высокочастотных квантов решается уравнение:

$$\frac{dU(T)}{dt} = 4\pi\pi a^2 \left[\int_0^{\nu_c} Q_\nu^{\text{abs}} J_\nu d\nu - \int_0^{\nu_{\max}} Q_\nu^{\text{abs}} B_\nu(T) d\nu \right]. \quad (4.17)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения представляет лучистую энергию, поглощенную пылинкой за единицах времени из низкочастотной части спектра. Второе слагаемое описывает темп охлаждения за счет непрерывного высвечивания тепловой энергии. Данное уравнение решается с помощью неявного метода Эйлера, в котором возникающее конечно-разностное уравнение решается методом прогонки. Так как решение представляет собой быстрый спад температуры, за которым следует сравнительно медленное уменьшение температуры, мы используем аддитивный временной шаг в методе Эйлера, что позволяет за 20–30 шагов рассчитать температурную эволюцию между поглощениями. На рис. 4.1 в качестве примера показана тепловая эволюция графитовой пылинки радиусом 10^{-6} см, в планковском поле излучения с температурой 20000 К и дилюцией 10^{-16} .

На заключительном этапе алгоритма тепловая эволюция пылинки $T(t)$ преобразуется в плотность вероятности $P(T)$, в рамках эргодической гипотезы. Для этого мы разделяем температурную шкалу на конечное чис-

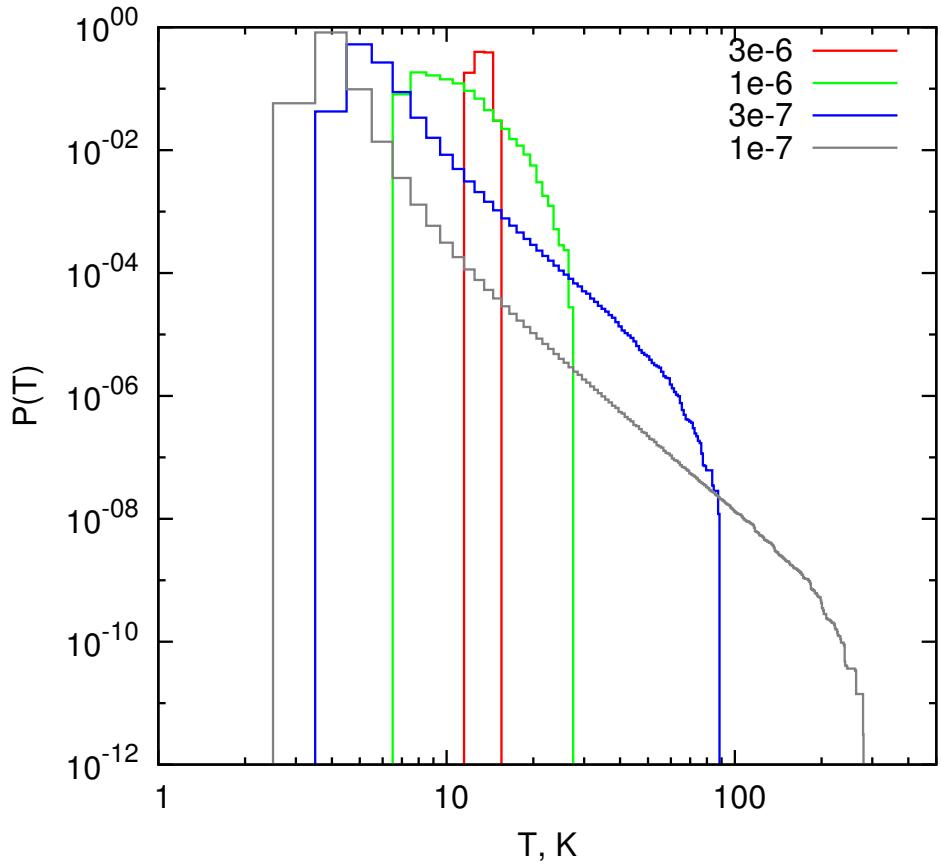


Рис. 4.2. Плотность вероятности $P(T)$ для графитовых пылинок различных размеров, облучаемых дилютированным планковским излучением с температурой 20000 К и дилюцией 10^{-16} . Размер пылинок в сантиметрах приведен в правом верхнем углу.

ло интервалов и вычисляем относительное время пребывания пылинки в каждом температурном интервале. На рис. 4.2 показаны примеры распределений $P(T)$ для пылинок различных радиусов. Видно, что с уменьшением радиуса пылинки ширина распределения растет и вместе с тем уменьшается наиболее вероятная температура. Описанный метод моделирования был нами тщательно протестирован. В случае больших пылинок распределения $P(T)$ вырождаются в дельта-функции $\delta(T - T_{eq})$, где T_{eq} совпадает с температурой, полученной в рамках непрерывного описания. Для проверки стохастического режима мы сравнили результаты расчета спектральных распределений энергии с результатами из работы [120] и получили хорошее соответствие. Данный алгоритм представлен в статье [A23] и использован нами в дальнейшем для моделирования спектральных проявлений протозвездных облаков и областей HII возле молодых звезд.

4.2. Определение свойств массивных протозвездных облаков при помощи модели переноса излучения

Массивные звезды — один из важнейших компонентов нашей Галактики и других галактик, определяющий энергетический баланс межзвездной среды, а также являющийся основным поставщиком большинства тяжелых элементов. Тем не менее, об образовании массивных звезд до сих пор известно существенно меньше, чем об образовании маломассивных звезд ($M < 10 M_{\odot}$). Неясно даже, формируются массивные звезды аналогично маломассивным звездам, подобным Солнцу, или же пути образования звезд разных масс различны (см. обзор [121]).

Общий сценарий формирования звезды, подобной Солнцу, в настоящее время построен с достаточной высокой достоверностью. Он начинается с образования плотного сжимающегося сгустка в молекулярном облаке. По мере сжатия этого сгустка в нем выделяется центральный протозвездный объект, эволюционирующий в молодую звезду, и аккреционный газопылевой диск. До сих пор открыты вопросы о длительности некоторых этапов этого процесса и об особенностях переходов между ними. Тем не менее, объекты на различных стадиях звездообразования уже давно наблюдаются и классифицируются как дозвездные (беззвездные) ядра, протозвезды классов 0 и I, классические звезды Тельца (класс II) и звезды Тельца со слабыми линиями (класс III).

Аналогичная последовательность этапов образования массивной звезды до сих пор не выстроена, что объясняется как наблюдательными, так и теоретическими трудностями. Все области образования массивных звезд далеки от нас (ближайшая — в Орионе на расстоянии около 500 пк; типичные расстояния порядка 2 кпк и более), что означает высокие требования к угловому разрешению наблюдений таких областей. Большая плотность газа в таких областях приводит к значительному поглощению, что затрудняет наблюдения не только в оптическом, но и в инфракрасном диапазоне. При этом, поскольку энергетическое воздействие массивной звезды на окружающий газ начинается на самых ранних этапах ее существования, области образования массивных звезд обычно имеют очень сложную структуру, для теоретического исследования которой необходимы трехмерные модели.

Одним из важных шагов к пониманию природы образования массив-

ных звезд стало бы обнаружение массивных дозвездных ядер — аналогов дозвездных ядер малых масс. Можно ожидать, что они будут обладать простой структурой, вместе с тем позволяя получить важную информацию о начальных условиях формирования массивных звезд. В данном разделе представлен метод восстановления структуры дозвездных и протозвездных облаков в одномерном приближении, основанный на расчете переноса излучения и сравнении теоретических и наблюдаемых распределений интенсивности излучения одновременно в миллиметровом и инфракрасном диапазонах. Модель использована для изучения физической структуры двух массивных проозвездных облаков. Содержание данного раздела основано на результатах работ [A22–A23].

4.2.1. Наблюдательные проявления темных инфракрасных облаков и проблема определения их свойств

В настоящее время наиболее перспективными кандидатами в массивные дозвездные ядра считаются ядра инфракрасных темных облаков (infrared dark cloud, IRDC). Эти облака видны в поглощении на инфракрасном галактическом фоне с длиной волны от нескольких микрон до нескольких десятков микрон и были обнаружены при проведении ИК-обзоров на космических телескопах ISO [122] и MSX [123]. С другой стороны, наиболее плотные области IRDC (ядра) обнаружаются также в излучении (суб)миллиметрового диапазона. В некоторых из них действительно наблюдаются признаки образования звезд [124], однако решающим тестом стало бы обнаружение массивных *беззвездных* ядер, то есть ядер без внутренних компактных источников, в спектрах которых уже наблюдалась бы признаки коллапса. Одновременно актуальной задачей становится поиск молекул, спектральные переходы которых могли бы использоваться в качестве индикаторов кинематики массивных дозвездных ядер. Для выявления таких молекул и переходов необходимо моделирование химической эволюции и переноса излучения, основу которого должна составлять информация о распределении плотности и температуры газа и пыли в этих объектах. В случае маломассивных ядер информация об их структуре извлекается либо из данных об излучении в (суб)миллиметровом диапазоне [125], либо из данных о поглощении излучения фоновых звезд [55] в оптическом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах.

В случае темных инфракрасных облаков появляется возможность более детального исследования спектров. Во-первых, наличие инфракрасного фона позволяет наблюдать их в поглощении в существенно более широком диапазоне длин волн, чем типичные облака — области образования мало-массивных звезд. Во-вторых, ядра IRDC, как и другие газо-пылевые облака, могут наблюдаться не только в поглощении, но и в излучении. Это позволяет строить для них детальные спектральные распределения энергии (spectral energy distribution, SED) и, соответственно, более достоверно воспроизводить их физическую структуру. Однако решение этой задачи требует детальных численных моделей и весьма ресурсоемко.

В разделе 4.2.2 мы представляем метод исследования распределения плотности температуры в дозвездных ядрах, основанный на моделировании переноса излучения в них с учетом как собственного излучения, так и поглощения фона от ближнего ИК- до миллиметрового диапазона. В качестве примера используются два плотных ядра IRDC из выборки, представленной в работе Васюниной и др. [126] — IRDC 320.23+0.32 и IRDC 321.71+0.07. Для этих объектов имеются данные наблюдений на длине волны 1.2 мм*, представленные в [126], а также карты на длинах волн от 3.5 до 70 мкм, полученные на Космическом телескопе Spitzer в ходе выполнения обзоров GLIMPSE [127] и MIPSGAL [128].

Для исследования выбраны источники P2 в облаке IRDC 320 и P2 в облаке IRDC 321. На картах миллиметрового излучения оба этих источника имеют окружную форму (рис. 4.3), что указывает на возможность применения сферически-симметричного приближения. При этом имеется важное отличие: с источником IRDC 321 связано излучение на длине волны 70 мкм, тогда как источник IRDC 320 на карте 70 мкм не виден ни в излучении, ни в поглощении. В предположении, что мы имеем дело с массивными дозвездными или протозвездными ядрами, наличие эмиссии на 70 мкм может указывать на более позднюю эволюционную стадию. В табл. 4.1 приведены некоторые их параметры: координаты, расстояния, а также массы и лучевые концентрации, полученные по данным миллиметровых наблюдений.

Перед тем как перейти к описанию нового метода, опишем общие проблемы восстановления параметров протозвездных объектов. Восстановле-

*Доступны в Центре астрономических данных CDS по адресу <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/499/149>

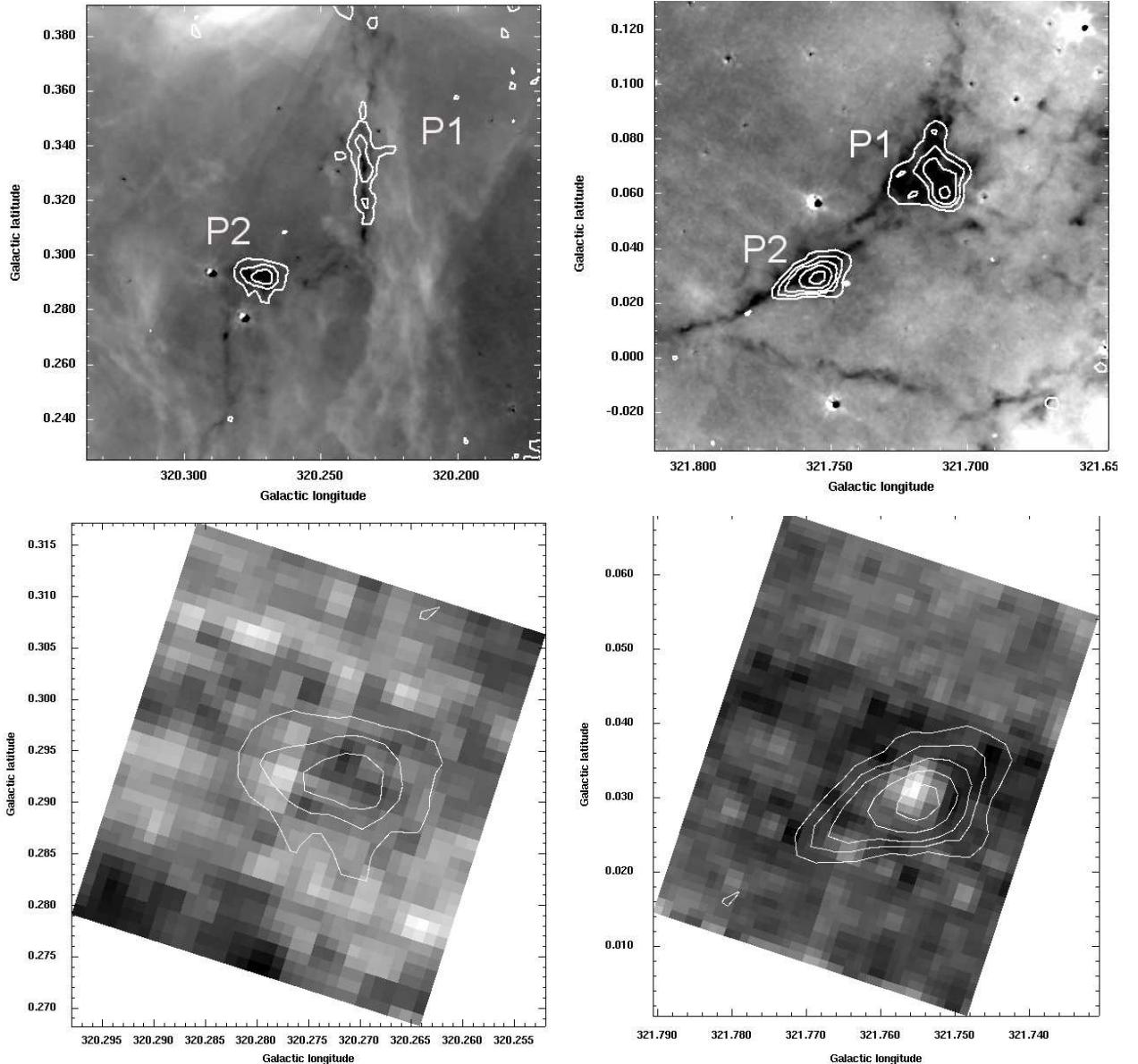


Рис. 4.3. Распределения интенсивности в исследуемых объектах (слева — IRDC 320, справа — IRDC 321) на длинах волн 8 мкм (верхняя строка) и 70 мкм (нижняя строка). Оттенками серого показано излучение в ИК-диапазоне, контурами — излучение на длине волны 1.2 мм.

Таблица 4.1. Параметры моделируемых ядер темных инфракрасных облачков по данным [126]

Параметр	IRDC 320	IRDC 321
α (J2000.0)	$15^{\text{h}} 07^{\text{m}} 56.7^{\text{s}}$	$15^{\text{h}} 18^{\text{m}} 26.7^{\text{s}}$
δ (J2000.0)	$-57^{\circ} 54' 27''$	$-57^{\circ} 21' 56''$
Расстояние, кпк	1.97	2.14
Масса, M_{\odot} (1.2 мм)	50	110
Лучевая концентрация H_2 , см^{-2}	1.5×10^{22}	3.2×10^{22}

ние структуры объектов по данным наблюдений представляет собой обратную задачу. Такие задачи, как правило, плохо обусловлены и не могут решаться без каких-либо начальных предположений о структуре исследуемой области. Обычно решение обратной задачи проводится на основе некоторой заданной модели объекта, содержащей несколько свободных параметров, которые находятся из условия согласия модели с наблюдениями. Если число свободных параметров велико, для нахождения их наилучшего сочетания приходится использовать какой-либо алгоритм оптимизации. Часто в качестве такого алгоритма используется некоторый метод поиска минимума функции нескольких переменных, где в качестве функции выступает критерий согласия между моделью и наблюдениями, а переменным соответствуют свободные параметры. В диссертационной работе для поиска оптимальных параметров использован численный код PIKAIA [129], алгоритм которого относится к классу генетических алгоритмов. Он позволяет не только локализовать минимум функции в пространстве нескольких параметров, но и получить информацию о вырождении параметров. Отметим, что код PIKAIA уже использовался для решения ряда астрофизических задач (см. например [130, 131]).

Проиллюстрируем процедуру поиска оптимальных параметров на примере простой двухкомпонентной модели протозвездного облака, которая в той или иной модификации является весьма популярным методом анализа наблюдений [132, 133]. Предположим, что облако состоит из двух компонентов, каждый из которых характеризуется собственной температурой пыли T и поверхностной плотностью пыли Σ . Физически два этих компонента могут представлять из себя, например, ядро и оболочку облака, но с точки зрения расчета их точная физическая интерпретация принципиальной роли не играет. Будем для определенности считать, что первый компонент находится за вторым компонентом. Тогда интенсивности излучения, выходящего из первого и второго компонентов по направлению к наблюдателю, даются выражениями:

$$I_1(\nu) = (1 - e^{-\kappa_\nu \Sigma_1}) B_\nu(T_1) \quad (4.18)$$

$$I_2(\nu) = e^{-\kappa_\nu \Sigma_2} I_1(\nu) + (1 - e^{-\kappa_\nu \Sigma_2}) B_\nu(T_2), \quad (4.19)$$

где κ_ν — коэффициент поглощения на единицу массы пыли, $I_2(\nu)$ — интенсивность излучения, принимаемая наблюдателем. В этих формулах мы

пренебрегаем рассеянием света и учитываем только собственное тепловое излучение пыли. Таким образом, интенсивность выходящего излучения в двухкомпонентной модели зависит от четырех параметров: T_1 , T_2 , Σ_1 и Σ_2 . Для удобства интерпретации поверхностные плотности пыли Σ_1 и Σ_2 можно перевести в поверхностные концентрации молекул водорода N_1 и N_2 в предположении, что отношение массы пыли к массе газа равно 0.01 [134]. Сопоставление модели с наблюдениями будем проводить в терминах спектрального распределения энергии для шести длин волн (1.2 мм, 70 мкм, 24 мкм, 8 мкм, 5.8 мкм и 3.6 мкм), причем будем использовать наблюдаемые интенсивности по направлению на предполагаемый центр облака, определяемый по максимуму излучения на длине волны 1.2 мм. Критерий соответствия модели наблюдениям выберем в виде:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\lg I_i^{\text{obs}} - \lg I_i^{\text{mod}})^2 / \sigma_i^2, \quad (4.20)$$

где I_i^{obs} и I_i^{mod} — значения наблюдаемой и теоретической интенсивностей излучения для i -го частотного канала, σ_i — дисперсия логарифма наблюдаемой интенсивности.

На рис. 4.4 представлены результаты работы процедуры минимизации, основанной на алгоритме РИКАА. Расчет в этом алгоритме начинается с произвольных значений параметров (задаются лишь их границы), и первоначально согласие с наблюдениями плохое — значение χ^2 очень велико (рис. 4.4, верхняя панель). После расчета примерно тысячи моделей алгоритм находит минимум со значением $\chi^2 \approx 1$, однако поиск решения продолжается, поскольку алгоритм проверяет, не является ли минимум локальным. Дальнейших изменений в расчетах не происходит после расчета 10000 моделей. На нижних панелях рис. 4.4 показана локализация параметров модели в пространствах T_1-N_1 и T_2-N_2 . Черными квадратами на ней отмечены положения моделей, для которых $\chi^2 < 1$, то есть модели, соответствующие минимуму на верхней панели рис. 4.4. На рис. 4.5 показано сравнение наилучшей модели с данными наблюдений для объекта IRDC 321. Видно, что параметры модели четко локализуются и обеспечивают хорошее согласие теоретического спектра с наблюдаемыми точками.

Формально сравнение этой простой модели с наблюдениями показы-

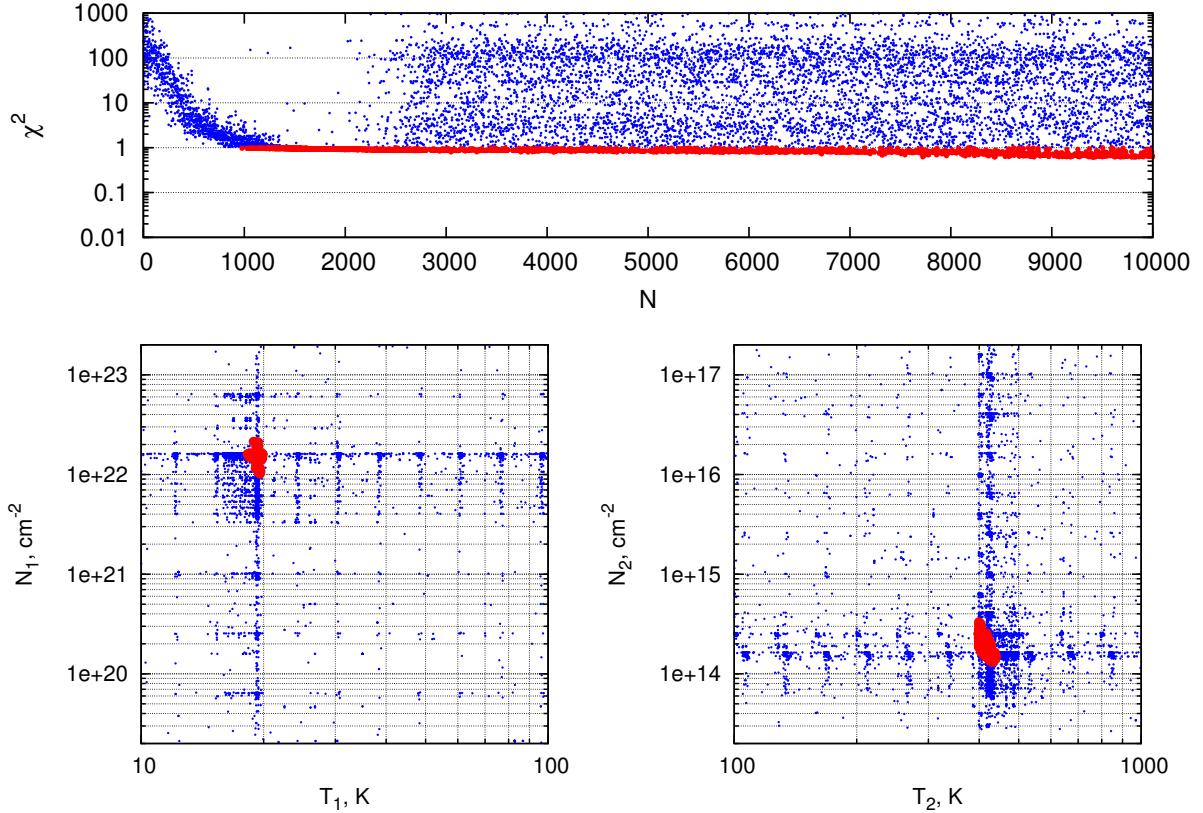


Рис. 4.4. Результаты поиска оптимальных параметров для двухкомпонентной модели протозвездного облака IRDC 321. Верхняя панель: история сходимости моделей. Левая нижняя панель: локализация параметров моделей в пространстве T_1-N_1 . Правая нижняя панель: локализация параметров моделей в пространстве T_2-N_2 . Красными кружками показаны модели с малыми значениями критерия ($\chi^2 < 1$), синими точками — остальные модели.

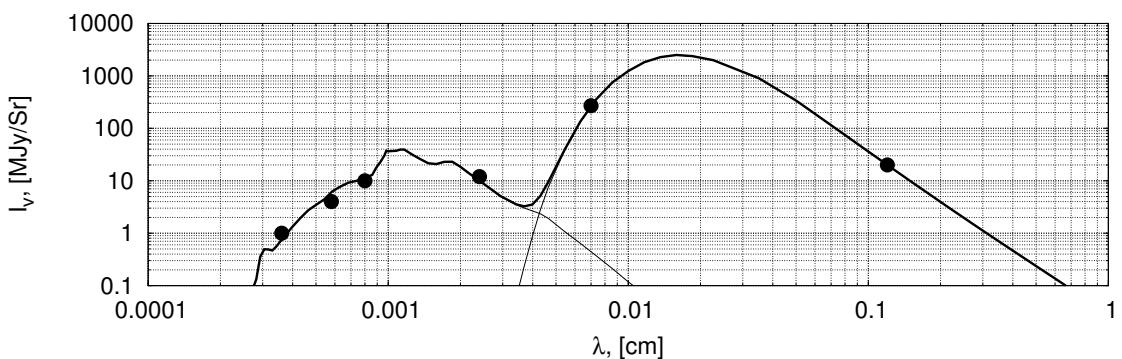


Рис. 4.5. Сравнение спектра двухкомпонентной модели при оптимальных значениях параметров с наблюдаемыми точками для ядра IRDC 321. Тонкими линиями показан вклад в спектр первого и второго компонента, жирной линией показан полный спектр. Наблюдаемые интенсивности показаны кружками.

вает, что реальное облако может быть представлено в виде холодного ядра с характерной температурой пыли $T_1 = 20$ К и лучевой концентрацией газа $N_1 = 2 \times 10^{22}$ см⁻² и окружающей его теплой оболочки с параметрами $T_2 = 400$ К и $N_2 = 2 \times 10^{14}$ см⁻². Однако такое же хорошее согласие с наблюдаемым спектром даст и двухкомпонентная модель с обратным порядком компонентов, то есть с горячим ядром и холодной оболочкой, и выбор между двумя этими моделями в рамках данного подхода невозможен.

Еще один недостаток двухкомпонентной модели состоит в том, что она имеет феноменологический характер: мы задаем температуры и лучевые концентрации слоев, не заботясь о том, каким образом такие параметры могут быть реализованы физически, если вообще могут быть реализованы. Поэтому результаты подобного моделирования следует воспринимать с осторожностью. Так, по отношению к рассмотренной двухкомпонентной модели следует задать следующие вопросы: если холодное ядро окружено теплой оболочкой, то что нагревает эту оболочку? Допустим, облако нагревается некоторым внешним полем излучения. Можно ли так подобрать параметры этого поля, чтобы получить наблюдаемый спектр облака? В случае горячего ядра и холодной оболочки можно предположить, что внутренние части облака нагреваются некоторым источником, например протозвездой. Можно ли найти параметры протозвезды, при которых получается необходимая тепловая структура облака и воспроизводится наблюдаемый спектр? Нужно также учитывать, что в данном моделировании мы брали в расчет лишь центральный спектр. Однако из наблюдений известны не только спектры распределения энергии по направлению на центр облака (или интегральные спектры), но и распределения интенсивности излучения — карты объектов в разных длинах волн. В частности, распределения интенсивности излучения для ядер IRDC в ближнем ИК-диапазоне показывают, что интенсивность излучения падает по направлению на центр облака, то есть эти объекты наблюдаются в поглощении, что противоречит первоначальным предположениям нашей двухкомпонентной модели, в которой учитывается только собственное тепловое излучение. Таким образом, хотя подобные упрощенные представления формально и позволяют описать наблюдаемый спектр, с их помощью не удастся существенно продвинуться в восстановлении физической структуры протозвездных облаков.

В некоторых исследованиях для восстановления распределений плот-

ности и оценки массы дозвездных ядер используются карты излучения пыли в миллиметровом диапазоне [125]. Интенсивность этого излучения в оптически-тонком приближении пропорциональна произведению лучевой концентрации пыли на ее температуру, поэтому для оценки массы облака и распределения плотности для всего источника принимается некоторое характерное значение температуры пыли. Это может приводить к значительным погрешностям и даже к неверной оценке эволюционного статуса объекта. Учет более коротковолнового (ИК) излучения может решить проблему согласованного восстановления распределений плотности и температуры. Пусть изучаемый объект виден в поглощении, т. е. вклад собственного теплового излучения пыли на этих длинах волн пренебрежимо мал. В этом случае интенсивность поглощения не зависит от температуры пыли, а определяется только поверхностной плотностью пыли. С другой стороны, если температура в облаке достаточно велика, чтобы генерировалось собственное ИК-излучение, интенсивность этого излучения накладывает серьезные ограничения на температуру пыли. Объединение этих данных с миллиметровыми наблюдениями должно существенно сузить область локализации параметров модели облака.

4.2.2. Определение параметров облаков с помощью расчета распределений интенсивности излучения

Мы предполагаем, что облако является сферически-симметричным и распределение плотности в нем может быть описано, как и в случае мало-массивных дозвездных ядер [33], следующим выражением:

$$n(H_2) = \frac{n_0}{1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^\beta}, \quad (4.21)$$

где n_0 — значение центральной концентрации ядер водорода n , r_0 — радиус внутренней области с примерно постоянной концентрацией n , β — показатель спадания плотности в оболочке. За внешний радиус облака принято расстояние 1 пк. При моделировании переноса излучения необходимо задавать также внутренний радиус облака, который во всех случаях считается равным 50 а.е.

Для полноты представления мы предполагаем, что в центре обла-

ка имеется источник с радиусом R_* , излучающий как абсолютно черное тело с температурой T_* . Точная природа этого источника в данном случае неважна. Это может быть излучение протозвезды или светимость аккрецирующего на нее вещества. Центральный источник определяет температуру среды во внутренних частях облака. Снаружи облако облучается межзвездным фоновым изотропным полем излучения с цветовой температурой T_{bg} и дилюзией D_{bg} , которое определяет температуру во внешних частях облака.

Кроме того, мы задаем фоновое изотропное ИК-излучение на тех длинах волн, для которых проводится сравнение с наблюдениями. Его интенсивность равна наблюдаемой интенсивности излучения на краю облака. На длинах волн менее 10 мкм фоновое ИК-излучение, по-видимому, связано с излучением мелких межзвездных пылинок — полициклических ароматических углеводородов [119]. Отметим, что интенсивность фонового излучения в ближнем ИК-диапазоне превышает интенсивность фонового планковского излучения с температурой T_{bg} и дилюзией D_{bg} и существенно влияет на то, как облако проявляется в наблюдениях.

Основным агентом, определяющим тепловую структуру облака, является пыль, которая поглощает, рассеивает и переизлучает в непрерывном спектре. Таким образом, для нахождения распределения температуры пыли внутри облака и для расчета распределений интенсивности излучения необходимо решить задачу о переносе излучения в континууме. В данной модели мы предполагаем, что пылинки разных размеров имеют одинаковую температуру, а само распределение пылинок по размерам описывается степенным законом $f(a) \propto a^{-3.5}$ [117] при минимальном и максимальном радиусах пылинок 10^{-3} мкм и 10 мкм, соответственно. Для данного распределения пылинок по размерам рассчитаны коэффициенты поглощения и рассеяния как функции частоты при помощи программы, предоставленной Д. А. Семеновым (Институт астрономии Общества им. Макса Планка, Гейдельберг, Германия).

Моделирование переноса излучения проводится с помощью описанного в разделе 4.1.1 метода ускоренных лямбда-итераций, в котором средняя интенсивность излучения определяется с помощью интегрирования уравнения переноса излучения вдоль выбранных направлений. В методе учитывается поглощение, излучение и изотропное когерентное рассеяние. Когда распределение температуры найдено, проводится расчет теоретических распределений интенсивности излучения. Для этого используются значе-

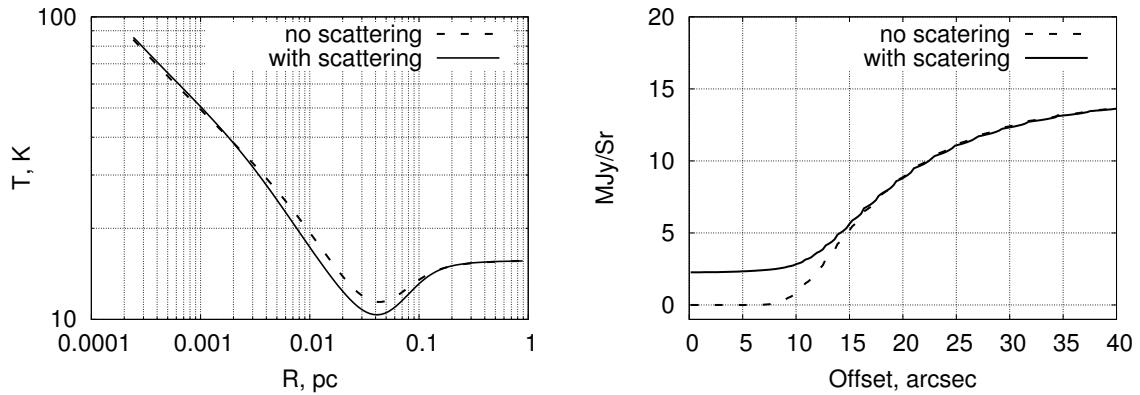


Рис. 4.6. Результаты моделирования переноса излучения с учетом и без учета рассеяния фонового излучения для репрезентативной модели протозвездного облака. Левая панель: распределение температуры в облаке. Правая панель: распределение интенсивности излучения на длине волны 24 мкм. В результате рассеяния фонового излучения передней частью облака интенсивность излучения по направлению на центр облака выше, чем без учета рассеяния.

ния температуры среды и средней интенсивности излучения, полученные при моделировании тепловой структуры облака. Для сравнения теоретических распределений интенсивности излучения с наблюдаемыми распределениями проводится конволюция теоретических распределений с соответствующими диаграммами направленности телескопа для каждого частотного диапазона.

Продемонстрируем необходимость учета рассеяния фонового излучения при моделировании переноса излучения. На рис. 4.6 приведены результаты моделирования температуры и распределения интенсивности излучения на длине волны 24 мкм без и с учетом рассеяния фонового излучения для репрезентативного облака с центральной концентрацией $n_0 = 10^7 \text{ см}^{-3}$ и температурой центрального источника $T_* = 5000 \text{ К}$. Видно, что распределение температуры в облаке от рассеяния практически не зависит, но рассеяние существенно влияет на распределение интенсивности излучения. При отсутствии рассеяния в распределении интенсивности излучения наблюдаются глубокие минимумы, причем глубина минимума определяется лучевой концентрацией вещества по направлению на центр облака. При учете рассеяния падение интенсивности к центру облака слабее, и минимальное значение интенсивности определяется отношением коэффициентов поглощения и рассеяния.

Метод моделирования структуры протозвездных облаков и распреде-

Таблица 4.2. Параметры моделей IRDC 320 и IRDC 321

Параметр	Обозначение	IRDC 320	IRDC 321
Варьируемые параметры			
Центр. конц. H_2 , см^{-3}	n_0	1.1×10^7	1.8×10^7
Радиус плато, а.е.	r_0	4×10^3	5×10^3
Показатель профиля плотности	β	3.1	3.8
Темп. звезды, К	T_*	7300	9300
Дилиюция фон. УФ-излучения	D_{bg}	1.3×10^{-13}	6.7×10^{-14}
Производные параметры			
Масса облака, M_\odot	M	170	230
Лучевая конц., см^{-2}	N	8.1×10^{23}	1.6×10^{24}
Светимость звезды, L_\odot	L	60	160
Фиксированные параметры			
Радиус внутренней полости	R_{in}	50	а.е.
Радиус облака	R_{out}	1	пк
Радиус звезды	R_*	5	R_\odot
Темп. фон. УФ-излучения	T_{bg}	10^4	К

лений интенсивностей излучения был использован для восстановления параметров IRDC 320 и IRDC 321. Для этого мы выделили пять свободных параметров модели (табл. 4.2), три из которых (n_0 , r_0 и β) характеризуют распределение плотности, а еще два (T_* и D_{bg}) — параметры внутреннего и внешнего поля излучения, соответственно. Значения других параметров нами зафиксированы и также приведены в табл. 4.2. Внутренний радиус облака задан, чтобы приблизенно учесть отсутствие пыли (в результате ее испарения) вблизи внутреннего источника. В принципе, радиус сублимации пыли зависит от параметров источника, однако мы выбрали фиксированное значение 50 а.е., которое в наших расчетах соответствует верхнему пределу зоны испарения возле наиболее горячих звезд. В случае отсутствия звезды внутренний радиус облака практически не влияет на распределение интенсивности выходящего излучения. Внешний радиус облака 1 пк равен наблюдаемому размеру изучаемых ядер. Радиус центрального источника (звезды) $5 R_\odot$ [135] выбран относительно произвольно с учетом предположения о том, что нагрев в рассматриваемом диапазоне параметров звезды будет зависеть от ее светимости, т. е. неверный выбор радиуса звезды может компенсироваться соответствующей коррекцией ее температуры. Для температуры межзвездного поля излучения выбрано значение 10^4 К.

Для каждого сочетания параметров проводилось моделирование пе-

реноса излучения, расчет распределений интенсивности и количественное сравнение полученных распределений с наблюдаемыми. Поиск оптимальных значений свободных параметров выполнялся с помощью генетического алгоритма PIKAIA. Результаты моделирования сравнивались с наблюдениями в четырех диапазонах длин волн: 1.2 мм, 70 мкм, 24 мкм и 8 мкм. Поскольку облака считаются сферически-симметричными, теоретическая интенсивность излучения зависит только от углового расстояния до центра облака. При построении одномерных наблюдаемых распределений интенсивности выделялся предполагаемый центр облака (который определяется по максимуму излучения в диапазоне 1.2 мм) и наносились значения интенсивностей из каждого пикселя наблюдаемой карты в зависимости от расстояния до этого центра.

Соответствие между наблюдаемыми и модельными распределениями интенсивностей излучения в каждом диапазоне характеризуется с помощью стандартного критерия χ^2 . Обобщенный критерий соответствия, который должен минимизироваться генетическим алгоритмом, равен сумме χ^2 -критериев для отдельных диапазонов. Цель нашего исследования — определение физической структуры объекта с использованием данных наблюдений как в инфракрасном, так и в миллиметровом диапазонах.

Прежде чем представить результаты восстановления параметров облаков с совместным использованием миллиметровых и инфракрасных данных, проиллюстрируем неоднозначность результатов, получаемых при использовании карт только миллиметрового излучения. Моделирование объекта IRDC 320, в котором учитываются только данные наблюдений на длине волны 1.2 мм, формально приводит к следующим оптимальным параметрам облака: центральная плотность $H_2 = 5.1 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, радиус плато — $1.9 \times 10^4 \text{ а.е.}$, показатель профиля плотности 3.2, масса — $580 M_\odot$. Однако этот минимум оказывается очень пологим. На рис. 4.7 показано распределение моделей с относительно малыми значениями $\chi^2 < 2.5$ на плоскости $T_* - n(H_2)$. Видно, что алгоритм, по сути, не может сделать выбор между моделями с внутренним источником и без него. В качестве иллюстрации мы выбрали две модели, отмеченные на рис. 4.7 красным и синим квадратами. Среди оптимальных моделей они занимают крайние положения: менее плотное ядро с внутренним источником и более плотное ядро без источника. На рис. 4.8 приводятся распределения температуры и интенсивности излучения для двух этих моделей. Видно, что при очень разных

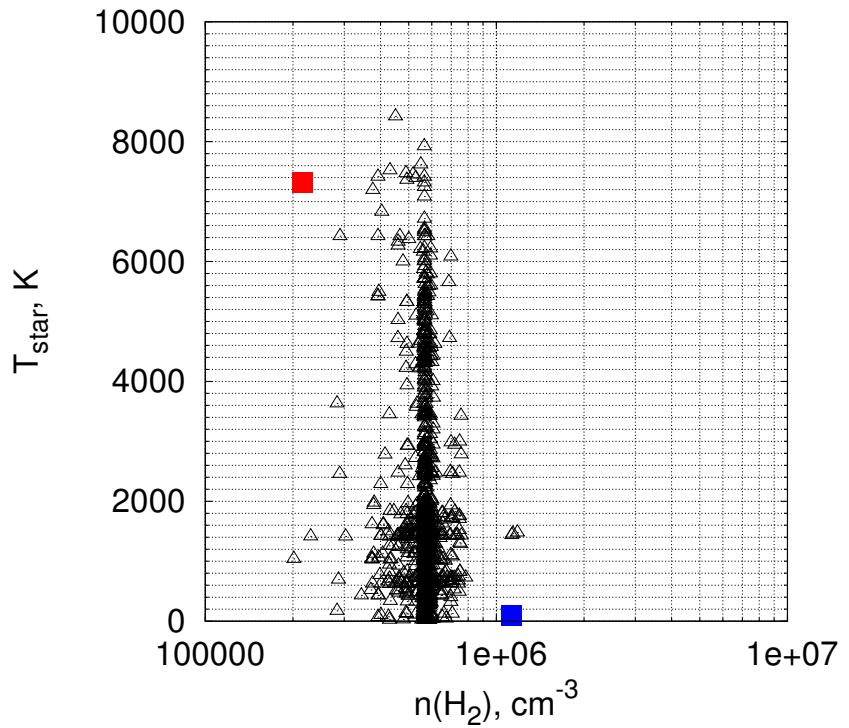


Рис. 4.7. Оптимальные модели ($\chi^2 < 2.5$), полученные в результате подгонки теоретического распределения интенсивности в объекте IRDC 320 только для данных наблюдений на длине волны 1.2 мм.

