

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования «Уральский федеральный  
университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина».

На правах рукописи



Ладейщиков Дмитрий Антонович

**“Исследование пространственно-кинематической  
структуры гигантских молекулярных облаков”**

Специальность 01.03.02 — астрофизика и звездная астрономия

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
к.ф.-м.н. Соболев А.М.

Екатеринбург – 2016

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>Главы</b>	
<b>1 Способы изучения молекулярных облаков</b>	<b>13</b>
1.1 Основные индикаторы молекулярного вещества в Галактике . . .	13
1.2 Исследование областей образования звезд . . . . .	16
1.3 Индуцированное звездообразование . . . . .	18
1.4 Статистические характеристики молекулярных облаков . . . . .	20
1.5 Алгоритмы выделения структур в молекулярных облаках . . . . .	24
1.6 Оценка физических параметров молекулярных облаков по радиолиниям CO . . . . .	32
1.6.1 Отношения оптических толщин . . . . .	33
1.6.2 Модель теоретического профиля линии CO . . . . .	37
1.6.3 Расчет лучевой концентрации молекулярного газа . . . . .	40
1.6.4 Оценка физических параметров молекулярных облаков по радиолиниям CO в переходе (1–0) . . . . .	44
1.6.5 Расчет массы, размеров и дисперсий скоростей молекулярных сгустков . . . . .	45
1.7 Выводы . . . . .	47
<b>2 Звездообразование в области S233</b>	<b>48</b>
2.1 Общая характеристика области S233 . . . . .	48
2.2 Наблюдения и обработка данных . . . . .	49
2.2.1 Данные наблюдений $^{12}\text{CO}$ и $^{13}\text{CO}$ . . . . .	49
2.2.2 Эшелле-спектр ионизирующей звезды . . . . .	51
2.2.3 Спектральный анализ . . . . .	51
2.3 Туманность, образующая область S233 . . . . .	54
2.3.1 Оптические изображения . . . . .	54
2.3.2 Данные UKIDSS в ближнем ИК-диапазоне . . . . .	54
2.3.3 Данные WISE в среднем ИК-диапазоне . . . . .	55

2.3.4	Данные IRAS в дальнем ИК-диапазоне . . . . .	57
2.3.5	Физические параметры пыли . . . . .	58
2.4	Молекулярный газ . . . . .	61
2.4.1	Общее распределение газа в области S233 . . . . .	61
2.4.2	Молекулярный сгусток вещества . . . . .	63
2.5	Обсуждение . . . . .	69
2.5.1	Морфология зоны Н II S233 . . . . .	69
2.5.2	Сценарий звездообразования в области S233 . . . . .	70
2.6	Выводы . . . . .	73

### **3 Обзор молекулярных линий в направлении на области звездообразования S231-S235 75**

3.1	Отработка методики спектральных наблюдений с помощью двухканального радиометра диапазона 8 мм на РТ-22 ФИАН .	76
3.1.1	Составные части двухканального радиометра диапазона 8 мм . . . . .	77
3.1.2	Общая схема двухканального радиометра диапазона 8 мм	78
3.1.3	Гетеродин диапазона 7-9 ГГц . . . . .	80
3.1.4	Синтезатор частоты SMB-100A . . . . .	82
3.1.5	Блок управления ГШ . . . . .	83
3.2	Система автоматизации наблюдений . . . . .	85
3.2.1	Основные функции программы . . . . .	85
3.2.2	Обработка спектров . . . . .	86
3.3	Выбор объектов для наблюдений . . . . .	87
3.4	Наблюдательные данные . . . . .	88
3.4.1	Наблюдения в диапазоне 8 мм . . . . .	89
3.4.2	Наблюдения в диапазоне 13 мм . . . . .	90
3.4.3	Архивные данные об излучении CO . . . . .	91
3.5	Результаты . . . . .	91
3.5.1	Массы сгустков и содержание молекулярного водорода в них . . . . .	91
3.5.2	Линии-трассеры плотного молекулярного газа . . . . .	98
3.5.3	Температура и плотность молекулярного газа . . . . .	99
3.6	Обсуждение . . . . .	103
3.6.1	Распределение плотного газа в области S231-235 . . . . .	103
3.6.2	Звездообразование в молекулярных сгустках . . . . .	106
3.6.3	Признаки истечений в молекулярных сгустках . . . . .	107
3.7	Выводы . . . . .	109

<b>4 Структурные соотношения для молекулярных облаков</b>	<b>110</b>
4.1 Методы выделения облаков . . . . .	110
4.2 Физические параметры ГМО . . . . .	113
4.3 Анализ структурных соотношений . . . . .	117
4.3.1 Соотношение «дисперсия скорости – размер» . . . . .	117
4.3.2 Соотношение «вириальная масса – светимость» . . . . .	121
4.3.3 Соотношение «светимость–размер» . . . . .	123
4.3.4 Вариация шага по скорости . . . . .	125
4.3.5 Вариация порога . . . . .	125
4.3.6 Функция масс . . . . .	127
4.4 Выводы . . . . .	130
<b>Заключение</b>	<b>132</b>
<b>Список библиографических ссылок</b>	<b>141</b>

# Введение

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность работы

Основная часть звезд в Галактике рождается в гигантских молекулярных облаках (ГМО), поэтому исследование особенностей пространственно-кинематической структуры ГМО необходимо для изучения особенностей звездообразования в Галактике. Наличие большого числа молекул в межзвездной среде дает богатые возможности для анализа физических условий и химического состава ГМО. Согласно исследованиям из работы [1], процессы звездообразования происходят в первую очередь в местах повышенной концентрации газа, главная компонента которого – молекулярный водород. Молекулярный газ распределен в Галактике неравномерно, причем он сконцентрирован в различные иерархические структуры – гигантские молекулярные облака, молекулярные облака, волокна, молекулярные сгустки, ядра и др. Исследование данных структур позволяет сделать выводы о протекающих в них процессах звездообразования. Ставятся следующие вопросы: каким образом возникли наблюдаемые комплексы звездообразования, каковы их морфология и кинематика, как взаимодействуют между собой различные составляющие, каковы их основные физические характеристики (масса, плотность, температура), при каких условиях возникают и как протекают процессы звездообразования, каковы основные свидетельства их активности в данный момент, какие звезды в них образуются и каким образом они влияют на окружающее межзвездное вещество.

Эффективным методом получения наблюдательных данных о кинематике и физической структуре облаков молекулярного газа является картографирование в радиолиниях. Для этой цели могут быть использованы линии различных молекул, выступающие в качестве индикаторов тех или иных процессов и условий, возникающих в межзвездной среде. В частности, линии молекулы СО используются для изучения общего распределения молекулярного газа. Линии молекулы аммиака ( $\text{NH}_3$ ) являются индикаторами температуры

и повышенной плотности газа, а линии молекулы цианоацетилена ( $\text{HC}_3\text{N}$ ) являются индикаторами областей еще более высоких плотностей. Мазерные линии метанола ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ) I класса дают возможность обнаружения ударных фронтов в межзвездной среде, характерных для истечений из молодых звездных объектов. Вместе данная информация позволяет отождествить места активного звездообразования, а также произвести приблизительную оценку их физических и химических характеристик.

В настоящее время накоплен богатый наблюдательный материал, позволяющий производить исследования областей образования звезд. Вместе с этим идет развитие численных методов крупномасштабного галактического моделирования с учетом различных физических процессов. Модели, представленные в последних работах (см. к примеру работы [2, 3]) зачастую показывают расхождение теоретических результатов с данными наблюдений. Рассогласование объясняется не только особенностями моделирования (к примеру, учет обратной связи от звезд и других факторов), но и разницей методов выделения облаков. Поэтому сопоставление данных наблюдений и моделирования всегда связано с поиском общей методики для анализа данных, которая одинаково хорошо подойдет как для данных моделирования, так и данных наблюдений.

Результатом наблюдений в радиолиниях в случае исследования крупномасштабных газовых структур являются «кубы данных», в которых две оси являются пространственными, а третья ось – кинематическая, соответствующая лучевой скорости объектов. В настоящий момент разработаны различные методы анализа данных пространственно-кинематической структуры (например, методы Clumpfind [4], GaussClump [5], FellWalker [6] и др.). Эти методы позволяют выделять различные структуры в «кубах данных», которые затем могут быть проанализированы статистически для определения основных физических характеристик этих структур – масс, светимостей, дисперсий лучевых скоростей и др. Именно на основании этих характеристик возможно сравнение данных моделирования и наблюдений. Данные структуры также являются кандидатами в области звездообразования.