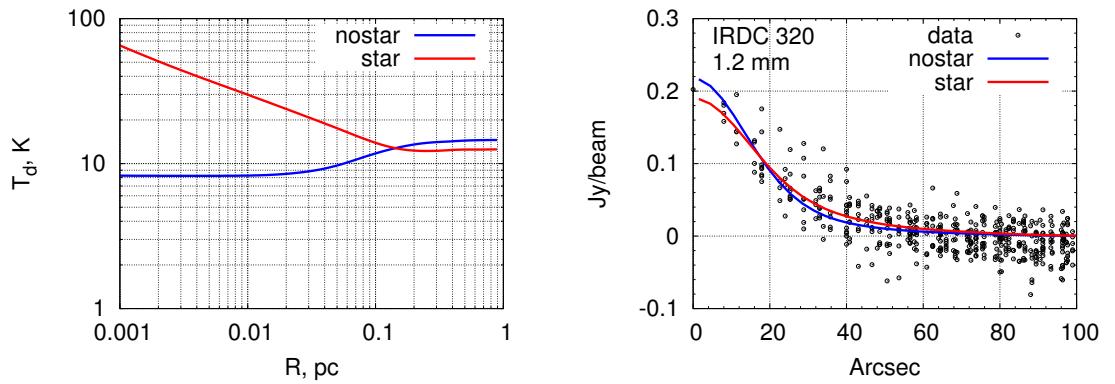


Рис. 4.8. Сравнение радиальных распределений температуры (левая панель) и интенсивности (правая панель) для двух моделей объекта IRDC 320, отмеченных квадратами на рис. 4.7. Красная линия соответствует модели с центральной плотностью $2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ и температурой внутреннего источника 7300 К, синяя линия — модели с центральной плотностью $1.2 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ без внутреннего источника. Для подгонки спектра использованы только данные наблюдений на длине волны 1.2 мм из работы [126].

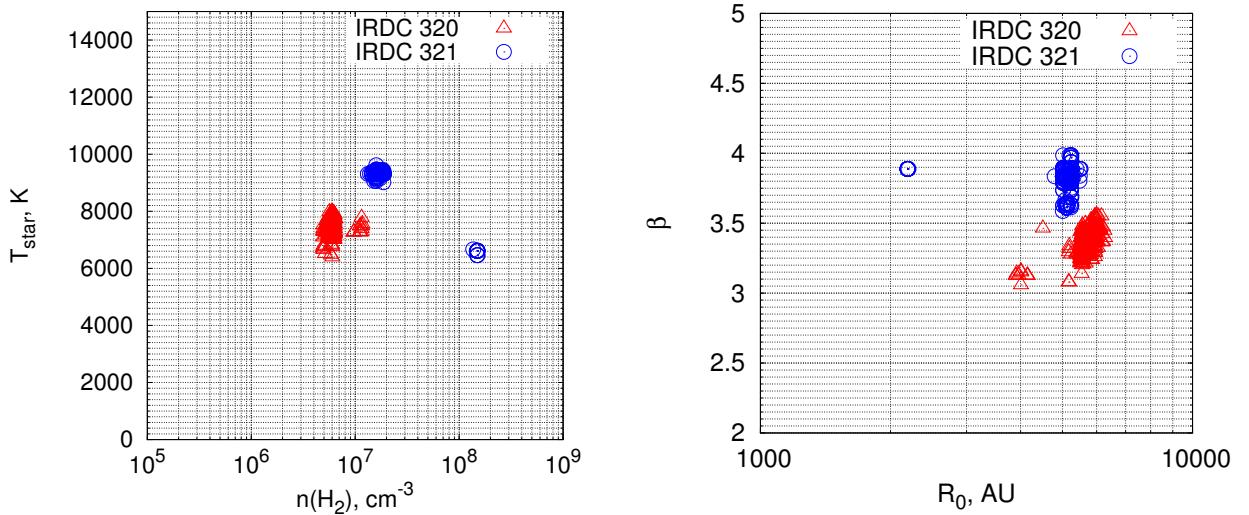


Рис. 4.9. Локализация оптимальных параметров моделей IRDC 320 и IRDC 321 в пространстве n_0 и T_* (левая панель) и в пространстве R_0 и β (правая панель). Модели для IRDC 320 показаны красными треугольниками, для IRDC 321 — синими кружками.

распределениях температуры различие между профилями интенсивности излучения на длине волны 1.2 мм несущественно. Таким образом, использовать только миллиметровый диапазон для определения температуры и плотности в дозвездных и протозвездных объектах затруднительно.

Далее мы приводим результаты моделирования с использованием четырех спектральных диапазонов. Локализация оптимальных параметров для обоих объектов показана на рис. 4.9, где приведены все модели, у которых $\chi^2 < 12$ для IRDC 320 и $\chi^2 < 11$ для IRDC 321. Соответствующие оптимальные параметры моделей IRDC 320 и IRDC 321, а также лучевые концентрации водорода по направлению на центр объекта и массы приведены в табл. 4.2.

Распределения плотности и температуры для оптимальных моделей показаны на рис. 4.10. В модели IRDC 321 оптимальные модели располагаются в области больших плотностей с высокой концентрацией вещества к центру объекта (на это указывает большое значение β). Облаку IRDC 320 соответствует более пологое распределение вещества и меньшая центральная плотность. Однако приходится признать, что даже при одновременной подгонке спектра в четырех диапазонах остается место для некоторой неоднозначности в решениях.

В случае объекта IRDC 321 формально лучшим является решение с центральной плотностью $1.8 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$, радиусом центрального пла-

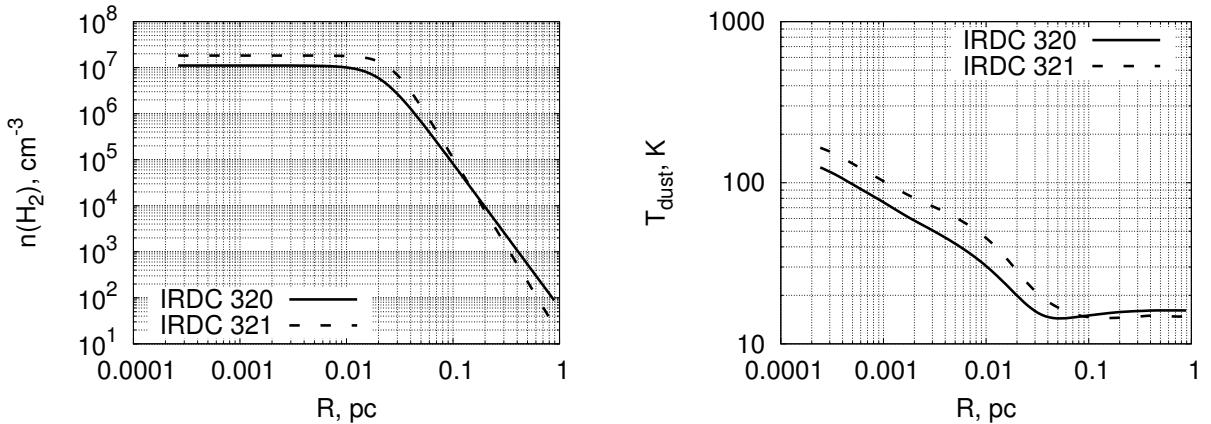


Рис. 4.10. Распределения плотности (левая панель) и температуры (правая панель) в моделях наилучшего соответствия для IRDC 320 и IRDC 321.

то 5000 а.е., параметром $\beta = 3.8$ и температурой центрального источника $T_* = 9300$ К. Однако имеется и другое решение примерно со сравнимым значением χ^2 : с более высоким значением центральной плотности — $1.8 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$, радиусом центрального плато 2200 а.е. и температурой источника 6700 К. В целом, можно сказать, что в подгонке для данного объекта имеется неопределенность, не позволяющая различить модели с плотным компактным ядром и более холодной звездой и модели с менее плотным и протяженным ядром и более горячей звездой. Тем не менее, ни одна из оптимальных моделей не допускает отсутствия центрального источника. Иными словами, особенности спектра этого объекта, главным образом, наличие эмиссии на 70 мкм, не могут быть объяснены в рамках предположения о его беззвездности.

Несколько более определена ситуация с объектом IRDC 320. На момент окончания расчета наилучшее согласие с наблюдениями получено для модели с центральной плотностью $1.1 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$, радиусом центрального плато 4000 а.е., параметром $\beta = 3.1$ и температурой центрального источника $T_* = 7300$ К. У прочих моделей с близкими значениями χ^2 параметры примерно те же самые; альтернативной группы оптимальных моделей, в отличие от объекта IRDC 321, здесь нет. Интересно, что и в этом случае подгонка спектра в четырех диапазонах указывает на наличие центрального источника излучения.

Чтобы проверить этот вывод, мы провели поиск оптимальных параметров IRDC 320, исключив нагрев центральным источником, и получили худшее согласие с наблюдательными распределениями. При этом выясни-

лось, что критическим для определения наличия центрального источника является диапазон 70 мкм. Профили интегральной интенсивности объекта в других диапазонах в беззвездной модели удается воспроизвести так же хорошо (или так же плохо), как и в модели с центральным источником.

На рис. 4.11 сравниваются наблюдаемые и теоретические распределения интенсивности излучения для оптимальных моделей. В целом, для обоих объектов хорошее согласие достигнуто во всех диапазонах. В модели IRDC 320 удается объяснить эмиссию на 1.2 мм, профиль поглощения на 8 и 24 мкм и плоское распределение интенсивности на 70 мкм. В модели IRDC 321 эмиссия возникает как на 1.2 мм, так и на 70 мкм, тогда как на 8 и 24 мкм наблюдается абсорбционный профиль. Массы облаков получаются схожими, но центральная плотность и лучевая концентрация в модели IRDC 321 в несколько раз выше, чем в модели IRDC 320. Повышенные значения центральной плотности, лучевой концентрации и температуры звезды в модели IRDC 321 по сравнению с IRDC 320 приводят к большему значению интенсивности на 1.2 мм, а также к возникновению эмиссии на 70 мкм. Штриховыми линиями на рис. 4.11 показаны распределения интенсивности, рассчитанные для облаков с теми же значениями параметров облака, но в отсутствии центрального источника. Мы видим, что в нашем случае наличие звезды меняет интенсивность излучения на длинах волн 1.2 мм и на 70 мкм, в то время как диапазоны 8 мкм и 24 мкм нечувствительны к наличию центрального источника.

Важным недостатком рассмотренной модели является невысокий уровень соответствия на длине волны 24 мкм: центральные минимумы интенсивности в моделях обоих объектов получаются более глубокими по сравнению с наблюдениями. В наборе рассчитанных моделей есть и такие, в которых успешно воспроизводится профиль интенсивности на длине волны 24 мкм, но одновременно не воспроизводятся распределения в других диапазонах. Это модели с протяженными ядрами невысокой плотности (порядка 10^5 см^{-3}) или с очень компактными ядрами и разреженными оболочками. Это может свидетельствовать о более сложной морфологии изучаемых облаков, в частности, об их клочковатости и отклонении от сферической симметрии. Другой возможной причиной несоответствия модели и наблюдений может быть несправедливость предположения о компактности центрального источника. В действительности во внутренней области облака может существовать группа протозвезд, либо оно может испытывать

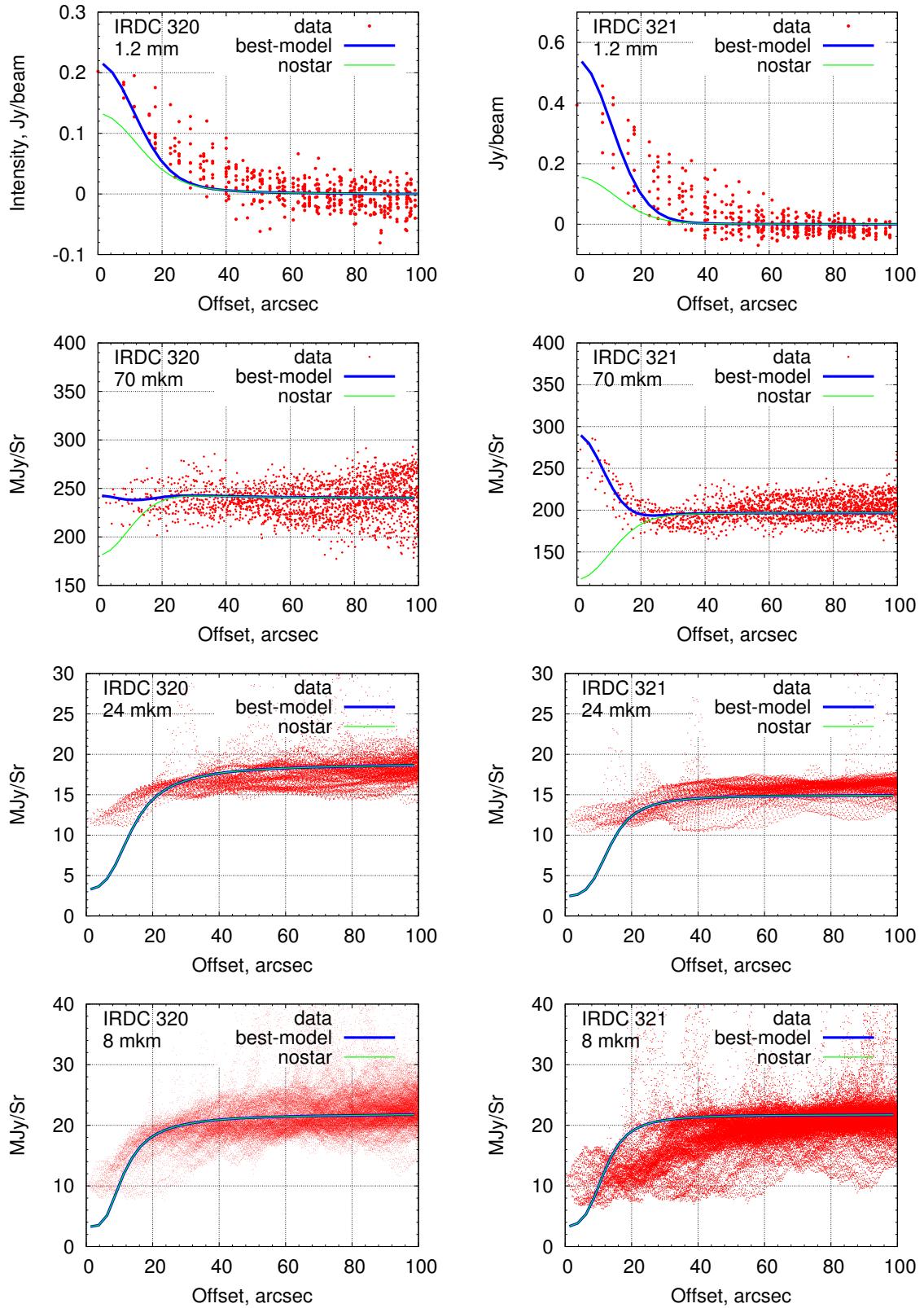


Рис. 4.11. Сравнение теоретических (зеленые и синие линии) и наблюдаемых (красные точки) распределений интенсивностей. Слева и справа представлены результаты для IRDC 320 и IRDC 321 соответственно. Синими линиями показаны результаты для оптимальных моделей. Зеленые линии соответствуют тем же моделям, но без учета центрального источника. Наблюдаемые распределения на длине волны 1.2 мм взяты из работы [126], на длинах волн 8, 24 и 70 мкм — из обзоров GLIMPSE [127] и MIPSGAL [128].

объемный нагрев в результате гравитационного сжатия. Также необходимо помнить о существенной погрешности в определении расстояний до IRDC, что также влияет на восстановление их геометрических параметров.

Повышенная наблюдаемая интенсивность на 24 мкм может быть связана с рассеянием света на пути от облака к наблюдателю, которое в нашей модели не учитывается. Однако для эффективного рассеяния на 24 мкм необходимы пылинки с размером, сопоставимым с данной длиной волны, которые вряд ли есть в межзвездной среде. Критичной является также проблема учета переднего фона. Мы предполагали, что вклад переднего фона (foreground) мал по сравнению с задним фоном (background). Как показано в нашей работе [A23], для относительно близких IRDC 320 и IRDC 321 это предположение, по-видимому, близко к реальности, однако в более общем случае доля фонового излучения может оказаться критическим компонентом модели и должна определяться совместно с другими ее параметрами.

Объяснение избытка ИК-излучения может быть также связано с излучением полициклических ароматических углеводородов и мелких пылинок в оболочке облака за счет стохастического нагрева их межзвездным УФ-полем. Стохастический нагрев является важным элементом моделей при объяснении спектральных распределений энергии от областей звездообразования на галактических масштабах [120, 136–138]. Этот механизм также учитывается в моделях протозвездных объектов и околозвездных дисках [139–141]. Однако, при изучении дозвездных объектов стохастический нагрев, как правило, не рассматривается, а излучение на 24 мкм ассоциируется с внутренними источниками нагрева [142, 143]. Очевидно, что стохастический нагрев пыли не должен существенно повлиять на определение структуры глубоких слоев облака, но он может оказаться определяющим при интерпретации спектров IRDC в среднем и ближнем ИК-диапазонах. В следующем разделе мы исследуем влияние этого эффекта.

4.2.3. Влияние стохастического нагрева пыли на распределения интенсивности ИК-излучения

Для учета стохастического нагрева пыли необходимо модифицировать модель переноса излучения и расчета тепловой структуры облака. Во-первых, необходимо учитывать, что пылинки разных размеров обладают, вообще говоря, разной температурой. Во-вторых, наиболее малень-

Таблица 4.3. Параметры пыли в модели IRDC 321 со стохастическим нагревом пыли

Тип пылинки	Радиус, см	Плотность, г см^{-3}	Массовая доля
Большие силикатные	3×10^{-5}	3.5	0.70
Большие графитовые	2×10^{-5}	1.81	0.15
Маленькие графитовые	3×10^{-7}	1.81	0.05
Частицы ПАУ	7×10^{-8}	2.24	0.10

кие пылинки и частицы ПАУ не находятся в тепловом равновесии с полем излучения излучения, т.е. их температура флюктуирует со временем, см. раздел 4.1.2.

Для учета этих эффектов мы отказываемся от непрерывного распределения пылинок по размерам и предполагаем, что пыль состоит из конечного числа компонентов с фиксированными размерами. В данной работе мы выделили четыре типа пылинок: большие силикатные пылинки, большие графитовые пылинки, маленькие графитовые пылинки и частицы ПАУ. Их параметры приведены в табл. 4.3. Спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния для силикатных и графитовых пылинок взяты из работы [144]. Оптические свойства частиц ПАУ вычислены согласно [136], где учтено 30 спектральных особенностей в терминах профиля Друда. Зависимости теплоемкости пылинок от температуры берутся из работы [119]. Моделирование переноса излучения и распределений интенсивности излучения проводится с помощью методики, описанной в разделе 4.1.2.

Опишем результаты расчетов переноса излучения с учетом стохастического нагрева пылинок для модели IRDC 321. В нашей стандартной модели межзвездное поле представлено в виде планковского спектра с температурой $2 \times 10^4 \text{ K}$ и дилюзией 10^{-16} . На рис. 4.12 показаны пространственные распределения плотности вероятности $P(T)$ для ПАУ-частиц. На внешней границе облака наблюдается сильное уширение распределения $P(T)$, где большая часть частиц ПАУ является холодной (20 K), но некоторая доля частиц нагрета вплоть до 1000 K. Вблизи звезды максимальная температура частиц также достигает 1000 K, но разброс в температуре значительно ниже. В области $10^2 - 10^{4.5}$ а.е. ширина распределения $P(T)$ невелика, что свидетельствует о близости к равновесной температуре. Профили $P(T)$ для маленьких графитовых пылинок обладают теми же особенностями, что и для частиц ПАУ, в то время как распределения $P(T)$ для больших пылинок вырождаются в δ -функции, т.е. в обычные распределения температуры.

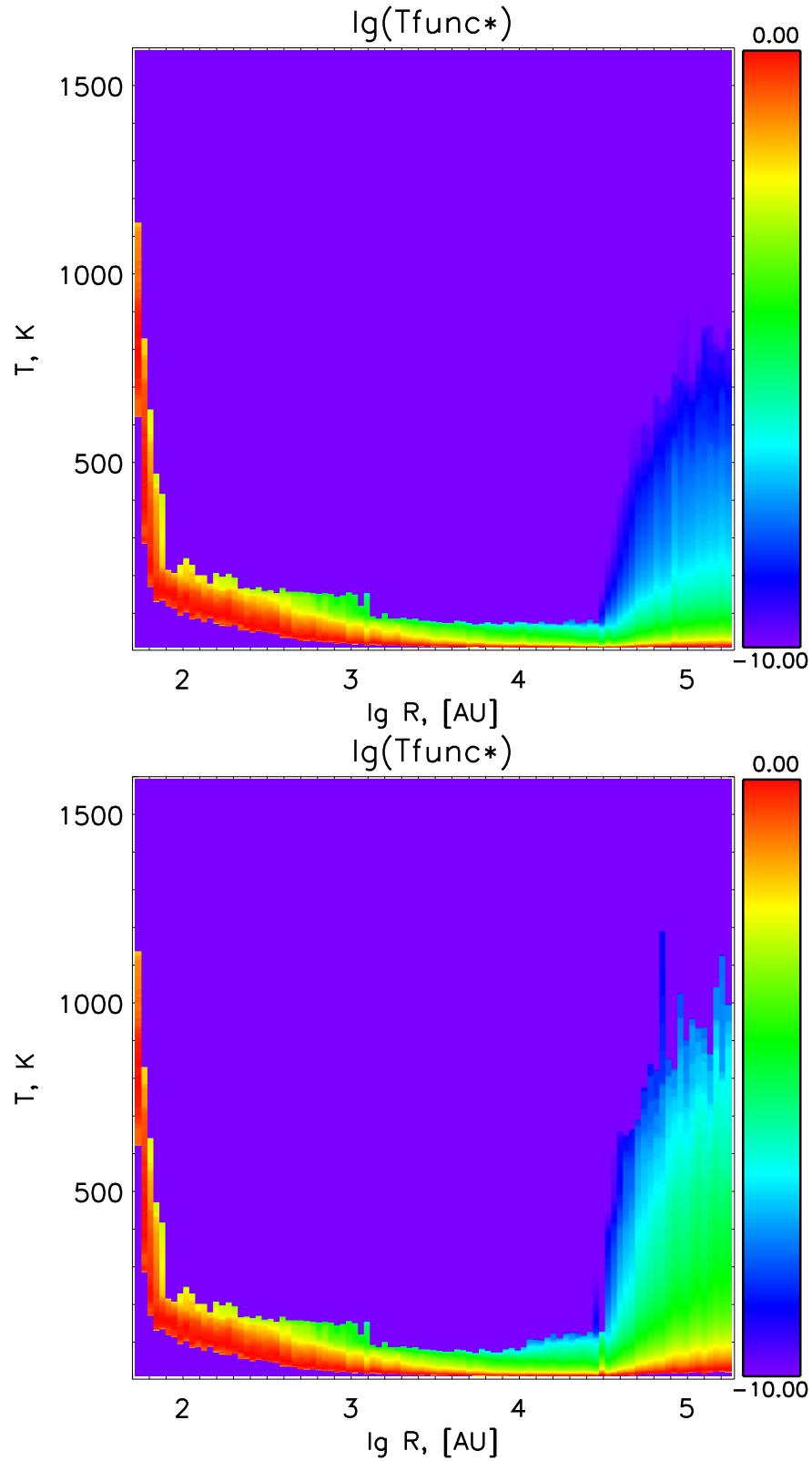


Рис. 4.12. Результаты моделирования стохастического нагрева ПАУ-частиц в модели IRDC 321. Цветом показаны значения логарифма плотности вероятности $P(T)$ для температуры T , отложенной по вертикальной оси, для радиуса R , отложенного по горизонтальной оси. Верхняя панель: для стандартного межзвездного поля. Нижняя панель: для межзвездного поля повышенной интенсивности.

Спектральное распределение энергии, построенное для направления, соответствующего угловому смещению $1''$ от центра облака (смещение выбрано, чтобы исключить вклад звезды), показано на рис. 4.13. Конволюции с диаграммой направленности не проводилось. Чтобы показать вклад различных компонентов пыли в формирование общего спектра, мы рассчитали спектры, формируемыми индивидуальными компонентами, они на рис. 4.13 показаны разными цветами. Спектр, образованный всеми четырьмя компонентами, показан черной сплошной линией. Спектр можно разделить на три участка, в соответствии с распределением оптической толщины, показанным на рис. 4.14. В области (суб)миллиметровых волн преобладает излучение больших силикатных и графитовых пылинок. Оптическая толщина облака в этом диапазоне мала и интенсивность излучения существенно зависит от тепловой структуры всего облака, в частности, от наличия/отсутствия протозвезды. В интервале 1–30 мкм интенсивность определяется излучением стохастически нагреваемых частиц ПАУ. Оптическая толщина в этом диапазоне достаточно высока и спектр не чувствителен к присутствию центрального источника. На коротких длинах волн ($\lambda < 1$ мкм) спектр преимущественно сформирован рассеянием межзвездного излучения на больших пылинках. Оптическая толщина на этих длинах волн высока и спектр не чувствителен к деталям внутренней структуры облака.

Черные кружки на рис. 4.13 соответствуют наблюдаемым значениям интенсивности излучения по направлению на центр IRDC 321. Теоретический спектр в интервале 3.6–24 мкм лежит значительно ниже наблюдаемых значений. Таким образом при использованных параметрах модели включение стохастического нагрева не позволяет объяснить наблюдаемую интенсивность на 24 мкм собственным излучением облака. Отметим, что излучение частиц ПАУ в отсутствии других типов пылинок (зеленая кричая) дает необходимую интенсивность на 24 мкм, однако их излучение эффективно поглощается большими пылинками. На более коротких длинах волн излучение частиц ПАУ является недостаточно сильным по сравнению с наблюдаемыми значениями.

Если облако находится в области активного звездообразования, то стохастический нагрев пылинок может оказаться важнее вследствие повышенной интенсивности межзвездного УФ-фона. На нижних панелях рис. 4.12 и 4.13 показаны результаты моделирования переноса излучения для модели с повышенным фоном межзвездного излучения, соответствую-

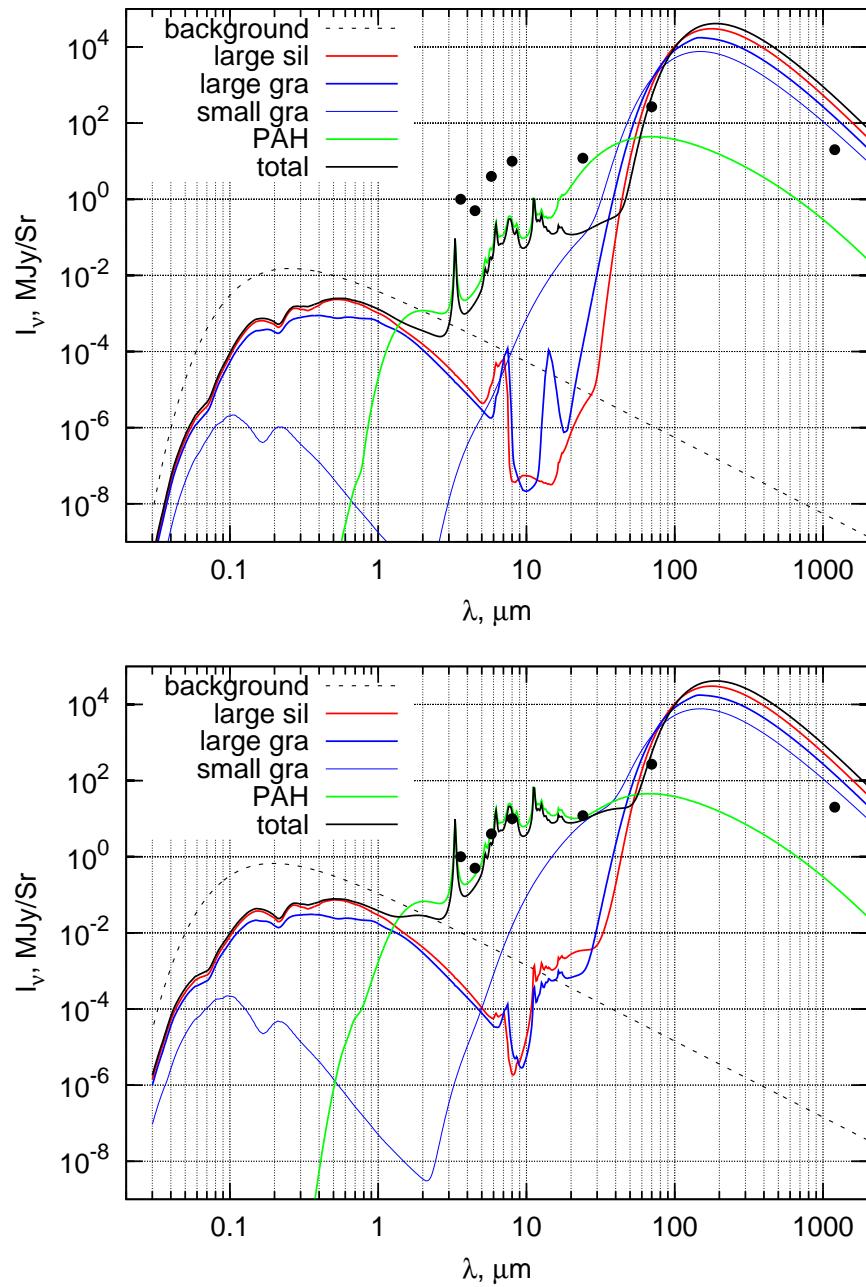


Рис. 4.13. Результаты моделирования переноса излучения в модели IRDC 321. Показаны спектральные распределения энергии для моделей со стандартным межзвездным полем излучения (верхняя панель) и межзвездным полем повышенной интенсивности (нижняя панель). Спектры рассчитаны для направления, соответствующего угловому смещению $1''$ от центра облака. Показаны спектры, рассчитанные отдельно для больших силикатных пылинок (красные линии), больших графитовых пылинок (жирные синие линии), маленьких графитовых пылинок (тонкие синие линии) и частиц ПАУ (зеленые линии). Полные спектры, учитывающие наличие всех компонентов, показаны жирными черными линиями. Фоновое межзвездное излучение показано штриховой линией. Кружками обозначены наблюдаемые значения интенсивности для IRDC 321.

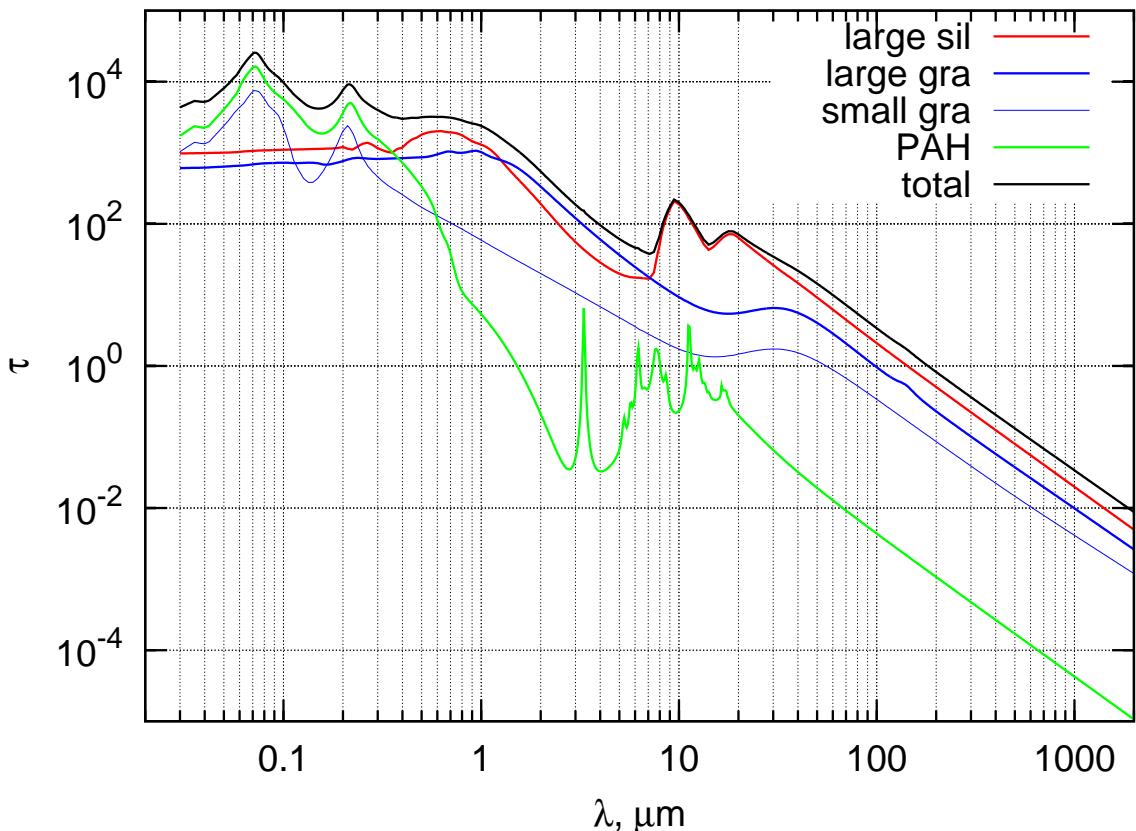


Рис. 4.14. Зависимость оптической толщины от длины волны для различных компонентов пыли. Оптическая толщина вычислена для всего облака вдоль направления, соответствующего угловому смещению $1''$ от центра облака. Показаны распределения для больших силикатных пылинок (красные линии), больших графитовых пылинок (жирные синие линии), маленьких графитовых пылинок (тонкие синие линии) и частиц ПАУ (зеленые линии). Полный спектр оптической толщины, учитывающий наличие всех компонентов, показан жирной черной линией.

щим температуре 2.6×10^4 К и дилюции 2×10^{-15} . Доля горячих частиц ПАУ в данной модели существенно возросла. Соответственно возросла и интенсивность излучения в среднем ИК-диапазоне, приблизившись к наблюдаемым значениям. Интенсивность излучения в миллиметровом диапазоне получилась немного выше наблюдаемого значения, однако согласие должно улучшиться после конволюции теоретических распределений с диаграммой направленности телескопа, которая для данных длин волн сопоставима с угловыми размерами самого облака.

Повышенный уровень межзвездного фона приводит к наблюдаемым значениям интенсивности излучения на 24 микронах по направлению на центр облака, однако возникает проблема объяснения морфологии распределения интенсивности. На рис. 4.15 показаны распределения интенсивности излучения на 24 мкм для модели со стандартным (синяя линия) и повышенным (красная линия) межзвездным полем излучения. Сплошной линией показано распределение, построенное с учетом фонового ИК-излучения, штриховой линией показан собственный вклад облака. Видно, что для стандартного УФ-фона стохастический нагрев пылинок дает пренебрежимо малый вклад в излучение облака (синяя штриховая линия). При увеличении УФ-фона интенсивность ИК-излучения возрастает по направлению не только на центр, но и на оболочку облака. На расстоянии 35'' от центра облака, интенсивность излучения достигает максимума и в несколько раз превышает наблюдаемое значение. Такая кольцеобразная форма распределения интенсивности формируется нагретыми пылинками в оболочке облака, как схематически показано на рис. 4.16. Толщина нагретого слоя мала, поэтому при формировании профиля интенсивности важным является эффект проекции. Другими словами, поверхностная плотность нагретых мелких графитовых пылинок и частиц ПАУ по направлению на центр меньше, чем по направлению на внешние слои облака, что приводит к разнице в соответствующих интенсивностях. Отметим, что распределение интенсивности на 70 мкм морфологически близко к распределению на 24 мкм, но в нем наблюдается также сильное излучение по направлению на центр облака (протозвезду), что связано с меньшей оптической толщиной облака на 70 мкм. Такие кольцеобразные структуры на 24 мкм не характерны для наблюдаемых IRDC. Это приводит нас к выводу о том, что стохастический нагрев пыли, вызванный межзвездным излучением, не может быть ответственен за избыток излучения на 24 мкм в инфракрасных

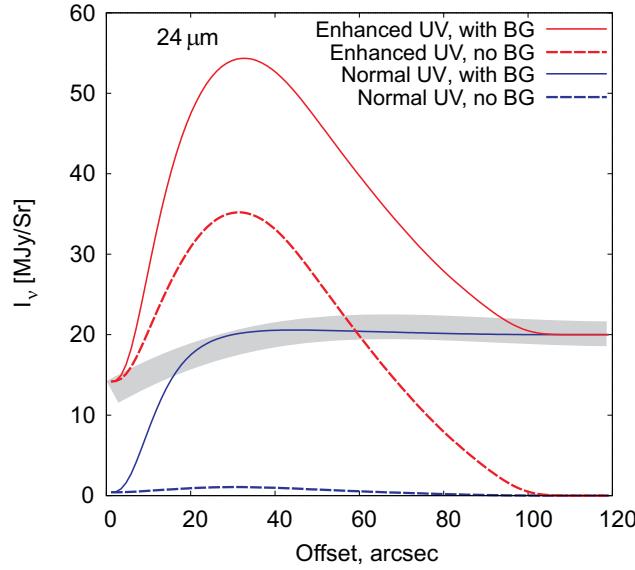


Рис. 4.15. Распределение интенсивности излучения для модели IRDC 321 на длине волны 24 мкм при наличии фонового ИК-излучения (сплошные линии), в отсутствии фонового ИК-излучения (штриховые линии), при стандартном межзвездном поле излучения (синие линии), при межзвездном фоне излучения повышенной интенсивности (красные линии). Наблюдаемые распределения для IRDC 321 схематично показаны серой полосой.

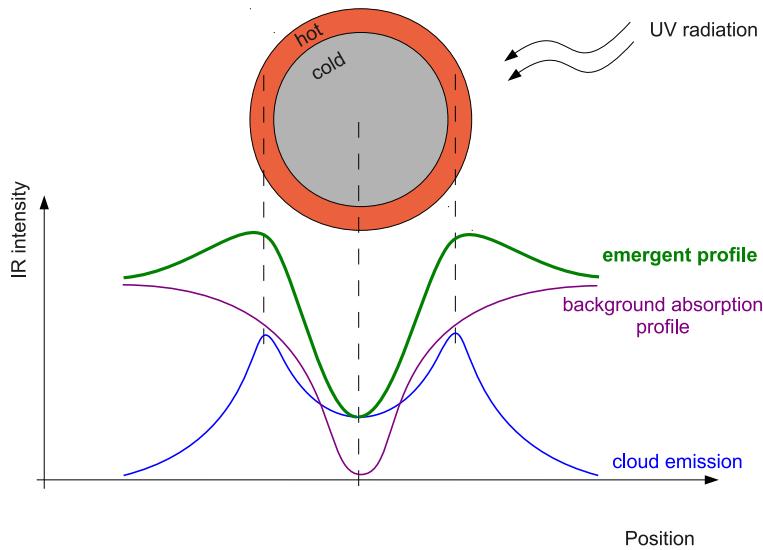


Рис. 4.16. Схема, объясняющая формирование кольцеобразного распределения ИК-излучения в облаке, нагреваемом фоновым межзвездным излучением.

темных облаках.

Решением проблемы избытка излучения на 24 мкм может быть то, что источником нагрева пылинок является не поверхностный нагрев фотоновым УФ-излучением, а некоторый объемный нагрев. В качестве такого объемного нагрева может выступать нагрев космическими лучами. Этот механизм зачастую учитывается в астрохимических моделях для учета испарения ледяных мантий пылинок [145].

Взаимодействие космических лучей с межзвездной средой является сложным процессом. Столкновение высокоэнергетичных космических частиц с межзвездными молекулами приводит к рождению вторичных частиц (пионов, мезонов, позитронов, гамма-квантов и т.д.), которые также взаимодействуют с межзвездной средой. Эти первичные, вторичные и т.д. нетепловые частицы вызывают диссоциацию и ионизацию молекул и, сталкиваясь с пылинками, участвуют в их непосредственном нагреве. Нагрев пылинок осуществляется также продуктами ионизации и диссоциации. Для расчета стохастического нагрева пыли космическими лучами необходимо знать: 1) распределение энергии всех нетепловых частиц, создаваемых космическими лучами; 2) долю кинетической энергии этих частиц, переходящей в тепловую энергию пылинки, при столкновениях. Детальное моделирование этих процессов является сложной задачей, что связано с неопределенностями соответствующих физических параметров. Поэтому для учета вклада космических лучей в нагрев пыли мы используем упрощенный подход.