Исследование областей звездообразования – актуальная и активно развивающаяся область в астрофизике. Связь этой области исследования с анализом крупномасштабной структуры гигантских молекулярных облаков обуславливается тем, что звездообразование в первую очередь происходит в местах скопления молекулярного газа, то есть в молекулярных облаках. Образование звезд может начинаться как спонтанно, так и под воздействием внешних факторов. Стимулированное звездообразование – один из наиболее эффективных процессов звездообразования в Галактике и за ее пределами.

В настоящий момент принята точка зрения, что стимулированное звездообразование протекает по двум основным сценариям – «сжатие существующего сгустка» и «сбор-и-сжатие». Следует отметить, что источником энергии для данных сценариев могут быть различные процессы, в том числе взрывы сверхновых, расширения зон НII, столкновения облаков молекулярного газа и иные причины.

### **Цели и задачи исследования**

Целью настоящей диссертационной работы является исследование пространственно-кинематической структуры гигантских молекулярных облаков на основании данных наблюдений и моделирования в линиях CO, NH<sub>3</sub>, CH<sub>3</sub>OH, HC<sub>3</sub>N. Решение поставленной задачи включает в себя:

1. Рассмотрение основных методов анализа пространственно-кинематической структуры гигантских молекулярных облаков (ГМО).
2. Применение различных методов анализа структуры ГМО для данных моделей и наблюдений и исследование особенностей различных методов анализа структуры ГМО.
3. Исследование основных физических характеристик ГМО на основании данных наблюдений и моделирования в линии CO.
4. Исследование ГМО в различных линиях молекул межзвездной среды (CO, NH<sub>3</sub>, CH<sub>3</sub>OH и HC<sub>3</sub>N и др.) для прояснения их физического состояния.
5. Исследование особенностей индуцированного звездообразования в ГМО.

### **Основные результаты, выносимые на защиту**

1. Анализ пространственно-кинематической структуры молекулярного облака в области S233, позволивший выделить изолированный сгусток молекулярного газа, совпадающий по положению с инфракрасным источником, содержащим компактное ядро и оболочечную структуру. По результатам анализа установлено, что в данной области звездообразование возможно по сценарию «сжатие ранее существующего сгустка» (collapse of the pre-existing clump).

2. Оценки физических параметров молекулярных сгустков в гигантском молекулярном облаке G174+2.5 по линиям молекул CO и NH<sub>3</sub>. По линии CO были определены размеры, лучевые концентрации и массы молекулярных сгустков. Массы сгустков по данным CO находятся в диапазоне 700-2000 M<sub>☉</sub>. По линии NH<sub>3</sub> определены температуры и концентрации газа в молекулярных сгустках. Установлено, что значения температуры и концентрации молекулярного газа лежат в пределах 16–30 К и 2.8–7.2 × 10<sup>3</sup> см<sup>-3</sup>, соответственно.
3. Наблюдения на радиотелескопе РТ-22 гигантского молекулярного облака G174+2.5 в линиях CH<sub>3</sub>OH, HC<sub>3</sub>N и NH<sub>3</sub> в направлениях на сгустки, наиболее яркие в линии молекулы CO. По результатам наблюдений линия CH<sub>3</sub>OH на частоте 36.2 ГГц, которая трассирует ударные фронты в межзвездной среде, была зарегистрирована впервые в направлении на молекулярный сгусток WB89 673. Получены новые регистрации линий HC<sub>3</sub>N и NH<sub>3</sub> в направлении на молекулярные сгустки WB89 673 и WB89 668, что указывает на высокую плотность вещества в них.
4. Исследование статистических закономерностей гигантских молекулярных облаков в различных теоретических моделях галактик при использовании метода выделения облаков по излучению CO методом Clumpfind [7].

### **Научная новизна результатов**

1. Впервые исследована пространственно-кинематическая структура молекулярного облака в области звездообразования S233. На основании архивных данных в инфракрасной области, а также собственных данных по излучению в линии CO и оптическим спектрам была исследована ионизирующая звезда, оптическая туманность, молекулярный газ и пыль в области S233. На основании полученных данных был исследован сценарий звездообразования в области S233.
2. Впервые получены данные о физических характеристиках молекулярных сгустков в направлении на области звездообразования S231-S235 по линиям CO и NH<sub>3</sub>. Открыты новые источники излучения в линиях CH<sub>3</sub>OH, HC<sub>3</sub>N и NH<sub>3</sub> в направлении на молекулярные сгустки из комплекса звездообразования S231-S235.
3. Для радиотелескопа РТ-22 ФИАН была разработана система автоматизации для двухканального радиометра диапазона 8 мм. Разработанная



система автоматизации управляет двухканальным радиометром диапазона 8 мм, который позволяет вдвое увеличить эффективность наблюдений по сравнению с одноканальным радиометром благодаря возможности одновременного наблюдения двух спектральных линий в диапазоне 34-38 ГГц. Система успешно применена для исследования областей звездообразования комплекса S231-S235 в линиях  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $\text{HC}_3\text{N}$ . *Данный результат на защиту не выносится.*

4. Впервые проведен анализ статистических характеристик молекулярных облаков в моделях галактик для различных методов выделения структур в молекулярных облаках, в том числе с применением алгоритма Clumpfind [7] для моделей дисковых галактик с различной морфологией. Установлено, что способ выделения молекулярных облаков влияет на оценки их основных физических характеристик – массы, светимости и дисперсии скоростей на луче зрения. Исследовано влияние методов выделения на статистические характеристики (соотношения Ларсона) молекулярных облаков.

### **Практическая значимость**

Полученные данные о молекулярных сгустках в направлении на области звездообразования S231-S235 по линиям CO и  $\text{NH}_3$  составляют основу знаний о физических характеристиках молекулярных сгустков в ГМО. Полученные новые регистрации линий  $\text{NH}_3$  и  $\text{HC}_3\text{N}$  в источниках WB89 673 и WB89 668 указывают на присутствие вещества с высокой плотностью, что составляет основу для будущих исследований процессов звездообразования в этих объектах, к примеру, при помощи субмиллиметрового радиотелескопа APEX (Atacama Pathfinder Experiment) и 20-метрового радиотелескопа обсерватории Онсала. По линии CO определены размеры, лучевые концентрации и массы молекулярных сгустков. По линии  $\text{NH}_3$  определены температуры и концентрации газа в молекулярных сгустках. Установлено, что значения температуры и концентрации молекулярного газа лежат в пределах 16-30 К и  $2.8-7.2 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ , соответственно. Линия  $\text{CH}_3\text{OH}$  на частоте 36.2 ГГц, которая трассирует ударные фронты в межзвездной среде, в источнике WB89 673 была зарегистрирована впервые. Значимость данного результата заключается в том, что физические параметры молекулярных сгустков и особенности звездообразования в объектах S231-S235 составляют основу исследований физического статуса ГМО в Галактике.

На радиотелескопе РТ-22 ФИАН была разработана система автоматизации для двухканального радиометра диапазона 8 мм, на котором были впервые

исследованы области звездообразования S231-S235. Новый радиометр позволяет одновременно получать две спектральные линии в диапазоне 34-38 ГГц, что увеличивает эффективность наблюдений вдвое по сравнению с одноканальным радиометром. Прделанная работа доказывает возможность использования нового двухканального радиометра РТ-22 диапазона 8 мм для исследований областей звездообразования. *Данный результат на защиту не выносится.*

Впервые исследована пространственно-кинематическая структура молекулярного облака в области звездообразования S233. Установлено, что в данной области наблюдается довольно редкий класс объектов – одиночная В-звезда главной последовательности, которая влияет своим ударно-ионизационным фронтом на окружающий молекулярный газ и показывает признаки активного звездообразования на своей границе. Эти данные важны для развития теории ранних фаз индуцированного звездообразования.

Алгоритм Clumpfind [7] был впервые применен для анализа данных гидродинамического моделирования дисковых галактик, что позволило сравнить результаты моделирования с данными наблюдений, в которых применение алгоритма Clumpfind является стандартной процедурой. Эта методика может с успехом применяться в будущем.

## **Достоверность результатов**

Достоверность исследования пространственно-кинематической структуры молекулярного облака в области S233 при помощи радиотелескопов FCRAO и SMT, подтверждается тем, что в ходе исследования были использованы апробированные методики проведения наблюдений и обработки результатов, а также участием в работе в качестве соавтора Джона Бигинга – опытного наблюдателя на радиотелескопе SMT, при участии которого опубликовано более 250 работ.

Достоверность полученных данных с РТ-22 обеспечена тем, что в ходе исследования были использованы апробированные методики проведения наблюдений и обработки результатов, а также соответствием полученных наблюдаемых характеристик спектральных линий в тестовых объектах результатам предыдущих наблюдений на РТ-22 и результатам наблюдений на других радиотелескопах в работах [8–13].

Достоверность исследования статистических закономерностей гигантских молекулярных облаков в моделях дисковых галактик подтверждается тем, что в ходе исследования были использованы апробированные методы расче-

та и анализа, а также соответствием физических характеристик облаков в моделях характеристикам облаков по результатам наблюдений [14–17].

### **Личный вклад автора в совместные работы**

Основные результаты диссертации опубликованы в 3 статьях [A1-A3] в рецензируемых журналах и изданиях, рекомендованных ВАК, в том числе две статьи опубликованы в высокорейтинговом зарубежном журнале (MNRAS). Все статьи, лежащие в основе настоящей работы, написаны в соавторстве, причем вклад диссертанта в работы [A1,A2] является определяющим.

Автор диссертации лично провел следующие работы:

- В работе [A1] автор обрабатывал и анализировал инфракрасные данные с космических и наземных телескопов WISE, UKIDSS и IRAS, а также оригинальные данные по излучению в линиях CO, полученные на радиотелескопах SMT и FCRAO, проведенные и предоставленные по заявке Астрономической Обсерватории УрФУ. Автор произвел оценку физических параметров молекулярного и инфракрасного сгустков, исследовал особенности звездообразования в области S233 и написал основной текст работы.
- В работе [A2] автор отобрал источники для наблюдений, принял участие в установке на радиотелескоп РТ-22 двухканального радиометра диапазона 8 мм, на котором производились наблюдения, разработал и внедрил систему автоматизации для двухканального радиометра. Автор самостоятельно разработал программу наблюдений, провел наблюдения на РТ-22 за несколько сессий в 2012, 2013 и 2015 годах, обработал полученные спектры, определил физические параметры молекулярных сгустков по линиям CO, исследовал особенности звездообразования в молекулярных сгустках по полученным молекулярным линиям и написал основной текст работы.
- В работе [A3] автор занимался выделением молекулярных облаков из моделей дисковых галактик методом CLUMPFIND [4], а также рассчитывал физические характеристики выделенных облаков. Диссертант также принимал участие в составлении статистических закономерностей, обсуждении результатов и содержания текста статьи.

## **Апробация результатов**

Все основные результаты и положения, выносимые на защиту, докладывались на следующих семинарах и конференциях:

- 1) Всероссийская астрономическая конференция (ВАК-2010) «От эпохи Галилея до наших дней», 13 – 18 сентября 2010 г., Нижний Архыз.
- 2) Школа-семинар «Физико-Химические процессы в межзвездной среде», 1 – 6 сентября 2011 г., Волгоград.
- 3) 41-ая международная студенческая научная конференция «Физика Космоса», 30 января – 3 февраля 2012 г., Екатеринбург.
- 4) Семинар Пушинской радиоастрономической обсерватории АКЦ ФИАН «Первые наблюдения с двухканальным радиометром», 2012 г., Пушкино.
- 5) Международная конференция «XLII Young European Radio Astronomers Conference» (YERAC 42), 18 – 21 сентября 2012 г., Пушкино.
- 6) 42-я международная студенческая научная конференция «Физика Космоса», 28 января – 1 февраля 2013 г., Екатеринбург.
- 7) Международная конференция «Star Formation Across Space and Time», 11 – 14 ноября 2014 г., Нордвайк, Нидерланды.
- 8) 45-ая международная студенческая научная конференция «Физика Космоса», 1 – 5 февраля 2016 г., Екатеринбург.

# Глава 1

## Способы изучения молекулярных облаков

Данная глава является обзором литературы по проблеме изучения структуры гигантских молекулярных облаков. В ней приводятся общие сведения по молекулам, которые используются для исследования гигантских молекулярных облаков Галактики, а также по их физическим и статистическим характеристикам. Обсуждается связь гигантских молекулярных облаков с областями звездообразования и процессом индуцированного звездообразования. В главе приводится описание современных методик для выделения структур в молекулярных облаках.

### 1.1 Основные индикаторы молекулярного вещества в Галактике

В настоящее время известно порядка 150 межзвездных молекул. Некоторые из них, например CO, NH<sub>3</sub> и CS достаточно обильны и широко распространены и дают возможность построить морфологические радио карты. Они показывают картину, резко отличающуюся от распределения атомарного водорода HI. Самые плотные молекулярные области не дают усиления в линии 21 см, так как водород в них находится в основном в молекулярной форме (H<sub>2</sub>). Только излучение молекул (к примеру, CO) может показать наличие или отсутствие молекулярного водорода, который является основным строительным материалом для звезд в нашей и других галактиках. Одна из самых фундаментальных характеристик молекулы водорода – лучевая концентрация  $N(\text{H}_2)$ , которая показывает количество молекул на луче зрения. Знание лучевой концентрации позволяет оценить массу молекулярного обла-

ка и выделить места повышенной концентрации газа – области возможного звездообразования. Заметный вклад в массу молекулярных облаков вносит также атом гелия. Обычно для характеристики состава молекулярных облаков применяют средний молекулярный вес по отношению к весу молекулы водорода:  $\mu = m_{\text{gas}}/m_{\text{H}_2}$  ( $\mu \simeq 1.33$ ). В среднем атомы водорода составляют около 90% числа всех атомов, или 70% по массе. На атомы гелия приходится около 10% числа атомов, или 28% массы. Остальные 2% массы составляют все последующие элементы («тяжелые элементы»). Наиболее обильны из них кислород, углерод, азот, неон, магний, кремний, сера, железо. Все вместе они составляют приблизительно 1/1000 атомов межзвездного вещества. Однако роль их в межзвездном газе очень велика. За 40 лет радиоастрономических наблюдений в молекулярных облаках найдено более 90 различных межзвездных молекул (см. работу [18]), среди которых много органических молекул, таких как формальдегид, метанол, этанол, диметиловый эфир и др. Возможность образования столь сложных молекул в условиях крайне разреженного газа при очень низких температурах потребовало от исследователей поиска специальных реакций, способных образовать эти молекулы при таких специфических условиях.

Так как молекула  $\text{H}_2$  не имеет переходов, которые могут возбуждаться в нормальных условиях межзвездной среды, поэтому непосредственное наблюдение этой молекулы затруднено. В связи с этим обычно полагаются на косвенные методы определения лучевой концентрации  $\text{H}_2$ . Одним из таких методов является анализ изучение молекулы  $\text{CO}$ , которая является самой обильной после  $\text{H}_2$ . Связь между обилием  $\text{CO}$  и  $\text{H}_2$  объясняется в основном столкновительными процессами [19]. Как и  $\text{H}_2$ , молекула  $\text{CO}$  образуется на поверхности пылинок, поэтому ее распределение тесно связано с распределением молекулярного водорода и позволяет делать выводы о распределении молекулярного газа в целом. Следует однако отметить, что молекула  $\text{CO}$  имеет несколько иные химические характеристики, чем молекула водорода, что может оказывать влияние на относительное соотношение этих молекул [20]. К примеру, потенциал диссоциации для молекулы  $\text{CO}$  намного ниже, чем для молекулы  $\text{H}_2$ , поэтому молекула  $\text{CO}$  намного проще разрушается под действием жесткого ультрафиолетового излучения от горячих  $\text{O}^{\text{B}}$ -звезд. В последнее время был также найден газ, который не излучает в линиях молекулы  $\text{CO}$  (« $\text{CO}$ -dark gas»), но обнаруживается другими трассерами лучевой концентрации газа, к примеру – высокоэнергетичными гамма-лучами и излучением пыли в континууме [20–22]. Данные факты свидетельствуют о том, что молекула  $\text{CO}$  должна быть использована с крайней осторожностью при оценке обилия межзвездного молекулярного газа.

Молекула монооксида углерода CO имеет довольно низкую критическую плотность образования ( $\approx 600 \text{ см}^{-3}$  для перехода CO (1-0)), что дает возможность трассирования низкоплотного холодного газа. Существуют однако и другие разновидности молекулы CO, к примеру изотопическая разновидность  $^{13}\text{CO}$ . Ее также часто наблюдают на радиотелескопах и используют для анализа молекулярных облаков, например в статье Падоан и др. [23] дается такой анализ. Главной особенностью изотопа  $^{13}\text{CO}$  является то, что его обилие меньше, чем CO, что позволяет заглянуть в более глубокие области молекулярного облака из-за более низкой оптической толщины. Существует еще один изотоп –  $\text{C}^{18}\text{O}$ , который используется в основном для исследования молекулярных сгустков.