Поскольку свободные электроны являются одним из основных продуктов взаимодействия космических лучей со средой и их скорости (а значит и частота столкновений с пылинками) значительно выше, чем у ионов, можно предположить, что наибольший вклад в стохастический нагрев пылинок вносят именно свободные электроны. Средняя энергия свободного электрона после акта ионизации составляет 20–35 эВ [146]. Мы считаем, что вся эта энергия переходит в тепловую энергию пылинки при столкновении электрона с пылинкой. Также мы полагаем, что свободные электроны не взаимодействуют с газом, а сталкиваются только с пылинками. Это предположение является довольно грубым (полное сечение столкновения электрона с молекулами значительно выше, чем с пылью), поэтому темп нагрева пыли при данных предположениях будет существенно переоценен. Входным параметром модели является также темп ионизации 10^{-17} с^{-1} ,

который соответствует стандартному значению для межзвездной среды.

На верхней панели рис. 4.17 представлено полученное в рамках данной модели распределение плотности вероятности $P(T)$ для частиц ПАУ. В данном расчете нагрев УФ-излучением учитывается в интегральном (непрерывном) приближении, чтобы изолировать вклад космических лучей в стохастический нагрев. Видно, что пылинки могут нагреваться до 1000 К, однако вероятность найти пылинку при данной температуре низка. Другими словами, время остывания пылинки значительно меньше, чем среднее время между столкновениями пылинки с электронами. Вклад пылинок, стохастически нагреваемых космическими лучами, в спектральное распределение энергии даже меньше, чем в стохастической модели со стандартным УФ-фоном излучения, см. нижнюю панель рис. 4.17. Интенсивность излучения на длине волны 24 мкм более чем на два порядка ниже наблюдаемого значения. С учетом того, что в модели заложена значительная переоценка темпа обмена энергии электронов с пылинками, можно заключить, что нагрев космическими лучами не может решить проблему повышенной интенсивности излучения IRDC в среднем ИК-диапазоне.

4.2.4. Выводы по результатам моделирования инфракрасных темных облаков

В данном разделе представлена методика восстановления распределения плотности и температуры в дозвездных и протозвездных облаках, основанная на моделировании переноса излучения и сопоставлении теоретических карт с наблюдаемыми. Ключевой особенностью модели является расчет теоретических распределений интенсивности в широком спектральном диапазоне от ближнего инфракрасного до радиодиапазона, что позволяет значительно уменьшить степень вырождения параметров получаемых физических распределений. Разработанная методика использована для восстановления физической структуры инфракрасных темных облаков IRDC 320 и IRDC 321. Одним из результатов данной работы является вывод о том, что отсутствие эмиссии на 70 мкм не является необходимым наблюдательным признаком «беззвездности» облака, поскольку оболочка может быть достаточно массивной, чтобы поглотить внутреннее излучение. В свою очередь, расчет карт в разных длинах волн приводит к необходимости анализа большого числа физических факторов, определяющих интен-

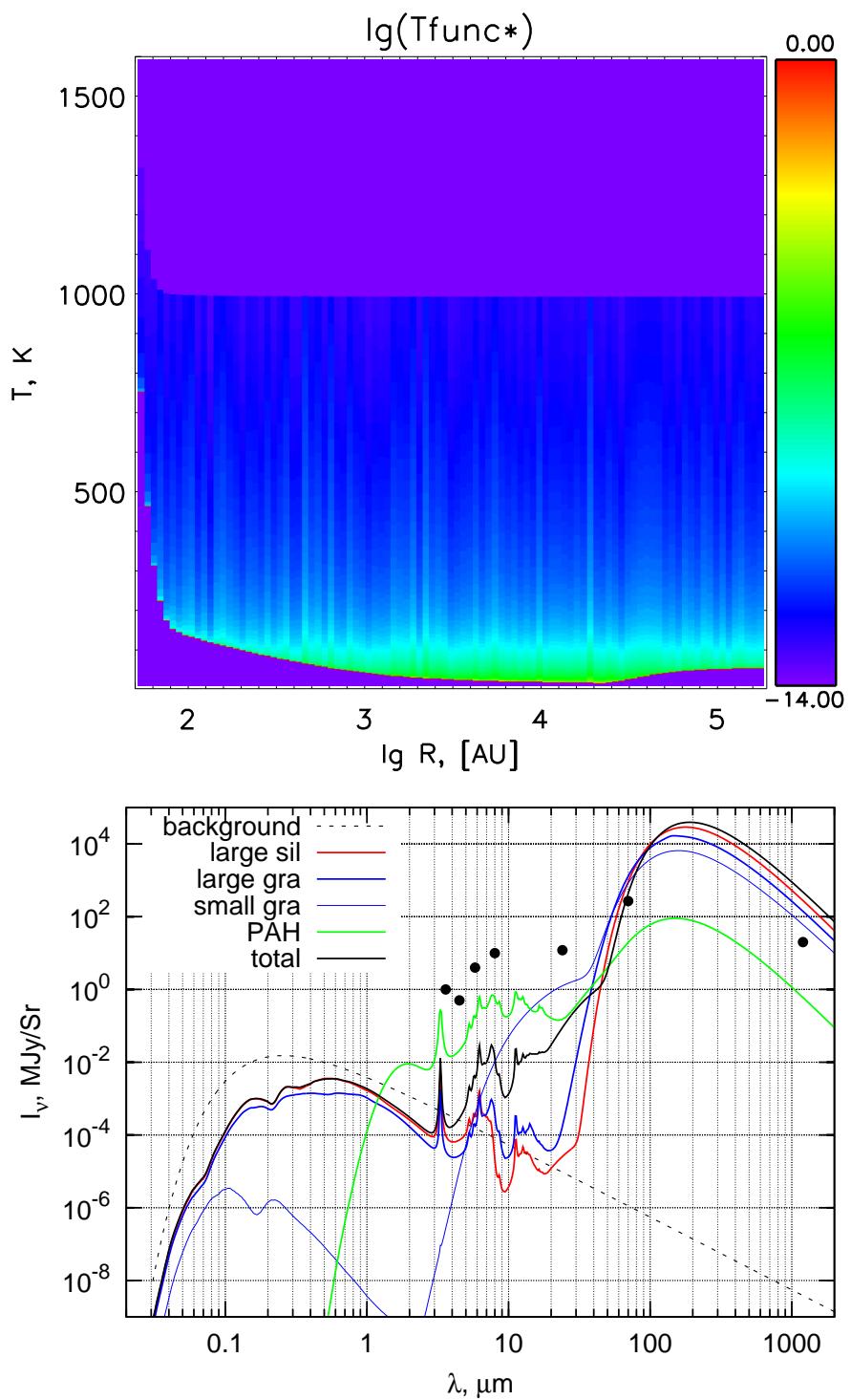


Рис. 4.17. Результаты моделирования переноса излучения в модели стохастического нагрева пылинок космическими лучами. Верхняя панель: пространственные распределения логарифма плотности вероятности $P(T)$ для частиц ПАУ. Нижняя панель: спектральное распределение энергии.

сивность излучения на данных длинах волн. Нами, в частности, исследована роль стохастического нагрева пылинок межзвездным УФ-излучением и космическими лучами в формировании инфракрасного излучения в массивных ядрах молекулярных облаков. Показано, что стохастический нагрев важен при высоком межзвездном УФ-фоне и должен приводить к формированию кольцеобразного распределения интенсивности ИК-излучения. Вместе с тем он не позволяет объяснить наблюдаемые в облаках IRDC 320 и IRDC 321 умеренное падение интенсивности на 24 мкм по направлению на их центры. Для решения проблемы избытка излучения на 24 мкм необходимо, на наш взгляд, рассматривать более сложную модель пыли, учитывающую немонотонное и непрерывное распределение пылинок по размерам, многокомпонентность состава пыли, а также исследовать более детально вопрос о вкладе переднего фона.

4.3. Моделирование распределений интенсивности ИК-излучения в областях ионизованного водорода вокруг молодых звезд

Одной из характерных морфологических деталей, выделяющихся на картах инфракрасного излучения диска Галактики, являются так называемые «пузыри» (bubbles) — кольца или фрагменты колец на снимках ближнего ИК-диапазона (8–10 мкм), в основном, полученные в ходе выполнения обзоров на космических телескопах Spitzer и WISE. Для обозначения этих объектов также используется термин «кольцевые туманности». Одним из естественных объяснений формирования такой кольцевой структуры является проекция на картинную плоскость трехмерной сфeroобразной оболочки. Некоторая часть кольцеобразных и псевдокольцеобразных структур связана с остатками сверхновых и планетарными туманностями, однако чаще всего прослеживается их связь с областями ионизованного водорода в областях образования массивных звезд [147, 148]. Данный раздел посвящен исследованию формирования инфракрасного излучения и наблюдаемых распределений интенсивности ИК излучения на длинах волн 8, 24 и 100 мкм в зоне ионизованного водорода вокруг молодой массивной звезды. Эволюция зоны III рассматривается при помощи самосогласованной химико-динамической модели, в которой учитываются несколько населений пыли. Результаты данного исследования опубликованы в статьях [A28–A26].

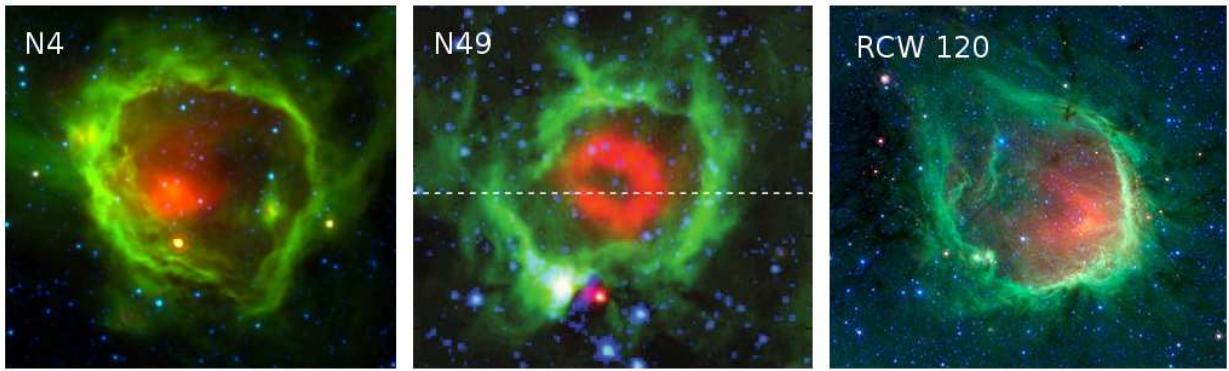


Рис. 4.18. Композиционные изображения «ИК-пузырей» N4 (слева), N49 (в центре) и RCW 120 (справа). Синий, зеленый и красный цвета соответствуют излучению с длиной волны 3.6, 8 и 24 мкм соответственно. Наблюдения были получены в ходе выполнения обзоров GLIMPSE [127] и MIPSGAL [128] на космическом телескопе Spitzer.

4.3.1. Наблюдаемые морфологические особенности областей НII вокруг молодых звезд в ИК-диапазоне

В рамках проекта «Milky Way Project» идентифицировано и занесено в каталог более 5000 «инфракрасных пузырей»* [148]. Для «инфракрасных пузырей» типична разная морфология пространственных распределений излучения в ближнем, среднем и дальнем ИК-диапазонах. В то время как на 8 мкм данные объекты выглядят в виде кольцевых или полукольцевых структур, на длине волны 24 мкм помимо «кольцевого» излучения наблюдается также сильное излучение из внутренней области «пузыря» [149, 150]. На картах, полученных телескопом Herschel (70–500 мкм), распределения ИК-излучения имеют форму (полу)колец без признаков сильной эмиссии из внутренних областей. В целом, кольцеобразные структуры на 70–500 мкм хорошо коррелируют с распределениями на 8 мкм, но являются более протяженными во внешних частях оболочек [151, 152]. В качестве примера на рис. 4.18 приведены полученные телескопом Spitzer композиционные изображения трех объектов: N4, N49 и RCW 120.

Различия распределений на разных длинах волн могут быть связаны с большим числом физических факторов (звездный ветер, УФ-излучение и др.), определяющих свойства и распределение космической пыли, обычно являющейся доминантным источником ИК-излучения. Чтобы объяснить распределения интенсивности, необходимо учитывать не только данные

*<http://blog.milkywayproject.org/>

факторы, но и многообразие состава и свойств самой пыли. Традиционно восьмимикронное излучение связывается с полосами полициклических ароматических углеводородов, которые возбуждаются ультрафиолетовым излучением [153]. Можно предположить, что частицы ПАУ сосредоточены в оболочке, а внутри нее разрушены излучением звезды, порождающей зону ионизованного водорода (см. напр., [154]). Пылинки, излучающие на больших длинах волн, в частности, на 24 мкм, имеют больший размер и потому выживают на меньших расстояниях до звезды. Помимо разрушения пылинок возможны и «механические» факторы удаления пылинок из центральной части зоны НII — давление излучения и (или) действие звездного ветра. Примером может служить структура «пузыря» N49 из каталога [147], см. рис. 4.18. В этом объекте излучение наблюдается не только в виде большого кольца на 8 мкм, но и в виде более компактного кольца на 24 мкм. Эверетт и Черчилл [155] предположили, что это внутреннее кольцо на 24 мкм очерчивает полость, очищенную ветром центральной звезды.

На настоящий момент разработано немало моделей областей НII (как динамических, так и статических), учитывающих различные физические процессы. Однако, до сих пор не проводилось сопоставление моделей с наблюдениями в рамках сравнения распределений интенсивности ИК-излучения. Мы исследуем возможность объяснения наблюдаемых распределений интенсивности в диапазоне от 8 мкм до 100 мкм в известном инфракрасном «пузыре» RCW 120 [156] на базе самосогласованной химико-динамической модели области НII и детального расчета переноса излучения.

Область НII RCW 120 привлекает внимание по двум причинам. Во-первых, на изображениях телескопов Spitzer и Herschel она выглядит практически сферически-симметричной [157, 158], см. рис. 4.18. Во-вторых, вокруг RCW 120 наблюдаются области звездообразования, свидетельствующие, по-видимому, о сценарии стимулированного звездообразования [159, 160], относительная роль которого в теории образования звезд до сих пор является спорной. В одной из этих «вторичных» областей звездообразования предполагается наличие массивного протозвездного объекта [159]. Благодаря простой форме и наличию разнообразных наблюдательных данных RCW 120 является подходящим объектом для нашего исследования.

Наблюдения RCW 120 на телескопе Spitzer были получены в ходе

выполнения обзоров GLIMPSE [127] и MIPSGAL [128] и доступны в архиве Spitzer Heritage Archive*. Наблюдения RCW 120 на телескопе Herschel описаны в работе [151] и в настоящее время доступны в научном архиве обсерватории†. Мы используем результаты наблюдений RCW 120 на длинах волн 8 мкм, 24 мкм (Spitzer) и 100 мкм (Herschel). Во всех случаях архивные данные использовались без дополнительной обработки. Используемые нами наблюдаемые карты излучения RCW 120 приведены на рис. 4.19–4.21. Поскольку яркость излучения кольца заметно варьируется по азимуту и объект имеет существенные отклонения от сферической симметрии, для анализа нами выбрано распределение интенсивности вдоль одного радиального направления, указанного на рис. 4.19–4.21 прямой линией.

4.3.2. Описание физической модели зоны НII

Для расчета физической структуры зоны НII нами используется химико-динамическая модель, подробно описанная в работе Кирсановой и др. [161]. Модель основана на программном комплексе Zeus2D [180] и позволяет отслеживать движение фронтов ионизации, диссоциации, испарения молекул, а также положение ударной волны при расширении зоны НII в окружающем молекулярном облаке. Хотя в настоящей работе мы уделяем основное внимание эволюции пыли и моделированию переноса излучения, химическая модель необходима, поскольку позволяет корректно рассчитывать охлаждение газа и самосогласованно рассматривать тепловой баланс для любого момента эволюции зоны НII.

Далее мы описываем лишь те аспекты моделирования, которые отличаются от исходной модели. Ключевое изменение связано с описанием пылинок. В химико-динамической модели, представленной в работе [161], учитывался единственный компонент пыли. В расширенной версии модели, использованной в данной работе, проводится более детальное рассмотрение: мы предполагаем, что пыль состоит из трех компонентов: большие силикатные пылинки, мелкие графитовые пылинки (very small grains, VSG) и частицы ПАУ. Параметры компонентов пыли перечислены в табл. 4.4. Предполагается, что число атомов углерода в одной мелкой графитовой пылинке $N_C^{\text{VSG}} \approx 10^4$, а в частице ПАУ — $N_C^{\text{PAH}} \approx 150$. Начальные концентрации пылинок x_{PAH} и x_{VSG} подбирались так, чтобы обеспечить коли-

*<http://sha.ipac.caltech.edu>

†http://herschel.esac.esa.int/Science_Archive.shtml

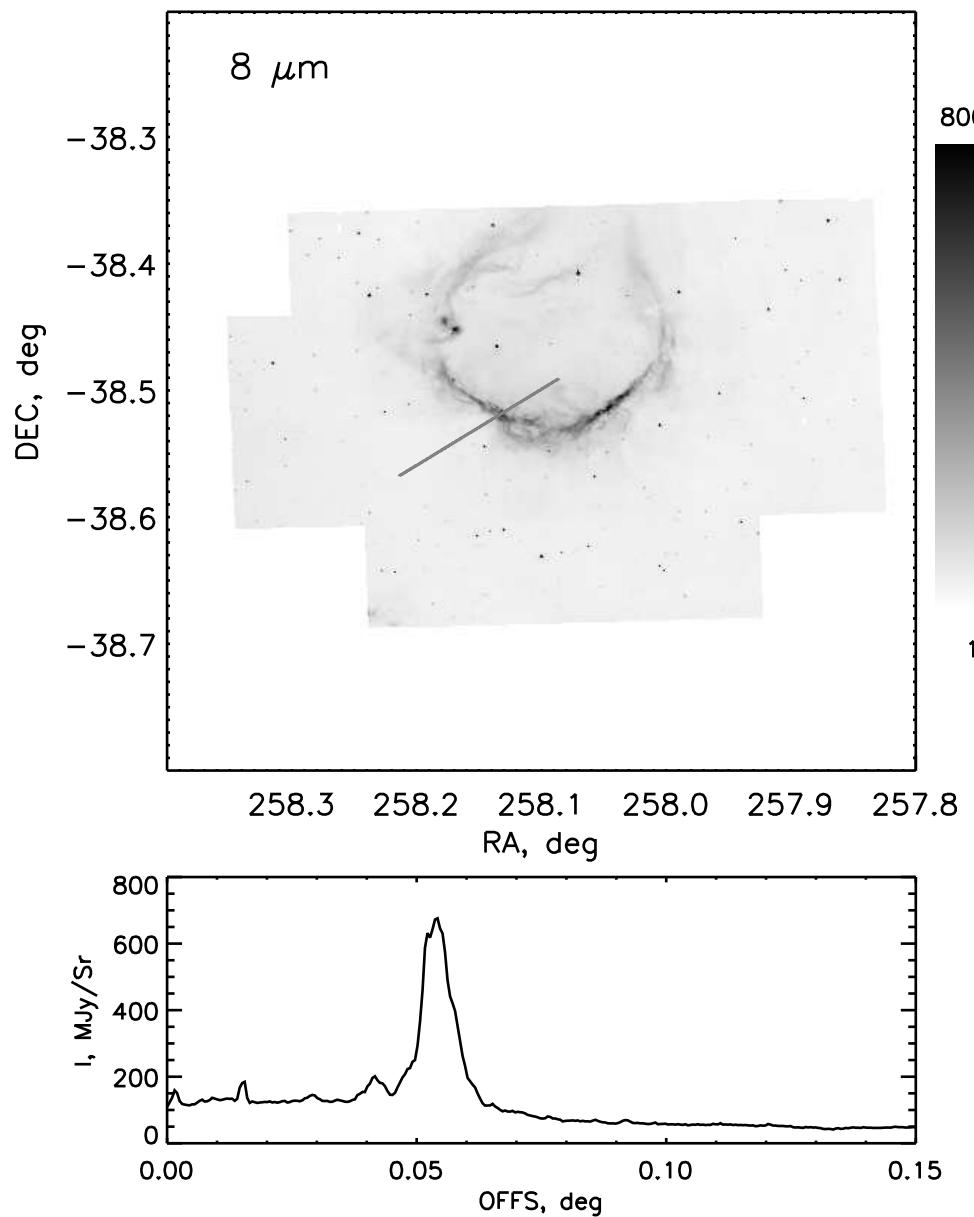


Рис. 4.19. Сверху: карта с распределением интенсивности излучения на длине волны 8 мкм для объекта RCW 120. Отрезком обозначено выделенное направление, вдоль которого строится одномерное распределение интенсивности. Верхний конец отрезка соответствует направлению на центральную звезду. Снизу: зависимость интенсивности излучения от расстояния до центральной звезды вдоль выделенного направления. Интенсивность выражена в ед. МЯн/стерад.

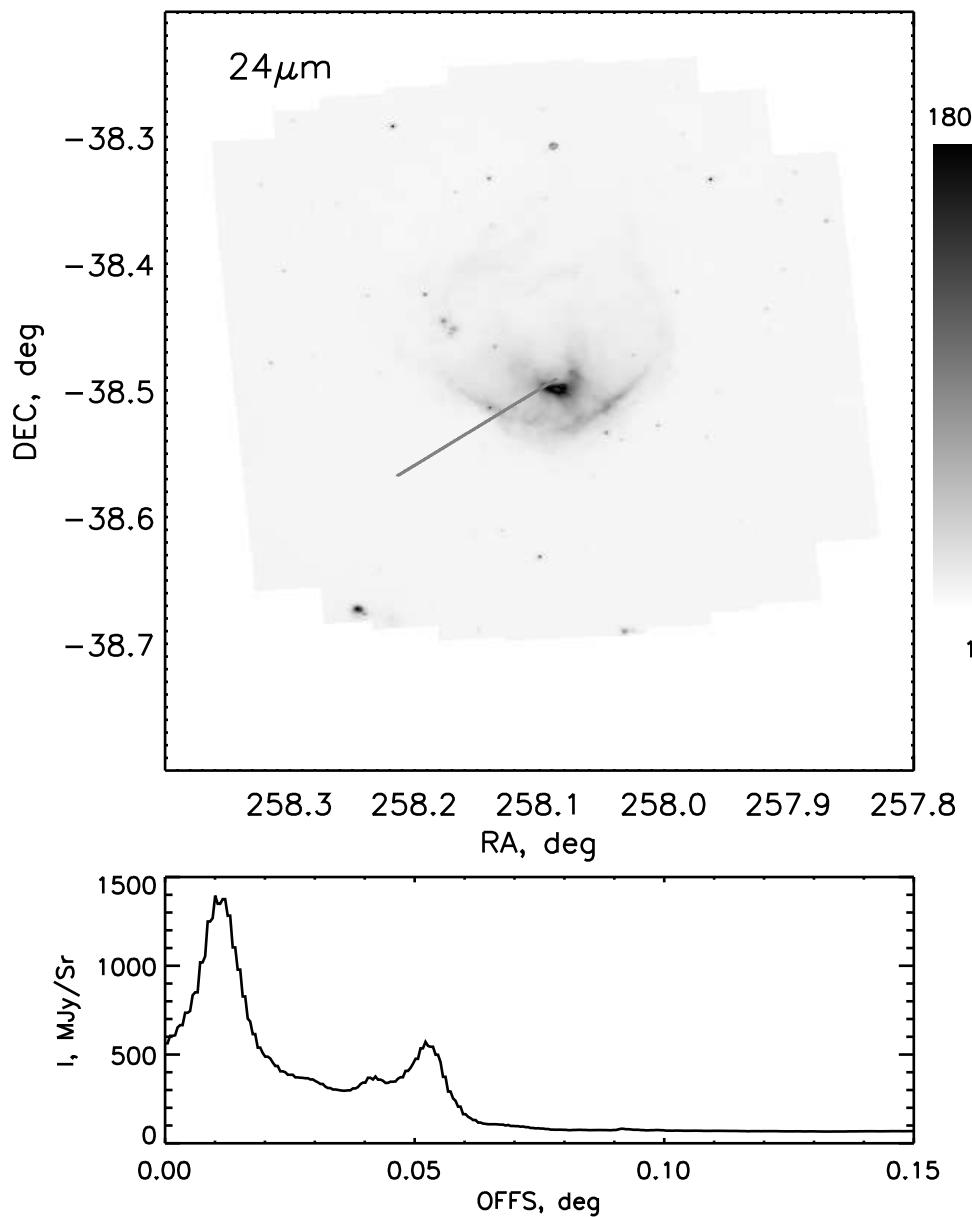


Рис. 4.20. Сверху: карта с распределением интенсивности излучения на длине волн 24 мкм для объекта RCW 120. Отрезком обозначено выделенное направление, вдоль которого строится одномерное распределение интенсивности. Верхний конец отрезка соответствует направлению на центральную звезду. Снизу: зависимость интенсивности излучения от расстояния до центральной звезды вдоль выделенного направления. Интенсивность выражена в ед. МЯн/стерад.

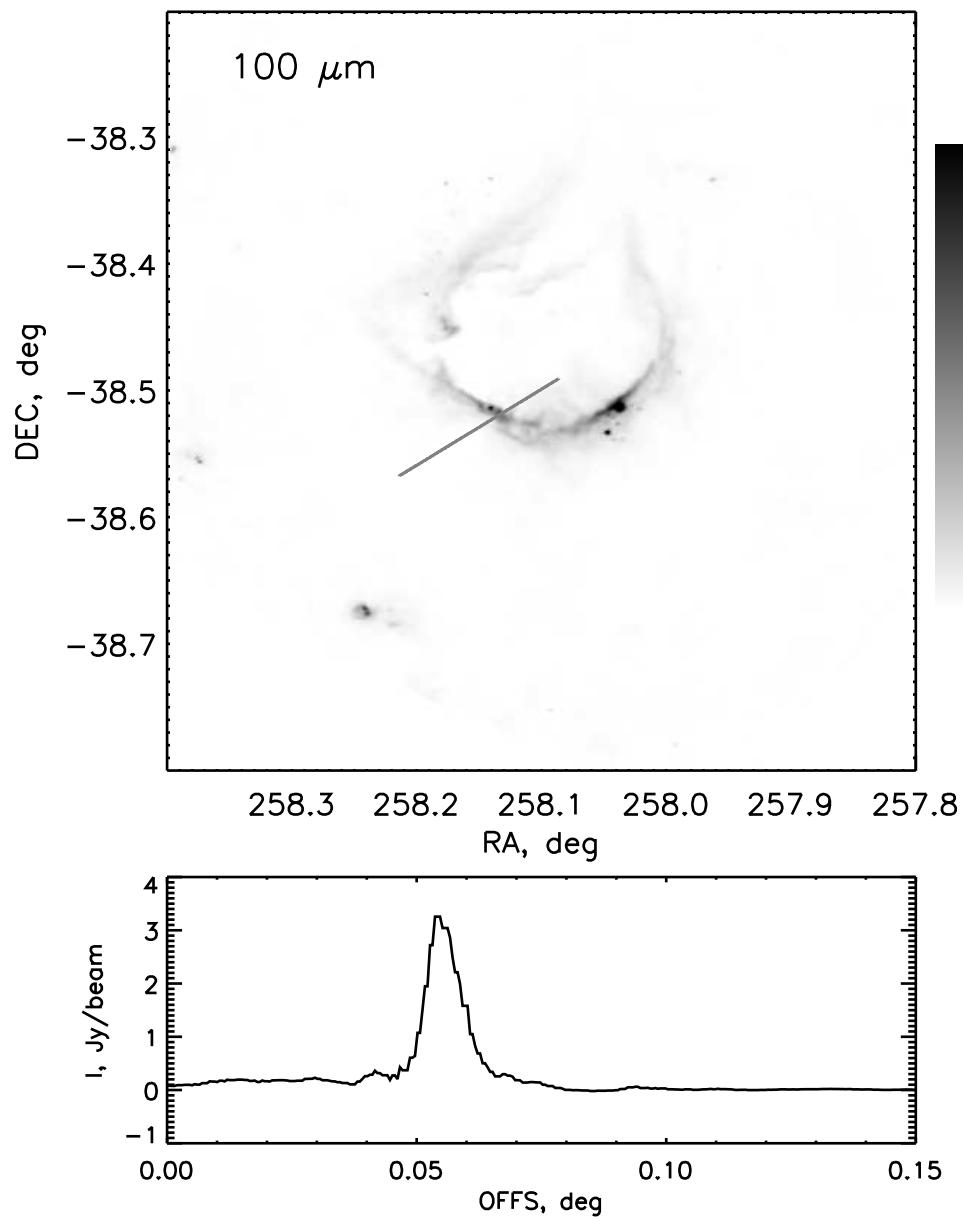


Рис. 4.21. Сверху: карта с распределением интенсивности излучения на длине волны 100 мкм для объекта RCW 120. Отрезком обозначено выделенное направление, вдоль которого строится одномерное распределение интенсивности. Верхний конец отрезка соответствует направлению на центральную звезду. Снизу: зависимость интенсивности излучения от расстояния до центральной звезды вдоль выделенного направления. Интенсивность выражена в ед. Ян/диагр.напр.

Таблица 4.4. Параметры компонентов пыли

Компонент	Радиус, см	Плотность, г см ⁻³
Силикаты	3×10^{-5}	3.50
Мелкие графитовые пылинки	3×10^{-7}	1.81
ПАУ	7×10^{-8}	2.24

чественное согласие расчетов с наблюдениями. Все типы пылинок хорошо перемешаны с газом, т. е. при расчете гидродинамики участвуют в адвекции вместе с газом.

Начальные условия для химико-динамического расчета подобраны так, чтобы соответствовать наблюдаемым параметрам RCW 120. Спектральный класс ионизующей звезды CD-38°11636 оценивается по-разному. В литературе приводятся значения O9 [163] и O6-8V/III [164]. Чтобы учесть разброс оценок спектрального класса, при моделировании мы рассмотрели два значения эффективной температуры ионизующей звезды: 30000 и 35000 К [165]. В работе [159] указана примерная оценка концентрации водорода в облаке до начала расширения RCW 120 (т. н. начальная плотность) — 1400–3000 см⁻³. В представленных моделях этот параметр варьируется. Оценка фотометрического расстояния до RCW 120 составляет $1.3^{+0.4}_{-0.4}$ кпк, а кинематическое расстояние до него — $1.8^{+0.6}_{-0.7}$ кпк [166]. В нашей работе для сравнения с наблюдениями мы используем фотометрическое расстояние 1.3 кпк. Угловой диаметр RCW 120 составляет 8' [156], чему при этом выборе расстояния соответствует линейный диаметр 3 пк.

В модели переноса излучения и при построении теоретических распределений интенсивности излучения используются следующие результаты химико-динамического расчета: концентрация атомов нейтрального водорода H и молекул H₂, ионов H⁺, электронов, частиц ПАУ, мелких графитовых и крупных силикатных пылинок, а также температура газа и средняя спектральная интенсивность излучения. Тепловое состояние мелких пылинок и частиц ПАУ не описывается обычной равновесной температурой, соответствующей среднему балансу между процессами поглощения и излучения. Их температуры определяются стохастическим нагревом и могут флюктуировать в широких пределах. В общем случае, тепловое состояние *i*-го типа пылинок описывается распределением плотности вероятности по температуре $P^i(T)$. Здесь $P^i(T)dT$ — доля пылинок *i*-го типа, имеющих температуру в диапазоне ($T, T + dT$). Для расчета распределений $P^i(T)$ и

Таблица 4.5. Модели без разрушения пыли

Модель	T_{eff} , К	n_0 , см $^{-3}$	Доля в общей массе пыли		
			Силикаты	Мелкие графиты	ПАУ
3e3-35	35×10^3	3×10^3	94.6%	3.6%	1.8%
3e3-30	30×10^3	3×10^3	90.7%	5.6%	3.7%
1e4-35	35×10^3	1×10^4	94.6%	3.6%	1.8%

распределений интенсивности излучения используется программный комплекс NATA(LY), описанный в 4.1.2. Мы исследовали два механизма стохастического нагрева пылинок: поглощение УФ-квантов и столкновение с частицами газа.

Нами рассмотрено три модели с различными значениями начальной концентрацией газа n_0 в родительском молекулярном облаке и эффективной температуре ионизующей звезды T_{eff} . В этих моделях мы предполагаем, что ни крупная пыль, ни частицы ПАУ, ни мелкие пылинки не разрушаются, а лишь движутся вместе с газом. Обозначения рассмотренных моделей без разрушения пыли приводятся в табл. 4.5. В качестве базовой рассмотрена модель, в которой $n_0 = 3000 \text{ см}^{-3}$ и $T_{\text{eff}} = 35000 \text{ K}$ (модель 3e3-35). На рис. 4.22 показаны физические свойства газа и пыли внутри области НII, в окружающем молекулярном облаке и в относительно тонком плотном переходном слое между ними для базовой модели (3e3-35). Рисунок соответствует моменту $t = 170$ тысяч лет от начала расширения области НII. В этот момент диаметр модельной области НII близок к наблюдаемому диаметру для принятого значения расстояния. Концентрация электронов также согласуется с наблюдаемым значением 86 см^{-3} [159]. На верхней панели рис. 4.22 показаны распределения плотности ионизованного, атомарного и молекулярного водорода. Из рисунка видно, что в плотном слое, который ограничивается ударным фронтом со стороны молекулярного облака и фронтом ионизации со стороны зоны НII, находится как атомарный, так и молекулярный водород. За ударной волной концентрация атомарного водорода спадает по мере удаления от зоны НII вглубь молекулярного облака. Ширина плотного слоя составляет 0.1 пк, что составляет около 10 % от размера зоны НII. Температура газа превосходит температуру крупной пыли внутри зоны НII, в плотном переходном слое и частично в молекулярном облаке. Причем различие максимально внутри зоны НII — температура газа около 10^4 K , а температура пыли не превос-

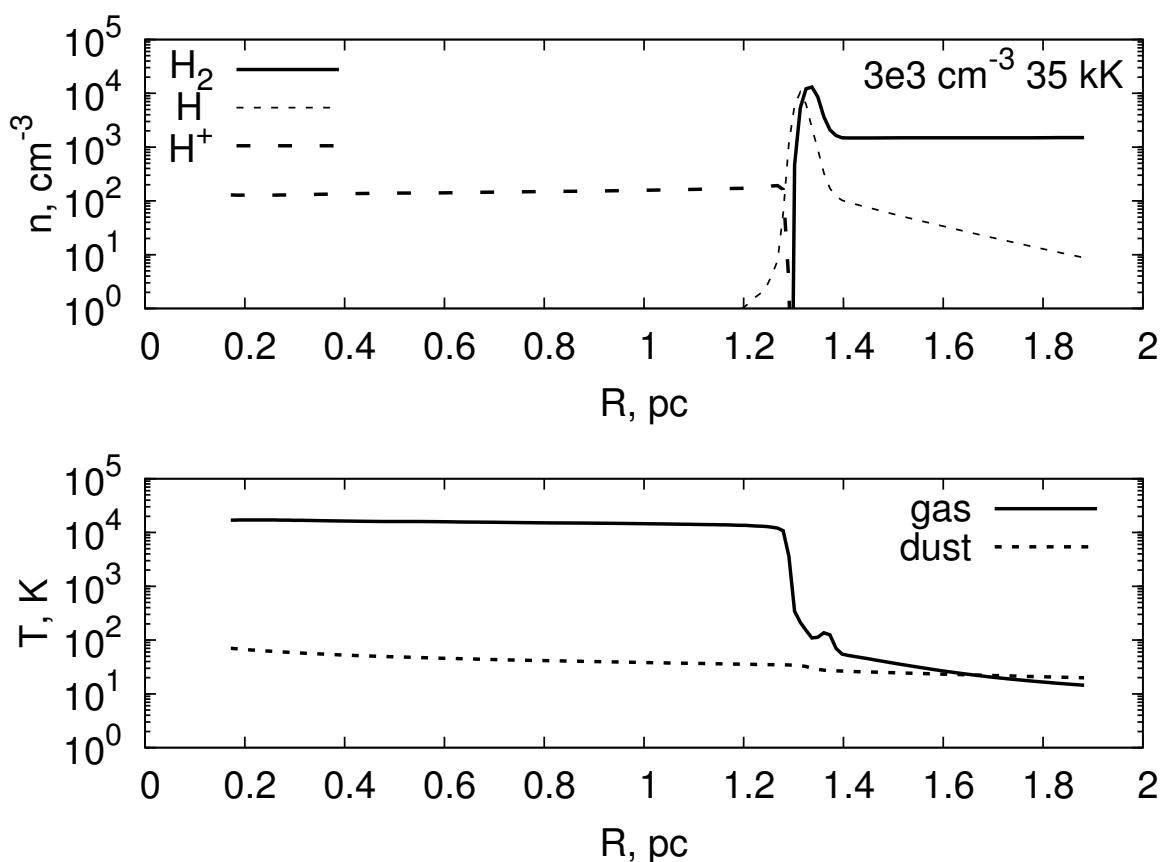


Рис. 4.22. Распределение концентрации молекулярного, атомарного и ионизованного водорода (верхняя панель), температуры газа и пыли (нижняя панель) в модели области НII с параметрами $n_0 = 3000 \text{ см}^{-3}$, $T = 35000 \text{ К}$.

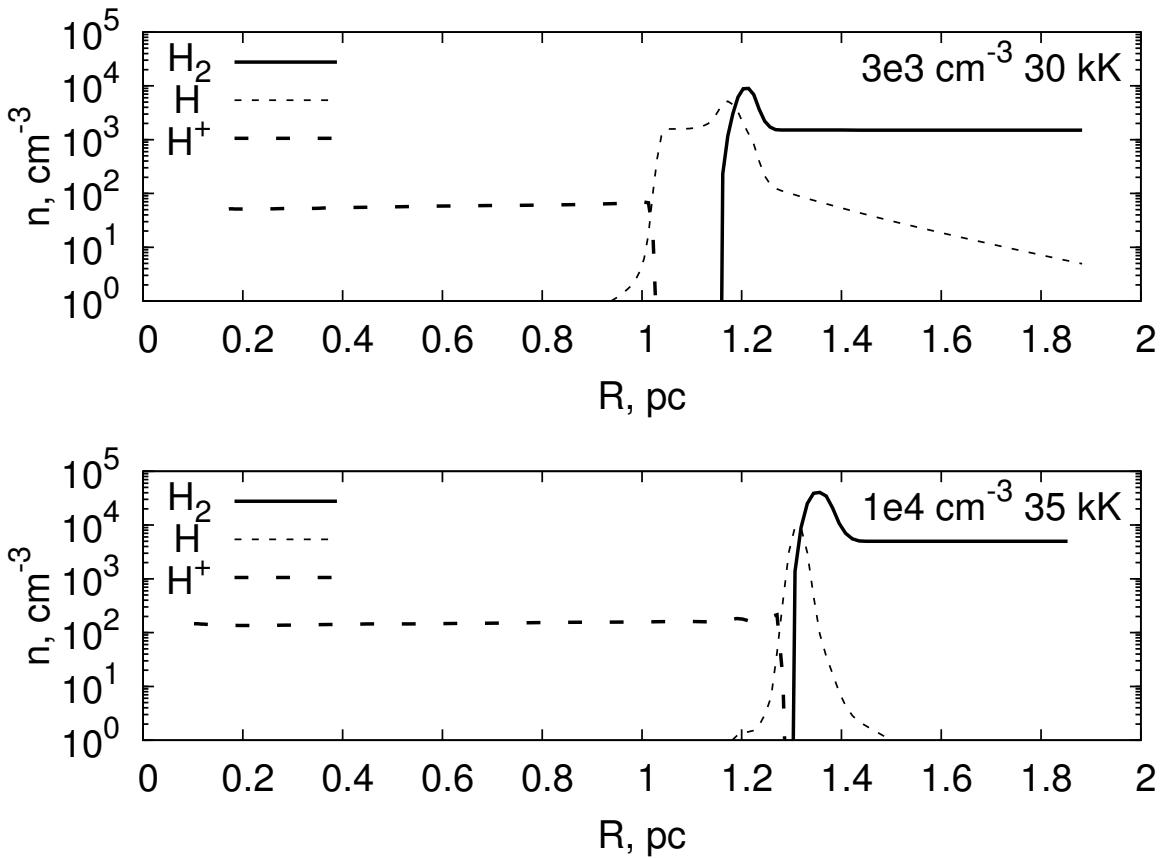


Рис. 4.23. Распределения концентрации молекулярного, атомарного и ионизованного водорода в моделях области НII с измененными значениями начальной плотности и температуры звезды.

ходит 100 К. В плотном слое происходит падение температуры газа на два порядка величины.

На рис. 4.23 показано, как меняется физическая структура области, окружающей зону НII, при изменении эффективной температуры ионизующей звезды (верхняя панель, модель Зе3-30) и начальной плотности газа (нижняя панель, модель 1e4-35). Результаты для модели Зе3-30 показаны на момент времени 280 тысяч лет с начала расширения зоны НII, для модели 1e4-35 — на момент 320 тысяч лет. В обоих случаях выбрано время, когда размер модельной зоны НII примерно соответствует наблюдаемому. Из рис. 4.23 видно, что в зоне НII вокруг звезды более позднего спектрального класса слой атомарного водорода между зоной НII и молекулярным облаком является более протяженным при одном и том же размере зоны НII. В модели Зе3-30 он шире, чем в модели Зе3-35. Ширина атомарного слоя определяется скоростью ионизации с одной стороны и скоростью диссоциации молекулярного водорода с другой. Поток УФ-излучения, ионизующего

водород, для звезды с $T_{\text{eff}} = 35 \times 10^3 \text{ K}$ в 11 раз больше, чем для звезды с $T_{\text{eff}} = 30 \times 10^3 \text{ K}$, но поток более мягкого УФ-излучения, диссоциирующего молекулярный водород, больше только в два раза.

При начальной плотности газа 10^4 см^{-3} и той же эффективной температуре звезды, что и в первой модели ($T_{\text{eff}} = 35 \times 10^3 \text{ K}$), ширина плотного слоя между зоной НII и невозмущенным молекулярным газом снова становится порядка 0.1 пк. В отличие от базовой модели основная масса плотного слоя приходится на молекулярный водород. Плотность атомарного водорода резко спадает по мере продвижения вглубь плотного слоя. Высокая начальная плотность газа в модели 1e4-35 не позволяет УФ-квантам проникать вглубь плотного слоя и приводить к диссоциации молекул водорода.

4.3.3. Вклад УФ-излучения и горячего газа в стохастический нагрев пыли

В области ионизации температура газа в модели составляет около 14 000 К. Это значительно выше, чем температура пыли ($\approx 50 \text{ K}$), вычисленная в приближении лучистого равновесия. Соответствующая внутренняя энергия ПАУ-частиц, $E \approx 3NkT \approx 1 \text{ эВ}$ (где $N \approx 100$ — характерное число атомов в частице ПАУ) сопоставима с кинетической энергией частиц газа ($\approx 1 \text{ эВ}$). Это означает, что обмен энергией между частицами газа и частицами ПАУ должен происходить в стохастическом режиме.

Чтобы проиллюстрировать вклад газа в стохастический нагрев пыли и сравнить его с нагревом от УФ-поля, приведем результаты расчетов тепловой структуры и спектров излучения для моделей, в которых учтен только первый или второй механизм. В качестве модели области НII выбрана модель 3e3-35. Зависимость нормализованной плотности вероятности $\tilde{P}(T) = P(T)/\max\{P(T)\}$ от расстояния до звезды для пылинок рассматриваемых типов показана на рис. 4.24. Оба механизма нагрева приводят к флюктуации температуры мелких пылинок и частиц ПАУ, что отражается на расплывании распределения $\tilde{P}(T)$ вдоль оси ординат. В то же время температура крупных пылинок не флюктуирует, и зависимость $\tilde{P}(T)$ вырождается в распределение температуры вдоль радиуса. В целом, в модели с УФ-нагревом пылинки имеют более высокую температуру, чем в модели со столкновительным нагревом. На рис. 4.25 показаны соответствующие

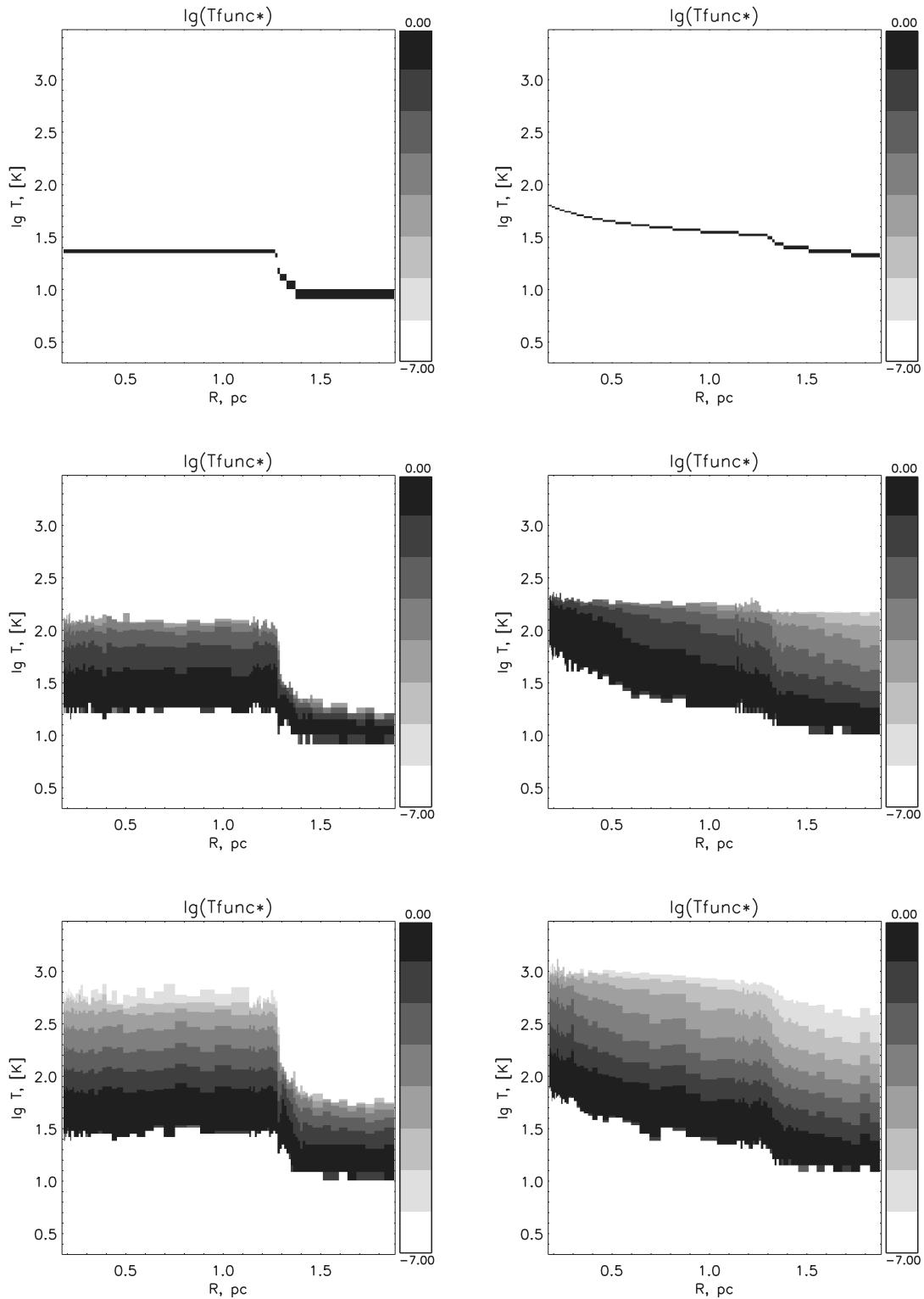


Рис. 4.24. Пространственное распределение плотности вероятности $P(T)$ для температуры пылинок разного типа. Левая колонка: при моделировании стохастического нагрева пыли учитывается только столкновение с ионами, атомами и электронами. Правая колонка: при моделировании стохастического нагрева пыли учитывается только УФ-поле. Верхняя строка: для крупных силикатных пылинок. Средняя строка: для мелких графитовых пылинок. Нижняя строка: для ПАУ-частиц.

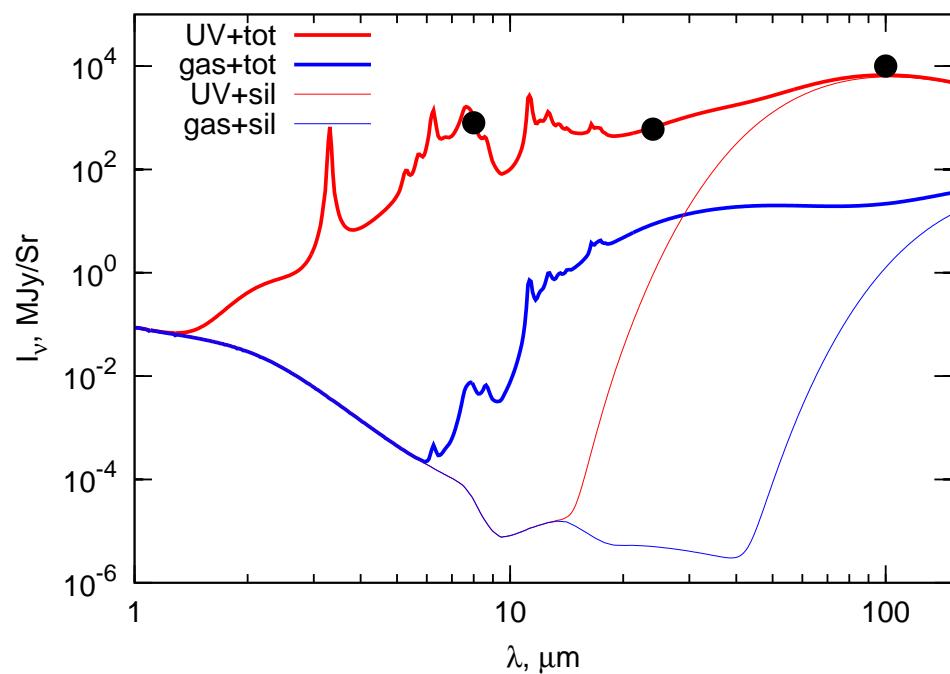


Рис. 4.25. Спектры излучения по направлению на кольцо для разных моделей нагрева пыли. Сплошные кривые: учтен нагрев пыли только УФ-полем. Штриховые кривые: пыль нагревается только за счет столкновений с атомами, ионами и электронами. Толстые линии: спектр построен с учетом всех компонентов пыли. Тонкие линии: спектр построен только с учетом больших силикатных пылинок. Точками показаны наблюдаемые интенсивности для RCW 120.

спектры излучения в направлении на кольцо излучения на длине волны 8 мкм. По всему спектру интенсивность излучения в модели с УФ-нагревом (сплошные линии) более чем на порядок превосходит интенсивность излучения в модели со столкновительным нагревом (штриховые линии). Это дает нам основания в дальнейшем не рассматривать нагрев пыли за счет обмена энергией с газом. Следует также отметить, что модель, в которую включены только большие пылинки (тонкая сплошная линия), не позволяет воспроизвести наблюдаемый спектр в ближнем ИК-диапазоне даже при учете нагрева УФ-излучением.

4.3.4. Распределение ИК-интенсивности для модели с однородным содержанием пыли

Вклад отдельных компонентов пыли в спектр излучения для модели с УФ-нагревом показан на рис. 4.26. На длинах волн $\lambda > 40$ мкм основной вклад в спектр вносит тепловое излучение крупных пылинок (штриховые линии). Мелкие графитовые пылинки определяют интенсивность излучения в диапазоне $20 \text{ мкм} < \lambda < 40 \text{ мкм}$. В интервале $1 \text{ мкм} < \lambda < 20 \text{ мкм}$ интенсивность излучения обусловлена стохастически нагреваемыми частицами ПАУ. Спектр при $\lambda < 1 \text{ мкм}$ обусловлен рассеянием межзвездного поля излучения на больших пылинках. Сплошной жирной линией показан спектр, формируемый всеми компонентами одновременно. Отметим, что в интервале $\lambda < 1 \text{ мкм}$ он лежит ниже спектра, формируемого только крупными пылинками. Это связано с тем, что включение всех пылевых компонентов приводит к более высокому поглощению на этих длинах волн, т. е. рассеянное большими пылинками излучение эффективно поглощается более мелкими пылинками, особенно, ПАУ-частицами.

На рис. 4.27 показаны радиальные распределения интенсивности излучения в трех диапазонах для моделей, перечисленных в табл. 4.5, в сравнении с результатами наблюдений. В первой строке приводятся результаты для базовой модели, в средней строке показаны распределения для модели с пониженной температурой звезды, последняя строка соответствует модели с повышенной начальной плотностью. Модель с пониженной температурой звезды (Зе3-30) хуже всего согласуется с наблюдениями. Хотя доля VSG в этой модели искусственно повышена по сравнению с двумя другими моделями, чтобы воспроизвести интенсивность излучения в кольце на

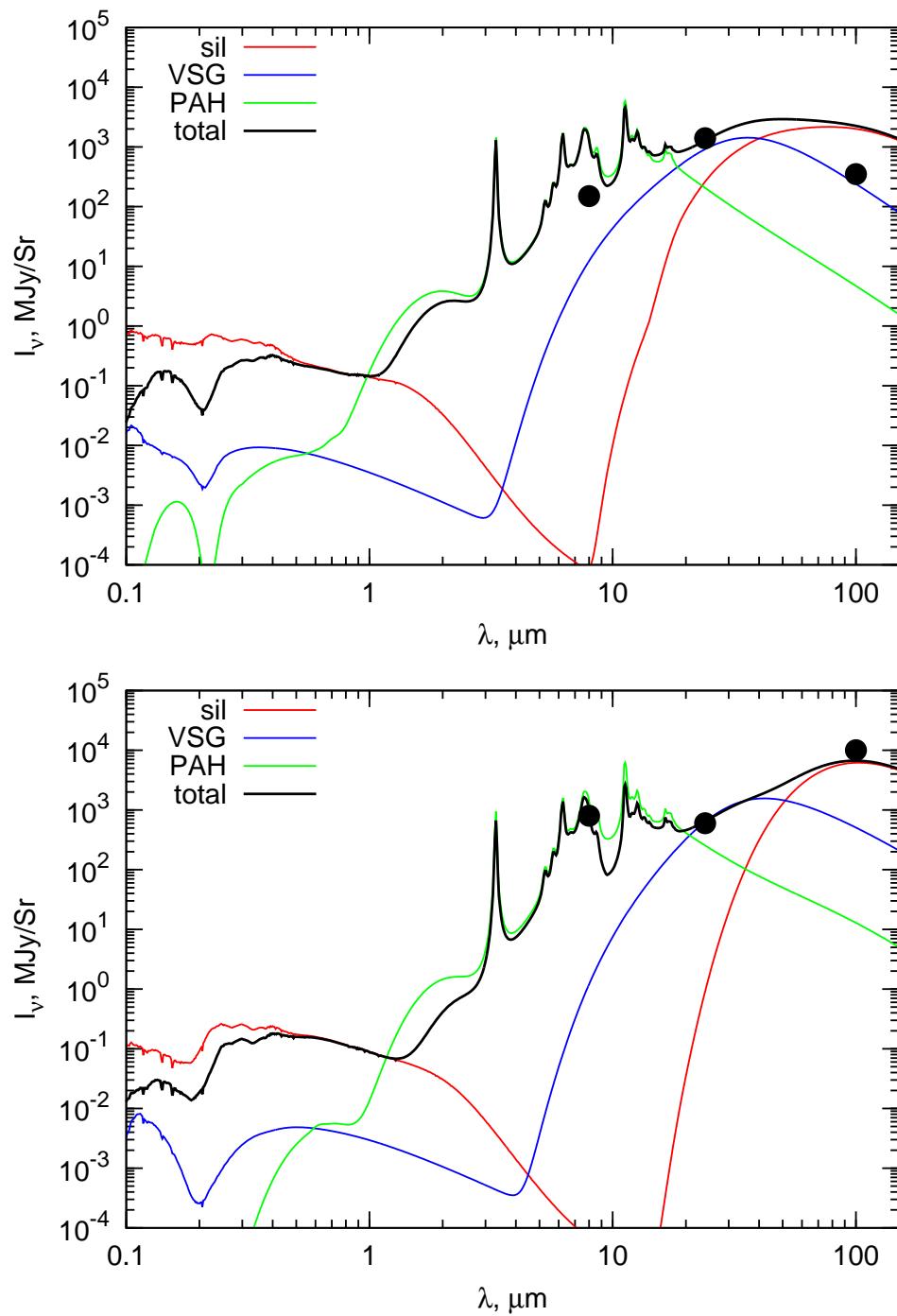


Рис. 4.26. Спектры излучения в модели с нагревом пыли УФ-полем. Верхняя панель: по направлению на центр облака. Нижняя панель: по направлению на кольцо. Разными типами линий показаны спектры, формируемые индивидуальными компонентами пыли. Сплошной жирной линией показан спектр, формируемый всеми компонентами одновременно. Точками показаны наблюдаемые интенсивности для RCW 120.

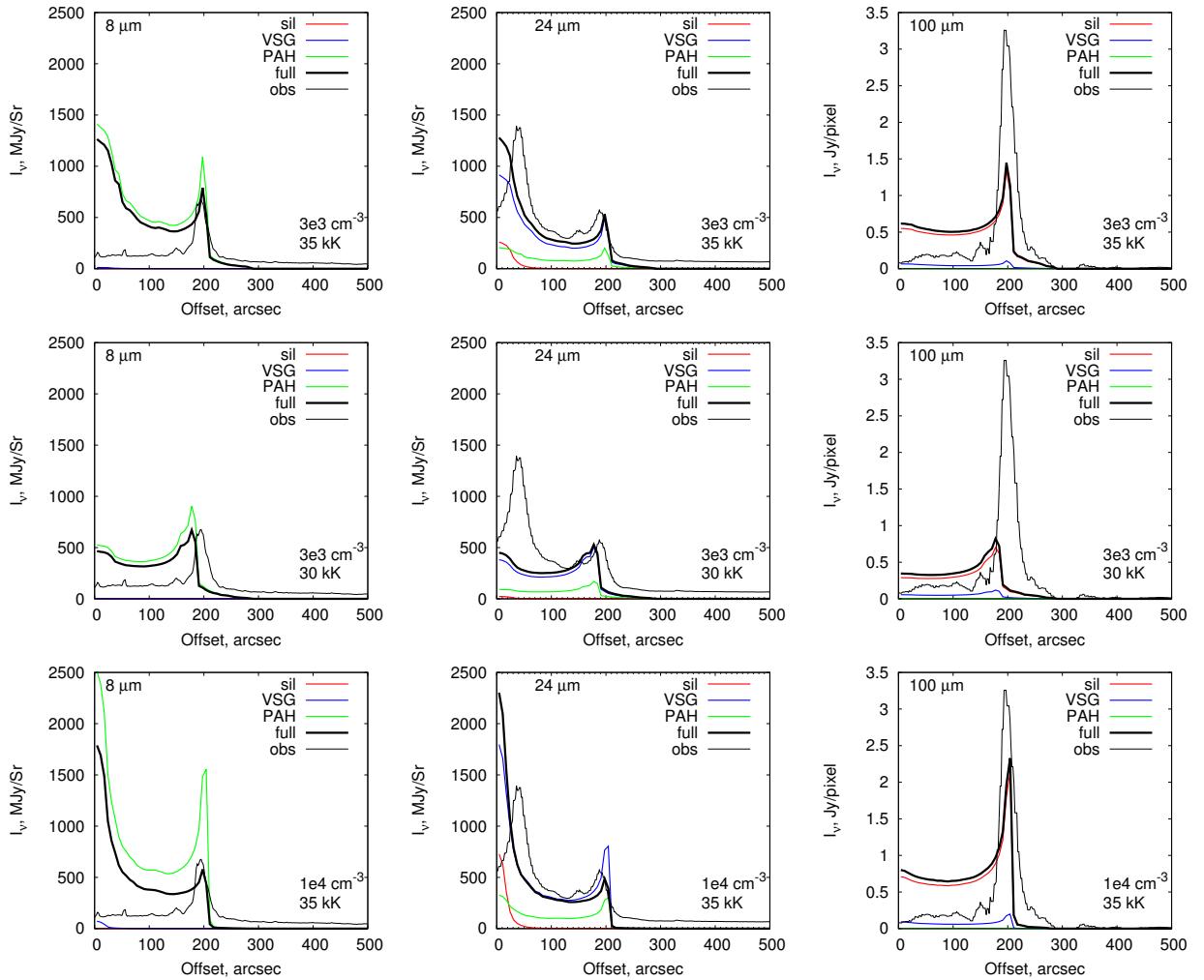


Рис. 4.27. Распределение интенсивности излучения на 8 мкм (левая колонка), 24 мкм (средняя колонка) и 100 мкм (правая колонка) для моделей с разными параметрами. Черными толстыми линиями показаны модельные профили, тонкими черными линиями — наблюдаемый профиль для RCW 120. Красными, синими и зелеными линиями показаны распределения интенсивности от индивидуальных компонентов пыли: силикатов, мелких графитов и ПАУ-частиц соответственно. Верхний, средний и нижний ряд соответствует моделям Зе3-30, Зе3-35 и 1е4-35 соответственно.

длине волны 24 мкм, она предсказывает существенно более низкую интенсивность в направлении на центр объекта, чем наблюдается в RCW 120. Недостаточна оказывается и интенсивность на 100 мкм в направлении на кольцо. При температуре звезды 30000 К как равновесный нагрев крупных пылинок, так и стохастический нагрев мелких пылинок оказываются недостаточными, чтобы обеспечить наблюдаемые потоки.

Выбор более высокой температуры звезды (на 5000 К) позволяет исправить ситуацию для потоков на 24 мкм и на 100 мкм. В моделях Зе3-35 и 1e4-35 мелкие пылинки внутри зоны НII разогреваются достаточно сильно, чтобы воспроизвести наблюдаемое повышение интенсивности на 24 мкм в направлении на центр объекта. Следует отметить, что наши расчеты предсказывают пик излучения по направлению на центр, тогда как в наблюдениях область, излучающая в максимуме на 24 мкм, имеет форму узкого полукольца с радиусом кривизны 50 угловых секунд. Не исключено, что в самой центральной области зоны НII на распределение пыли влияет не только излучение, но и звездный ветер. Поток излучения из оболочки на 100 мкм в обеих моделях недостаточен по сравнению с наблюдениями, но его можно повысить, уточнив используемую модель пыли. В данной работе мы не проводим такое уточнение, поскольку оно требует привлечения более длинноволновых данных.

Ключевой особенностью всех трех моделей является существенное расхождение с наблюдениями на длине волны 8 мкм. При равномерном распределении всех пылевых компонентов радиальный профиль интенсивности излучения ПАУ оказывается схожим с профилем излучения VSG-пылинок. В частности, во всех трех случаях мы наблюдаем повышение интенсивности в направлении на центр объекта, причем в моделях с более горячей звездой центр ярче оболочки как на 8 мкм, так и на 24 мкм. Но, если для излучения на 24 мкм такая картина согласуется с наблюдениями, то на 8 мкм никакого усиления интенсивности в центральной области зоны НII в действительности нет. Следовательно, модель с равномерным распределением всех пылевых компонентов является чрезмерно упрощенной, и необходим учет эволюции пыли. В следующем разделе мы рассматриваем влияние разрушения частиц ПАУ на наблюдаемые потоки в ближнем ИК-диапазоне.

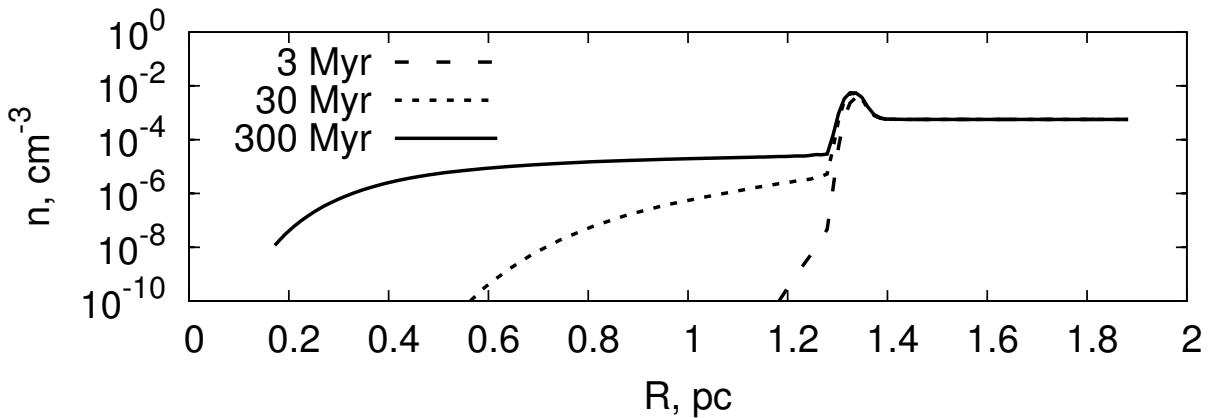


Рис. 4.28. Радиальное распределение концентрации частиц ПАУ для различных значений характерного времени разрушения τ_{PAH} . Показаны результаты для базовой модели, соответствующие возрасту зоны НII $t = 170$ тыс. лет.

4.3.5. Распределения ИК-интенсивности для модели с разрушением ПАУ

Для моделирования разрушения частиц ПАУ в представленной модели используется феноменологическое выражение:

$$\frac{\partial x_{\text{PAH}}}{\partial t} = -G \frac{x_{\text{PAH}}}{\tau_{\text{PAH}}} \quad (4.22)$$

где x_{PAH} — относительная концентрация частиц ПАУ, τ_{PAH} — характерное время разрушения ПАУ-частиц в стандартном поле УФ-излучения, G — интенсивность излучения звезды в единицах межзвездного поля излучения. Результатом разрушения частиц ПАУ являются атомы углерода, переходящие в газовую фазу. Соответственно, в химической модели в уравнение для $x_{\text{C}}^{\text{gas}}$ добавляется слагаемое $G \frac{x_{\text{PAH}}}{\tau_{\text{PAH}}} N_{\text{PAH}}$, учитывающее переход атомов углерода в газовую фазу в результате разрушения ПАУ-частиц.

На основе базовой модели нами построено три модели, в которых происходит разрушение частиц ПАУ ультрафиолетовым излучением звезды. Модели различаются характерным временем разрушения частиц ПАУ. Рассмотрено три значения τ_{PAH} : 3, 30 и 300 миллионов лет (соответствующие обозначения моделей «Зе3-35-3», «Зе3-35-30» и «Зе3-35-300»). Радиальные распределения концентрации ПАУ показаны на рис. 4.28. В модели Зе3-35-300 характерное время разрушения ПАУ в поле излучения центральной звезды $\tau_{\text{PAH}}/G \sim 1$ млн. лет превышает возраст зоны НII, соответству-

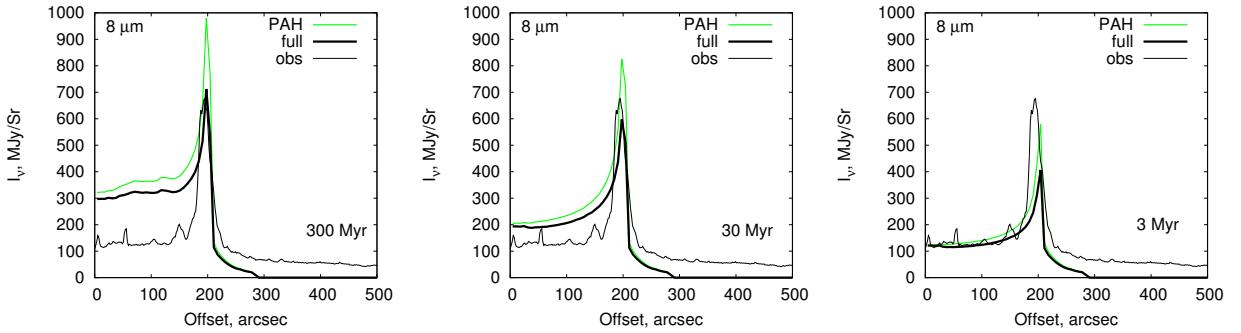


Рис. 4.29. Распределение интенсивности излучения на 8 мкм для моделей с различными характерными временами разрушения ПАУ. Жирными черными линиями показаны модельные профили, тонкими черными линиями — наблюдаемый профиль для RCW 120. Зелеными линиями показан вклад излучения ПАУ. Близость зеленой линии и черной толстой линии показывает, что на этой длине волн практически все излучение генерируется частицами ПАУ.

ящий наблюдаемому размеру объекта RCW 120 (170 тыс. лет), поэтому концентрация ПАУ отличается от результатов базовой модели без разрушения пыли лишь в самом центре зоны НII. Прочие аспекты структуры зоны НII при включении в модель разрушения частиц ПАУ практически не меняются, поэтому далее мы анализируем только теоретические радиальные профили интенсивности ИК-излучения.

На рис. 4.29 показаны радиальные профили интенсивности излучения на 8 мкм для рассмотренных моделей. Очевидно, что даже медленное разрушение ПАУ (модель Зе3-35-300), приводящее к уменьшению их концентрации только в самом центре зоны НII, решает проблему центрального пика — сравните верхнюю левую панель рис. 4.27 с крайней левой панелью рис. 4.29. Однако общий уровень излучения в центре зоны НII в этой модели оказывается слишком высоким. Модель Зе3-35-3 с максимально быстрым разрушением частиц ПАУ воспроизводит наблюдаемый поток в центре объекта, но излучение в кольце оказывается более слабым, чем наблюдаемое. В целом, из трех рассмотренных моделей с наблюдениями наилучшим образом согласуется модель с $\tau_{\text{PAH}} = 30$ млн. лет.

Форма радиального профиля интенсивности излучения в этой модели вполне соответствует теоретическим ожиданиям: большая часть излучения исходит из узкой оболочки, толщина которой не превышает 0.1 пк, однако этого излучения достаточно, чтобы обеспечить заметное превышение над фоном не только в направлении, касательном к оболочке, но и в направлении на центр объекта, где толщина оболочки минимальна.

4.3.6. Выводы по результатам моделирования ИК-излучения в областях НII

Нами исследован вопрос формирования инфракрасного излучения пыли в области ионизированного водорода. Наблюдения показывают, что в подобных объектах наблюдается пространственное разделение излучения на 8 мкм и 24 мкм. Наши расчеты показывают, что объяснить это разделение можно лишь при условии, что некоторые компоненты пыли, в частности, ПАУ, отсутствуют собственно в области ионизации водорода, будучи сосредоточенными в узкой оболочке вокруг нее. Ранее высказывались предположения, что отсутствие пыли в зоне НII может быть связано с действием давления излучения или звездного ветра. Рассмотрев в качестве примера зону НII RCW 120, мы пришли к выводу, что наблюдаемый радиальный профиль излучения на длине волны 8 мкм можно воспроизвести в предположении, что частицы ПАУ разрушаются УФ-излучением с характерным временем разрушения в стандартном межзвездном поле порядка 30 млн. лет.

Важно отметить, что наблюдаемый профиль на 24 мкм нам удается воспроизвести в предположении, что мелкие пылинки (VSG) присутствуют в зоне НII в той же пропорции, что и в неионизованном веществе, то есть, механизм, ответственный за удаление частиц ПАУ из зоны НII, не должен затрагивать более крупные частицы. Действие ветра на частицы VSG может быть заметно лишь в непосредственных окрестностях звезды, где наша модель предсказывает центральный пик в излучении на 24 мкм, тогда как на самом деле излучающая область зачастую имеет форму компактного кольца [155].

Все рассмотренные нами модели предсказывают существенное излучение на 100 мкм из зоны ионизации, тогда как в наблюдениях оно практически отсутствует. В этом диапазоне данные с телескопа Herschel дают интенсивность в направлении на внутренние области, практически неотличимую от фона. Аналогичная картина наблюдается и на больших длинах волн, доступных для наблюдений на Herschel. Геометрические соображения показывают, что эту проблему не решить предположением об отсутствии крупных пылинок в области ионизации водорода. Даже тонкая оболочка все равно обеспечивает повышенное излучение в направлении на центр объекта. Здесь возможны два объяснения. Во-первых, можно предполо-

жить, что оболочка зоны НII в случае RCW 120 имеет форму не сферы, а цилиндра, и мы наблюдаем объект в направлении оси этого цилиндра. Во-вторых, не исключено, что пониженный уровень излучения в центре RCW 120 связан с особенностями алгоритма обработки данных, используемого в научном архиве Herschel.

Данная работа представляет собой первый, но значительный шаг в решении задачи количественного объяснения распределений ИК-излучения в областях ионизованного водорода. Наиболее важными представляются следующие направления развития модели: 1) использование физической модели эволюции пыли с учетом процессов фрагментации, коагуляции, ароматизации и т.д.; 2) исследование дрейфа пыли под воздействием давления излучения и звездного ветра как факторов, ответственных за удаление пыли из центральных частей НII областей; 3) учет непрерывного распределения пылинок по размерам. Эти направления будут развиваться в наших последующих работах.

Заключение к главе 4

Данная глава посвящена моделированию переноса теплового излучения пыли в протозвездных и молодых звездных объектах. Расчет переноса излучения — важный компонент современных самосогласованных моделей окрестностей молодых звезд, в рамках которых можно не только описать физическую структуру данных объектов, но и получить теоретические карты в радио- и инфракрасном диапазоне и сопоставить их с наблюдаемыми картами. Предложен метод моделирования переноса излучения с учетом стохастического нагрева мелких пылинок и рассмотрены две астрофизические задачи. В рамках первой задачи проводится восстановление распределений плотности и температуры в наблюдаемых массивных протозвездных облаках на основе моделирования распределений интенсивности их ИК-излучения и использования эвристического алгоритма оптимизации параметров. Вторая задача посвящена объяснению и воспроизведению наблюдательных распределений интенсивности ИК-излучения в областях НII вокруг молодых звезд в рамках самосогласованного химико-динамического моделирования областей НII с детальным расчетом переноса излучения.

Глава 5. Тепловая структура эволюционирующего протозвездного облака

5.1. Многокомпонентная модель для расчета тепловой структуры протозвездного облака

Задача численного моделирования коллапса протозвездного облака является одной из классических задач в астрофизике. С первых работ Ларсона [57] на настоящий момент в этой области достигнут колоссальный прогресс. Изучена роль различных физических процессов и факторов, определяющих картину образования звезды, в частности, исследована роль вращения, магнитного поля и турбулентности. Детальный обзор результатов численного моделирования эволюции протозвездных облаков можно найти, например, в обзорах [167, 168]. В настоящее время для решения задачи гравитационного сжатия протозвездного облака активно используются трехмерные численные модели, среди которых можно выделить два подхода. Первый подход основан на гидродинамике сглаженных частиц (SPH – Smoothed Particle Hydrodynamics) [169, 170]. Второй подход подразумевает использование годуновских методов повышенного порядка точности и различные сеточные технологии: вложенные сетки (см. например [171, 172]) или локально-встраиваемые (AMR – Adaptive Mesh Refinement) сетки (например [173–175]). Однако, не потеряли свое значение также одномерные (см. например [176, 177]) и двумерные модели (например [178, 179]). Это объясняется тем, что с одной стороны такие модели являются экономичными, с другой стороны это позволяет «нагрузить» их различной физикой, учитывающей диффузионные процессы, ионизацию, процессы нагрева и охлаждения, перенос излучения, химические реакции и др.

Поскольку динамическая и тепловая эволюция протозвездного облака взаимосвязаны, для их корректного описания необходимо решать задачу переноса излучения. Методы решения уравнения переноса излучения, разработанные для стационарных задач (в том числе описанные в третьей главе данной диссертации) при их обобщении на нестационарные задачи плохо подходят для гидродинамических расчетов, поскольку являются

ся слишком медленными при использовании современной вычислительной техники. Наиболее широкое распространение для динамических задач получили методы, основанные на решении системы моментных уравнений переноса излучения. Среди таких хорошо разработанных методов следует отметить метод переменного тензора Эддингтона (VTEF — variable tensor Eddington formalism) [180], диффузионное приближение с ограничителем потока (FLD — flux limited diffusion) [181] и метод M1-замыкания [182]. В рамках этих методов удается корректно описать распространения излучения как в оптически-толстом (диффузионном), так и в оптически-тонком (потоковом) режиме.

Однако, несмотря на достигнутые успехи, многие важные составляющие теории формирования звезд до сих не разработаны. Эволюция протозвездного облака ведет к формированию компактного протозвездного ядра и образованию аккреционного диска вокруг него. Эта стадия является принципиальным и не до конца изученным этапом на пути образования будущей звезды и ее протопланетной системы. С теоретической стороны детали формирования самого диска и его взаимодействие с аккрецирующей оболочкой недостаточно изучены. Кроме того, на этом этапе могут возникать протяженные молекулярные истечения и коллимированные джеты, ответственные за вынос избытка углового момента и проявляющие себя в наблюдениях, но механизмы генерации этих истечений и струй до сих пор определенно не установлены.

С наблюдательной стороны в последнее время применение современных космических телескопов, таких как Spitzer и Herschel, и наземных интерферометров (SMA, ALMA), имеющих высокое угловое и частотное разрешение, позволило более детально изучать как ранние, так и более поздние фазы звездообразования. В частности, обнаружены и детально исследованы протопланетные диски возле молодых звезд типа Т Тельца. Однако интерпретация наблюдений на самых ранних стадиях эволюции по-прежнему сложна в связи с тем, что центральные области протозвездных облаков и протозвезды хорошо экранированы от земного наблюдателя плотной газопылевой оболочкой. Поэтому для анализа наблюдений приходится иметь дело с задачей о генерации и переносе теплового и молекулярного излучения в газопылевой среде. Это предъявляет новые, более жесткие требования к построению моделей. Численные модели должны учитывать не только основные динамические факторы, управляющие эволюцией прото-

звездных объектов, но и воспроизводить их тепловую и микрофизическую (химическую, пылевую) структуру. Такое воспроизведение необходимо для непосредственного сопоставления динамических моделей с наблюдениями в терминах распределений интенсивности излучения, спектральных карт и т.д. В настоящее время в мире ощущается острый дефицит моделей, соответствующих таким требованиям. Нашей задачей стала разработка такой модели.

Основной целью построения представленной в данной главе модели является детальный и быстрый расчет тепловой структуры при гидродинамическом моделировании эволюции протозвездных облаков. Ключевой особенностью модели является разделное описание температуры пыли и температуры газа, поскольку эти температуры могут существенно отличаться на ранних фазах эволюции облака и во внешних областях облака. Для газа и пыли рассматриваются свои механизмы нагрева и охлаждения, в то время как газ и пыль обмениваются энергией посредством столкновений. Поскольку основными источниками нагрева/охлаждения пыли является поглощение/излучение света, важной составляющей модели является метод расчета переноса излучения. Основной идеей метода расчета переноса излучения является разделение всего диапазона частот излучения на низкочастотную (инфракрасную) и высокочастотную (ультрафиолетовую) части. Высокочастотная часть представляет собой межзвездное излучение. В этой части спектра можно пренебречь собственным излучением пыли и рассматривать только поглощение (и рассеяние) внешнего излучения. Для низкочастотной части спектра необходимо рассматривать как поглощение, так и собственное тепловое излучение среды. Процесс разделения спектрального диапазона на две части позволяет использовать для каждой из них свои приближенные методы. Моделирование переноса УФ-части спектра сводится к расчету средней интенсивности УФ-излучения прямым интегрированием уравнения переноса вдоль выбранных направлений. Расчет интенсивности ИК-излучения осуществляется на базе решения системы моментных уравнений, реализующей диффузационное приближение. Таким образом, модель включает четыре взаимодействующих компонента: газ, пыль, ИК- и УФ-излучение. Результаты данной главы представлены в статьях [A27–A29].

5.1.1. Уравнения модели

Выделим подсистему уравнений для описания тепловой структуры протозвездного облака (опуская здесь слагаемые, связанные с движением и сжатием среды, т.е. предполагая на время, что облако неподвижно):

$$\frac{\partial E_g}{\partial t} = \Gamma_g - \Lambda_g - \Lambda_{gd}, \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial E_d}{\partial t} = \Gamma_d - \Lambda_d + \Lambda_{gd}, \quad (5.2)$$

где E_g и E_d — объемные плотности внутренней энергии газа и пыли, Γ_g , Γ_d — темпы нагрева газа и пыли на единицу объема, Λ_g , Λ_d — темпы охлаждения газа и пыли на единицу объема. Объемная плотность внутренней энергии определяется выражением $E_g = c_g T_g$, где $c_g = \rho C_g$ — теплоемкость газа на единицу объема, ρ — плотность газа, T_g — температура газа, а C_g — удельная теплоемкость газа. Объемная плотность внутренней энергии вычисляется с помощью выражения $E_d = c_d T_d$, $c_d = \rho_d C_d$ — теплоемкость пыли на единицу объема, ρ_d — масса пыли в единице объема, T_d — температура пыли, а C_d — удельная теплоемкость материала пылинок.