С помощью анализа излучения молекулы CO возможно получить оценку массы молекулярного водорода. По оценкам из работы Падоан и др. [23], во внутренней части галактики в молекулярной форме находится примерно 93% водорода. Во внешней области Галактики, однако, ситуация может быть несколько иной – там большая часть водорода может находиться в атомарной форме.

Кроме молекулы CO для анализа ГМО используются другие молекулы межзвездной среды. Среди них выделяются следующие молекулы:

- $\text{NH}_3$  – трассер температуры, а также индикатор повышенной плотности газа ( $n \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$  для перехода  $\text{NH}_3(1,1)$ )
- $\text{HCN}$ ,  $\text{HC}_3\text{N}$  – индикаторы высокой плотности газа ( $n \approx 10^4 \text{ см}^{-4}$  для перехода  $\text{HC}_3\text{N}(4-3)$ )
- $\text{CS}$ ,  $\text{HCO}^+$  – индикаторы плотных ядер ( $n \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ )
- $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{SiO}$  – индикаторы ударных фронтов и истечений.
- Мазерные переходы молекул  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  – индикаторы областей звездообразования.

Такое большое разнообразие межзвездных молекул позволяет в подробностях изучать процессы звездообразования в Галактике. Каждая из этих молекул уникальна и проявляется только в свойственной ей условиях. Если требуется исследовать общее распределение газа, то лучше всего для этого подходит молекула CO в ее изотопических разновидностях: CO и  $^{13}\text{CO}$ . Данной молекуле будет посвящена основная часть диссертационной работы. Для исследования плотных областей молекулярных облаков в настоящей работе будут использованы и другие молекулы межзвездной среды –  $\text{NH}_3$ ,  $\text{HC}_3\text{N}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{SiO}$ .

## 1.2 Исследование областей образования звезд

Исследование областей звездообразования – одна из наиболее актуальных и активно развивающихся областей астрофизике. В первую очередь ставятся следующие вопросы: каким образом возникли наблюдаемые звездообразующие комплексы, какие звезды в них образуются, каковы их основные физические характеристики (масса, плотность, температура), при каких условиях возникают и протекают процессы звездообразования, каковы основные свидетельства их активности в данный момент и каким образом они влияют на окружающие молекулярные облака, а также на межзвездное вещество в целом.

Наличие в межзвездной среде большого числа молекул, которые достаточно интенсивно излучают в радиолиниях, дает богатые возможности для исследования процессов звездообразования. В настоящий момент считается (см. работу [1]), что звездообразование происходит в местах повышенной концентрации молекулярного газа – сгустках, главная компонента которых – молекулярный водород ( $H_2$ ). Поскольку молекулы водорода в сгустках не излучают в радиодиапазоне, используются радиолинии иных молекул, которые выступают индикаторами присутствия молекулярного газа, происходящих процессов и условий в межзвездной среде. В частности, линии молекулы монооксида углерода (CO) показывают общее распределение молекулярного газа в областях звездообразования нашей Галактики [24]. Линии молекулы аммиака ( $NH_3$ ) являются индикаторами температуры [25] и высокой плотности газа [26]. Линии молекулы цианоацетилена ( $HC_3N$ ) также являются индикаторами высокой плотности газа [27]. Наблюдательные данные свидетельствуют, что мазерные и «квазитепловые» линии метанола ( $CH_3OH$ ) дают возможность исследовать истечения из молодых звездных объектов и ударные волны в межзвездной среде [28–32], а мазеры на переходе молекулы воды ( $H_2O$ ) указывают на происходящие активные процессы звездообразования [33]. В совокупности, данная информация позволяет всесторонне исследовать места активного звездообразования, в том числе произвести оценку их физических параметров.

Часто звездообразование приводит к возникновению зон H II, когда молодая горячая звезда ионизует окружающую среду. Зона H II сама начинает воздействовать на окружающее молекулярное облако, что может стимулировать дальнейшее звездообразование. Более подробно о влиянии зоны H II на процессы звездообразования описано в работе [A1].

Известно, что существует большая разница между средней плотностью газа и плотностью отдельных звездообразующих сгустков. По этой причине



недостаточно получить общее распределения молекулярного газа в линиях молекулы CO для отождествления высокоплотных звездообразующих сгустков, так как линии молекулы CO имеют свойство переходить в насыщение и не отражать действительную плотность газа. Для решения этой задачи требуются дополнительные наблюдения в линиях молекул, трассирующих более высокую плотность. В качестве таких молекул могут быть использованы молекулы цианоацетилена ( $\text{HC}_3\text{N}$ ) и аммиака ( $\text{NH}_3$ ), которые могут наблюдаться на радиотелескопе РТ-22 ФИАН.

**Молекула аммиака  $\text{NH}_3$**  – одна из основных молекул для анализа физических характеристик областей звездообразования. Концентрация данной молекулы достаточна для трассирования высокоплотных молекулярных сгустков, согласно работе Жижина и др. [26]. Важной особенностью молекулы аммиака является возможность определения кинетической температуры и плотности газа при использовании наблюдений в двух переходах. Обилие аммиака может изменяться в процессе эволюции облака [34]. Так как с течением времени обилие аммиака в звездообразующих сгустках увеличивается, распределение его лучевой концентрации может не совпадать с распределением лучевой концентрации других молекул, не меняющих свое обилие в процессе эволюции.

**Молекула цианоацетилена  $\text{HC}_3\text{N}$**  имеет относительно высокий дипольный момент (3.73 D, согласно базе данных Cologne Database for Molecular Spectroscopy [35]), поэтому ее критическая плотность относительно велика ( $n_{\text{crit}} \simeq 10^4 \text{ см}^{-3}$ ). Данная молекула обычно связана с плотным, нагретым газом около молодых звезд в звездообразующих комплексах [36, 37], причем линии  $\text{HC}_3\text{N}$  в областях звездообразования являются оптически тонкими [38].

Для исследования процессов звездообразования может быть использовано мазерное излучение в линиях молекул  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $\text{H}_2\text{O}$ . Линии этих молекул могут наблюдаться на радиотелескопе РТ-22 ФИАН.

**Мазерное излучение молекулы метанола  $\text{CH}_3\text{OH}$**  – отличительная особенность областей звездообразования. В ранних исследованиях [39, 40] эмпирически были выделены два класса метанольных мазеров: I и II класс. Мазеры II класса (к примеру, на 6.7, 12, 37.7, 107 ГГц) возбуждаются инфракрасным излучением, идущим от молодых звездных объектов. Поэтому мазеры II класса обнаруживают в непосредственной близости от молодых звездных объектов. Мазеры I класса (к примеру, на 36, 44, 95 ГГц) имеют столкновительно-радиативный механизм накачки и трассируют газ, сжатый ударными волнами, причиной образования которых в большинстве случаев является взаимодействие между истечением и окружающим молекулярным

газом. Обычно мазеры I класса обнаруживаются на некотором расстоянии от протозвезд [32, 41, 42]. Однако, метанольные мазеры I класса не обязательно связаны с истечениями из молодых звездных объектов. Они могут возникать в любых местах, где образуются ударные волны – в местах столкновения облаков молекулярного газа [31], взрывов сверхновых [43] и в местах взаимодействия областей H II с окружающим молекулярным газом [44].

**Молекула SiO.** Тепловое излучение в линии SiO в основном используется как надежный индикатор ударных фронтов, связанных с истечениями из молодых звездных объектов [45, 46]. При прохождении ударной волны обилие данной молекулы увеличивается, что в первую очередь связано с испарением с поверхности пылинок [31]. В отличие от молекулы метанола, молекула SiO не разрушается при больших скоростях ударных волн (от 10 до 40 км с<sup>-1</sup>, см. работу Шилке и др. [45]), поэтому излучение в линиях данной молекулы является более надежным трассером истечений.

**Молекула воды H<sub>2</sub>O.** Согласно работе Хемфрис и др. [47], водяные мазеры в большинстве случаев обнаруживаются в областях звездообразования, а также в оболочках проэволюционировавших звезд и ядрах активных галактик. Если в направлении на рассматриваемый объект нет источников двух последних типов, то наличие водяных мазеров предполагает активные процессы звездообразования.