Уравнения (5.1) и (5.2) связаны между собой через темп перераспределения энергии между газом и пылью за счет столкновений молекул газа с пылинками Λ_{gd} . Темп обмена энергией между газом и пылью вычисляется по формуле (15) из работы [183]:

$$\Lambda_{gd} = \Lambda_0 T_g^{1/2} (T_g - T_d), \quad (5.3)$$

где коэффициент $\Lambda_0 = 6.32 \times 10^{-34} n^2(\text{H}_2)$, $n(\text{H}_2)$ — концентрация молекулярного водорода. В зависимости от соотношения между T_d и T_g , обмен энергией между газом и пылью может приводить как к охлаждению, так и к нагреву газа.

Величины Γ_g и Λ_g учитывают локальные процессы нагрева и охлаждения газа. Одним из основным механизмов нагрева газа, особенно в центральных плотных областях облака, является нагрев космическими лучами. В наших расчетах мы используем формулу из работы [184]:

$$\Gamma_{cr} = 10^{-27} n(\text{H}_2), \quad (5.4)$$

где $n(\text{H}_2)$ — концентрация молекулярного водорода. Отметим однако, что интенсивность потока космических лучей — довольно неопределенная величина и может варьироваться в несколько раз для различных облаков (см. например [185]). В оболочке существенным механизмом нагрева газа является фотоэлектрический эффект [186, 187], который заключается в том, что высоко-энергетичные УФ-фотоны межзвездного поля излучения выбивают электроны с поверхности пылинок. Высвобожденные электроны имеют сравнительно высокую энергию и поэтому нагревают газ. Для расчета функции нагрева фотоэффектом используется формула (42) из статьи [186]:

$$\Gamma_{\text{pe}} = 10^{-24} \epsilon_{\text{pe}} G_0 n(\text{H}), \quad (5.5)$$

где ϵ_{pe} — эффективность фотоэлектрического нагрева, $n(\text{H})$ — плотность водорода (атомарного и молекулярного), G_0 — число высоко-энергетичных фотонов ($6 \text{ eV} < h\nu < 13.6 \text{ eV}$) в рассматриваемой точке, нормализованное на среднее число высоко-энергетичных фотонов в межзвездном поле излучения (см. раздел 4.1 в статье [187]). Газ в облаке в основном охлаждается за счет излучения линий молекул и за счет столкновений молекул газа с пылинками, имеющими, как правило, более низкую температуру. Для расчета функции охлаждения на линиях молекул мы используем приближенную формулу из статьи [183]:

$$\Lambda_{\text{ml}} = \alpha \left(\frac{T_g}{10 K} \right)^\beta, \quad (5.6)$$

где T_g — температура газа, а коэффициенты α и β зависят от плотности (см. таблицу 2 в [183]). Эта формула обобщает в себе результаты моделирования переноса излучения и вычисления функций охлаждения в линиях CO, ^{13}CO , C, C⁺ и других примесных молекулах.

Основным механизмом нагрева пыли является поглощение излучения:

$$\Gamma_d = 4\pi \int_0^\infty \rho_d \kappa_\nu J_\nu d\nu, \quad (5.7)$$

где κ_ν — коэффициент поглощения пыли на единицу массы, J_ν — усред-

ненная по углу спектральная интенсивность излучения I_ν :

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_\nu d\Omega. \quad (5.8)$$

В общем случае коэффициент поглощения κ_ν сильно зависит от частоты, в то время как J_ν может сильно отличаться от функции Планка. В условиях протозвездных облаков J_ν формируется излучением с совершенно разными цветовыми температурами: тепловым излучением самого облака с температурой около 10 К и межзвездным излучением с температурой 10^4 К. Это является препятствием для использования стандартного серотельного приближения при решении уравнения переноса излучения. Разделим частотный диапазон $0 \leq \nu < \infty$ на низкочастотный (ИК) $0 \leq \nu \leq \nu_0$ и высокочастотный (УФ) $\nu_0 < \nu < \infty$ диапазоны, где ν_0 — некоторая характерная частота. Считаем, что в каждом диапазоне можно ввести усредненный по частоте коэффициент поглощения. Тогда выражение (5.7) можно записать в следующем виде:

$$\Gamma_d = c\rho_d\kappa_P E_r + S, \quad (5.9)$$

где величина

$$E_r = \frac{4\pi}{c} \int_0^{\nu_0} J_\nu d\nu \quad (5.10)$$

представляет собой плотность энергии излучения в ИК-диапазоне, κ_P — коэффициент непрозрачности, усредненный по Планку в ИК-диапазоне, величина

$$S = 4\pi\rho_d\kappa_F \int_{\nu_0}^{\infty} J_\nu d\nu \quad (5.11)$$

является функцией нагрева пыли за счет поглощения УФ-излучения, κ_F — коэффициент непрозрачности, усредненный по потоку в УФ-диапазоне. Вычисление S сводится к нахождению $J_{uv} = \int_{\nu_0}^{\infty} J_\nu d\nu$ путем усреднения интенсивностей УФ-излучения по направлениям:

$$J_{uv} = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^N \Delta\Omega_i I_{uv}(\vec{n}_i), \quad (5.12)$$

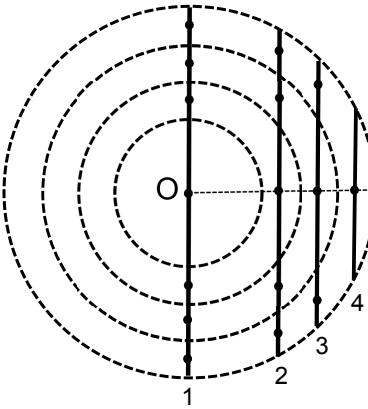


Рис. 5.1. Схема расчета средней интенсивности УФ-излучения для сферически-симметричной задачи. Показаны лучи вдоль которых проводится интегрирование уравнения переноса излучения.

где $\Delta\Omega_i$ — элемент телесного угла для i -го направления. Каждая из интенсивностей $I_{uv}(\vec{n}_i)$ находится в результате интегрирования уравнения, описывающего ослабление УФ-излучения вдоль i -го направления:

$$(\vec{n}_i \nabla) I_{uv} = -\rho_d \kappa_F I_{uv}. \quad (5.13)$$

В случае сферической симметрии расчет средней интенсивности УФ-излучения не представляет серьезных трудностей. Для этого, например, можно использовать известный метод длинных характеристик [188], в котором лучи интегрирования выбираются так, как показано на рис. 5.1. Значения интенсивностей в обозначенных точках (центрах сферических слоев) используются для вычисления средней интенсивности излучения, причем, значения интенсивностей входят в сумму для средней интенсивности с весами, соответствующими пространственным углам, под которым из заданной ячейки видны внутренние ячейки. Общее количество интегрирований в этой схеме пропорционально количеству ячеек. Для получения J можно использовать и простой приближенный метод, в котором средняя интенсивность равна интенсивности вдоль радиального направления. В таком приближенном методе средние интенсивности будут определяться за одно интегрирование. В многомерном случае, однако, вычисление J является более сложной задачей.

Охлаждение пыли происходит главным образом за счет высвечивания

теплового излучения:

$$\Lambda_d = 4\pi \int_0^\infty \rho_d \kappa_\nu B_\nu(T_d) d\nu = 4\pi \rho_d \kappa_P B(T_d), \quad (5.14)$$

где $B_\nu(T_d)$ — функция Планка для температуры пыли T_d , $B(T_d) = acT_d^4/(4\pi)$ — функция Планка, проинтегрированная по частоте, a — постоянная Стефана. При разделении спектрального диапазона на ИК- и УФ-части мы дополнительно предположили, что собственное излучение не дает вклад в функцию S . Таким образом, S полностью определяется внешним излучением и не зависит от тепловой структуры самого облака.

Для расчета энергии излучения в ИК-диапазоне используются моментные уравнения переноса излучения, усредненные по частоте. Пренебрегая в этих уравнениях производной потока излучения по времени $\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{F}_r}{\partial t}$ и используя приближение Эддингтона для связи тензора давления излучения с плотностью энергии излучения $\hat{P}_r = \frac{1}{3} \hat{I} E_r$, можно получить следующее уравнение (см. уравнение (80.20) в [189]):

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} - \nabla \left(\frac{1}{\sigma_R} \nabla E_r \right) = \sigma_P (a T_d^4 - E_r), \quad (5.15)$$

где введены обозначения: $\sigma_P = c \rho_d \kappa_P$, $\sigma_R = 3 \rho_d \kappa_R / c$, κ_R — коэффициент непрозрачности, усредненный по Росселанду. Это уравнение является нелинейным диффузионным уравнением и в том или ином виде широко используется в астрофизике для решения задач переноса излучения [190, 191]. В нашем подходе, однако, мы используем это уравнение не для всего частотного диапазона, а только для тепловой части спектра. Это делает более оправданным использование в уравнении (5.15) средних непрозрачностей, вычисляемых из предположения локального термодинамического равновесия между излучением и пылью.

Отметим, что при малых оптических толщинах коэффициент диффузии $1/\sigma_R$ становится большим, в результате чего поток излучения в методе может превысить максимально возможное физическое значение $F_r > cE_r$. В рамках теории FLD эта проблема решается путем использования вместо коэффициента σ_R специального нелинейного коэффициента, так называемого ограничителя потока [181]. В нашем методе, однако, мы не используем

этот ограничитель, предполагая, что отклонения от изотропности излучения малы (анализ этого приближения и его сравнение с FLD-приближением можно найти в нашей работе [A29]. Поскольку уравнение (5.15) включает в себя температуру пыли, оно должно решаться совместно с системой уравнений (5.1)–(5.2).

Сформулируем, наконец, общий алгоритм метода. На каждом временном шаге решаются две задачи:

1. *Перенос ультрафиолетового излучения.* Решаем уравнение переноса излучения (5.13) для определения интенсивности УФ-излучения и находим функцию нагрева S по формуле (5.12).
2. *Перенос инфракрасного излучения.* Решаем систему уравнений для совместного определения температуры газа T_g , температуры пыли T_d и энергии излучения E_r в ИК-диапазоне:

$$c_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = -\Lambda_0 \sqrt{T_g} (T_g - T_d) + \Gamma_g - \Lambda_g, \quad (5.16)$$

$$c_d \frac{\partial T_d}{\partial t} = \Lambda_0 \sqrt{T_g} (T_g - T_d) - \sigma_P (a T_d^4 - E_r) + S, \quad (5.17)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} - \nabla \left(\frac{1}{\sigma_R} \nabla E_r \right) = \sigma_P (a T_d^4 - E_r) \quad (5.18)$$

При описании динамической эволюции облака рассмотренная подсистема уравнений (5.16)–(5.17) является частью полной системы уравнений, включающей гидродинамическую модель. При учете движения среды уравнение (5.18) также должно быть модифицировано. Численное решение полной системы уравнений находится нами с помощью метода расщепления по физическим процессам, который заключается в последовательном решении газодинамической и тепловой подсистем. Более подробно вопрос расщепления будет рассмотрен в следующих разделах.

5.1.2. Усредненные коэффициенты поглощения и теплоемкость пыли

При выводе уравнений (5.17)–(5.18) мы использовали коэффициенты поглощения, усредненные по Планку κ_P и Росселанду κ_R . Они вычисляются по формулам (3.14)–(3.15). Эти непрозрачности являются функциями температуры пыли. Для вычисления нагрева пыли УФ-излучением

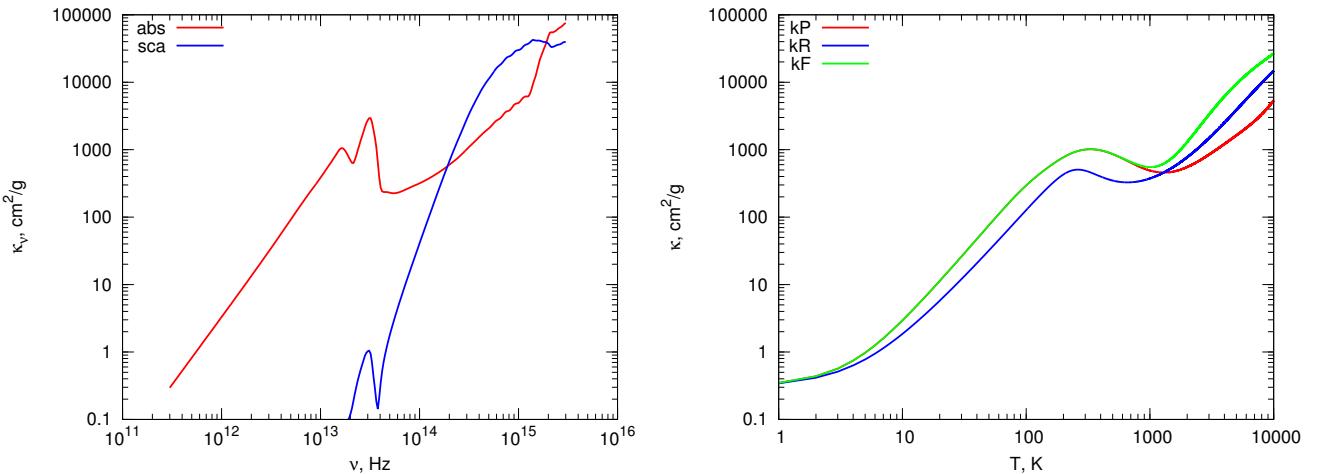


Рис. 5.2. Левая панель: зависимость коэффициента поглощения κ_ν^{abs} и коэффициента рассеяния κ_ν^{sca} от частоты. Правая панель: усредненные непрозрачности κ_P , κ_R , κ_F , как функции температуры, вычисленные по κ_ν^{abs} и κ_ν^{sca} .

был введен коэффициент поглощения, усредненный по внешнему потоку излучения. В случае дилитированного чернотельного спектра этот коэффициент вычисляется по формуле (3.8), в которой B_ν зависит от цветовой температуры внешнего излучения. Для вычисления функций $\kappa_P(T)$, $\kappa_R(T)$, $\kappa_F(T)$ мы используем коэффициенты поглощения и рассеяния, зависящие от частоты и рассчитанные на основе теории Ми для силикатных пылинок с помощью кода, предоставленного Д. Семеновым из Института астрономии им. Макса Планка в г. Гейдельберг. Соответствующие распределения κ_ν и усредненные непрозрачности приведены на рис. 5.2.

При низких температурах теплоемкость пыли также является функцией температуры. Для зависимости C_d от температуры мы используем выражение

$$\frac{C_d}{Nk} = \frac{3}{1 + \left(\frac{T_s}{T}\right)^2}, \quad (5.19)$$

где $T_s=175$ К, N — число этомов в одном грамме пыли. Это выражение является феноменологической аппроксимацией зависимости, полученной в работе [119] для силикатных пылинок с помощью теории Дебая.

5.1.3. Метод решения системы уравнений для ИК-излучения

Система уравнений (5.16)–(5.18) является нелинейной системой уравнений в частных производных диффузационного типа. Нагрев/охлаждение

газа и пыли, обмен тепловой энергией между компонентами и диффузия излучения могут происходить на существенно разных временных шкалах, что делает практически невозможным использование простых явных схем для решения соответствующих разностных уравнений. Поэтому мы используем полностью неявный метод, в котором правые части уравнений (5.16)–(5.18), а также дифференциальный оператор зависят от значений функций на новом временном слое, т.е. от T_g^{n+1} , T_d^{n+1} , E_r^{n+1} . Для решения полученной нелинейной системы разностных уравнений будем использовать итерационный метод Ньютона. Опуская индексы для текущей ячейки, запишем линеаризованную систему разностных уравнений в виде:

$$c_g \frac{T_g^{k+1} - T_g^n}{\Delta t} = -\Lambda_0 \sqrt{T_g^k} (T_g^{k+1} - T_d^{k+1}) \\ \Gamma_g^k - \Lambda_g^k \left[\beta \frac{T_g^{k+1}}{T_g^k} - (\beta - 1) \right], \quad (5.20)$$

$$c_d \frac{T_d^{k+1} - T_d^n}{\Delta t} = \Lambda_0 \sqrt{T_g^k} (T_g^{k+1} - T_d^{k+1}) \\ + \sigma_P \left\{ E_r^{k+1} - a (T_d^k)^4 \left[4 \frac{T_d^{k+1}}{T_d^k} - 3 \right] \right\} + S^n, \quad (5.21)$$

$$\frac{E_r^{k+1} - E_r^n}{\Delta t} - \hat{\Lambda} E_r^{k+1} = -\sigma_P \left\{ E_r^{k+1} - a (T_d^k)^4 \left[4 \frac{T_d^{k+1}}{T_d^k} - 3 \right] \right\} \quad (5.22)$$

При выводе этих формул для обеспечения хорошей обусловленности схемы σ_P , σ_R и c_d и \sqrt{T} не линеаризуются, но вычисляются по значениям функций на k -ой итерации. Эту систему можно переписать в более компактном виде:

$$\omega_g T_g^{k+1} = c_{gd} T_d^{k+1} + b_g, \quad (5.23)$$

$$\omega_d T_d^{k+1} = \Delta t \sigma_P E_r^{k+1} + c_{gd} T_g^{k+1} + b_d, \quad (5.24)$$

$$\left[1 + \Delta t \sigma_P - \Delta t \hat{\Lambda} \right] E_r^{k+1} = c_r T_d^{k+1} + b_r, \quad (5.25)$$

где обозначено

$$c_r = 4a (T_d^k)^3 \sigma_P \Delta t, \quad (5.26)$$

$$c_m = \Delta t \beta \Lambda_g^k / T_g^k, \quad (5.27)$$

$$c_{gd} = \Delta t \Lambda_0 \sqrt{T_g^k}, \quad (5.28)$$

$$\omega_g = c_g + c_m + c_{gd}, \quad (5.29)$$

$$\omega_d = c_d + c_r + c_{gd}, \quad (5.30)$$

$$b_r = E_r^n - \frac{3}{4} c_r T_d^k, \quad (5.31)$$

$$b_g = c_g T_g^n + \Delta t [\Gamma_g^k + (\beta - 1) \Lambda_g^k], \quad (5.32)$$

$$b_d = c_d T_d^n + \frac{3}{4} c_r T_d^k + \Delta t S^n. \quad (5.33)$$

С помощью уравнений (5.23)–(5.25) температуры пыли T_d^{k+1} и газа T_g^{k+1} можно выразить через энергию инфракрасного излучения E_r^{k+1} :

$$T_g^{k+1} = \frac{c_{gd} T_d^{k+1} + b_g}{\omega_g}, \quad (5.34)$$

$$T_d^{k+1} = \frac{\Delta t \sigma_P \omega_g E_r^{k+1} + b_g c_{gd} + b_d \omega_g}{\omega_g \omega_d - c_{gd}^2}. \quad (5.35)$$

Отметим, что эти выражения хорошо обусловлены, поскольку

$$\omega_g > 0, \quad \omega_g \omega_d - c_{gd}^2 = (c_d + c_r) \omega_g + (c_g + c_m) c_{gd} > 0.$$

Подставляя (5.35) в (5.25), получаем уравнение для энергии инфракрасного излучения E_r^{k+1} :

$$\hat{\Omega} E_r^{k+1} = U, \quad (5.36)$$

где

$$\hat{\Omega} = 1 + \Delta t \sigma_P \left(1 - \frac{c_r \omega_g}{\omega_g \omega_d - c_{gd}^2} \right) - \Delta t \hat{\Lambda}, \quad (5.37)$$

$$U = b_r + c_r \frac{b_g c_{gd} + b_d \omega_g}{\omega_g \omega_d - c_{gd}^2} \quad (5.38)$$

Особо отметим, что оператор $\hat{\Omega}$ является положительно определенным, поскольку $\hat{\Lambda} < 0$, а величина

$$1 - \frac{c_r \omega_g}{\omega_g \omega_d - c_{gd}^2} = \frac{c_d \omega_g + c_{gd} (c_g + c_m)}{\omega_g (c_d + c_r) + c_{gd} (c_g + c_m)} \quad (5.39)$$

всегда принимает положительные значения меньше единицы. Выражение (5.36) в общем случае представляет собой систему линейных уравнений для значений E_r во всех ячейках разностной сетки, поскольку $\hat{\Omega}$ содержит пространственный оператор $\hat{\Lambda}$, связывающий значения E_r в соседних ячейках. В результате решения системы уравнений (5.36) определяются значения E_r^{k+1} и находятся T_g^{k+1} и T_d^{k+1} по формулам (5.34) и (5.35). Итерации по k повторяются до их сходимости, после чего значения на $k + 1$ шаге объявляются решениями для $n + 1$ временного слоя.

Рассмотрим разностную аппроксимацию диффузационного оператора $\hat{\Lambda}$ для сферически-симметричного случая. В сферической системе координат:

$$\hat{\Lambda}E = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^2}{\sigma} \frac{\partial E}{\partial r} \right) \quad (5.40)$$

При получении разностного аналога этого выражения будем считать, что значения искомых функций определены в центрах ячеек, обозначаемых полуцелыми индексами, в то время как границы ячеек обозначаются целыми индексами. Используя метод конечных объемов для ячейки с индексом $i + 1/2$, получаем следующую аппроксимацию:

$$\hat{\Lambda}E \approx \frac{1}{R_{i+1/2}^2 \Delta r_{i+1/2}} \left(\frac{R_{i+1}^2}{\sigma_{i+1}} \frac{E_{i+3/2} - E_{i+1/2}}{\Delta r_{i+1}} - \frac{R_i^2}{\sigma_i} \frac{E_{i+1/2} - E_{i-1/2}}{\Delta r_i} \right) \quad (5.41)$$

где

$$R_{i+1/2}^2 = \frac{1}{3} (r_i^2 + r_i r_{i+1} + r_{i+1}^2) \quad (5.42)$$

$$R_i^2 = r_{i-1/2} r_{i+1/2} \quad (5.43)$$

$$R_{i+1}^2 = r_{i+1/2} r_{i+3/2} \quad (5.44)$$

$$\Delta r_i = r_{i+1/2} - r_{i-1/2} \quad (5.45)$$

$$\Delta r_{i+1/2} = r_{i+1} - r_i \quad (5.46)$$

$$\Delta r_{i+1} = r_{i+3/2} - r_{i+1/2} \quad (5.47)$$

Отметим, что такая аппроксимация является консервативной, а также удовлетворяет соотношению $\hat{\Delta}E = 0$ при $E \propto r^{-1}$ и $\sigma_R = \text{const}$. Важным моментом является способ вычисления непрозрачностей σ_i и σ_{i+1} на границах ячеек. Нами используется следующее усреднение: $\sigma_i = \sqrt{\sigma_{i+1/2}\sigma_{i-1/2}}$ и $\sigma_{i+1} = \sqrt{\sigma_{i+3/2}\sigma_{i+1/2}}$. С учетом аппроксимации диффузационного оператора для одномерного сферически-симметричного случая уравнение (5.36) можно переписать в индексной форме:

$$A_{i+1/2}E_{i-1/2} + B_{i+1/2}E_{i+1/2} + C_{i+1/2}E_{i+3/2} = U_{i+1/2}, \quad (5.48)$$

где

$$A_{i+1/2} = -\frac{R_i^2}{R_{i+1/2}^2} \frac{\Delta t}{\sigma_i \Delta r_i} \quad (5.49)$$

$$C_{i+1/2} = -\frac{R_{i+1}^2}{R_{i+1/2}^2} \frac{\Delta t}{\sigma_{i+1} \Delta r_{i+1}} \quad (5.50)$$

$$B_{i+1/2} = 1 + \Delta t \sigma_P \left(1 - \frac{c_r \omega_g}{\omega_g \omega_d - c_{gd}^2} \right) - (A_{i+1/2} + C_{i+1/2}) \quad (5.51)$$

Запишем уравнения, выражающие граничные условия для сферически-симметричной задачи. Для внутренней ячейки с индексом 1/2 имеем:

$$\hat{\Delta}E \approx \frac{1}{R_{1/2}^2} \left(\frac{R_1^2 E_{3/2} - E_{1/2}}{\sigma_1 \Delta r_1} \right) \quad (5.52)$$

Таким образом, для первой ячейки получаем уравнение:

$$B_{1/2}E_{1/2} + C_{1/2}E_{3/2} = U_{1/2}, \quad (5.53)$$

где

$$C_{1/2} = -\frac{R_1^2}{R_{1/2}^2} \frac{\Delta t}{\sigma_1 \Delta r_1} \quad (5.54)$$

$$B_{1/2} = 1 + \Delta t \sigma_P \left(1 - \frac{c_r \omega_g}{\omega_g \omega_d - c_{gd}^2} \right) - C_{1/2} \quad (5.55)$$

Для внешней границы облака предполагаем, что полный поток излучения пропорционален разности потоков собственного (исходящего из облака) и

внешнего (входящего в облако) потока, т.е.:

$$-\frac{1}{\sigma_R} \frac{\partial E}{\partial r} = c(E_r - E_{bg}) \quad (5.56)$$

Разностная аппроксимация этого уравнения дает следующее выражение:

$$A_{N+1/2}E_{N-1/2} + B_{N+1/2}E_{N+1/2} = D_{N+1/2}, \quad (5.57)$$

где

$$A_{N+1/2} = -\frac{1}{\sigma_N \Delta r_N} \quad (5.58)$$

$$B_{N+1/2} = c + \frac{1}{\sigma_N \Delta r_N} \quad (5.59)$$

$$D_{N+1/2} = cE_{bg} \quad (5.60)$$

Выражение (5.48) с граничными условиями (5.53) и (5.57) формирует систему линейных уравнений с трехдиагональной матрицей. Решение этой системы целесообразно находить с помощью метода прогонки.

Описанная здесь модель тепловой эволюции была представлена нами в работе [A28]. Спустя два года Метью Бейт, известный своими масштабными трехмерными расчетами формирования звездных кластеров (см. например [193]), и Эрик Кето (занимающийся физикой протозвездных объектов) опубликовали статью [192], где представлена модель для расчета динамической эволюции молекулярных облаков с учетом многообразия процессов, определяющих тепловую структуру облаков. Авторы [192] отмечают, что их модель близка на представленную нами в [A28], несмотря на независимую с обеих сторон разработку, и убеждены, что новая модель тепловой эволюции позволит в деталях изучать химическую эволюцию дозвездных и протозвездных объектов.

5.1.4. Задача об установлении теплового равновесия облака

В качестве пробной задачи для разработанной модели рассмотрим задачу об установлении теплового равновесия в облаке. Возьмем облако с центральной концентрацией $n(H_2) = 10^9 \text{ см}^{-3}$, радиусом плато 100 а.е. и оболочкой, в которой плотность спадает как $n \propto r^{-2}$ до значения $n(H_2) = 50 \text{ см}^{-3}$ на радиусе 8×10^4 а.е. Такое распределение плотности

близко к тому, при котором коллапсирующее маломассивное протозвездное облако становится непрозрачным к собственному излучению пыли. Облако облучается фоновым планковским излучением с температурой излучения 10^4 К и дилюцией 10^{-14} . Эффективность фотоэлектрического нагрева равна $\epsilon_{pe} = 0.05$. Зададим некоторые однородные начальные распределения T_g , T_d и T_r , не заботясь о том, насколько они реалистичны. Нас интересует, как эти распределения меняются во времени и каким будет стационарное решение. При этом мы считаем облако неподвижным, т.е. отсутствует нагрев из-за его сжатия, однако все другие тепловые процессы рассчитываются в полной мере.

На рис. 5.3 показана эволюция распределений температур и функций нагрева-охлаждения газа и пыли для следующих начальных температур: $T_g=100$ К, $T_d=150$ К, $T_r=2.73$ К. На верхней паре графиков показаны распределения в момент задания начальных условий. Видно, что функция охлаждения за счет ИК-высвечивания существенно превосходит по модулю все остальные функции, т.е. облако должно начать охлаждаться.

На момент времени 4 дня (вторая пара графиков) температура пыли значительно упала по сравнению с начальным значением. Во внешней части облака ($r > 7 \times 10^3$ а.е.) пыль приходит в равновесное состояние, нагреваясь главным образом внешним УФ-излучением и охлаждаясь за счет высвечивания в ИК-диапазоне. Во внутренних частях облака ($r < 3 \times 10^2$ а.е.) наблюдается повышение радиативной температуры и ее приближение к температуре пыли, что свидетельствует о диффузационном характере выхода ИК-излучения из внутренних областей. Температура газа практически не изменилась по сравнению с начальным значением из-за сравнительно высокой теплоемкости газа.

На момент времени 100 лет (третья пара графиков) наблюдаются изменения в распределении температуры газа. Охлаждение газа во внутренней части облака обусловлено перекачкой его тепловой энергии в энергию пыли, которая затем высвечивается ИК-излучением. О сильной тепловой связи между газом и пылью во внутренней части облака свидетельствуют также их близкие температуры. Во внешней части облака газ преимущественно охлаждается за счет излучения линий молекул, однако температура газа здесь практически не изменилась по сравнению с начальным значением.

На момент времени 1 млн. лет (нижняя пара графиков) наблюдается

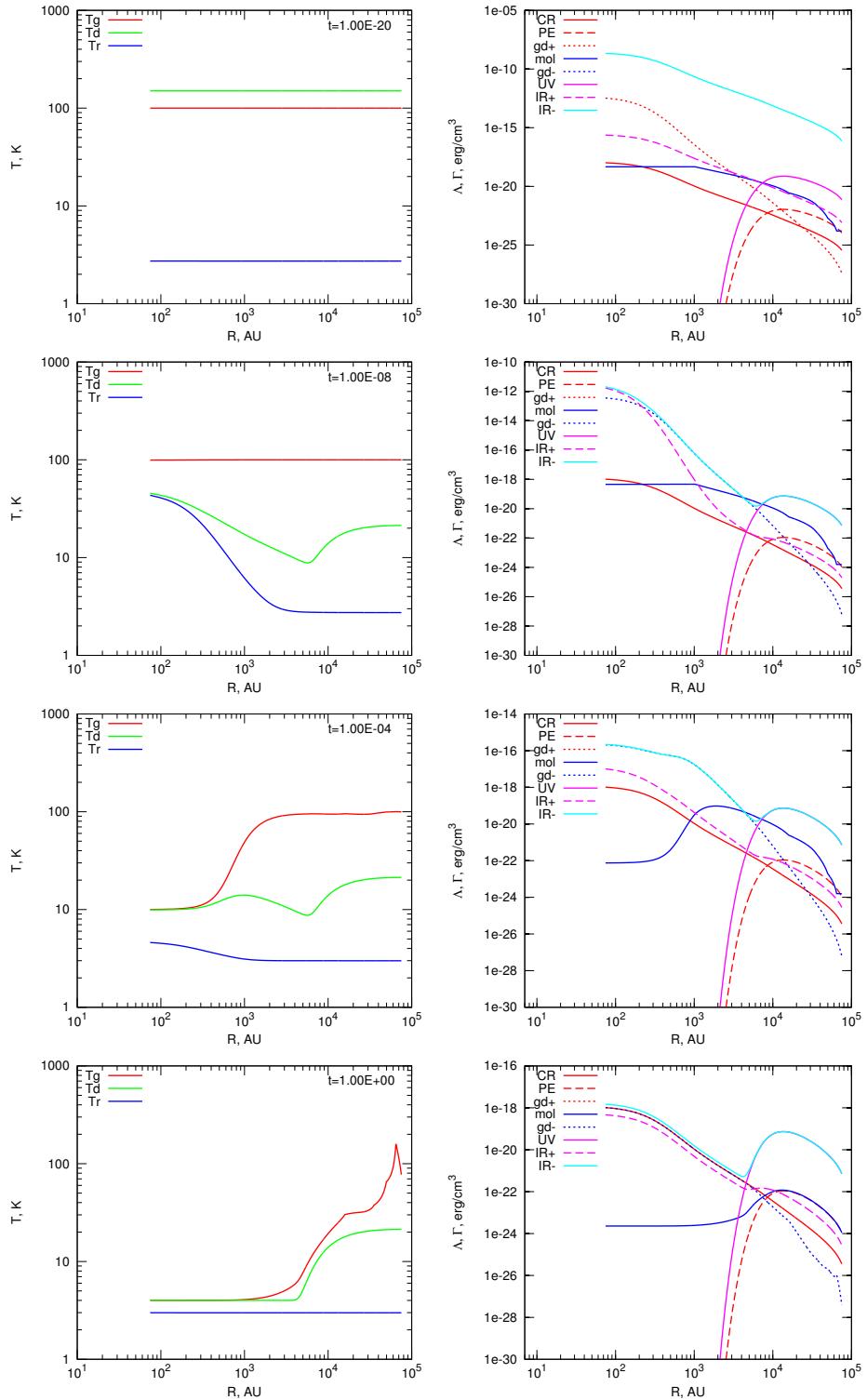


Рис. 5.3. Эволюция тепловой структуры для облака с начальными температурами $T_g=100$ К, $T_d=150$ К. Левая колонка: распределение температуры газа (« T_g »), температуры пыли (« T_d ») и температуры ИК-излучения (« T_{IR} »). В правом углу на распределениях температуры показано время в млн. лет. Правая колонка: соответствующие распределения источников нагрева и охлаждения. Подписи к распределениям: «CR» — нагрев газа космическими лучами, «PE» — нагрев газа фотоэффектом, «mol» — охлаждение газа в результате излучения молекул, «UV» — нагрев пыли УФ-излучением, «gd+» — нагрев газа пылью, «gd-» — охлаждение газа пылью, «IR+» — нагрев пыли ИК-излучением, «IR-» — охлаждение пыли в результате высвечивания ИК-излучения.

состояние теплового равновесия. Во внутренней части облака температуры пыли и газа примерно равны и составляют около 4 К. Главным источником нагрева газа во внутренних частях облака являются космические лучи, во внешних частях — фотоэлектрический нагрев. Внутри газ охлаждается за счет столкновений с пылью, снаружи — за счет излучения молекул. Немонотонный характер изменения температуры газа на краю облака (в области низких плотностей) связан с особенностями табличной функции охлаждения на линиях молекул. Температура ИК-излучения по всему объему облака близка к фоновой температуре 2.73 К.

Основной целью представленных в этом параграфе расчетов была проверка корректности и численной устойчивости разработанного метода. Результаты расчетов хорошо согласуются с теоретическими ожиданиями. Каких-либо проблем в сходимости метода не обнаружено. Сходимость наблюдается при любом выборе временного шага, причем количество итераций Ньютона, как правило, не превосходит 5–6 на один временной шаг. При выборе заведомо большого временного шага результатом работы метода является получение стационарного решения.

5.1.5. Расчет гидростатических конфигураций молекулярных облаков

Полезным практическим приложением разработанного метода является расчет равновесных конфигураций ядер молекулярных облаков. Решение такой задачи является актуальным поскольку многие наблюдаемые дозвездные ядра находятся в состоянии, близком к равновесному [55]. При анализе наблюдений дозвездных ядер и рассмотрении вопроса их гравитационной неустойчивости широко используется решение для изотермических гидростатических конфигураций, известное как сфера Боннора-Эберта [56]. Поскольку тепловая структура реальных облаков может существенно отличаться от изотермической, результаты такого анализа могут быть грубыми.

Определение равновесной структуры основано на совместном решении уравнений для тепловой структуры и уравнения гидростатического равновесия:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = -\frac{GM_r}{r^2}, \quad (5.61)$$

где M_r — масса в пределах радиуса r . Давление можно представить в виде

$p = c_s^2 \rho$, где $c_s^2 = \frac{kT}{\mu m_H}$ — изотермическая скорость звука. Таким образом, задача состоит в поиске таких распределений температуры и плотности, чтобы уравнения гидростатического и теплового равновесия удовлетворялись одновременно. Совместное решение находится нами с помощью метода простых итераций. Считая распределение $T(r)$ заданным, проводится интегрирование уравнения (5.61), начиная с заданной центральной плотности до границы облака, в результате чего находится распределение $\rho(r)$. Далее, считая заданным распределение $\rho(r)$, мы решаем задачу о тепловом равновесии и находим новое приближение для $T(r)$. Практика показала, что этот алгоритм успешно сходится за 10–12 итераций.

На рис. 5.4 приведены результаты расчетов для облаков с центральными концентрациями водорода 10^4 см^{-3} и 10^6 см^{-3} . Массы облаков для выбранных внешних радиусов составляют $12 M_\odot$. В обеих моделях температуры газа и пыли растут наружу, причем газ теплее пыли по всему объему облака. В модели с $n_0 = 10^4 \text{ см}^{-3}$ преимущественным источником нагрева газа является фотоэффект, преимущественным источником охлаждения — излучение молекул. Пыль нагревается УФ-излучением, охлаждается за счет высвечивания ИК-излучения. Тепловая связь между пылью и газом в этой модели слабая.

Соотношение между источниками нагрева-охлаждения в оболочке облака с $n_0 = 10^6 \text{ см}^{-3}$ то же, что и для предыдущей модели. Однако во внутренней области $r < 10^3 \text{ а.е.}$ основным источником нагрева газа становятся космические лучи, основным источником охлаждения — взаимодействие с пылью. Пыль во внутренней области нагревается газом, охлаждается — высвечиванием в ИК. Данный анализ показывает, что тепловая структура протозвездных облаков зависит от многих параметров: плотности потока космических лучей, параметров межзвездного поля излучения, молекулярного состава и оптических свойств пылинок. Таким образом, следует ожидать, что тепловая структура протозвездных облаков может несколько различаться, в зависимости от их расположения в Галактике.

5.2. Тепловая эволюция сферически-симметричного облака

В качестве важного астрофизического приложения разработанной тепловой модели рассмотрим задачу об эволюции протозвездного облака в сферически-симметричном приближении. Для расчета эволюции прото-

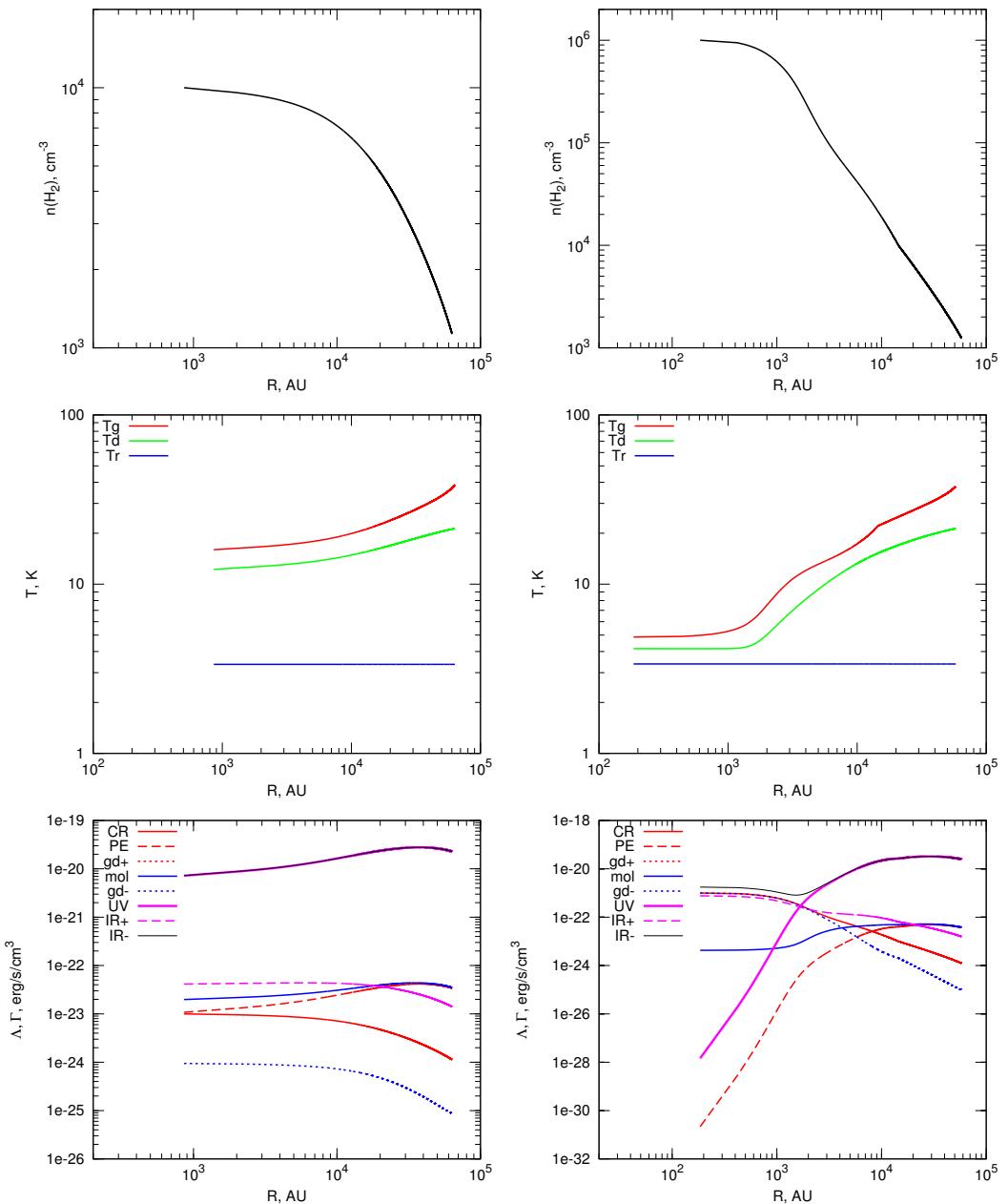


Рис. 5.4. Распределение концентрации H_2 (верхний ряд), температуры газа, пыли и ИК-излучения (средний ряд), и функций нагрева-охлаждения (нижний ряд) для моделей облаков, находящихся в гидростатическом и тепловом равновесии. Слева: модель с центральной концентрацией 10^4 см^{-3} . Справа: модель с центральной концентрацией 10^6 см^{-3} . Обозначения те же, что и на рис. 5.3.

звездного облака наряду с тепловой моделью необходима гидродинамическая модель, которая должна удовлетворять определенным требованиям, связанным со спецификой данной задачи. Во-первых, гидродинамическая модель должна учитывать, что в ходе сжатия облака плотность вещества растет на многие порядки величины, что накладывает серьезные ограничения на выбор разностной сетки. Во-вторых, гидродинамическая схема должна быть по возможности консервативной, т.е. должна обеспечивать выполнения законов сохранения массы, импульса и энергии на сеточном уровне. Это требование является важным не только для правильного описания динамики облака, но и для корректного расчета его тепловой эволюции. В-третьих, гидродинамический метод должен корректно воспроизводить важные особенности решения. В частности, при моделировании коллапса первоначально однородного облака, метод должен обеспечивать сохранение однородности во внутренних частях облака. Среди множества доступных гидродинамических методов, мы выбрали полностью консервативную неявную разностную схему в лагранжевых массовых координатах, идеи построения которой изложены в книге [194]. В ходе тестирования мы выяснили, что эта схема удовлетворяет перечисленным выше требованиям. В данном разделе приведено описание гидродинамической схемы, алгоритм объединения ее с тепловой моделью, а также представлены результаты моделирования сферически-симметричного сжатия протозвездного облака с образованием первого гидростатического ядра.

5.2.1. Объединение тепловой и гидродинамической модели

Запишем систему уравнений, описывающую динамику протозвездного облака с учетом процессов нагрева-охлаждения газа и взаимодействия с пылью. При этом считаем, что газ и пыль динамически связаны, т.е. рассматриваем их как единую газопылевую среду с плотностью ρ и скоростью \mathbf{v} , однако тепловые энергии газа и пыли рассматриваем раздельно. Уравнение непрерывности, движения и изменения тепловой энергии газа в

эйлеровых переменных имеют вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (5.62)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \nabla(\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla(p + P_r) + \rho \mathbf{g} \quad (5.63)$$

$$\frac{\partial E_g}{\partial t} + \nabla[(E_g + p)\mathbf{v}] = \Gamma_g - \Lambda_g - \Lambda_{gd}, \quad (5.64)$$

где $P_r = \frac{1}{3}E_r$ — давление излучения в приближении Эддингтона. Γ_g — функция нагрева газа, Λ_g — функция охлаждения газа, Λ_{gd} — темп обмена тепловой энергией между газом и пылью. Эта система уравнений должна быть дополнена уравнениями для тепловой энергии пыли и энергии излучения. В случае медленно движущейся среды в лабораторной системе отсчета эти уравнения можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_d}{\partial t} + \nabla(E_d \mathbf{v}) = & -\sigma_P(aT_d^4 - E_r) + \Lambda_{gd} \\ & + \frac{(2\kappa_P - \kappa_R)}{3\kappa_R} (\mathbf{v} \nabla) E_r \end{aligned} \quad (5.65)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_r}{\partial t} + \nabla(E_r \mathbf{v}) = & \nabla \left(\frac{1}{\sigma_R} \nabla E_r \right) + \sigma_P(aT_d^4 - E_r) \\ & - \frac{1}{3} \nabla(E_r \mathbf{v}) - \frac{(2\kappa_P - \kappa_R)}{3\kappa_R} (\mathbf{v} \nabla) E_r \end{aligned} \quad (5.66)$$

Подробности получения этих уравнений можно найти, например, в [191] и [A28]. Широко распространенным подходом для решения подобных систем является метод расщепления по физическим процессам. Этот подход используется и в нашей работе. В нем на каждом временном шаге исходная система уравнений разделяется на физически-различные подсистемы, которые мы условно назовем гидродинамической, конвективной и тепловой. В результате решения гидродинамической системы находятся распределения плотности, скорости и промежуточные значения температуры, изменение которой связано с адиабатическим нагревом. Решение конвективной системы дает поправки к значениям энергий, связанные с рассмотрением переноса излучения в движущейся среде. В результате решения тепловой системы находятся изменения энергий, связанные с процессами нагрева/охлаждения и диффузией излучения. В нашем случае в качестве первой подсистемы выступают уравнения (5.62) — (5.64), причем правая

часть уравнения (5.64) равна нулю. Переходя к лагранжевым переменным и пренебрегая давлением излучения (в силу его малости), запишем гидродинамическую систему в виде:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \mathbf{v} \quad (5.67)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \mathbf{g} \quad (5.68)$$

$$\rho \frac{d\varepsilon_g}{dt} = -p \nabla \mathbf{v}. \quad (5.69)$$

Эти уравнения являются классическими уравнениями газодинамики и могут быть решены с помощью современных численных методов. Для их решения мы используем полностью консервативный метод с искусственной вязкостью, описанный в следующем параграфе. Отметим далее, что $\frac{\partial E_d}{\partial t} + \nabla(E_d \mathbf{v}) = \rho_d \frac{d\varepsilon_d}{dt}$, а также $\frac{dE_r}{dt} = \frac{\partial E_r}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla E_r$, и запишем конвективную систему уравнений следующим образом:

$$\rho_d \frac{d\varepsilon_d}{dt} = \frac{(2\kappa_P - \kappa_R)}{3\kappa_R} (\mathbf{v} \nabla) E_r \quad (5.70)$$

$$\frac{dE_r}{dt} = -E_r \nabla \mathbf{v} - \frac{1}{3} \nabla(E_r \mathbf{v}) - \frac{(2\kappa_P - \kappa_R)}{3\kappa_R} (\mathbf{v} \nabla) E_r \quad (5.71)$$

В этих уравнениях распределения скорости и плотности берутся из решения гидродинамической системы, а обновленные значения E_r и ε_d могут быть найдены с помощью явного метода. Отметим, что в рассматриваемой задаче об эволюции протозвездного облака данная система уравнений может быть исключена из процедуры решения, поскольку получаемые в ней поправки к энергиям малы по сравнению с приращениями энергий от тепловой и гидродинамической систем. Наконец, тепловая система уравнений имеет вид:

$$\rho_g \frac{d\varepsilon_g}{dt} = \Gamma_g - \Lambda_g - \Lambda_{gd} \quad (5.72)$$

$$\rho_d \frac{d\varepsilon_d}{dt} = -\sigma_P(aT_d^4 - E_r) + \Lambda_{gd} \quad (5.73)$$

$$\frac{dE_r}{dt} = \nabla \left(\frac{1}{\sigma_R} \nabla E_r \right) + \sigma_P(aT_d^4 - E_r) \quad (5.74)$$

Метод решения последней системы уравнений подробно разобран в предыдущем разделе.

5.2.2. Метод решения гидродинамических уравнений

Система уравнений газодинамики в лагранжевых массовых переменных, описывающая сферически-симметричное адиабатическое сжатие облака под действием самогравитации, имеет вид [194]:

$$\frac{1}{\rho} = r^2 \frac{\partial r}{\partial q} \quad (5.75)$$

$$\frac{dr}{dt} = v \quad (5.76)$$

$$p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon \quad (5.77)$$

$$\frac{dv}{dt} = -r^2 \frac{\partial p}{\partial q} - f \frac{q}{r^2} \quad (5.78)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -p \frac{\partial}{\partial q} (r^2 v) \quad (5.79)$$

где $f = 4\pi G$, q — лагранжевая массовая координата, связанная с элементом массы сферического слоя δt соотношением: $\delta t = 4\pi\delta q$. В рассматриваемой разностной схеме скорость и координата задаются на границах, а термодинамические величины — в центрах ячеек. Границы и центры ячеек обозначаются целыми (i) и полуцелыми ($i + 1/2$) индексами соответственно. Введем функцию $\eta = 1/\rho$ и запишем следующую неявную разностную схему (опуская индекс $i + 1/2$ для центров ячеек, где возможно):

$$\eta^{n+1} = \frac{(r_{i+1}^{n+1})^3 - (r_i^{n+1})^3}{3h} \quad (5.80)$$

$$\frac{r_i^{n+1} - r_i^n}{\tau} = v_i^{n+1/2} \quad (5.81)$$

$$p^{n+1}\eta^{n+1} = (\gamma - 1)\varepsilon^{n+1} \quad (5.82)$$

$$\frac{v_i^{n+1} - v_i^n}{\tau} = -R_i^{n+1/2} \frac{p_{i+1/2}^{n+1/2} - p_{i-1/2}^{n+1/2}}{h} - f \frac{q_i}{r_i^n r_i^{n+1}} \quad (5.83)$$

$$\frac{\varepsilon^{n+1} - \varepsilon^n}{\tau} = -p^{n+1/2} \frac{R_{i+1}^{n+1/2} v_{i+1}^{n+1/2} - R_i^{n+1/2} v_i^{n+1/2}}{h}, \quad (5.84)$$

где индекс n определяет величины с предыдущего временного слоя, $n + 1$ — с текущего временного слоя, а величины с индексом $n + 1/2$ находятся

при помощи соотношений:

$$v_i^{n+1/2} = \frac{1}{2}(v_i^n + v_i^{n+1}) \quad (5.85)$$

$$p^{n+1/2} = \frac{1}{2}(p^n + p^{n+1}) \quad (5.86)$$

$$R_i^{n+1/2} = \frac{1}{3}((r_i^n)^2 + r_i^n r_i^{n+1} + (r_i^{n+1})^2) \quad (5.87)$$

Данная система уравнений является нелинейной. Для ее решения будем использовать метод Ньютона. Введем следующие функции:

$$f_{i+1/2}^{(1)} = \eta - \frac{r_{i+1}^3 - r_i^3}{3h} \quad (5.88)$$

$$f_i^{(2)} = (r_i - r_i^n) - \frac{\tau}{2}(v_i + v_i^n) \quad (5.89)$$

$$f_{i+1/2}^{(3)} = p\eta - (\gamma - 1)\varepsilon \quad (5.90)$$

$$f_i^{(4)} = (v_i - v_i^n) + \frac{\tau}{2h} R_i (p_{i+1/2} - p_{i-1/2} + p_{i+1/2}^n - p_{i-1/2}^n) + \tau f \frac{q_i}{r_i r_i^n} \quad (5.91)$$

$$f_{i+1/2}^{(5)} = (\varepsilon - \varepsilon^n) + \frac{\tau}{4h} (p + p^n) (R_{i+1}(v_{i+1} + v_{i+1}^n) - R_i(v_i + v_i^n)), \quad (5.92)$$

где $R_i = \frac{1}{3}((r_i^n)^2 + r_i^n r_i + r_i^2)$. Аргументами данной функций являются все физические величины, за исключением тех, что имеют индексы n . Линеаризация системы уравнений (5.80)–(5.84) приводит к следующим выражениям:

$$\delta\eta - a_{i+1}\delta r_{i+1} + a_i\delta r_i = -f_{i+1/2}^{(1)} \quad (5.93)$$

$$\delta r_i - b\delta v_i = -f_i^{(2)} \quad (5.94)$$

$$c_{i+1/2}^{(1)}\delta p + c_{i+1/2}^{(2)}\delta\eta - c^{(3)}\delta\varepsilon = -f_{i+1/2}^{(3)} \quad (5.95)$$

$$\delta v_i + d_i^{(1)}\delta p_{i+1/2} - d_i^{(1)}\delta p_{i-1/2} + d_i^{(2)}\delta r_i = -f_i^{(4)} \quad (5.96)$$

$$\begin{aligned} \delta\varepsilon + w_{i+1}^{(1)}\delta v_{i+1} - u_i^{(1)}\delta v_i + e_{i+1/2}^{(2)}\delta p \\ + w_{i+1}^{(3)}\delta r_{i+1} - u_i^{(3)}\delta r_i = -f_{i+1/2}^{(5)} \end{aligned} \quad (5.97)$$

где $\delta y = (y^{k+1} - y^k)$ — приращения функций после очередной итерации Ньютона, а функции в правых частях берутся от значений на k -ой итерации.

рации. Коэффициенты перед приращениями также зависят от значений функций на k -ой итерации и определяются формулами:

$$a_i = \frac{r_i^2}{h} \quad (5.98)$$

$$a_{i+1} = \frac{r_{i+1}^2}{h} \quad (5.99)$$

$$b = \frac{\tau}{2} \quad (5.100)$$

$$c_{i+1/2}^{(1)} = \eta \quad (5.101)$$

$$c_{i+1/2}^{(2)} = p \quad (5.102)$$

$$c^{(3)} = (\gamma - 1) \quad (5.103)$$

$$d_i^{(1)} = \frac{\tau}{2h} R_i \quad (5.104)$$

$$d_i^{(2)} = \frac{\tau}{6h} \left(2r_i + r_i^{(n)} \right) \left(p_{i+1/2} - p_{i-1/2} + p_{i+1/2}^n - p_{i-1/2}^n \right) \\ - \tau f \frac{q_i}{r_i^{(n)} r_i^2} \quad (5.105)$$

$$u_i^{(1)} = \frac{\tau}{4h} R_i (p + p^n)_{i+1/2} \quad (5.106)$$

$$w_{i+1}^{(1)} = \frac{\tau}{4h} R_{i+1} (p + p^n)_{i+1/2} \quad (5.107)$$

$$e_{i+1/2}^{(2)} = \frac{\tau}{4h} (R_{i+1}(v_{i+1} + v_{i+1}^n) - R_i(v_i + v_i^n)) \quad (5.108)$$

$$u_i^{(3)} = \frac{\tau}{4h} (p + p^n)_{i+1/2} (2r_i + r_i^{(n)}) (v_i + v_i^n) \quad (5.109)$$

$$w_{i+1}^{(3)} = \frac{\tau}{4h} (p + p^n)_{i+1/2} \left(2r_{i+1} + r_{i+1}^{(n)} \right) (v_{i+1} + v_{i+1}^n) \quad (5.110)$$

Из этой системы уравнений получим одно уравнение для приращений скорости. Для этого последовательно выразим все величины через δv . Из уравнения (5.94) получаем:

$$\delta r_i = b \delta v_i - f_i^{(2)} \quad (5.111)$$

Подставляя это уравнение в уравнение (5.93), получаем:

$$\delta \eta = \tilde{a}_{i+1} \delta v_{i+1} - \tilde{a}_i \delta v_i + g_{i+1/2}^{(1)}, \quad (5.112)$$

где

$$\tilde{a}_i = ba_i \quad (5.113)$$

$$\tilde{a}_{i+1} = ba_{i+1} \quad (5.114)$$

$$g_{i+1/2}^{(1)} = -f_{i+1/2}^{(1)} - a_{i+1}f_{i+1}^{(2)} + a_i f_i^{(2)} \quad (5.115)$$

Подставляя уравнение (5.111) в уравнение (5.96), получаем:

$$d_i^{(0)}\delta v_i + d_i^{(1)}\delta p_{i+1/2} - d_i^{(1)}\delta p_{i-1/2} = g_i^{(4)}, \quad (5.116)$$

где

$$d_i^{(0)} = 1 + bd_i^{(2)} \quad (5.117)$$

$$g_i^{(4)} = -f_i^{(4)} + d_i^{(2)}f_i^{(2)} \quad (5.118)$$

Умножим уравнение (5.97) на $c^{(3)}$, сложим с уравнением (5.95) и подставим в него выражение (5.111) и (5.112). В результате получаем:

$$s_{i+1}\delta v_{i+1} - z_i\delta v_i + y_{i+1/2}\delta p = g_{i+1/2}^{(5)}, \quad (5.119)$$

где

$$s_{i+1} = c^{(3)}w_{i+1}^{(1)} + c^{(3)}w_{i+1}^{(3)}b + c_{i+1/2}^{(2)}\tilde{a}_{i+1} \quad (5.120)$$

$$z_i = c^{(3)}u_i^{(1)} + c^{(3)}u_i^{(3)}b + c_{i+1/2}^{(2)}\tilde{a}_i \quad (5.121)$$

$$y_{i+1/2} = c^{(3)}e_{i+1/2}^{(2)} + c_{i+1/2}^{(1)} \quad (5.122)$$

$$g_{i+1/2}^{(5)} = -c^{(3)}f_{i+1/2}^{(5)} - f_{i+1/2}^{(3)} + c^{(3)}w_{i+1}^{(3)}f_{i+1}^{(2)} - c^{(3)}u_i^{(3)}f_i^{(2)} - c_{i+1/2}^{(2)}g_{i+1/2}^{(1)} \quad (5.123)$$

Объединяя уравнения (5.116) и (5.119), получаем уравнение для приращений скорости:

$$A_i\delta v_{i-1} + B_i\delta v_i + C_i\delta v_{i+1} = D_i, \quad (5.124)$$

где

$$A_i = -d_i^{(1)} \frac{z_{i-1}}{y_{i-1/2}} \quad (5.125)$$

$$B_i = d_i^{(0)} + d_i^{(1)} \frac{z_i}{y_{i+1/2}} + d_i^{(1)} \frac{s_i}{y_{i-1/2}} \quad (5.126)$$

$$C_i = -d_i^{(1)} \frac{s_{i+1}}{y_{i+1/2}} \quad (5.127)$$

$$D_i = g_i^{(4)} + d_i^{(1)} \frac{g_{i-1/2}^{(5)}}{y_{i-1/2}} - d_i^{(1)} \frac{g_{i+1/2}^{(5)}}{y_{i+1/2}} \quad (5.128)$$

Запишем уравнения, выражающие граничные условия. На внутренней границе $r_0 = 0$ и $v_0 = 0$, и $\delta v_0 = 0$. Таким образом, можно записать:

$$B_0 \delta v_0 + C_0 \delta v_1 = D_0, \quad (5.129)$$

где

$$B_0 = 1 \quad (5.130)$$

$$C_0 = 0 \quad (5.131)$$

$$D_0 = 0 \quad (5.132)$$

Для внешней границы можно использовать разные граничные условия, в зависимости от конкретной рассматриваемой задачи. Рассмотрим граничные условия, удовлетворяющие уравнению $\frac{d\varepsilon}{dt} = 0$. Согласно уравнению (5.84) это условие эквивалентно следующему выражению: $R_N^{(n+1)} v_N^{(n+1)} = R_{N-1}^{(n+1)} v_{N-1}^{(n+1)}$. После линеаризации данного выражения и подстановки в него уравнения (5.111) получаем:

$$A_N \delta v_{N-1} + B_N \delta v_N = D_N, \quad (5.133)$$

где

$$A_N = -R_{N-1} - \frac{bv_{N-1}}{3} \left(r_{N-1}^{(n)} + 2r_{N-1} \right) \quad (5.134)$$

$$B_N = R_N + \frac{bv_N}{3} \left(r_N^{(n)} + 2r_N \right) \quad (5.135)$$

$$\begin{aligned} D_N = & -R_N v_N + R_{N-1} v_{N-1} + \frac{f_N^{(2)} v_N}{3} \left(r_N^{(n)} + 2r_N \right) \\ & - \frac{f_{N-1}^{(2)} v_{N-1}}{3} \left(r_{N-1}^{(n)} + 2r_{N-1} \right) \end{aligned} \quad (5.136)$$

Система уравнений (5.124) вместе с граничными уравнениями (5.129) и (5.133) формирует систему линейных уравнений с трехдиагональной матрицей. Решение этой системы может быть получено методом прогонки. В качестве примера на рис. 5.5 показаны результаты моделирования адиабатического сжатия облака с массой $10 M_\odot$, начальной концентрацией $n(H_2)=10^3 \text{ см}^{-3}$ и температурой $T = 2.73 \text{ K}$.

При возникновении ударных волн описанная выше схема приводит к осцилляциям на фронте волны и разрушению решения. Именно такая ситуация возникает в рассмотренном примере, см. рис. 5.5. В ходе адиабатического сжатия формируется гидростатическое ядро, на границе которого возникают осцилляции. Для подавления этого эффекта вместо давления p в уравнениях (5.78) и (5.79) используют обобщенное давление $P = p + \Pi$, где Π — искусственная вязкость. Рассмотрим модификацию разностной схемы в случае когда Π задается в виде:

$$\Pi = \begin{cases} -\mu \rho \frac{dv}{dr}, & \text{если } dv/dr < 0 \\ 0, & \text{если } dv/dr > 0. \end{cases} \quad (5.137)$$

Такое выражение для искусственной вязкости хорошо тем, что при сжатии однородного облака (в этом случае сжатие должно удовлетворять закону Хаббла: $dv/dr=\text{const}$) Π будет постоянна в зоне однородности, т.е. однородность будет сохраняться. Соответствующая разностная аппроксимация:

$$\Pi_{i+1/2} = -\frac{\mu}{\eta_{i+1/2}} \frac{(v_{i+1} - v_i)}{(r_{i+1} - r_i)}. \quad (5.138)$$

Для обеспечения лучшей устойчивости схемы будем использовать неявную

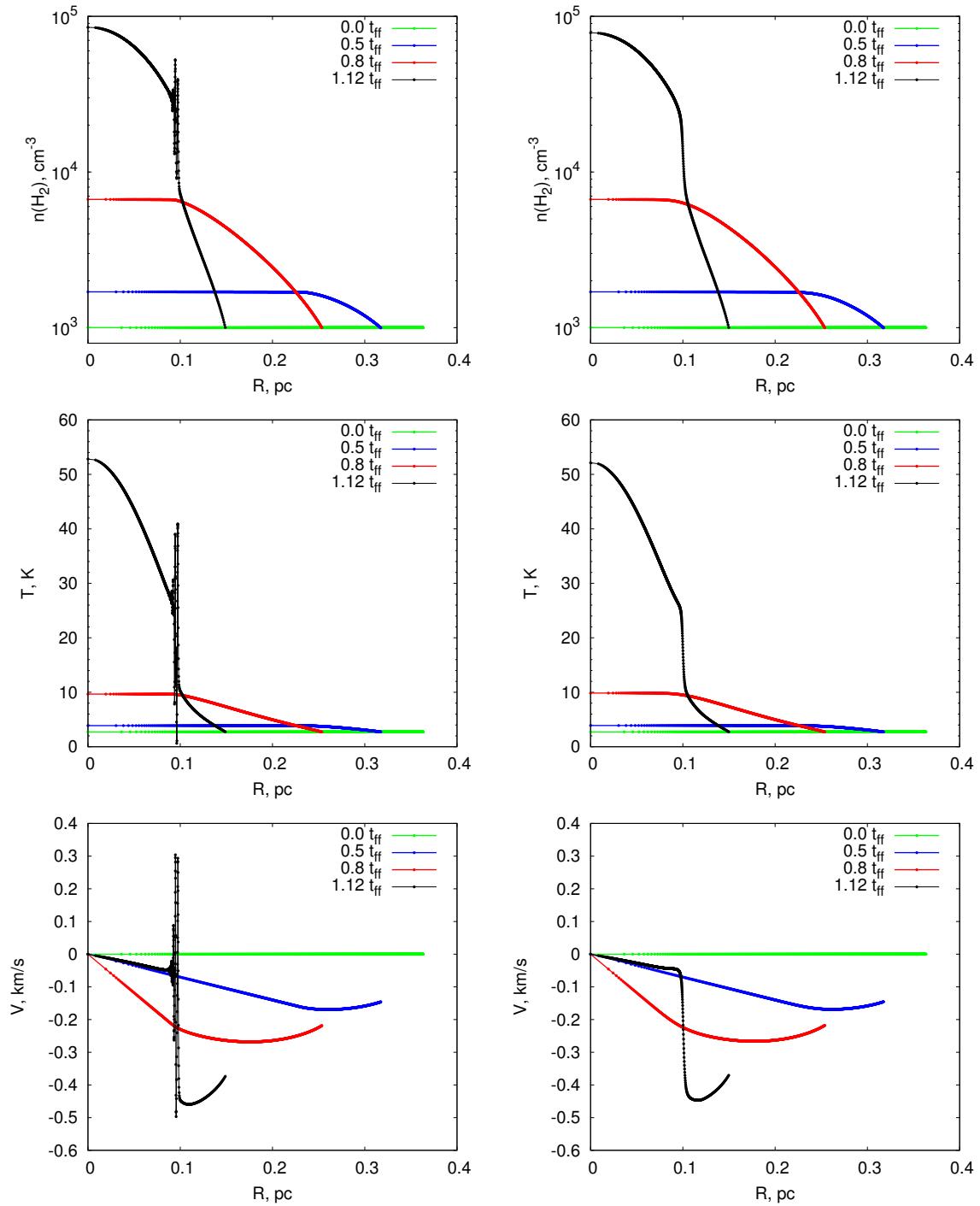


Рис. 5.5. Распределение концентрации H_2 (верхний ряд), температуры (средний ряд) и скорости (нижний ряд) для модели коллапсирующего адиабатического облака. Левая колонка: базовая схема. Правая колонка: схема с искусственной вязкостью.

аппроксимацию искусственной вязкости в виде $\Pi^{n+1/2} = \frac{1}{2}(\Pi^n + \Pi^{n+1})$. Вместо уравнения (5.116) мы получаем следующее уравнение:

$$\begin{aligned} d_i^{(0)}\delta v_i + d_i^{(1)}\delta p_{i+1/2} - d_i^{(1)}\delta p_{i-1/2} + d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial \eta_{i+1/2}}\delta \eta_{i+1/2} \\ + d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial v_{i+1}}\delta v_{i+1} + d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial v_i}\delta v_i + d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial r_{i+1}}\delta r_{i+1} \\ + d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial r_i}\delta r_i - d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i-1/2}}{\partial \eta_{i-1/2}}\delta \eta_{i-1/2} - d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i-1/2}}{\partial v_i}\delta v_i \\ - d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i-1/2}}{\partial v_{i-1}}\delta v_{i-1} - d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i-1/2}}{\partial r_i}\delta r_i - d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i-1/2}}{\partial r_{i-1}}\delta r_{i-1} = g_i^{(4)}. \end{aligned} \quad (5.139)$$

Используя уравнение (5.112), получаем:

$$\begin{aligned} m_i\delta v_{i-1} + (k_i + d_i^{(0)})\delta v_i + l_i\delta v_{i+1} \\ + d_i^{(1)}\delta p_{i+1/2} - d_i^{(1)}\delta p_{i-1/2} = \tilde{g}_i^{(4)}, \end{aligned} \quad (5.140)$$

где

$$m_i = -d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i-1/2}}{\partial v_{i-1}} + \tilde{a}_{i-1}d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i-1/2}}{\partial \eta_{i-1/2}} - bd_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i-1/2}}{\partial r_{i-1}} \quad (5.141)$$

$$\begin{aligned} k_i = d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial v_i} - d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i-1/2}}{\partial v_i} - \tilde{a}_i d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial \eta_{i+1/2}} \\ - \tilde{a}_i d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i-1/2}}{\partial \eta_{i-1/2}} + bd_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial r_i} - bd_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i-1/2}}{\partial r_i} \end{aligned} \quad (5.142)$$

$$l_i = d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial v_{i+1}} + \tilde{a}_{i+1}d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial \eta_{i+1/2}} + bd_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial r_{i+1}} \quad (5.143)$$

$$\begin{aligned} \tilde{g}_i^{(4)} = & g_i^{(4)} - d_i^{(1)}g_{i+1/2}^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial \eta_{i+1/2}} + d_i^{(1)}g_{i-1/2}^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i-1/2}}{\partial \eta_{i-1/2}} \\ & - f_{i-1}^{(2)}d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i-1/2}}{\partial r_{i-1}} + f_i^{(2)}d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial r_i} \\ & - f_i^{(2)}d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i-1/2}}{\partial r_i} + f_{i+1}^{(2)}d_i^{(1)}\frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial r_{i+1}}. \end{aligned} \quad (5.144)$$

При добавлении искусственной вязкости уравнение (5.119) преобразуется в уравнение:

$$\tilde{s}_{i+1}\delta v_{i+1} - \tilde{z}_i\delta v_i + y_{i+1/2}\delta p = \tilde{g}_{i+1/2}^{(5)}, \quad (5.145)$$

где

$$\begin{aligned}\tilde{s}_{i+1} = & s_{i+1} + c^{(3)} e_{i+1/2}^{(2)} \frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial v_{i+1}} \\ & + c^{(3)} e_{i+1/2}^{(2)} \tilde{a}_{i+1} \frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial \eta_{i+1/2}} + b c^{(3)} e_{i+1/2}^{(2)} \frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial r_{i+1}}\end{aligned}\quad (5.146)$$

$$\begin{aligned}\tilde{z}_i = & z_i - c^{(3)} e_{i+1/2}^{(2)} \frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial v_i} \\ & + c^{(3)} e_{i+1/2}^{(2)} \tilde{a}_i \frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial \eta_{i+1/2}} - b c^{(3)} e_{i+1/2}^{(2)} \frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial r_i}\end{aligned}\quad (5.147)$$

$$\begin{aligned}\tilde{g}_{i+1/2}^{(5)} = & g_{i+1/2}^{(5)} - c^{(3)} e_{i+1/2}^{(2)} g_{i+1/2}^{(1)} \frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial \eta_{i+1/2}} \\ & + c^{(3)} f_i^{(2)} e_{i+1/2}^{(2)} \frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial r_i} + c^{(3)} f_{i+1}^{(2)} e_{i+1/2}^{(2)} \frac{\partial \Pi_{i+1/2}}{\partial r_{i+1}}\end{aligned}\quad (5.148)$$

Комбинируя уравнения (5.140) и (5.145) можно получить одно уравнение для приращений скорости:

$$\tilde{A}_i \delta v_{i-1} + \tilde{B}_i \delta v_i + \tilde{C}_i \delta v_{i+1} = \tilde{D}_i, \quad (5.149)$$

где

$$\tilde{A}_i = m_i - d_i^{(1)} \frac{\tilde{z}_{i-1}}{y_{i-1/2}} \quad (5.150)$$

$$\tilde{B}_i = k_i + d_i^{(1)} \frac{\tilde{z}_i}{y_{i+1/2}} + d_i^{(1)} \frac{\tilde{s}_i}{y_{i-1/2}} \quad (5.151)$$

$$\tilde{C}_i = l_i - d_i^{(1)} \frac{\tilde{s}_{i+1}}{y_{i+1/2}} \quad (5.152)$$

$$\tilde{D}_i = \tilde{g}_i^{(4)} + d_i^{(1)} \frac{\tilde{g}_{i-1/2}^{(5)}}{y_{i-1/2}} - d_i^{(1)} \frac{\tilde{g}_{i+1/2}^{(5)}}{y_{i+1/2}} \quad (5.153)$$

Отметим, что при расчете коэффициентов (5.105) – (5.110) вместо давления p необходимо использовать обобщенное давление $p + \Pi$. Решение этой системы уравнений, как и в случае базовой схемы, может быть получено методом прогонки. На правой колонке рис. 5.5 показаны результаты моделирования адиабатического сжатия облака при использовании схемы с искусственной вязкостью.

Описанную выше схему можно использовать и для расчета сжатия об-

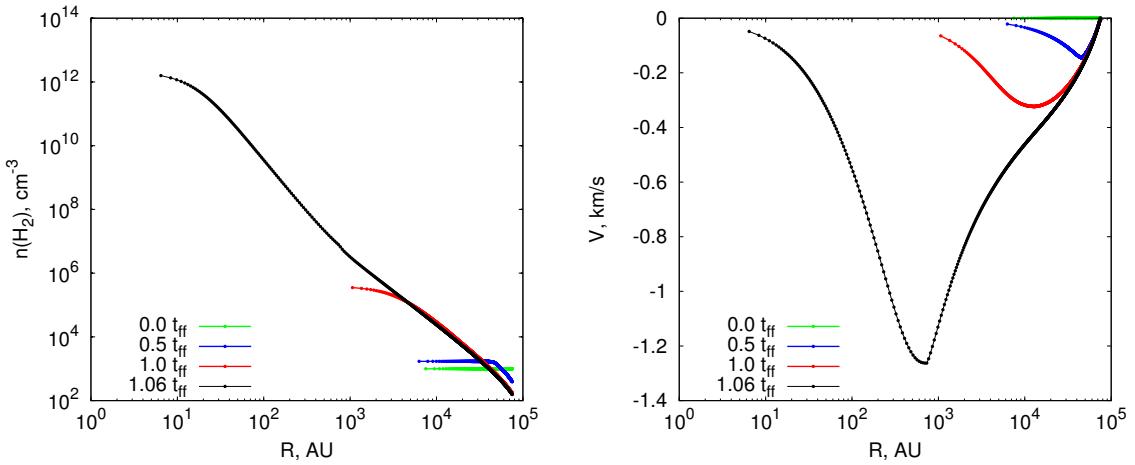


Рис. 5.6. Распределение концентрации водорода и скорости для модели колапсирующего изотермического облака.

лака в изотермическом режиме. Для этого достаточно после каждого шага по времени присваивать температуре начальное значение и пересчитывать тепловую энергию и давление, используя уравнение состояния. Пример расчета сжатия облака при постоянной температуре 7 К представлен на рис. 5.6. В этом примере использовано внешнее граничное условие $v = 0$. Примеры с расчетом адиабатического и изотермического сжатия облака показывают хорошие свойства данного метода, что позволяет использовать его в общей модели эволюции облака.

5.2.3. Моделирование сжатия протозвездного облака

Рассмотрим, наконец, задачу о самосогласованном моделировании сжатия протозвездного облака. Важным моментом численной модели является задание начальных и граничных условий. Их определение во многом связано с выбором той или иной теоретической концепции звездообразования. В наших расчетах в качестве начального состояния мы берем распределения из гидростатической модели облака, рассчитанной для тех же внешних условий, и для инициализации сжатия облака повышаем плотность во всем облаке в два раза. Таким образом, начальное облако становится неравновесным, и в то же время его тепловая структура не будет резко меняться в первые моменты сжатия. Такая постановка начальных условий предполагает физически, что первоначально гидростатическое облако выведено из состояния равновесия каким-то внешним фактором. В качестве граничного условия мы задаем скорость на границе облака рав-

Таблица 5.1. Параметры модели протозвездного облака

Параметр	Обозначение	Значение
Начальная центральная концентрация H_2	n_0	$2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$
Радиус	R	0.087 пк
Масса	M	$4 M_\odot$
Температура фонового УФ-излучения	T_{bg}	10^4 К
Дилюция фонового УФ-излучения	D_{bg}	10^{-14}
Эффективность фотоэффекта	ϵ_{pe}	0.05

ной нулю, т.е. рассматриваем задачу о коллапсе из ограниченного объема. Основные параметры модели перечислены в табл. 5.1. Расчет проводился на сетке, содержащей 10000 ячеек. Шаг по времени выбирался из условия Куранта.

Результаты моделирования приведены на рис. 5.7. Моменты времени выражены в единицах времени свободного падения для однородного облака с начальной плотностью $2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$. Так как облако сжимается из состояния, близкого к равновесному (и начальная температура облака отлична от нуля), время сжатия больше времени свободного падения для той же центральной плотности. На момент времени $t = 1.638 t_{\text{ff}}$ температура газа и пыли в области $10^2 < r < 10^4$ а.е. ниже, чем в начальной конфигурации облака. Понижение температуры здесь вызвано увеличением оптической толщины к внешнему УФ-излучению в результате перераспределения плотности. Одновременно во внутренней части облака $r < 100$ а.е. начинается формирование квазигидростатического газопылевого ядра: температура пыли и газа в этой области начинает повышаться, в то время как скорость падения вещества падает. Основным источником нагрева во внутренней области является адиабатический нагрев, связанный со сжатием газа.

На момент времени $t = 1.659 t_{\text{ff}}$ плотность в центре выросла до значения $n(\text{H}_2) = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а температура до 1000 К. Температуры пыли, газа и ИК-излучения во внутренней области равны, однако в оболочке облака по-прежнему сильно отличаются. На радиусе ≈ 10 а.е. скорость падения вещества достигает максимума (2.4 км/с) и резко уменьшается практически до нуля при дальнейшем движении к центру. В то же время распределение плотности и температуры внутри этого радиуса практически однородно. Этот радиус соответствует границе ударной волны, образующейся при падении вещества облака на внутреннюю область, сжатие которой происходит в более длинной временной шкале (определенной диффузией ИК-излучения). Именно эту область можно определить как первое гидро-

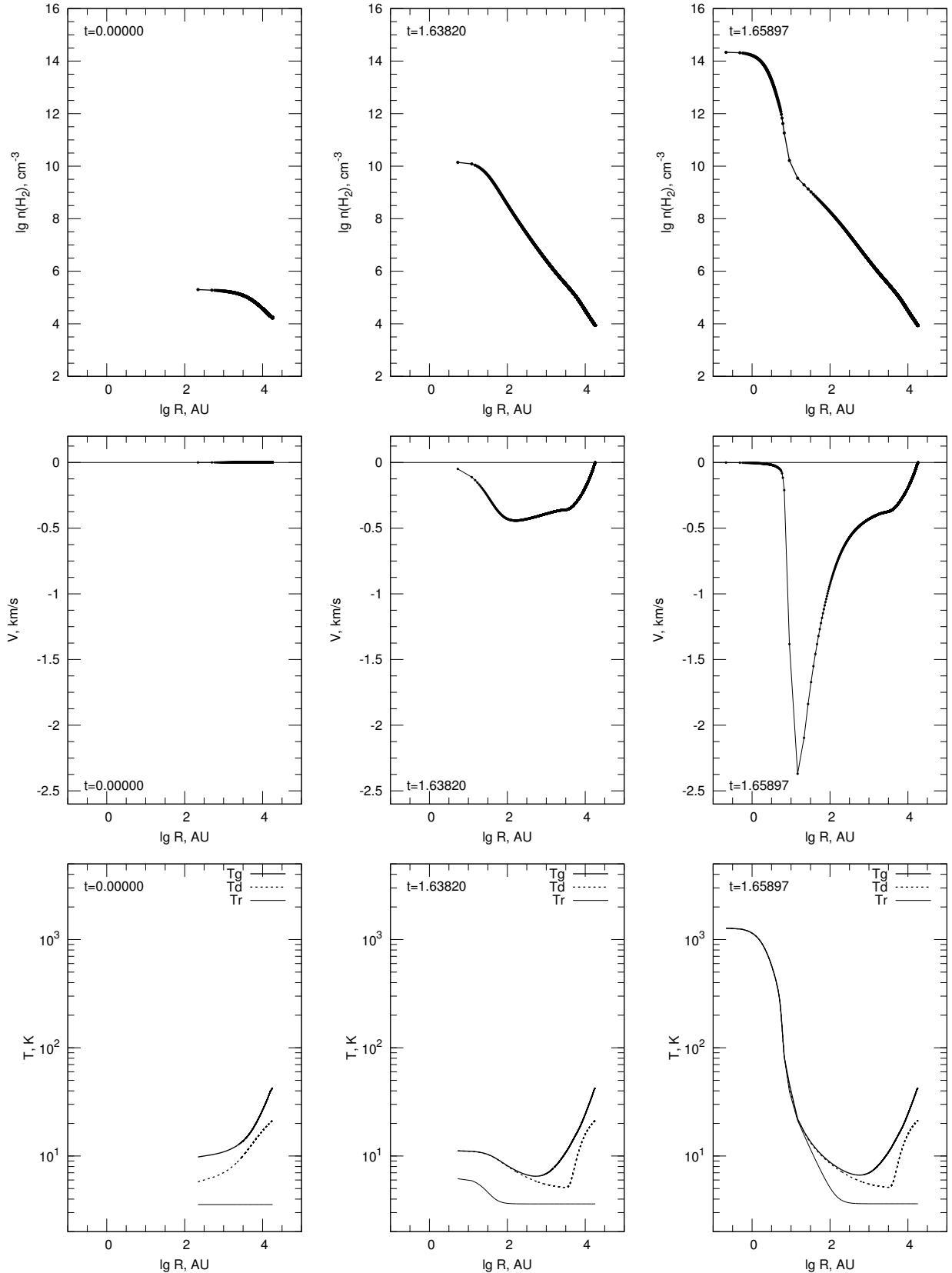


Рис. 5.7. Распределения плотности (верхний ряд), скорости (средний ряд) и температуры пыли T_d , газа T_g и ИК-излучения T_r (нижний ряд) для модели коллапсирующего облака на разные моменты времени: $t = 0$ (левая колонка), $t = 1.638 t_{\text{ff}}$ (средняя колонка), $t = 1.659 t_{\text{ff}}$ (правая колонка).