### 1.3 Индуцированное звездообразование

Значительная часть звезд в нашей и других галактиках рождаются в результате процесса звездообразования, индуцированного расширением зон ионизованного водорода (H II). Эти расширяющиеся зоны ионизованного водорода часто погружены в окружающее их молекулярное облако и активно влияют на ее структуру. Они могут быть образованы разными причинами. Одна из причин – относительно редкие, но высокоэнергетичные явления, такие как взрывы сверхновых с последующим образованием супер-пузырей [48], звезд типа Вольфа-Райе и скоплениями массивных звезд [49, 50]. С одной стороны, эти объекты привлекают наибольшее внимание в изучении процесса индуцированного звездообразования. С другой стороны, звездообразование может быть весьма эффективным на границах зон H II, образованных одиночными молодыми звездами (см. работы [51–53], [A1]).

Довольно часто процесс индуцированного звездообразования происходит по сценарию «сжатие существующих сгустков» благодаря ударным волнам и давлению излучения, исходящей от зоны H II. В таком сценарии обычно

образуются яркие инфракрасные оболочки и поярчения, ориентированные к своим ионизирующим звездам. Подобные оболочки были изучены, к примеру, в работе Томпсона и др. [54]. Наиболее известные примеры звездообразования по данному сценарию – области IC 1396, IC 1805, SFO 79 (см. работы [55–57]).

Более массивные звезды имеют больше шансов индуцировать звездообразование на границе своих зон H II. В этом случае реализуется сценарий «сбор-и-сжатие», впервые описанный в работе Элмегрин и др. [58]. В данном сценарии массивные OB-звезды ионизируют нейтральный водород, образуя зону H II, которая затем расширяется в окружающее пространство из-за разности давлений молекулярного и ионизованного газа. Это расширение может привести к сжатию вещества с образованием молекулярных сгустков и волокон, которые в дальнейшем могут стать кандидатами для образования следующего поколения звезд. Согласно работе Элмегрин и др. [59], важным аспектом данного сценария является наличие задержки между расширением зон H II и началом процесса звездообразования. Для сравнения, в сценарии «сжатие существующих сгустков» звездообразование начинается практически мгновенно. Наиболее известные примеры звездообразования по сценарию «сбор-и-сжатие» – области S104 и S212 (см. работы [60, 61]).

В работе Витворта и др. [62] были исследованы особенности процесса звездообразования типа «сбор-и-сжатие» при помощи одномерной тонкослойной модели ударного фронта, движимого зоной H II в однородной среде. Авторы работы сообщают, что полученные фрагменты вещества имеют достаточно большую массу ( $\gtrsim 7 M_{\odot}$ ). Установлено, что фрагментация оболочки происходит в том случае, когда лучевая концентрация водорода в оболочке достигает значения  $\approx 6 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ . Далее в работе Дейла и др. [63] для проверки применимости тонкослойного приближения ударного фронта из работы [62] была использована трехмерная гидродинамическую модель. Был сделан вывод о том, что тонкослойная аппроксимация может быть использована с некоторой осторожностью из-за проблемы с условиями на границе фронта, значительно влияющими на фрагментацию оболочки.

Согласно Элмегрин и др. [59], процессы звездообразования не обязательно начинаются именно в районах высокой плотности газа. Основным критерием для запуска процесса звездообразования является гравитационная неустойчивость газа. К примеру, даже очень высокоплотные сгустки могут никогда не образовать звезды, так как они находятся в гравитационно стационарном состоянии вследствие турбулентности. Это предотвращает процесс гравитационного коллапса, необходимого для образования звезд. Звезды же образуются из областей молекулярного облака, которые являются гравитационно

неустойчивыми. Эти области составляют лишь небольшую часть всего газа. Мерой гравитационной устойчивости является вириальный параметр, который определяется как отношение вириальной массы и массы молекулярного газа  $\alpha_{\text{vir}} \equiv M_{\text{vir}}/M$  [64], поэтому для анализа возможности звездообразования необходимо исследовать вириальную устойчивость молекулярных сгустков. Формулы для расчета вириального параметра для молекулярных сгустков представлены в разделе 1.6.4.

Обычно предполагается (см. работу [64]), что если вириальный параметр  $\alpha_{\text{vir}} > \alpha_{\text{cr}}$ , тогда сгусток или молекулярное облако является гравитационно стабильным. Если  $\alpha_{\text{vir}} \lesssim \alpha_{\text{cr}}$ , тогда возмущения давления и плотности сгустка могут привести к гравитационному сжатию вещества и запуску процессов звездообразования. Для изотермических сгустков с массой Джинса без учета магнитных полей  $\alpha_{\text{cr}} \simeq 2$  [64,65]. Исследование вириальной устойчивости молекулярных сгустков связано со способом выделения сгустков, чему посвящен последующий раздел. После выбора способа выделения необходимо определить основные характеристики сгустков – размеры, дисперсии скорости и массы, чему будет посвящен раздел 1.6. После определения этих характеристик возможен расчет вириального параметра и исследование вириальной устойчивости сгустков. К примеру, в работе [A2] было показано, что во всех рассматриваемых молекулярных сгустках  $\alpha_{\text{vir}} \lesssim 2$ , что означает их гравитационную неустойчивость.

## 1.4 Статистические характеристики молекулярных облаков

Молекулярный газ в галактиках в большей степени сконцентрирован в холодных облаках с массами  $\simeq 10^{4-5} M_{\odot}$ , которые обычно называются гигантскими молекулярными облаками (ГМО). Эволюция гигантских молекулярных облаков важна для понимания процессов перехода газовой составляющей вещества галактик в звездную, так как звездообразование в первую очередь происходит в высокоплотном веществе ГМО, собранном в виде молекулярных сгустков и волокон, как было показано в работах [A2-A3, B2-B3, B6]. Ларсон в своей работе [14] предложил три эмпирических соотношения для ближайших молекулярных облаков Млечного Пути. Данные соотношения отражают основные характеристики ГМО в следующем виде:

- Размер сгустка  $R_{\text{cl}}$  – дисперсия на луче зрения  $\sigma_v$ :  $\sigma_v \propto R^{\beta_1}$  – первое соотношение, которое показывает, что структура облаков поддерживается турбулентностью;

- Вириальная масса сгустка  $M_{\text{vir}}$  – светимость  $L_{\text{CO}}$ :  $M_{\text{vir}} \propto L_{\text{CO}}^{\beta_2}$  – второе соотношение, которое показывает, что ГМО – структуры, находящиеся в вириальном равновесии;

- Масса сгустка (или светимость) – размер:  $L_{\text{CO}} \propto R^{\beta_3}$  – третье соотношение, которое говорит о том, что средняя поверхностная плотность сгустков  $\Sigma_0$  постоянна для индекса  $\beta_3 \approx 2$ .

Несмотря на многочисленные исследования, в настоящий момент нет теоретического объяснения механизма образования данных соотношений. На основании наблюдений молекулярных облаков по линиям CO в плоскости Галактики в работе Соломона и др. [16] было установлено, что средняя поверхностная плотность вещества составляет  $\sim 170 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$ , а молекулярные сгустки близки к состоянию вириального равновесия. В работе Роман-Дувал и др. [66] найдена степенная зависимость с индексом  $2.36 \pm 0.04$  между радиусом и массой молекулярных сгустков в Галактике. Вириальный параметр сгустков в большинстве случаев меньше единицы и его среднее значение составляет 0.46, поэтому сгустки являются самогравитирующими. По данным в линии  $^{12}\text{CO}$  Хейер и др. [67] пересмотрели соотношения Ларсона для облаков в случае постоянного отношения CO/H<sub>2</sub> в облаке. Это привело к меньшей оценке поверхностной плотности вещества, которая составила  $42 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ .

Согласно работе Болатто и др. [15], молекулярные облака в карликовых и крупных дисковых галактиках имеют структурные соотношения, напоминающие Млечный Путь. Авторы указывают, что ГМО – это уникальный класс объектов, имеющих одинаковые характеристики в разных галактиках. Последние исследования ГМО в ближайших галактиках в работе Хьюз и др. [68] показали, что характеристики ГМО (массы, радиусы, дисперсии скоростей) не фиксированы для внешних условий, в частности – облака имеют меньший размер в областях низкой плотности газа. К примеру ГМО в маломассивных галактиках и на периферии Млечного Пути меньше по размеру и интенсивности излучения по сравнению с центральной частью Млечного Пути и крупными спиральными галактиками: M 51 [69], M 33 [70, 71].