статическое (газопылевое) ядро. Масса вещества, сосредоточенная в этой области, составляет около процента от всей массы облака ($\approx 0.04 M_{\odot}$) и ее радиус составляет меньше 10 а.е., что согласуется с численными расчетами формирования первых гидростатических ядер в моделях без начального вращения облака [176, 177]. На момент достижения температуры 1000 К мы останавливаем расчет эволюции облака, так далее необходимо учитывать не включенные в модель процессы, такие как испарение пыли, диссоциация водорода и другие.

Оценим, насколько хорошо полученный радиус гидростатического ядра согласуется с элементарными оценками. Полагаем, что облако приходит к гидростатическому ядру, когда становятся сопоставимыми характерные времена адиабатического нагрева и лучистого охлаждения, т.е. когда выделяющаяся в результате сжатия тепловая энергия не успевает высвечиваться. В качестве характерного времени адиабатического нагрева примем время свободного падения для однородного облака

$$t_{\text{ff}} \approx \frac{1}{\sqrt{4G\rho}} \approx \sqrt{\frac{R^3}{GM}}, \quad (5.154)$$

где M — масса облака, R — радиус облака. В качестве характерного времени охлаждения возьмем время диффузии ИК-излучения для однородного облака:

$$t_{\text{diff}} \approx \frac{\tau R}{c} \approx \frac{\kappa M}{4Rc}, \quad (5.155)$$

где τ — соответствующая оптическая толщина, κ — непрозрачность на единицу массы газа. Условие $t_{\text{ff}} = t_{\text{diff}}$ приводит к выражению:

$$R_{\text{core}} = \left(\frac{G\kappa^2 M^3}{16c^2} \right)^{1/5}. \quad (5.156)$$

При выводе этой формулы мы предположили, что все облако является однородным и целиком переходит в гидростатическое ядро, что противоречит результатам численного моделирования. Кроме того, оценка характерного времени адиабатического нагрева сильно завышена, так как на момент формирования гидростатического ядра скорость падения вещества (вопреки предположению нулевой начальной скорости для времени t_{ff}) достигает больших величин. Таким образом, полученная формула является очень приближенной. Тем не менее, подстановка параметров $M = 4M_{\odot}$

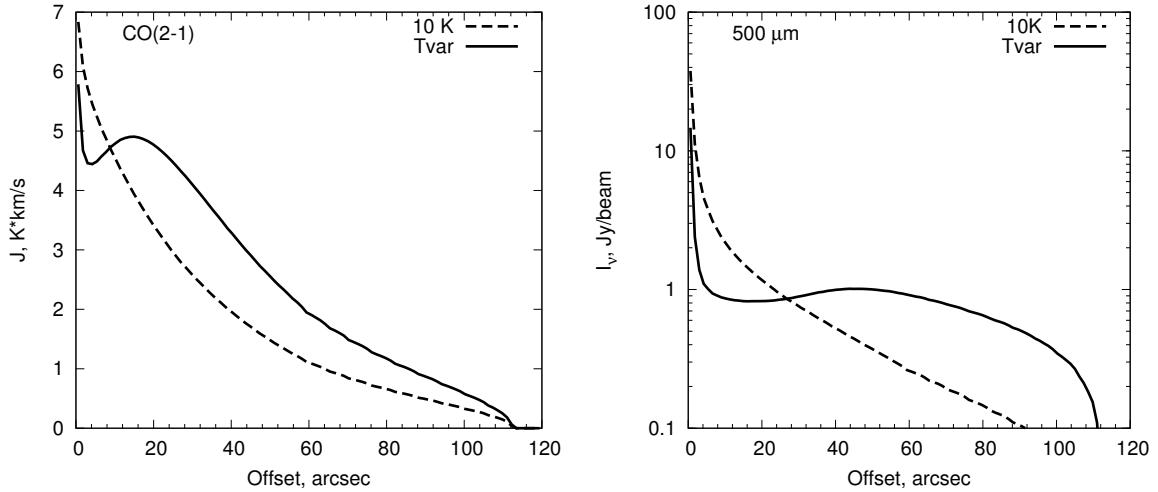


Рис. 5.8. Слева: распределения интегральной интенсивности излучения в линии CO(2–1). Справа: распределение интенсивности излучения пыли на длине волны $\lambda = 500$ мкм. Пунктиром показаны распределения, рассчитанные для однородных распределений температуры пыли и газа $T_d = T_g = 10$ К.

и $\kappa = 0.01 \text{ см}^2/\text{г}$ дает значение $R_{\text{core}} \approx 3$ а.е., что неплохо согласуется с радиусом, полученным в численном расчете.

Отметим также, что распределения плотности и скорости, полученные в нашем расчете качественно похожи на результаты из работ [176, 177], где задача формирования первого гидростатического ядра решалась с учетом моделирования переноса теплового излучения. Существенным отличием по сравнению с их моделью является поведение температуры в оболочке облака. Поскольку в моделях [176, 177] температуры газа и пыли предполагаются везде равными и учитываются не все процессы нагрева/охлаждения, температура в их распределениях монотонно уменьшается от центра к оболочке. В то же время распределения температуры в нашей модели имеют более сложный вид.

Продемонстрируем, что особенности распределения температуры действительно отражаются на наблюдательных проявлениях протозвездных облаков. На рис. 5.8 сплошными кривыми представлены распределения интенсивности молекулярного излучения в линии CO(2–1) и распределение интенсивности излучения пыли на длине волны $\lambda = 500$ мкм, построенные на момент времени $t = 1.638 t_{\text{ff}}$ для рассмотренной выше модели. Для вычисления этих распределений использованы программные комплексы URAN(IA) [A1] и NATA(LY) [A22]. Отношение CO/H₂ предполагалось однородным и равным 10^{-7} , турбулентная скорость 100 м/с, расстояние до

облака 140 пк, конволюция с диаграммой направленности не проводилась. Пунктирными кривыми показаны распределения, рассчитанные для того же распределения плотности, но с однородными распределениями температуры пыли и газа $T_d = T_g = 10$ К (изотермическое приближение зачастую используется для интерпретации наблюдений и моделирования начальных фаз сжатия облака). Видно, что полученные распределения интенсивности отличаются качественно и количественно. Более подробно о применении описанной одномерной модели к анализу наблюдений можно узнать из нашей работы [A29], где разработанная модель использована нами для объяснения распределений поверхностной плотности и усредненной по лучу зрения температуры, полученных по результатам наблюдений маломассивных дозвездных и протозвездных ядер молекулярных облаков космическим телескопом Herschel.

5.3. Эволюция протозвездного облака в аксиально-симметричном приближении

Одномерное моделирование эволюции протозвездного облака позволяет лишь весьма приближенно описать картину формирования звезды. В действительности эволюция протозвездного облака, особенно на поздних фазах, может быть существенно не сферически-симметричной. Несимметричные начальные условия, ненулевой начальный угловой момент, регулярное магнитное поле в протозвездном облаке приводят к его несферически-симметричному сжатию с образованием аккреционного диска, биполярных истечений, коллимированных струй, спиральных волн, фрагментов и т.д. Для полноценного моделирования этих явлений необходимы в общем случае трехмерные модели, включающие все ключевые физические процессы. Однако многие особенности сложной эволюции облака могут быть изучены в рамках аксиально-симметричного (двумерного) приближения. Как и в одномерном случае, существенным элементом аксиально-симметричной модели является самосогласованный расчет температуры облака. В данном разделе рассматриваются необходимые шаги для адаптации разработанной тепловой модели к аксиально-симметричным расчетам эволюции протозвездного облака. Представлена упрощенная тепловая модель для описания оптически-тонких фаз сжатия протозвездного облака. Проведено моделирование эволюции вращающегося магнитного протозвездного облака,

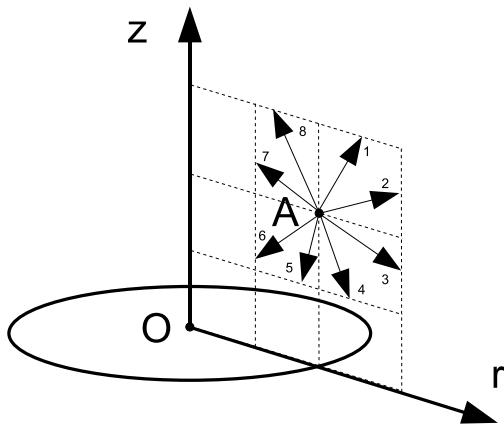


Рис. 5.9. Схема расчета средней интенсивности УФ-излучения для аксиально-симметричной задачи. Показаны лучи в пределах одной ячейки.

сжатие которого начинается из состояния квазистатического равновесия. Показано, что взаимодействие магнитного поля и вращения может приводить к перераспределению углового момента в облаке и формированию специфической структуры вращательной скорости. По результатам расчета динамической и тепловой структуры облака проведено моделирование переноса излучения в линиях молекул и описаны особенности полученных спектральных карт.

5.3.1. Адаптация тепловой модели к двумерному случаю

В отличии от сферически-симметричной задачи, где нахождение средней интенсивности УФ-излучения не является ресурсоемкой задачей, в двумерном случае быстрое вычисление средней интенсивности излучения является уже нетривиальной задачей. Отсутствие симметрии приводит к необходимости рассмотрения большого количества лучей интегрирования. Если использовать метод длинных характеристик и лучи интегрирования в нем для каждой ячейки выбирать индивидуально и пропорционально количеству граничных ячеек $\sim N^2$ (N — число ячеек вдоль одной координаты), то общее количество лучей интегрирования для аксиально-симметричной задачи будет $\sim N^4$. Такая зависимость приведет к неоправданно большому времени вычисления J_{uv} для реальных задач. Поэтому для решения уравнения переноса излучения в аксиально-симметричном приближении мы используем метод коротких характеристик [195]. Идея этого метода состоит в том, что интегрирование уравнения переноса ведется не вдоль направлений, проходящих через все облако, а в пределах одной ячейки. Значения

интенсивностей от ячейки к ячейке при этом передаются с помощью интерполяирования интенсивностей на границах ячеек. Важным моментом организации вычислений является выбор направлений. С учетом того, что рассматривается аксиально-симметрическая задача, мы выбираем направления, лежащие только в меридиональной плоскости, см. рис. 5.9. Этот выбор, безусловно, вносит некоторую погрешность, однако существенно упрощает процедуру решения, поскольку при интегрировании не рассматриваются криволинейные траектории.

В двумерной задаче разностная аппроксимация диффузионного оператора $\nabla \left(\frac{1}{\sigma_R} \nabla E_r \right)$ связывает каждую ячейку с четырьмя соседними ячейками. Это приводит к тому, что уравнение (5.36) становится сеточным. Задача сводится к решению системы алгебраических линейных уравнений (СЛАУ) с сильно разреженной матрицей размерностью $M \times M$, где $M \sim N^2$ — общее число ячеек в сетке. Классические методы решения СЛАУ (метод Гаусса, метод LU-разложения и др.) требуют порядка M^2 арифметических операций и для решения массивных разреженных систем крайне неэффективны. Методам решения сеточных уравнений посвящено множество работ (см. например монографию [196]), поскольку такие уравнения естественным образом возникают при разностной аппроксимации уравнений эллиптического и параболического типов (описывающие распределения потенциальных полей, процессы диффузии, теплопроводности и т.д.). В основе своей, эти методы являются итерационными. Среди исторически первых относительно эффективных итерационных методов можно выделить итерационный метод переменных направлений [190, 196] (в англоязычной литературе ADI — alternating direction implicit). В основе метода переменных направлений лежит идея расщепления двумерной задачи на одномерные, решение которых находится с помощью прогонок, а согласование направлений осуществляется с помощью итеративного процесса, управляемого оптимальной последовательностью итерационных параметров. Современные подходы к решению сеточных уравнений объединяют в единые алгоритмы сразу несколько классов методов, см. например [197]. В качестве базовых часто выступают методы Крылова (в частности, наиболее мощный на данный момент, метод GMRES — generalized minimum residual method [198]). Методы Крылова — это класс проекционных итерационных методов решения СЛАУ, где итерации осуществляют ортого-

нализацию (или минимизацию) невязки в линейном подпространстве, раз мерность которого увеличивается с номером итерации. В качестве вспомо гательных часто используются многосеточные (в английской литературе известны как «multigrid», [199]) и методы нахождения начального прибли жения (preconditioning). В многосеточном методе (в нашей литературе из вестном также как метод Федоренко [200]) исходное уравнение решается на иерархической последовательности грубых сеток, что приводит к быст рой сходимости итераций базового метода. Методы нахождения начально го приближения необходимы для запуска и ускорения работы основного метода. Окончательный выбор метода решения уравнения (5.36) должен определяться компромиссом между скоростью и сложностью реализации метода.

Целью наших двумерных расчетов было исследование ранних фаз эволюции облака (до формирования гидростатического ядра). В этом слу чае можно существенно упростить тепловую модель и избежать решения сеточного уравнения (5.36). Опишем данную модификацию модели. Из ана лиза задачи об установлении теплового равновесия в протозвездном облаке (см. рис. 5.3) видно, что пыль в разреженных частях облака нагревается пре имущественно фоновым УФ-излучением и охлаждается за счет вы свечивания в ИК-диапазоне. При этом пыль приходит к равновесной темпе ратуре за время, которое на много порядков меньше характерного динами ческого времени. Таким образом, вместо уравнения (5.2) можно рассмат ривать стационарное уравнение:

$$\Gamma_d - \Lambda_d + \Lambda_{gd} = 0. \quad (5.157)$$

Поскольку на ранних фазах сжатия облако прозрачно к собственному ИК- излучению, нагрев пыли ИК-излучением мал по сравнению с нагревом УФ- излучением. Поэтому нагревом пыли ИК-излучением можно пренебречь. В результате вместо уравнения (5.9) получим $\Gamma_d = S$. Это выражение отражает приближение оптически-тонкой среды. Поскольку энергия ИК- излучения более не входит в уравнения для тепловой энергии газа и пыли, нет необходимости рассматривать ее и решать для нее какие-либо уравне ния. В результате система уравнений для определения температуры газа и

пыли становится локальной:

$$c_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = -\Lambda_0 \sqrt{T_g} (T_g - T_d) + \Gamma_g - \Lambda_g, \quad (5.158)$$

$$\Lambda_0 \sqrt{T_g} (T_g - T_d) - \sigma_P a T_d^4 + S = 0. \quad (5.159)$$

Неявная численная аппроксимация этой системы приводит к системе нелинейных уравнений для T_d и T_g , решение которой легко находится методом бисекции.

5.3.2. Динамическая модель

При описании динамики протозвездного облака в приближении аксиальной симметрии используется магнито-гидродинамическая (МГД) модель представленная в работе [A27]. Поскольку автор диссертации не является непосредственным разработчиком используемой МГД-модели, здесь приводится только ее краткое описание. Физическая модель определяется следующими уравнениями:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (5.160)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \frac{1}{4\pi\rho} (\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B})) - \nabla \Phi, \quad (5.161)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (5.162)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \mathbf{v}_D \times \mathbf{B} - \eta_{OD} (\nabla \times \mathbf{B})), \quad (5.163)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon \right) + P \nabla \cdot \mathbf{v} = \Gamma_g - \Lambda_g - \Lambda_{gd}, \quad (5.164)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho. \quad (5.165)$$

Здесь ρ — плотность, \mathbf{v} — скорость, P — давление, ε — удельная внутренняя энергия, \mathbf{B} — индукция магнитного поля, Φ — гравитационный потенциал. Уравнение индукции (5.163) учитывает омическую и амбиполярную диффузии магнитного поля. Коэффициент омической диффузии $\eta_{OD} = \frac{c^2}{4\pi\sigma}$, где σ — проводимость плазмы. Используется приближение стационарной магнитной амбиполярной диффузии (см. п. 13.3 в [201]), согласно которому заряженные компоненты плазмы движутся относительно нейтральных компонентов под действием электромагнитной силы с практически одинаковыми скоростями.

ковой скоростью

$$\mathbf{v}_D = \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi R_{pn}}, \quad (5.166)$$

где R_{pn} — суммарный коэффициент трения заряженных компонент с нейтралами. Для замыкания системы уравнений (5.160–5.165) используется уравнение состояния идеального газа: $P = (\gamma - 1)\rho\varepsilon$, где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты. Значение показателя адиабаты $5/3$ обусловлено тем, что в рассматриваемом диапазоне температур ($5 K \leq T \leq 100 K$) вращательные степени свободы молекулы H_2 заморожены [202]. Вычисление коэффициентов σ и R_{pn} проводится в рамках ионизационной модели. Источниками ионизации являются фоновое УФ-излучение, космические лучи и радионуклиды. В ионизационной модели также учтены реакции перезарядки и рекомбинация ионов на пылинках.

Удобно провести расщепление по физическим процессам полной системы уравнений (5.160–5.165) на более простые подсистемы. В качестве базовой подсистемы можно выделить уравнения идеальной МГД. Далее можно выделить уравнение Пуассона для гравитационного потенциала, процессы нагрева, охлаждения и переноса излучения, а также ионизацию и диффузию магнитного поля. Для каждой выделенной подсистемы используются свои численные методы.

5.3.3. Результаты моделирования

Опишем результаты численного моделирования сжатия протозвездного облака из равновесной конфигурации, имеющей следующие параметры: центральная концентрация водорода $n_c = 10^4 \text{ см}^{-3}$, концентрация водорода в оболочке $n_{ext} = 10^3 \text{ см}^{-3}$, радиус облака $R_{core} = 0.2 \text{ пк}$, масса $M_{core} = 4.4 M_\odot$. При этом дополнительно в облаке были заданы однородное магнитное поле ($B_0 = 2.6 \text{ мкГс}$, отношение магнитной энергии к модулю гравитационной энергии 0.05) и твердотельное вращение (с угловой скоростью $\Omega_0 = 3.3 \times 10^{-14} \text{ с}^{-1}$, отношение энергии вращения к модулю гравитационной энергии 0.1). Отметим, что однородное магнитное поле является бессиловым и поэтому не влияет на равновесную структуру. Вращение же создает центробежную силу, которая возмущает начальное равновесное состояние. Однако в наших расчетах задавалось достаточно медленное вращение облака и поэтому оно не приводило к существенному отклонению от состояния равновесия. Следует заметить, что приближе-

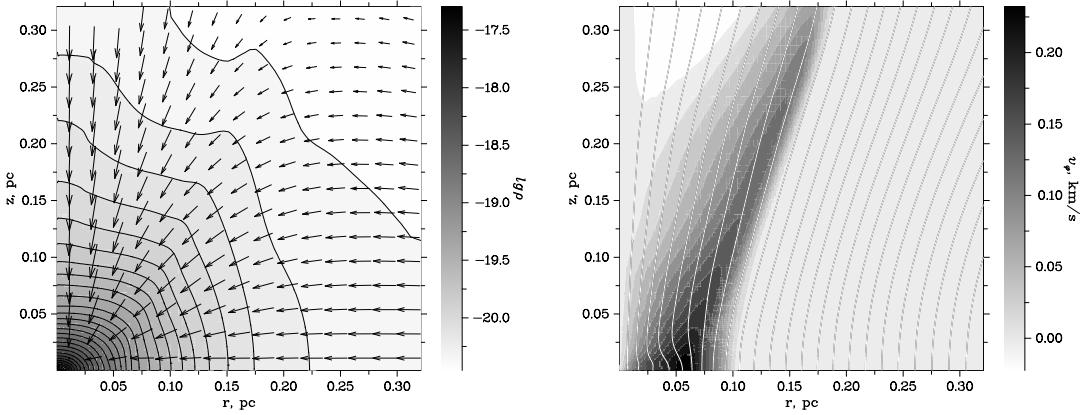


Рис. 5.10. Результаты моделирования коллапса протозвездного облака. Слева: распределения логарифма плотности (серая шкала) и меридиональной скорости (стрелки). Справа: распределение скорости вращения (серая шкала) и линии магнитного поля.

ние начального однородного магнитного поля оправдывается тем, что при плотностях $n = 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-3}$ в беззвездных ядрах эффективно работает амбиполярная диффузия [203]. Как показали результаты расчетов, выбранная демонстрационная модель с одной стороны обладает богатыми физическими особенностями, которые в то же время отчетливо проявляются на картах профилей линий излучения молекул.

На рис. 5.10 слева показаны распределения логарифма плотности (градация серого цвета и изолинии) и поля меридиональной скорости (стрелки) в облаке в момент времени $t = 5.8 t_{\text{ff}} = 2$ млн. лет от начала сжатия, где $t_{\text{ff}} = 1/\sqrt{4\pi G\rho_0}$ — время свободного сжатия, ρ_0 — начальная плотность в центре облака. К этому времени центральная концентрация достигла значения $n_c = 10^6 \text{ см}^{-3}$. Из-за действия электромагнитных и центробежных сил скорость колapsирующего газа в радиальном направлении замедляется. Поэтому форма облака с течением времени принимает уплотщенную структуру. В колapsирующем облаке из-за дифференциального вращения происходит генерация тороидального компонента магнитного поля B_φ . В результате возникает тормозящий момент, способствующий перераспределению углового момента между центральными частями облака и его периферией. На рис. 5.10 справа показано распределение азимутальной скорости v_φ (градация серого цвета) и силовые линии магнитного поля на момент времени $5.8 t_{\text{ff}}$. Рисунок показывает, что область перераспределения углового момента определяется магнитной силовой трубкой, которую формирует тороидальное магнитное поле. Локальный удельный угловой момент перераспределяется внутри облака между его центральными частя-

ми и периферией, а также переносится во внешнюю среду вдоль сформировавшейся магнитной силовой трубы. Углы раскрытия магнитной силовой трубы и конуса максимальной азимутальной скорости практически совпадают и равны примерно 40° . Это согласуется с теоретическими оценками и наблюдательными значениями углов раскрытия силовых линий магнитного поля в беззвездных и протозвездных ядрах [204].

На рис. 5.11 приведены результаты моделирования переноса излучения в линии $\text{HCO}^+(1-0)$, которая часто используется при наблюдении беззвездных ядер. Мы предполагаем, что относительная концентрация HCO^+ по отношению к молекулярному водороду постоянна по всему облаку и равна 10^{-9} , что соответствует средним значениям в беззвездных ядрах [A3]. Мы рассматриваем случай, когда угол наклона оси симметрии облака по отношению к наблюдателю равен $i = 60^\circ$, а угол вращения проекции оси в картинной плоскости составляет $PA = 0^\circ$. Расстояние до облака выбрано равным 140 пк. Конволюция с какой-либо диаграммой направленности телескопа не проводилась. На спектральной карте (левая панель) видно, что профили линий излучения имеют сложную асимметричную форму, причем их асимметрия меняется для различных положений на картинной плоскости. Формирование таких асимметричных профилей вызвано эффектами самопоглощения излучения в оптически-толстой среде с градиентами скорости на луче зрения, см. главу 2 и [A3]. В правой части карты преобладают профили с двумя пиками, причем левый пик сильнее правого. В левой части карты правые пики в профилях линий практически не видны. Эти особенности объясняются тем, что в правой части карты проекции скорости сжатия и скорости вращения на луч зрения имеют разные знаки, что приводит к формированию более симметричных двугорбых профилей, тогда как в левой части карты эффекты вращения и сжатия складываются, в результате чего в профилях линий правые пики практически полностью подавлены. Карта интегральной интенсивности (правая панель) также несимметрична. В частности, положение максимальной интенсивности не совпадает с направлением на центр облака, что является следствием описанного изменения асимметрии линии.

На рис. 5.12 приведены карты центроида скорости (первого момента профиля линии, т.е. средней скорости) для центральных областей облака при $i = 60^\circ$ (левая панель) и для всего облака при $i = 90^\circ$ (правая панель). На левой карте отчетливо виден градиент средней скорости, образующий-

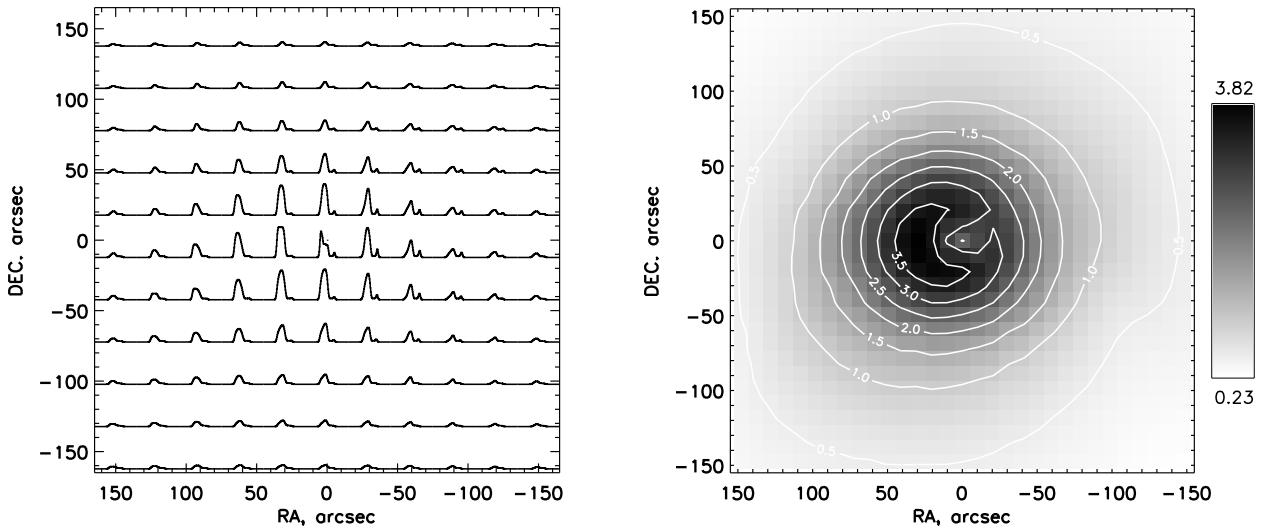


Рис. 5.11. Результаты моделирования переноса излучения в линии $\text{HCO}^+(1-0)$ для коллапсирующего протозвездного облака. Слева: карта профилей линии излучения для центральных областей облака. Справа: карта интегральной интенсивности излучения. Значения интегральной интенсивности выражены в единицах [$\text{K}\cdot\text{км}/\text{s}$].

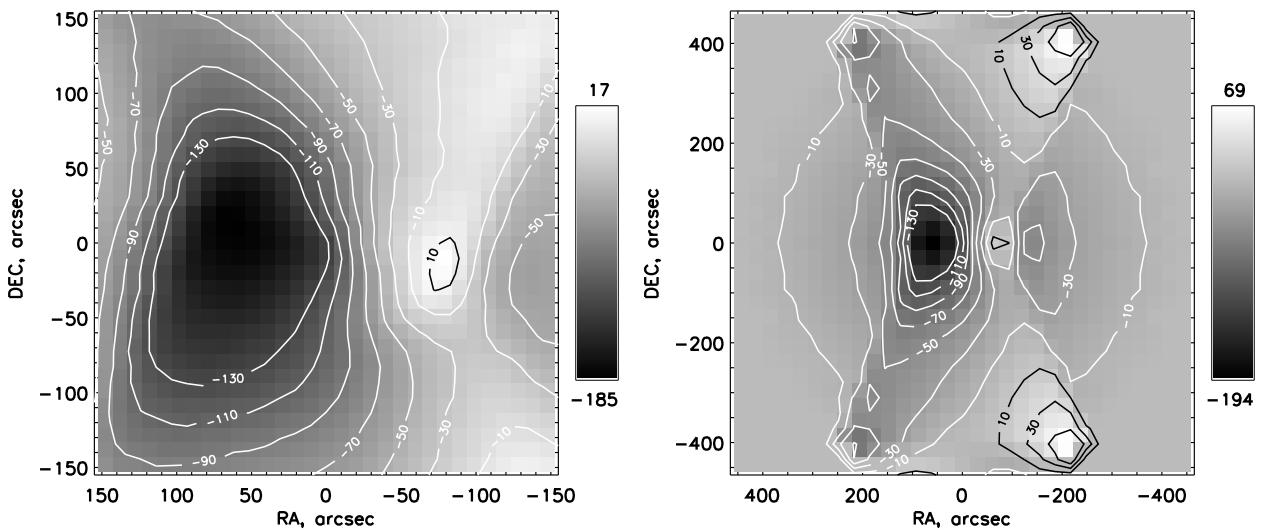


Рис. 5.12. Результаты моделирования переноса излучения в линии $\text{HCO}^+(1-0)$ для коллапсирующего облака. Слева: карта центроида скорости для центральных областей облака ($\text{угол наклона облака } i = 60^\circ$). Справа: карта центроида скорости для всего облака ($i = 90^\circ$). Скорость выражена в единицах [$\text{м}/\text{с}$].

ся в результате вращения центральных областей протозвездного облака. В то же время, средняя скорость преимущественно отрицательна, что свидетельствует о коллапсе, в соответствии с распределениями скорости в модели. Поле вращательной скорости, имеющее форму песочных часов (правая панель на рис. 5.10) хорошо проявляется на распределении центроида скорости для всего облака (правая панель на рис. 5.12). На больших расстояниях от центра облака, где проявление коллапса ослабевает, распределение центроида скорости становится более симметричным относительно проекции оси вращения (белые и черные контуры). Угол раскрытия изолиний скорости вдали от центра облака так же, как и угол раскрытия конуса максимальной азимутальной скорости в динамической модели (см. правую панель на рис. 5.10), равен примерно 40° . Описанные выше наблюдательные проявления скорости вращения облака могут быть использованы при планировании наблюдений беззвездных ядер. Если эти проявления будут обнаружены, это будет свидетельствовать в пользу эффективности описанного выше механизма отвода углового момента.

Заключение к главе 5

В этой главе представлена модель для расчета тепловой эволюции протозвездных облаков. В ней температуры пыли и газа рассматриваются раздельно, что позволяет более точно описывать начальные стадии сжатия облаков и исследовать процессы инициализации их сжатия. Ключевой особенностью модели является ее сбалансированность: будучи достаточно быстрой для использования в гидродинамических расчетах, она одновременно обладает достаточной точностью для того, чтобы результаты моделирования могли быть непосредственно сопоставлены с наблюдениями. Такое сопоставление подразумевает расчет теоретических спектральных карт, как правило, чувствительных к деталям тепловой структуры. В качестве приложений модели рассмотрены задачи о сжатии протозвездного облака в сферически-симметричном и аксиально-симметричном приближениях. В ходе решения этих задач показано, что метод расчета тепловой структуры работает как на ранних, оптически-тонких фазах эволюции облака, так и на стадии формирования непрозрачного ядра. Разработанные методы и соответствующие программные комплексы предлагаются использовать для моделирования и интерпретации индивидуальных протозвездных облаков.

Заключение

Отметим несколько направлений дальнейшей работы по теме диссертации на ближайшую перспективу. Прежде всего мы планируем использовать разработанные нами модели химической и тепловой структуры протопланетных дисков с расчетом теоретических спектральных карт в линиях излучения молекул для организации наблюдений и подачи заявок на интерферометр *ALMA*. При этом ключевыми вопросами будут являться исследование наблюданной химической стратификации протопланетных дисков и параметров турбулентности в них.

Многообещающим направлением представляется также исследование эволюции массивных протопланетных дисков. Ранняя эволюция таких дисков может проходить в режиме так называемой эпизодической акреции, вызванной фрагментацией диска с последующей миграцией фрагментов на протозвезду. Для моделирования такого диска нами в работе [A11] представлена 2+1-мерная численная модель, в которой первоначально рассчитывается динамика диска и коллапсирующей оболочки для определения интегральных характеристик (поверхностная плотность, средняя температура, скорость в плоскости диска), а затем производится восстановление вертикальной структуры с помощью одномерной модели переноса излучения в предположении гидростатического равновесия в вертикальном направлении. В этой же работе показано, однако, что приближение стационарности, используемое для восстановления вертикальной структуры, не подходит для описания динамики фрагментов. Поэтому мы планируем преобразовать модель восстановления вертикальной структуры, сделав ее нестационарной. Модифицированный программный комплекс будет использоваться для моделирования химической и пылевой эволюции массивных газопылевых дисков, а также для предсказания их наблюдательных проявлений.

Важным развитием работы является также дальнейшее исследование процессов, связанных с эволюцией пыли в областях НII возле молодых звезд. В работе [A25] нами показано, что дрейф пыли под воздействием давления излучения центральной звезды является важным процессом, при-

водящим к стратификации пыли в области НП. Для проверки того, может ли данная стратификация объяснить наблюдаемые кольцеобразные распределения интенсивности ИК-излучения, планируется расчет теоретических распределений и их сравнение с наблюдаемыми. Мы также намерены включить в модель процессы фрагментации, коагуляции и ароматизации пыли, и учесть непрерывное распределение пылинок по размерам.

Автор выражает признательность своим соавторам, друзьям и родным за совместную работу и поддержку. Автор благодарен Б. М. Шустову, Д. З. Вибе и В. В. Акимкину за тщательное чтение текста диссертации и полезные замечания.

Публикации автора по теме диссертации

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК

- [A1] *Павлюченков Я. Н., Шустов Б. М.* Метод расчета переноса излучения в линиях молекул в приложении к двумерной модели дозвездного ядра L1544 // Астрон. журн. 2004. Т. 81. №4. С. 348–359.
- [A2] *Pavlyuchenkov Ya., Semenov D., Henning Th., Launhardt R., Guilloteau St., Dutrey A., Pietu V.* Molecular line radiative transfer in protoplanetary disks: Monte Carlo simulations versus approximate methods // Astrophys. J. 2007. V. 669. C. 1262–1278.
- [A3] *Pavlyuchenkov Ya., Henning Th., Launhardt R., Semenov D., Wiebe D., Shustov B.* Molecular emission line formation in prestellar cores // Astrophys. J. 2008. V. 689. P. 335–350.
- [A4] *Павлюченков Я. Н., Шустов Б. М., Шематович В. И., Вибе Д. З., Ли Ж. Ю.* Химико-динамическая модель дозвездного ядра L1544: сравнение модельных и наблюдаемых спектров излучения C^{18}O , HCO^+ и CS // Астрон. журн. 2003. Т. 80. №3. С. 202–211.
- [A5] *Pavlyuchenkov Ya., Henning Th., Wiebe D.* Do we need to know the temperature in prestellar cores? // Astrophys. J. 2007. V. 669. L101–L104.
- [A6] *Pavlyuchenkov Ya., Launhardt R., Henning Th., Wiebe D.* CB 17: Inferring the dynamical history of a prestellar core with chemodynamical models // Astrophys. J. 2006. V. 645. P. 1212 – 1226.
- [A7] *Hennemann M., Birkmann S. M., Krause O., Lemke D., Pavlyuchenkov Ya., More S., Henning, Th.* Star-forming cores embedded in a massive cold clump: fragmentation, collapse, and energetic outflows // Astrophys. J. 2009. V. 693. P. 1379–1391.
- [A8] *Lippok N., Launhardt R., Semenov D., Stutz A. M., Balog Z., Henning Th., Krause O., Linz H., Nielbock M., Pavlyuchenkov Ya. N., Schmalzl M., Schmiedeke A., Bieging J. H.* Gas-phase CO depletion and N_2H^+ abundances in starless cores // Astron. and Astrophys. 2013. V. 560, article id. A41.

- [A9] *Вибе Д. З., Кирсанова М. С., Шустов Б. М., Павлюченков Я. Н.* Проблемы теории звездообразования и перспективы наблюдений в субмиллиметровом диапазоне // Астрон. журн. 2008. Т. 85. №12. С. 1086–1095.
- [A10] *Акимкин В. В., Павлюченков Я. Н., Лаунхардт Р., Бурке Т.* Восстановление параметров протопланетного диска СВ 26 по наблюдательным картам в миллиметровом диапазоне // Астрон. журн. 2012. Т. 89. №12. С. 1008–1023.
- [A11] *Воробьев Э. И., Павлюченков Я. Н., Тринкл П.* Влияние вспышек светимости на свойства протозвездных дисков // Астрон. журн. 2014. Т. 91. №8. С. 610–625.
- [A12] *Semenov D., Pavlyuchenkov Ya., Henning Th., Wolf S., Launhardt R.* Chemical and thermal structure of protoplanetary disks as observed with ALMA // Astrophys. J. 2008. V. 673. L195–L198.
- [A13] *Semenov D., Pavlyuchenkov Y., Schreyer K., Henning Th., Dullemond C., Bacmann A.* Millimeter Observations and Modeling of the AB Aurigae System // Astrophys. J. 2005. V. 621. P. 853–874.
- [A14] *Semenov D., Pavlyuchenkov Ya., Henning Th., Herbst E., van Dishoeck E.* On the Feasibility of Chemical Modeling of a Protoplanetary Disk // Balt. Astron. 2004. V. 13. №3. P. 454–458.
- [A15] *Akimkin V. V., Pavlyuchenkov Y. N., Vasyunin A. I., Wiebe D. S., Kirsanova M. S., Henning T.* UV-controlled physical and chemical structure of protoplanetary disks // Astrophys. and Space Science. 2011. V. 335. P. 33–38.
- [A16] *Carmona A., van den Ancker M. E., Henning Th., Pavlyuchenkov Ya., Dullemond C. P., Goto M., Thi W. F., Bouwman J., Waters L. B. F. M.* A search for mid-infrared molecular hydrogen emission from protoplanetary disks // Astron. and Astrophys. 2008. V. 477. P. 839–852.
- [A17] *Dutrey A., Guilloteau S., Pietu V., Chapillon E., Gueth F., Henning T., Launhardt R., Pavlyuchenkov Y., Schreyer K., Semenov D.* Cavities in inner disks: the GM Aurigae case // Astron. and Astrophys. 2008. V. 490. L15–L18.

- [A18] Тутуков А. В., Павлюченков Я. Н. Модели астрофизических диффузионных декреционно-аккреционных дисков // Астрон. журн. 2004. Т. 81. №10. С. 881–894.
- [A19] Pavlyuchenkov Ya., Dullemond C. P. Dust crystallinity in protoplanetary disks: the effect of diffusion/viscosity ratio // Astron. and Astrophys. 2007. V. 471. P. 833–840.
- [A20] Akimkin V., Zhukovska S., Wiebe D., Semenov D., Pavlyuchenkov Ya., Vasyunin A., Birnstiel T., Henning Th. Protoplanetary disk structure with grain evolution: the ANDES model // Astrophys. J. 2013. V. 766, article id. 8.
- [A21] Launhardt R., Pavlyuchenkov Ya., Chen X., Henning Th., Semenov D., Gueth F., Pietu V., Dutrey A., Guilloteau S., Schreyer K. Rotating molecular outflows: the young T Tauri star in CB 26 // Astron. and Astrophys. 2009. V. 494. P. 147–156.
- [A22] Павлюченков Я. Н., Вибе Д. З., Фатеева А. М., Васюнина Т. С. Определение параметров массивных протозвездных облаков при помощи моделирования переноса излучения // Астрон. журн. 2011. Т. 88. №1. С. 3–15.
- [A23] Pavlyuchenkov Ya. N., Wiebe D. S., Akimkin V. V., Khramtsova M. S., Henning Th. Stochastic grain heating and mid-infrared emission in protostellar cores // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 2012. V. 421, P. 2430–2441.
- [A24] Павлюченков Я. Н., Кирсанова М. С., Вибе Д. З. Инфракрасное излучение и разрушение пыли в зонах HII // Астрон. журн. 2013. Т. 90. №8. С. 625–638.
- [A25] Akimkin V. V., Kirsanova M. S., Pavlyuchenkov Ya. N., Wiebe, D. S. Dust dynamics and evolution in expanding H II regions. I. Radiative drift of neutral and charged grains // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 2015. V. 449. P. 440–450.
- [A26] Khramtsova M. S., Wiebe D. S., Boley P. A., Pavlyuchenkov Ya. N. Polycyclic aromatic hydrocarbons in spatially resolved extragalactic star-forming complexes // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 2013. V. 431. P. 2006–2016.

- [A27] Жилкин А. Г., Павлюченков Я. Н., Замоздра С. Н. Моделирование протозвездных облаков и их наблюдательных проявлений // Астрон. журн. 2009. Т. 86. №7. С. 638–653.
- [A28] Павлюченков Я. Н., Жилкин А. Г. Многокомпонентная модель для расчета тепловой структуры коллапсирующего протозвездного облака // Астрон. журн. 2013. Т. 90. №9. С. 699–715.
- [A29] Павлюченков Я. Н., Жилкин А. Г., Воробьев Э. И., Фатеева А. М. Тепловая структура протозвездной оболочки // Астрон. журн. 2015. Т. 92. №2. С. 154–167.

Другие публикации автора по теме диссертации

- [B1] Shematovich V. I., Shustov B. M., Wiebe D. S., Pavlyuchenkov Ya. N., Li Zhi-Yun. Self-consistent theoretical models of collapsing pre-stellar cores // Труды симпозиума МАС №231 «Astrochemistry: Recent Successes and Current Challenges». Ред. D. C. Lis, G. A. Blake, E. Herbst. 2005. Р. 37–46.
- [B2] Павлюченков Я. Н., Вибе Д. З., Шустов Б. М., Хеннинг Т. Линии излучения молекул в дозвездных ядрах // Сборник трудов конференции «Звездообразование в Галактике и за ее пределами». Ред. Д. З. Вибе, М. С. Кирсанова. 2006. Москва. Изд. Янус-К. С. 93–100.
- [B3] Dullemond C., Pavlyuchenkov Ya., Apai, D., Pontoppidan, K. Structure and evolution of protoplanetary disks // Труды конференции «The Universe Under the Microscope — Astrophysics at High Angular Resolution». Journal of Physics: Conference Series. V. 131. 2008. Ред. R. Schoedel, A. Eckart, S. Pfalzner, E. Ros.
- [B4] Carmona A, van den Ancker M. E., Henning Th., Pavlyuchenkov Ya., Dullemond C. P, Goto M., Fedele D., Stecklum B., Thi W.-F., Bouwman J., Waters L. B. F. M. Searching for H₂ emission from protoplanetary disks using near- and mid-infrared high-resolution spectroscopy // Труды конференции МАС №249 «Exoplanets: Detection, Formation and Dynamics». 2008. Р. 359–368.
- [B5] Акимкин В. В., Павлюченков Я. Н., Вибе Д. З. Моделирование физико-химической структуры протопланетных дисков // Труды 40-

- й Международной студенческой научной конференции «Физика Космоса». Екатеринбург: Изд-во Уральского университета, 2011. С. 288.
- [B6] *Павлюченков Я. Н., Вибе Д. З.* Спектральная диагностика протозвездных облаков в ИК диапазоне // Труды 40-й Международной студенческой научной конференции «Физика Космоса». Екатеринбург: Изд-во Уральского университета, 2011. С. 359.
- [B7] *Pavlyuchenkov Ya., Wiebe D., Fateeva A., Vasyunina T.* Radiative transfer simulations of Infrared Dark Clouds // Труды симпозиума МАС №270 «Computational Star Formation». Ред. J. Alves, B. Elmegreen, V. Trimble. 2011. Р. 455–458.
- [B8] *Вибе Д. З., Храмцова М. С., Павлюченков Я. Н.* Полициклические ароматические углеводороды // Труды 41-й Международной студенческой научной конференции «Физика Космоса». Екатеринбург: Изд-во Уральского университета, 2012. С. 43–55.
- [B9] *Павлюченков Я. Н., Жилкин А. Г.* Моделирование тепловой структуры при гидродинамических расчетах эволюции протозвездного облака // Труды 40-й Международной студенческой научной конференции «Физика Космоса». Екатеринбург: Изд-во Уральского университета, 2011. С. 344–345.

Цитируемая литература

1. Труды симпозиума МАС №270 «Computational Star Formation» / Ред. J. Alves, B. G. Elmegreen, J. M. Girart, V. Trimble. Изд. Cambridge: Cambridge University Press, 2011.
2. Труды конференции «Protostars and Planets VI» / Ред. Beuther H., Klessen R. S., Dullemond, Henning Th. Изд. Tucson: University of Arizona Press, 2014.
3. Bodenheimer, P. H. Principles of Star Formation / Изд. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Astronomy and Astrophysics Library, 2011.
4. Ward-Thompson, D., & Whitworth, A. P. An Introduction to Star Formation / Изд. Cambridge: Cambridge University Press, 2015.
5. Сурдин В. Г., Ламзин С. А. Протозвёзды. Где, как и из чего формируются звёзды. Изд. Москва: Наука, 1992.
6. Сурдин В. Г. Рождение звезд. / Изд. Москва: Едиториал УРСС, 1999.
7. Чандraseкар С. Перенос лучистой энергии // Рус. пер., Москва, изд. Иностранный литературы, 1953.
8. Соболев В. В. Перенос лучистой энергии в недрах звезд и планет // Москва, изд. ГИТТЛ, 1956.
9. Иванов В. В. Перенос излучения и спектры небесных тел // Москва, изд. «Наука», 1969.
10. Михалас М. Звездные атмосфера Ч.1, Ч.2 // Рус. пер., Москва, изд. «Мир», 1982.
11. Rybicki G. B., & Lightman A. P. Radiative Processes in Astrophysics // Изд. New York: Wiley-Interscience, 1979.
12. Сахибуллин Н. А. Методы моделирования в астрофизике Ч.1, Ч.2 // Казань, изд. Фэн, 1997.

13. *Нагирнер Д. И.* Лекции по теории переноса излучения // С.-Петербург, изд. С.-Петербургского университета, 2001.
14. *Evans N. J. II* Physical Conditions in Regions of Star Formation // Ann. Rev. of Astron. and Astrophys. 1999. V. 37. P. 311.
15. *di Francesco J., Evans N. J. II, Caselli P., et al.* An Observational Perspective of Low-Mass Dense Cores I: Internal Physical and Chemical Properties // Protostars and Planets V. 2007. P. 17.
16. *Bergin E. A., & Tafalla M.* Cold Dark Clouds: The Initial Conditions for Star Formation // Ann. Rev. of Astron. and Astrophys. 2007. V. 45. P. 339.
17. *Dutrey A., Semenov D., Chapillon E., et al.* Physical and Chemical Structure of Planet-Forming Disks Probed by Millimeter Observations and Modeling // Protostars and Planets VI. 2014. P. 317.
18. *Peraiah A.* An Introduction to Radiative Transfer // Изд. Cambridge: Cambridge University Press, 2001.
19. *van Zadelhoff G.-J., Dullemond C. P., van der Tak F. F. S., et al.* Numerical methods for non-LTE line radiative transfer: Performance and convergence characteristics // Astron. and Astrophys. 2002. V. 395. P. 373.
20. *van der Tak F. F. S., Black J. H., Schöier F. L., Jansen D. J., & van Dishoeck E. F.* A computer program for fast non-LTE analysis of interstellar line spectra. With diagnostic plots to interpret observed line intensity ratios // Astron. and Astrophys. 2007. V. 468. P. 627.
21. *K. Бенуэлл* Основы молекулярной спектроскопии // Рус. пер. Москва, изд. Мир, 1985.
22. *Rybicki G. B., & Hummer D. G.* An accelerated lambda iteration method for multilevel radiative transfer. I — Non-overlapping lines with background continuum // Astron. and Astrophys. 1991. V. 245. P. 171.
23. *Steinacker J., Baes M., & Gordon K. D.* Three-Dimensional Dust Radiative Transfer // Ann. Rev. of Astron. and Astrophys. 2013. V. 51. P. 63.

24. *Hogerheijde M. R., & van der Tak F. F. S.* An accelerated Monte Carlo method to solve two-dimensional radiative transfer and molecular excitation. With applications to axisymmetric models of star formation // Astron. and Astrophys. 2000. V. 362. P. 697.
25. *Воронков М. А.* Модификация метода Монте-Карло для моделирования переноса излучения в молекулярных облаках // Письма в Астрон. журн. 1999. Т. 25. №3 с. 186.
26. *Соболев В. В.* Движущиеся оболочки звезд. // Ленинград, изд. Ленингр. гос. ун-та. 1947.
27. *Гринин В. П.* Перенос резонансного излучения в движущихся средах. Приближенные методы. // Астрофизика 1974. Т. 20. Вып. 2. С. 365.
28. *Tafalla M., Santiago-Garcia J., Myers P. C., et al.* On the internal structure of starless cores. II. A molecular survey of L1498 and L1517B // Astron. and Astrophys. 2006. V. 455. P. 577.
29. *Lucas R.* On the formation of millimeter-wavelength molecular lines CO and CS in interstellar clouds // Astron. and Astrophys. 1974. V. 36. P. 465.
30. *Goldreich P., & Kwan J.* Molecular Clouds // Astrophys. J. 1974. V. 189. P. 441.
31. *Leung C. M.* Radiative-transfer effects and the interpretation of interstellar molecular cloud observations. I — Basic physics of line formation // Astrophys. J. 1978. V. 225. P. 427.
32. *Stenholm L. G.* Structure of molecular clouds. I — Observational constraints and CO line formation // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1980. V. 42. P. 23.
33. *Tafalla M., Myers P. C., Caselli P., et al.* Systematic Molecular Differentiation in Starless Cores // Astrophys. J. 2002. V. 569. P. 815.
34. *Tafalla M., Myers P. C., Caselli P., & Walmsley C. M.* On the internal structure of starless cores. I. Physical conditions and the distribution of CO, CS, N2H+, and NH3 in L1498 and L1517B // Astron. and Astrophys. 2004. V. 416. P. 191.

35. *Keto E., Rybicki G. B., Bergin E. A., & Plume R.* Radiative Transfer and Starless Cores // *Astrophys. J.* 2004. V. 613. P. 355.
36. *Evans N. J. II, Lee J.-E., Rawlings J. M. C., & Choi M.* B335: A Laboratory for Astrochemistry in a Collapsing Cloud // *Astrophys. J.* 2005. V. 626. P. 919.
37. *Brinch C., Crapsi A., Hogerheijde M. R., & Jørgensen J. K.* Structure and dynamics of the class I young stellar object L1489 IRS // *Astron. and Astrophys.* 2007. V. 461. P. 1037.
38. *Dutrey A., Guilloteau S., Prato L., et al.* CO study of the GM Aurigae Keplerian disk // *Astron. and Astrophys.* 1998. V. 338. L63.
39. *Walker Ch. K., Lada Ch. J., Young E. T., et al.* Spectroscopic evidence for infall around an extraordinary IRAS source in Ophiuchus // *Astrophys. J. Lett. to Ed.* 1986. V. 309. L47.
40. *Zhou S., Evans N. J. II, Koempe C., Walmsley C. M.* Evidence for protostellar collapse in B335 // *Astrophys. J.* 1993. V. 404. P. 232.
41. *Zhou S.* In search of evidence for protostellar collapse — A systematic study of line formation in low-mass dense cores // *Astrophys. J.* 1992. V. 394. P. 204.
42. *Rawlings J. M. C., Hartquist T. W., Menten K. M., & Williams D. A.* Direct diagnosis of infall in collapsing protostars. I — The theoretical identification of molecular species with broad velocity distributions // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1992. V. 255. P. 471.
43. *Rawlings J. M. C., & Yates J. A.* Modelling line profiles in infalling cores // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2001. V. 326. P. 1423.
44. *Tsamis Y. G., Rawlings J. M. C., Yates J. A., & Viti S.* Molecular line profiles as diagnostics of protostellar collapse: modelling the ‘blue asymmetry’ in inside-out infall // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2008. V. 388. P. 898.
45. *Redman M. P., Rawlings J. M. C., Yates J. A., & Williams D. A.* The sensitivity of infall molecular line profiles to the ambient radiation field // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2004. V. 352. P. 243.

46. *Ward-Thompson, D., & Buckley, H. D.* Modelling submillimetre spectra of the protostellar infall candidates NGC 1333-IRAS 2 and Serpens SMM4 // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 2001. V. 327. P. 955.
47. *Choi M.* Modeling Line Profiles of Protostellar Collapse Observed with High Angular Resolution // Astrophys. J. 2002. V. 575. P. 900.
48. *Zinchenko I., Caselli P., & Pirogov L.* Chemical differentiation in regions of high-mass star formation – II. Molecular multiline and dust continuum studies of selected objects // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 2009. V. 395. P. 2234.
49. *Crapsi A., Caselli P., Walmsley C. M., et al.* Probing the Evolutionary Status of Starless Cores through N2H⁺ and N2D⁺ Observations // Astrophys. J. 2005. V. 619. P. 379.
50. *Sohn J., Won Lee C., Park Y.-S., et al.* Probing Inward Motions in Starless Cores Using the HCN(J=1–0) Hyperfine Transitions: A Pointing Survey toward Central Regions // Astrophys. J. 2007. V. 664. P. 928.
51. *Lee J.-E., Bergin E. A., & Evans N. J. J. II.* Evolution of Chemistry and Molecular Line Profiles during Protostellar Collapse // Astrophys. J. 2004. V. 617. P. 360.
52. *De Vries C. H., & Myers P. C.* Molecular Line Profile Fitting with Analytic Radiative Transfer Models // Astrophys. J. 2005. V. 620. P. 800.
53. *Ohishi M., Irvine W. M., & Kaifu N.* Molecular Abundance Variations among and Within Cold, Dark Molecular Clouds // Astrochemistry of Cosmic Phenomena 1992. V. 150. P. 171.
54. *Ward-Thompson D., Scott P. F., Hills R. E., & Andre P.* A Submillimetre Continuum Survey of Pre Protostellar Cores // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1994. V. 268. P. 276.
55. *Alves J. F., Lada C. J., & Lada E. A.* Internal structure of a cold dark molecular cloud inferred from the extinction of background starlight // Nature 2001. V. 409. P. 159.
56. *Bonnor W. B.* Boyle's Law and gravitational instability // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1956. V. 116. P. 351.

57. *Larson R. B.* Numerical calculations of the dynamics of collapsing protostar // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1969. V. 145. P. 271.
58. *Penston M. V.* Dynamics of self-gravitating gaseous spheres-III. Analytical results in the free-fall of isothermal cases // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1969. V. 144. P. 425.
59. *Shu F. H.* Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation // Astrophys. J. 1977. V. 214. P. 488.
60. *Nielbock M., Launhardt R., Steinacker J., et al.* The Earliest Phases of Star formation (EPoS) observed with Herschel: the dust temperature and density distributions of B68 // Astron. and Astrophys. 2012. V. 547. A11.
61. *Pirogov L., Zinchenko I., Caselli P., & Johansson L. E. B.* Chemical differentiation in regions of high-mass star formation. CS, dust, and N₂H⁺ in southern sources // Astron. and Astrophys. 2007. V. 461. P. 523.
62. *Li Z.-Y., Shematovich V. I., Wiebe D. S., & Shustov B. M.* A Coupled Dynamical and Chemical Model of Starless Cores of Magnetized Molecular Clouds. I. Formulation and Initial Results // Astrophys. J. 2002. V. 569. P. 792.
63. *Васюнин А. И., Соболев А. М., Вибе Д. З., Семенов Д. А.* О влиянии неточностей скоростей химических реакций на результаты астрохимического моделирования // Письма в Астрон. журн. 2004. Т. 30. №8. С. 623.
64. *Wakelam V., Herbst E., & Selsis F.* The effect of uncertainties on chemical models of dark clouds // Astron. and Astrophys. 2006. V. 451. P. 551.
65. *Farquhar P. R. A., Millar T. J., & Herbst E.* The Effect of Varying Cosmic-Ray Ionization Rates on Dark Cloud Chemistry // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1994. V. 269. P. 641.
66. *Wiebe D., Semenov D., & Henning T.* Reduction of chemical networks. I. The case of molecular clouds // Astron. and Astrophys. 2003. V. 399. P. 197.

67. *Millar T. J., Farquhar P. R. A., & Willacy K.* The UMIST Database for Astrochemistry 1995 // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1997. V. 121. P. 139.
68. *Dalgarno A.* Interstellar Chemistry Special Feature: The galactic cosmic ray ionization rate // Proceedings of the National Academy of Science. 2006. V. 103. №33. P. 12269.
69. *Draine B. T.* Photoelectric heating of interstellar gas // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1978. V. 36. P. 595.
70. *Hollenbach D., & McKee C. F.* Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. I Physical processes // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1979. V. 41. P. 555.
71. *Hasegawa T. I., & Herbst E.* Three-Phase Chemical Models of Dense Interstellar Clouds — Gas Dust Particle Mantles and Dust Particle Surfaces // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1993. V. 263. P. 589.
72. *Aikawa Y., Herbst E., Roberts H., Caselli P.* Molecular Evolution in Collapsing Prestellar Cores. III. Contraction of a Bonnor-Ebert Sphere // Astrophys. J. 2005. V. 620. P. 330.
73. *Lee J.-E., Evans N. J. II, Bergin E. A.* Comparisons of an Evolutionary Chemical Model with Other Models // Astrophys. J. 2005. V. 631. P. 351.
74. *Flower D. R., Pineau Des Forêts G., & Walmsley C. M.* Freeze-out and coagulation in pre-protostellar collapse // Astron. and Astrophys. 2005. V. 436. P. 933.
75. *Belloche A.* Observation of rotation in star forming regions: clouds, cores, disks, and jets // EAS Publications Series 2013. V. 62. P. 25.
76. *Ohashi N., Lee S. W., Wilner D. J., & Hayashi M.* CCS Imaging of the Starless Core L1544: An Envelope with Infall and Rotation // Astrophys. J. Lett. to Ed. 1999. V. 518. L41.
77. *Williams J. P., Lee C. W., & Myers P. C.* A High-Resolution Comparative Study of the Slowly Contracting Starless Cores L694-2 and L1544 // Astrophys. J. 2006. V. 636. P. 952.

78. *Walker C. K., Narayanan G., & Boss A. P.* Spectroscopic signatures of infall in young protostellar systems // *Astrophys. J.* 1994. V. 431. P. 767.
79. *Chen X., Launhardt R., & Henning T.* OVRO N2H+ Observations of Class 0 Protostars: Constraints on the Formation of Binary Stars // *Astrophys. J.* 2007. V. 669. P. 1058.
80. *Lee C. W., Myers P. C., & Tafalla M.* A Survey of Infall Motions toward Starless Cores. I. CS (2–1) and N2H+ (1–0) Observations // *Astrophys. J.* 1999. V. 526. P. 788.
81. *Lee C. W., Myers P. C., & Tafalla M.* A Survey for Infall Motions toward Starless Cores. II. CS (2–1) and N2H+ (1–0) Mapping Observations // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2001. V. 136. P. 703.
82. *Lada C. J., Bergin E. A., Alves J. F., & Huard T. L.* The Dynamical State of Barnard 68: A Thermally Supported, Pulsating Dark Cloud // *Astrophys. J.* 2003. V. 586. P. 286.
83. *Keto E., Broderick A. E., Lada C. J., & Narayan R.* Oscillations of Starless Cores // *Astrophys. J.* 2006. V. 652. P. 1366.
84. *Turner B. E.* The Physics and Chemistry of Translucent Molecular Clouds. IV. HCO+ and N2H+ // *Astrophys. J.* 1995. V. 449. P. 635.
85. *Turner B. E.* The Physics and Chemistry of Small Translucent Molecular Clouds. VII. SO+ and H2S // *Astrophys. J.* 1996. V. 468. P. 694.
86. *Turner B. E., Lee H.-H., & Herbst E.* The Physics and Chemistry of Small Translucent Molecular Clouds. IX. Acetylenic Chemistry // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1998. V. 115. P. 91.
87. *Turner B. E., Pirogov L., & Minh Y. C.* The Physics and Chemistry of Small Translucent Molecular Clouds. VIII. HCN and HNC // *Astrophys. J.* 1997. V. 483. P. 235.
88. *Benson P. J., Caselli P., & Myers P. C.* Dense Cores in Dark Clouds. XI. A Survey for N2H+, C3H2, and CCS // *Astrophys. J.* 1998. V. 506. P. 743.

89. *Caselli P., Benson P. J., Myers P. C., & Tafalla M.* Dense Cores in Dark Clouds. XIV. N2H+ (1–0) Maps of Dense Cloud Cores // *Astrophys. J.* 2002. V. 572. P. 238.
90. *Lemme C., Wilson T. L., Tieftrunk A. R., & Henkel C.* Ammonia and C18O in globules // *Astron. and Astrophys.* 1996. V. 312. P. 585.
91. *Bally J., & Langer W. D.* Isotope-selective photodestruction of carbon monoxide // *Astrophys. J.* 1982. V. 255. P. 143.
92. *Federman S. R., Lambert D. L., Sheffer Y., et al.* Further Evidence for Chemical Fractionation from Ultraviolet Observations of Carbon Monoxide // *Astrophys. J.* 2003. V. 591. P. 986.
93. *Launhardt R., Nutter D., Ward-Thompson D., et al.* Looking Into the Hearts of Bok Globules: Millimeter and Submillimeter Continuum Images of Isolated Star-forming Cores // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2010. V. 188. P. 139.
94. *Schmalzl M., Launhardt R., Stutz A. M., et al.* The Earliest Phases of Star formation (EPoS). Temperature, density, and kinematic structure of the star-forming core CB 17 // *Astron. and Astrophys.* 2014. V. 569. A7.
95. *Armitage, P. J.* Physical processes in protoplanetary disks // Draft of lectures given at the 45th Saas-Fee Advanced Course «From Protoplanetary Disks to Planet Formation». 2015. arXiv:1509.06382.
96. *Haisch K. E. Jr., Lada E. A., & Lada C. J.* Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters // *Astrophys. J. Lett. to Ed.* 2001. V. 553. L153.
97. *D'Alessio P., Canto J., Calvet N., & Lizano S.* Accretion Disks around Young Objects. I. The Detailed Vertical Structure // *Astrophys. J.* 1998. V. 500. P. 411.
98. *Dullemond C. P., van Zadelhoff G. J., & Natta A.* Vertical structure models of T Tauri and Herbig Ae/Be disks // *Astron. and Astrophys.* 2002. V. 389. P. 464.
99. *Henning T., & Semenov D.* Chemistry in Protoplanetary Disks // *Chem. Rev.* 2013. V. 113. P. 9016.

100. *Guilloteau S., & Dutrey A.* Physical parameters of the Keplerian protoplanetary disk of DM Tauri // Astron. and Astrophys. 1998. V. 339. P. 467.
101. *Vasyunin A. I., Semenov D., Henning T., et al.* Chemistry in Protoplanetary Disks: A Sensitivity Analysis // Astrophys. J. 2008. V. 672. P. 629.
102. *Pety J., Gueth F., Guilloteau S.* Impact of ACA on the Wide-Field Imaging Capabilities of ALMA // ALMA Memo 398. <http://legacy.nrao.edu/alma/memos/html-memos/abstracts/abs398.html>.
103. *Томпсон А. Р., Моран Дж. М., Свенсон Дж. У.* Интерферометрия и синтез в радиоастрономии // Пер. с англ., Москва., изд. ФИЗМАТЛИТ, 2003.
104. *Уилсон Т. Л., Рольфс К., Хюттенмейстер С.* Инструменты и методы радиоастрономии // Пер. с англ., Москва, изд. ФИЗМАТЛИТ, 2012.
105. *Rosenfeld K. A., Andrews S. M., Hughes A. M., Wilner D. J., & Qi C.* A Spatially Resolved Vertical Temperature Gradient in the HD 163296 Disk // Astrophys. J. 2013. V. 774. P. 16.
106. *Launhardt R., & Henning T.* Millimetre dust emission from northern BOK globules // Astron. and Astrophys. 1997. V. 326. P. 329.
107. *Launhardt R., & Sargent A. I.* A Young Protoplanetary Disk in the Bok Globule CB 26? // Astrophys. J. Lett. to Ed. 2001. V. 562. L173.
108. *Stecklum B., Launhardt R., Fischer O., et al.* High-Resolution Near-Infrared Observations of the Circumstellar Disk System in the Bok Globule CB 26 // Astrophys. J. 2004. V. 617. P. 418.
109. *Henning T., Wolf S., Launhardt R., & Waters R.* Measurements of the Magnetic Field Geometry and Strength in Bok Globules // Astrophys. J. 2001. V. 561. P. 871.
110. *Sauter J., Wolf S., Launhardt R., et al.* The circumstellar disc in the Bok globule CB 26. Multi-wavelength observations and modelling of the dust disc and envelope // Astron. and Astrophys. 2009. V. 505. P. 1167.

111. *Lada C. J., & Fich M.* The Structure and Energetics of a Highly Collimated Bipolar Outflow: NGC 2264G // *Astrophys. J.* 1996. V. 459. P. 638.
112. *Hartigan P., Edwards S., & Ghandour L.* Disk Accretion and Mass Loss from Young Stars // *Astrophys. J.* 1995. V. 452. P. 736.
113. *Robitaille T. P.* HYPERION: an open-source parallelized three-dimensional dust continuum radiative transfer code // *Astron. and Astrophys.* 2001. V. 336. A79.
114. *Whitney B. A., Robitaille T. P., Bjorkman J. E., et al.* Three-dimensional Radiation Transfer in Young Stellar Objects // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2013. V. 207. P. 30.
115. *Bjorkman J. E., & Wood K.* Radiative Equilibrium and Temperature Correction in Monte Carlo Radiation Transfer // *Astrophys. J.* 2001. V. 554. P. 615.
116. *Kruegel E.* The physics of interstellar dust // Изд. Bristol: The Institute of Physics, IoP Series in astronomy and astrophysics, 2003.
117. *Mathis J. S., Rumpl W., & Nordsieck K. H.* The size distribution of interstellar grains // *Astrophys. J.* 1977. V. 217. P. 425.
118. *Duley W. W.* Fluctuations in Interstellar Grain Temperatures // *Astrophys. and Space Sci.* 1973. V. 23. P. 43.
119. *Draine B. T., & Li A.* Infrared Emission from Interstellar Dust. I. Stochastic Heating of Small Grains // *Astrophys. J.* 2001. V. 551. P. 807.
120. *Popescu C. C., Tuffs R. J., Dopita M. A., et al.* Modelling the spectral energy distribution of galaxies. V. The dust and PAH emission SEDs of disk galaxies // *Astron. and Astrophys.* 2011. V. 527. A109.
121. *Zinnecker H., & Yorke H. W.* Toward Understanding Massive Star Formation // *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.* 2007. V. 45. P. 481.
122. *Perault M., Omont A., Simon G., et al.* First ISOCAM images of the Milky Way // *Astron. and Astrophys.* 1996. V. 315. L165.

123. *Egan M. P., Shipman R. F., Price S. D., et al.* A Population of Cold Cores in the Galactic Plane // *Astrophys. J. Lett.* to Ed. 1998. V. 494. L199.
124. *Rathborne J. M., Simon R., & Jackson J. M.* The Detection of Protostellar Condensations in Infrared Dark Cloud Cores // *Astrophys. J.* 2007. V. 662. P. 1082.
125. *Launhardt R., Nutter D., Ward-Thompson D., et al.* Looking Into the Hearts of Bok Globules: Millimeter and Submillimeter Continuum Images of Isolated Star-forming Cores // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2010. V. 188. P. 139.
126. *Vasyunina T., Linz H., Henning T., et al.* Physical properties of Southern infrared dark clouds // *Astron. and Astrophys.* 2009. V. 499. P. 149.
127. *Benjamin R. A., Churchwell E., Babler B. L., et al.* GLIMPSE. I. An SIRTF Legacy Project to Map the Inner Galaxy // *Publ. of the Astron. Soc. of the Pacific* 2003. V. 115. P. 953.
128. *Carey S. J., Noriega-Crespo A., Mizuno D. R., et al.* MIPS GAL: A Survey of the Inner Galactic Plane at 24 and 70 μ m // *Publ. of the Astron. Soc. of the Pacific* 2009. V. 121. P. 76.
129. *Charbonneau P.* Genetic Algorithms in Astronomy and Astrophysics // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1995. V. 101. P. 309.
130. *Brinch C., Hogerheijde M. R., & Richling S.* Characterizing the velocity field in hydrodynamical simulations of low-mass star formation using spectral line profiles // *Astron. and Astrophys.* 2008. V. 489. P. 607.
131. *Baier A., Kerschbaum F., & Lebzelter T.* Fitting of dust spectra with genetic algorithms. I. Perspectives and limitations // *Astron. and Astrophys.* 2010. V. 516. A45.
132. *Beuther H., & Steinacker J.* The Protostar in the Massive Infrared Dark Cloud IRDC 18223-3 // *Astrophys. J. Lett.* to Ed. 2007. V. 656. L85.
133. *Robitaille T. P., Whitney B. A., Indebetouw R., et al.* Interpreting Spectral Energy Distributions from Young Stellar Objects. I. A Grid

- of 200,000 YSO Model SEDs // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2006. V. 167. P. 256.
134. *Бочкарев Н. Г.* Основы физики межзвездной среды // Москва, изд. Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2015.
135. *Whitney B. A., Indebetouw R., Bjorkman J. E., & Wood K.* Two-Dimensional Radiative Transfer in Protostellar Envelopes. III. Effects of Stellar Temperature // *Astrophys. J.* 2004. V. 617. P. 1177.
136. *Draine B. T., & Li A.* Infrared Emission from Interstellar Dust. IV. The Silicate-Graphite-PAH Model in the Post-Spitzer Era // *Astrophys. J.* 2007. V. 657. P. 810.
137. *Compiègne M., Verstraete L., Jones A., et al.* The global dust SED: tracing the nature and evolution of dust with DustEM // *Astron. and Astrophys.* 2011. V. 525. A103.
138. *Baes M., Verstappen J., De Looze I., et al.* Efficient Three-dimensional NLTE Dust Radiative Transfer with SKIRT // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2011. V. 196, P. 22.
139. *Manske V., & Henning T.* Two-dimensional radiative transfer with transiently heated particles: methods and applications // *Astron. and Astrophys.* 1998. V. 337. P. 85.
140. *Ferland G. J., Korista K. T., Verner D. A., et al.* CLOUDY 90: Numerical Simulation of Plasmas and Their Spectra // *Publ. of the Astron. Soc. of the Pacific* 1998. V. 110. P. 761.
141. *Wood K., Whitney B. A., Robitaille T., & Draine B. T.* Emission from Very Small Grains and PAH Molecules in Monte Carlo Radiation Transfer Codes: Application to the Edge-On Disk of Gomez's Hamburger // *Astrophys. J.* 2008. V. 688. P. 1118.
142. *Beuther H., Henning T., Linz H., et al.* From high-mass starless cores to high-mass protostellar objects // *Astron. and Astrophys.* 2010. V. 518. L78.
143. *Rathborne J. M., Jackson J. M., Chambers E. T., et al.* The Early Stages of Star Formation in Infrared Dark Clouds: Characterizing the Core Dust Properties // *Astrophys. J.* 2010. V. 715. P. 310.

144. *Laor A., & Draine B. T.* Spectroscopic constraints on the properties of dust in active galactic nuclei // *Astrophys. J.* 1993. V. 402. P. 441.
145. *Leger A., Jura M., & Omont A.* Desorption from interstellar grains // *Astron. and Astrophys.* 1985. V. 144. P. 147.
146. *Glassgold A. E., & Langer W. D.* Heating of Molecular-Hydrogen Clouds by Cosmic Rays and X-Rays // *Astrophys. J.* 1973. V. 186. P. 859.
147. *Churchwell E., Povich M. S., Allen D., et al.* The Bubbling Galactic Disk // *Astrophys. J.* 2006. V. 649. P. 759.
148. *Simpson R. J., Povich M. S., Kendrew S., et al.* The Milky Way Project First Data Release: a bubblier Galactic disc // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2012. V. 424. P. 2442.
149. *Watson C., Povich M. S., Churchwell E. B., et al.* Infrared Dust Bubbles: Probing the Detailed Structure and Young Massive Stellar Populations of Galactic HII Regions // *Astrophys. J.* 2008. V. 681. P. 1341.
150. *Deharveng L., Schuller F., Anderson L. D., et al.* A gallery of bubbles. The nature of the bubbles observed by Spitzer and what ATLASGAL tells us about the surrounding neutral material // *Astron. and Astrophys.* 2010. V. 523. A6.
151. *Anderson L. D., Zavagno A., Deharveng L., et al.* The dust properties of bubble HII regions as seen by Herschel // *Astron. and Astrophys.* 2012. V. 542. A10.
152. *Paladini R., Umana G., Veneziani M., et al.* Spitzer and Herschel Multiwavelength Characterization of the Dust Content of Evolved HII Regions // *Astrophys. J.* 2012. V. 760. P. 149.
153. *Tielens A. G. M.* Interstellar Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Molecules // *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.* 2008. V. 46. P. 289.
154. *Verstraete L., Puget J. L., Falgarone E., et al.* SWS spectroscopy of small grain features across the M17-Southwest photodissociation front // *Astron. and Astrophys.* 1996. V. 315. L337.
155. *Everett J. E., & Churchwell E.* Dusty Wind-blown Bubbles // *Astrophys. J.* 2010. V. 713. P. 592.

156. *Rodgers A. W., Campbell C. T., & Whiteoak J. B.* A catalogue of H α -emission regions in the southern Milky Way // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1960. V. 121. P. 103.
157. *Deharveng L., Zavagno A., & Caplan J.* Triggered massive-star formation on the borders of Galactic HII regions. I. A search for “collect and collapse” candidates // Astron. and Astrophys. 2005. V. 433. P. 565.
158. *Zavagno A., Russeil D., Motte F., et al.* Star formation triggered by the Galactic HII region RCW 120. First results from the Herschel Space Observatory // Astron. and Astrophys. 2010. V. 518. L81.
159. *Zavagno A., Pomarès M., Deharveng L., et al.* Triggered star formation on the borders of the Galactic HII region RCW 120 // Astron. and Astrophys. 2007. V. 472. P. 835.
160. *Deharveng L., Zavagno A., Schuller F., et al.* Star formation around RCW 120, the perfect bubble // Astron. and Astrophys. 2009. V. 496. P. 177.
161. *Кирсанова М. С., Вибе Д. З., Соболев А. М.* Химико-динамическая эволюция газа вблизи расширяющейся зоны HII // Астрон. журн. 2009. Т. 86. С. 661.
162. *Stone J. M. & Norman M. L.* ZEUS-2D: A radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two space dimensions. III — The radiation hydrodynamic algorithms and tests // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1992. V. 80. P. 753.
163. *Crampton D.* Observations of stars in HII regions: Spectral classification and UBV photometry // Astron. J. 1971. V. 76. P. 260.
164. *Martins F., Pomarès M., Deharveng L., et al.* Near-IR integral field spectroscopy of ionizing stars and young stellar objects on the borders of HII regions // Astron. and Astrophys. 2010. V. 510. A32.
165. *Diaz-Miller R. I., Franco J., & Shore S. N.* Photoionized and Photodissociated Regions around Main-Sequence Stars // Astrophys. J. 1998. V. 501, P. 192.
166. *Russeil D.* Star-forming complexes and the spiral structure of our Galaxy // Astron. and Astrophys. 2003. V. 397. P. 133.

167. *Klein R. I., Inutsuka S.-I., Padoan P., & Tomisaka K.* Current Advances in the Methodology and Computational Simulation of the Formation of Low-Mass Stars // Protostars and Planets V. 2007. P. 99.
168. *Li Z.-Y., Banerjee R., Pudritz R. E., et al.* The Earliest Stages of Star and Planet Formation: Core Collapse, and the Formation of Disks and Outflows // Protostars and Planets VI. 2014. P. 173.
169. *Gingold R. A., & Monaghan J. J.* Smoothed particle hydrodynamics — Theory and application to non-spherical stars // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1977. V. 181. P. 375.
170. *Bate M. R.* Collapse of a molecular cloud core to stellar densities: the formation and evolution of pre-stellar discs // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 2011. V. 417. P. 2036.
171. *Yorke H. W., Bodenheimer P., & Laughlin G.* The formation of protostellar disks. I — 1 M(solar) // Astrophys. J. 1993. V. 411. P. 274.
172. *Machida M. N., Matsumoto T., Tomisaka K., & Hanawa T.* Collapse and fragmentation of rotating magnetized clouds — I. Magnetic flux-spin relation // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 2005. V. 362. P. 369.
173. *Truelove J. K., Klein R. I., McKee C. F., et al.* Self-gravitational Hydrodynamics with Three-dimensional Adaptive Mesh Refinement: Methodology and Applications to Molecular Cloud Collapse and Fragmentation // Astrophys. J. 1998. V. 495. P. 821.
174. *Banerjee R., & Pudritz R. E.* Outflows and Jets from Collapsing Magnetized Cloud Cores // Astrophys. J. 2006. V. 641. P. 949.
175. *Duffin D. F., & Pudritz R. E.* The Early History of Protostellar Disks, Outflows, and Binary Stars // Astrophys. J. Lett. to Ed. 2009. V. 706. L46.
176. *Masunaga H., Miyama S. M., & Inutsuka S.-i.* A Radiation Hydrodynamic Model for Protostellar Collapse. I. The First Collapse // Astrophys. J. 1998. V. 495. P. 346.
177. *Vaytet N., Audit E., Chabrier G., et al.* Simulations of protostellar collapse using multigroup radiation hydrodynamics. I. The first collapse // Astron. and Astrophys. 2012. V. 543. A60.

178. *Kunz M. W., & Mouschovias T. C.* The Nonisothermal Stage of Magnetic Star Formation. I. Formulation of the Problem and Method of Solution // *Astrophys. J.* 2009. V. 693. P. 1895.
179. *Vorobyov E. I., & Basu S.* Self-regulated gravitational accretion in protostellar discs // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2007. V. 381. P. 1009.
180. *Stone J. M., Mihalas D., & Norman M. L.* ZEUS-2D: A radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two space dimensions. III — The radiation hydrodynamic algorithms and tests // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1992. V. 80. P. 819.
181. *Levermore C. D., & Pomraning G. C.* A flux-limited diffusion theory // *Astrophys. J.* 1981. V. 248. P. 321.
182. *Audit E., Charrier P., Chièze J., & Dubroca B.* A radiation-hydrodynamics scheme valid from the transport to the diffusion limit // arXiv:astro-ph/0206281, 2002.
183. *Goldsmith P. F.* Molecular Depletion and Thermal Balance in Dark Cloud Cores // *Astrophys. J.* 2001. V. 557. P. 736.
184. *Falgarone E., & Puget J. L.* A model of clumped molecular clouds. I — Hydrostatic structure of dense cores // *Astron. and Astrophys.* 1985. V. 142. P. 157.
185. *Lintott C. J., & Rawlings J. M. C.* Determining the cosmic ray ionization rate in dynamically evolving clouds // *Astron. and Astrophys.* 2006. V. 448. P. 425.
186. *Bakes E. L. O., & Tielens A. G. G. M.* The photoelectric heating mechanism for very small graphitic grains and polycyclic aromatic hydrocarbons // *Astrophys. J.* 1994. V. 427. P. 822.
187. *Weingartner J. C., & Draine B. T.* Photoelectric Emission from Interstellar Dust: Grain Charging and Gas Heating // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2001. V. 134. P. 263.
188. *Yorke H. W.* Numerical solution of the equation of radiation transfer in spherical geometry // *Astron. and Astrophys.* 1980. V. 86. P. 286.

189. *Mihalas D., & Mihalas B. W.* Foundations of Radiation Hydrodynamics // Изд. New York: Oxford University Press, 1984.
190. *Boss A. P.* Protostellar formation in rotating interstellar clouds. IV Nonisothermal collapse // *Astrophys. J.* 1984. V. 277. P. 768.
191. *Krumholz M. R., Klein R. I., McKee C. F., & Bolstad J.* Equations and Algorithms for Mixed-frame Flux-limited Diffusion Radiation Hydrodynamics // *Astrophys. J.* 2007. V. 667. P. 626.
192. *Bate M. R., & Keto E. R.* Combining radiative transfer and diffuse interstellar medium physics to model star formation // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2015. V. 449. P. 2643.
193. *Bate M. R., Bonnell I. A., & Bromm V.* The formation of a star cluster: predicting the properties of stars and brown dwarfs // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2003. V. 339. P. 577.
194. *Самарский А. А., Попов Ю. П.* Разностные методы решения задач газовой динамики // Москва. Изд. «Наука», 1992.
195. *Kunasz P., & Auer L. H.* Short characteristic integration of radiative transfer problems — Formal solution in two-dimensional slabs // *J. of Quant. Spectrosc. and Rad. Transf.* 1988. V. 39. P. 67.
196. *Самарский А. А., Николаев Е. С.* Методы решения сеточных уравнений // Москва. Изд. «Наука», 1978.
197. *Rider W. J., Knoll D. A., Olson G. L.* A Multigrid Newton-Krylov Method for Multimaterial Equilibrium Radiation Diffusion // *J. of Comp. Phys.* 1999. V. 152. P. 164.
198. *Saad Y., Schultz M. H.* GMRES: A generalized minimal residual algorithm for solving non-symmetric linear systems // *J. Sci. Stat. Comput.* 1986. V. 7. P. 856.
199. *Wesseling P.* An Introduction to Multigrid Methods Изд. England: Jons Willey & Sons Ltd, 1992.
200. *Федоренко Р. П.* Релаксационный метод решения разностных эллиптических уравнений // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1961. Т. 1. №5. С. 922.

201. *Спитцер Л.* Физические процессы в межзвездной среде // Пер. с англ. Москва. Изд. Мир, 1981.
202. *Ландау Л. Д., Либшиц Е. М.* Статистическая физика // Москва. Изд. Наука, 1976.
203. *Nakano T., Nishi R., & Umebayashi T.* Mechanism of Magnetic Flux Loss in Molecular Clouds // *Astrophys. J.* 2002. V. 573. P. 199.
204. *Дудоров А. Е., Жилкин А. Г.* Автомодельные режимы коллапса магнитных протозвездных облаков // Астрон. журн. 2008. V. 85. P. 879.