Однозначно можно сказать, что структурные соотношения ГМО показывают универсальность как физических условий внутри облаков, так и особенностей взаимодействия облаков с окружающим веществом. Свойства и эволюция ГМО подчиняются законам самогравитации, магнитных полей и обратной связи со звездами, рожденными внутри облака. В разных теоретических и наблюдательных исследованиях были попытки выяснить, каким образом звезды, рожденные внутри ГМО влияют на свойства этих облаков [72–75]. К примеру, в работе [A1\*] была исследована изолированная звезда раннего спектрального класса в области S233, которая была рождена

в ближайшем молекулярном облаке и в настоящий момент оказывает влияние на это облако, которое проявляется в виде каверны, которую создает зона Н II. Более того, как было показано в работе [A1], звезда может индуцировать звездообразование следующего поколения по сценарию «сжатие существующего сгустка». В работе Доббс и др. [76] была подробно исследована эволюцию индивидуальных облаков. Обнаружено, что взаимные соударения облаков и обратная связь, идущая от звезд, могут регулировать внутреннюю дисперсию скорости и приводить к образованию гравитационно несвязанных ГМО. Напротив, в работе Таскер и Тан [3] делается вывод о том, что молекулярные облака гравитационно связаны из-за низкой вероятности столкновения облаков по сравнению временем свободного полета. Поэтому внутренняя энергия турбулентности сохраняет молекулярные облака в состоянии вириального равновесия. Моделирование турбулентности в ГМО в работах [77, 78] показали, что самогравитация играет важную роль в формировании структуры облаков, но не влияет на соотношение между дисперсией скорости и размером облаков.

В работе Бенинкаса и др. [2] авторы использовали гидродинамическое моделирование с высоким разрешением для анализа физических характеристик облаков с плотностью менее  $100 \text{ см}^{-3}$ . Они обнаружили, что наклон кривых «дисперсия скорости – размер» и «масса–размер» получаются намного меньше наблюдаемых значений. С другой стороны, Таскер и Тан [3] в своей работе получили хорошее согласование между моделью и наблюдениями Млечного Пути в значениях массы, радиуса и дисперсии скоростей ГМО. Такие противоречия в выводах объясняются не только различиями в моделировании (к примеру, учет обратной связи от звезд и других факторов), но и разностью методов выделения облаков, как было показано в работе [A3\*]. Более того, в работе Фудзимото и др. [79] найдено значительное влияние галактического окружения на свойства облаков в модели M 83. Во-первых они выяснили, что соотношение «масса–размер» имеет бимодальное распределение. Во-вторых, ГМО менее связаны гравитационно в более плотных областях (к примеру, в спиральных рукавах или внутри бара) по сравнению с низкоплотными областями (к примеру, в диске галактики).

В численных моделях, таких как в работе [A3\*], облако обычно определяется как объект, плотность (или лучевая концентрация) которого выше определенного порога. Данный объект может состоять из нескольких плотных молекулярных сгустков, окруженных диффузным молекулярным и/или атомарным газом. В дополнение существуют другие методы для определения облаков, основанные на поглощении пыли, молекулярной или атомарной лучевой концентрации водорода и интенсивности излучения молекулы CO.

Интересно будет установить для каждого такого метода эмпирические соотношения между характеристиками молекулярных облаков и сравнить их с соотношениями, найденными Ларсоном. Это позволит понять лучше, какие объекты межзвездной среды ответственны за данные соотношения.

Сравнение модельных и наблюдаемых характеристик ГМО не так очевидно, так как для определения облаков используются различные методы. В целом, данная проблема не имеет однозначного решения, так как в наблюдениях границы облаков зависят от соотношения сигнала к шуму. В численных моделях существует два основных метода для выделения облаков.

*Первый подход* основывается на двумерных картах «позиция – позиция» (PP) лучевой концентрации межзвездного газа, в который входит в первую очередь молекулярный и атомарный водород. Такой подход ведет к упрощению работы с данными, так как анализировать изображения значительно проще и нагляднее, чем «кубы данных». Однако исходя из исследований в работе Смит и др. [80] в таком случае происходит блендирование независимых облаков, а также искусственный учет сгустков, которые на самом деле имеют большую протяженность по лучу зрения и не являются областями высокой плотности газа. Данный подход был использован соавтором в работе [A3\*] для выделения ярких молекулярных сгустков.

*Второй подход* связан с анализом излучения CO в трехмерных кубах данных типа «положение – положение – лучевая скорость» (PPV). Данный подход значительно повышает надежность выделения независимых структур в молекулярном облаке, так как решается проблема блендирования отдельных компонент облака. Предполагается, что разные сгустки облака летят с разными скоростями, что отражается на их положении на оси лучевой скорости в кубе. Однако и данный подход не лишен своих недостатков. В работе Смит и др. [80] показано, что выделение структур из наблюдательных данных типа PPV ведет к невозможности восстановления точных границ сгустков, поэтому происходит недооценка их массы. Описанный подход был использован диссертантом в работах [A2-A3] для выделения границ молекулярных сгустков. Для анализа «кубов данных» излучения линии CO используются различные алгоритмы – CLUMPFIND [7], CPROPS [81], GAUSSCLUMP [5] и др. Сравнение алгоритмов выделения структур подробно описано в разделе 1.5 данной главы.

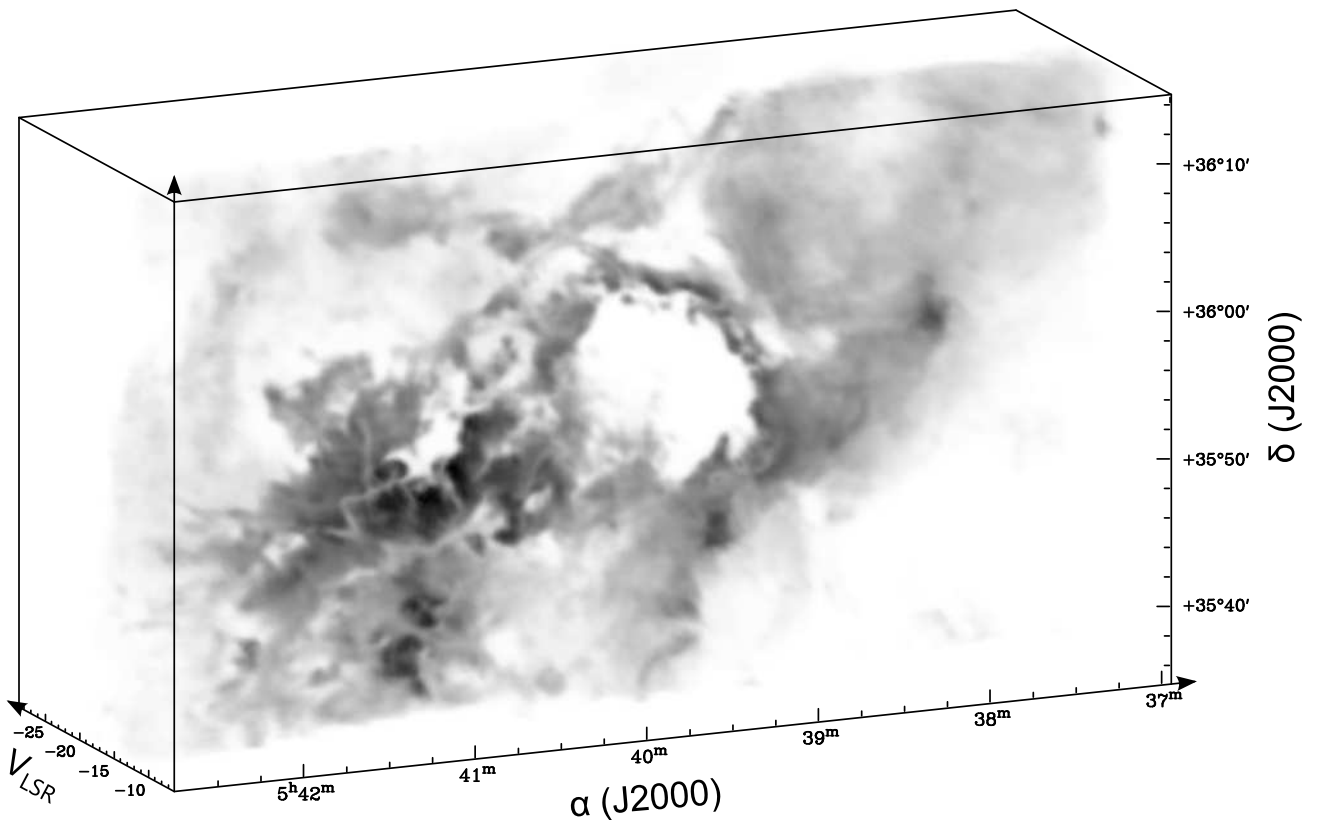


Рисунок 1.1: Фрагмент «куба данных» излучения в линии CO. На изображении представлена лучевая трассировка излучения в линии  $^{12}\text{CO}$  (2-1), полученного в направлении на области звездообразования S231-S235. Размер диаграммы направленности составляет  $32''$ . Данные получены на телескопе SMT (SubMillimeter Telescope) в 2010 году по заявке Коуровской астрономической обсерватории УрФУ. Данный результат на защиту не выносится.

## 1.5 Алгоритмы выделения структур в молекулярных облаках

Исходными наблюдательными данными для анализа структуры молекулярных облаков являются данные типа «положение–положение–лучевая скорость» (PPV) в линиях молекул, чаще всего – в линии монооксида углерода (CO). Пример таких данных представлен на Рисунке 1.1. В настоящий момент существуют различные методики анализа структур в «кубах данных». Зачастую эти алгоритмы направлены на анализ данными, в которых имеются простейшие изолированные образования. В случае с анализом структуры гигантских молекулярных облаков по излучению в линии CO приходится иметь дело с большим количеством волокон и клочковатых образований (которые зачастую накладываются друг на друга), что сильно затрудняет выделение структур. Далее будут рассмотрены основные алгоритмы для анализа и выделения структур, а также будет рассмотрена надежность их применения



для анализа излучения CO в гигантских молекулярных облаках. Для выполнения поставленной задачи была выбрана площадка размером  $20' \times 20'$  с центром в области S233 ( $\alpha_{2000} = 5^h 38^m 36.0^s$ ,  $\delta_{2000} = 35^\circ 52' 02''$ ) по данным в линии  $^{13}\text{CO}(2-1)$ , которые были описаны в работе [A1\*]. Все тестируемые алгоритмы (кроме GETFILAMENTS) были испытаны для анализа одного и того же участка данных для объективного сравнения результатов выделения структур. Внешний вид участка данных, который был использован для сравнения, представлен на правой панели рисунков 1.2, 1.3, 1.4 и 1.5. Для алгоритма GETFILAMENTS были использованы нулевые моменты данных в переходе CO и  $^{13}\text{CO}(1-0)$ , так как алгоритм направлен в первую очередь на анализ крупномасштабных структур в двумерных изображениях.

## Метод Clumpfind

Основной и самый распространенный алгоритм для выделения структур – CLUMPFIND, который впервые был описан в работе Вильямса и др. [4]. Принцип работы алгоритма заключается в следующем: в кубе выделяется максимум излучения, и начиная с этого значения строятся уровни контуров с заданным шагом до заданного минимального значения. На каждом шаге все ближайшие пиксели, значения интенсивности в которых больше текущего уровня, считаются единым сгустком. Опускаясь все ниже по уровням, в какой-то момент наступает такая ситуация, когда образуется новый изолированный локальный максимум, в котором смежные пиксели имеют значения интенсивности больше текущего уровня. Тогда считается, что эти пиксели принадлежат новому сгустку. Таким образом, двигаясь вниз по уровням, каждый новый локальный максимум выделяется в отдельный сгусток излучения.

Данный алгоритм является классическим алгоритмом для выделения структур в молекулярных облаках. В случае анализа данных наблюдений ГМО (пример представлен на рисунке 1.2) алгоритм не способен выделить сложные структуры, такие как оболочки или волокна, хотя в ГМО по данным в линии CO такие структуры могут доминировать (см. Рисунок 1.1). Для анализа волокнистых структур существуют более специализированные алгоритмы, к примеру GETFILAMENTS [82], DISPERSE [83], FIVE [84] и др. Тем не менее, алгоритм CLUMPFIND успешно справляется со своей основной задачей – выделение ярких молекулярных сгустков. Автором работы данный алгоритм был применен для анализа моделей галактик в линии CO (см. работу [A3\*]).

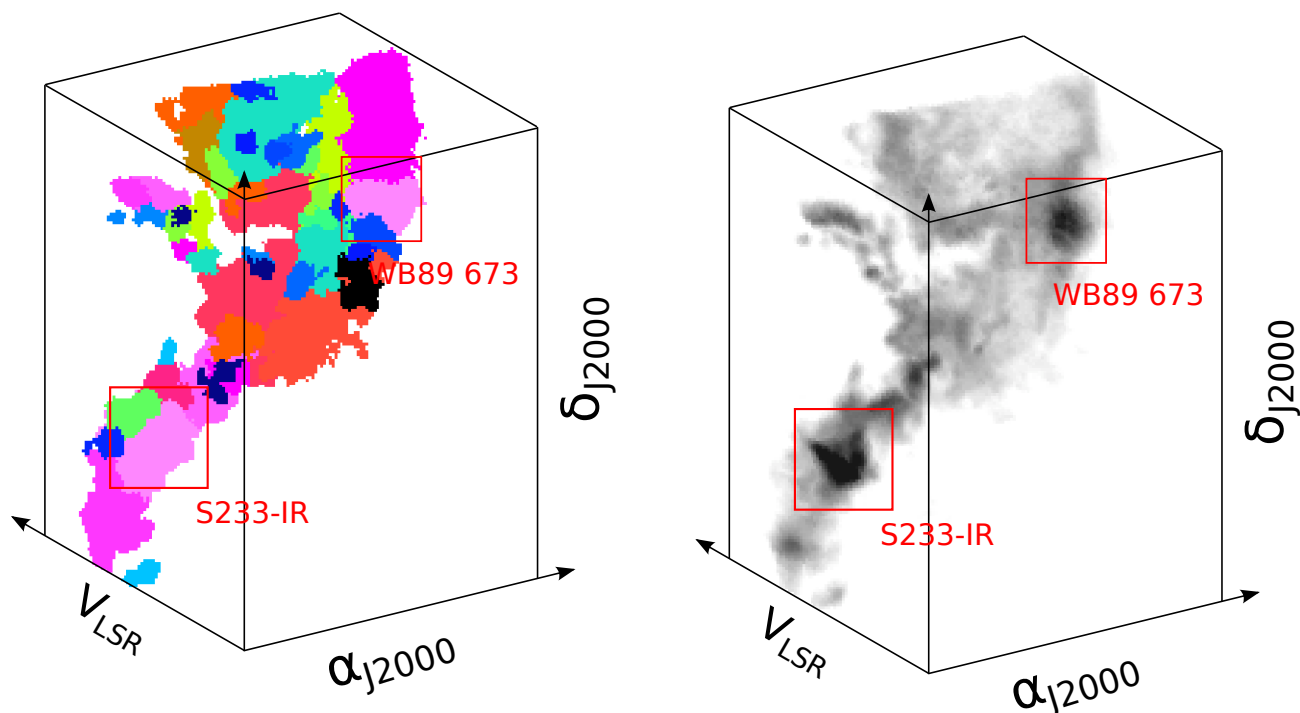


Рисунок 1.2: Результаты выделения источников алгоритмом CLUMPFIND на площадке  $20' \times 30'$  с центром в области S 233 по данным  $^{13}\text{CO}$  (2–1). Левая панель соответствует визуализации каталога найденных сгустков, а на правой панели показана лучевая трассировка исходного куба данных. На обоих изображениях красным прямоугольником обозначены положения двух молодых звездных скоплений. Данный результат на защиту не выносится.

### Метод Gaussclumps

Другой алгоритм для выделения структур называется GAUSSCLUMPS. Впервые он был предложен в работе Штуцки и др. [5]. Принцип работы заключается в следующем: в кубе данных типа PPV выделяется абсолютный максимум интенсивности излучения, после чего в положение этого максимума вписывается трехмерная гауссиана, которая далее вычитается из исходного куба. После этого производится поиск следующего максимума и в него вновь вписывается трехмерная гауссиана. Так происходит до тех пор, пока не будет удовлетворен критерий для завершения работы алгоритма. Этот критерий может вводиться различным образом, к примеру – завершить работу при достижении фиксированного количества сгустков, либо завершить работу после превышения порога на интегральную светимость сгустков по лучу зрения. В данном алгоритме, в отличие от CLUMPFIND, сгустки могут накладываться друг на друга, поэтому каждый отдельный пиксель может принадлежать сразу нескольким сгусткам. Алгоритм позволяет настроить минимальный размер и ширину линии выделяемых сгустков.

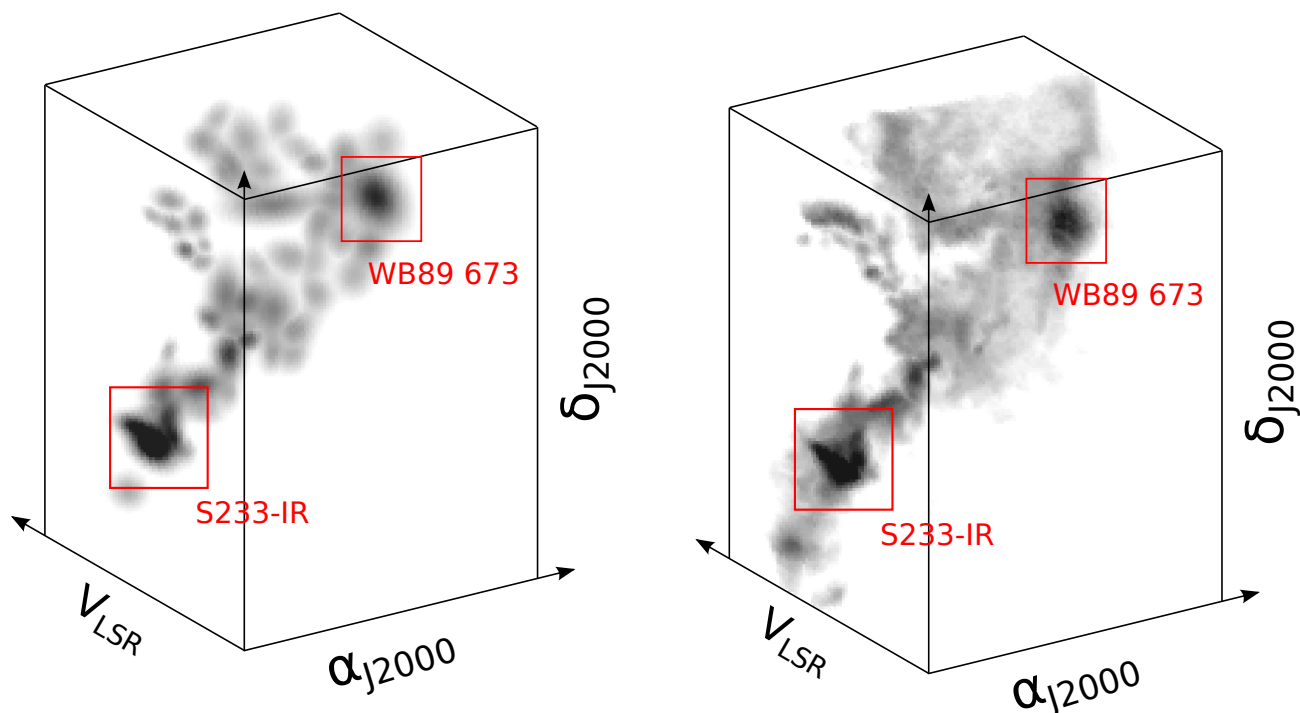


Рисунок 1.3: Результаты выделения источников алгоритмом GAUSSCLUMPS на площадке  $20' \times 30'$  с центром в области S 233 по данным  $^{13}\text{CO}$  (2–1). Левая панель соответствует визуализации каталога найденных сгустков, а на правой панели показана лучевая трассировка исходного куба данных. На обоих изображениях красным прямоугольником обозначены положения двух молодых звездных скоплений. *Данный результат на защиту не выносится.*

Данный алгоритм хорошо проявил себя при анализе данных излучения в линии CO. Результатом работы является уверенное выделение всех крупных сгустков излучения газа (см. Рисунок 1.3). Данный алгоритм является оптимальным выбором для выделения ярчайших сгустков в турбулизованном веществе молекулярного облака. Алгоритм имеет некоторое преимущество перед CLUMPFIND в том, что он позволяет изолировать сгустки, которые расположены достаточно близко друг к другу. Наиболее очевидный его недостаток – невозможность выделения протяженных структур, поэтому зачастую волокна разделяются на некоторое число отдельных сгустков. Другой недостаток – относительно большое время обработки исходных данных по сравнению с другими алгоритмами (CLUMPFIND и др.)

### Метод Reinhold

Еще один интересный алгоритм для выделения структур – REINHOLD, разработанный Кимом Рейнхолдом [6]. Его суть заключается в выделении границ сгустков при помощи метода градиентного спуска. В первую очередь

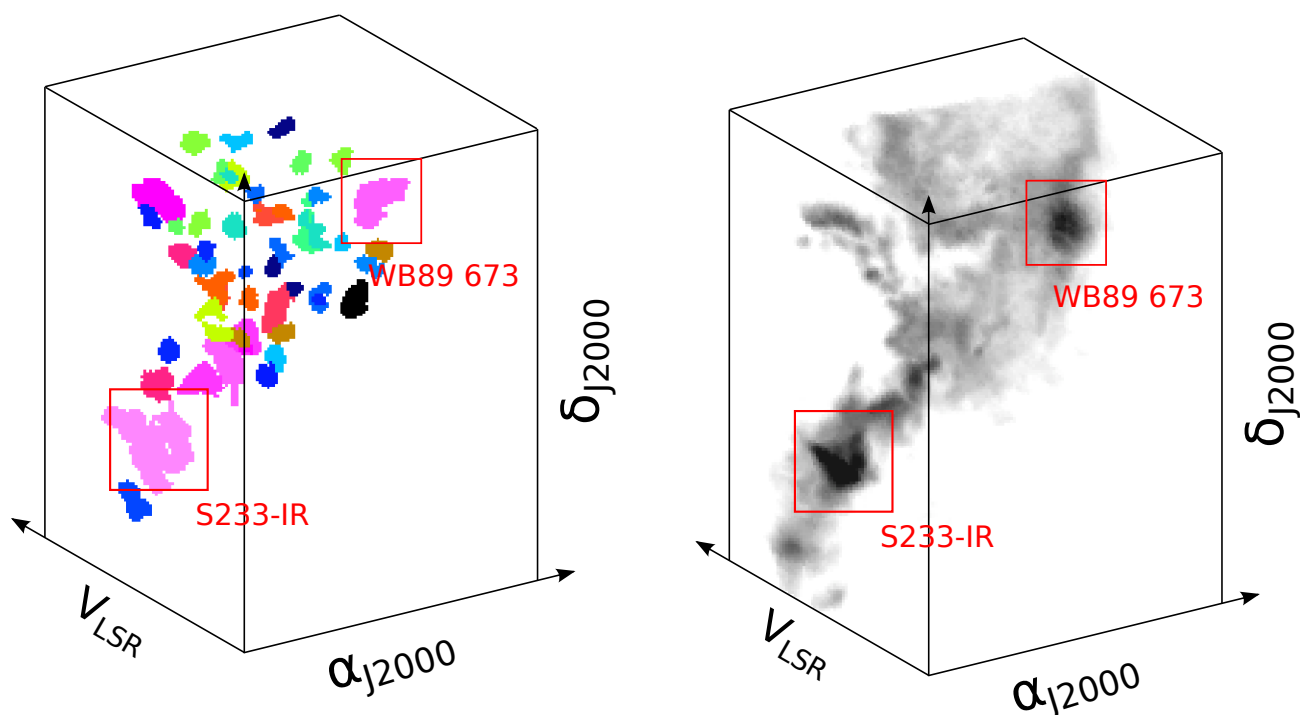


Рисунок 1.4: Результаты выделения сгустков в кубе данных  $^{13}\text{CO}$  (2–1) алгоритмом REINHOLD. Панель слева показывает визуализацию маски сгустков, панель справа – исходные данные. Цвет определяет принадлежность пиксела к определенному сгустку. На обоих изображениях красным прямоугольником обозначены положения двух молодых звездных скоплений. *Данный результат на защиту не выносится.*

выделяется абсолютный максимум излучения. Затем алгоритм производит спуск по обе стороны от максимума вдоль лучевая скорости до тех пор, пока градиент трех смежных пикселей не опустится до минимального значения, либо если значение окажется ниже заданного уровня фона. Границы и пик найденного интервала записываются в файл, а в последующей работе алгоритма этот интервал не участвует. Таким образом, результатом работы данного этапа является маска, задающая границы интервалов сгустков, а также пиковые значения в данных интервалах. Следующим этапом для уточнения границ используется фильтрация клеточным автоматом. После такой фильтрации границы на карте становятся более тонкими и плавными. Выступы и впадины на границах становятся менее заметными, а некоторые границы и вовсе исчезают, так как они имеют слишком резкую и нерегулярную структуру. На конечном этапе работы алгоритма все пиксели, которые попадают в выделенные границы, считаются отдельными сгустками.

Особенностью выделения сгустков является их достаточно сильная отстраненность друг от друга: в карте маски сгустков практически нет образований,

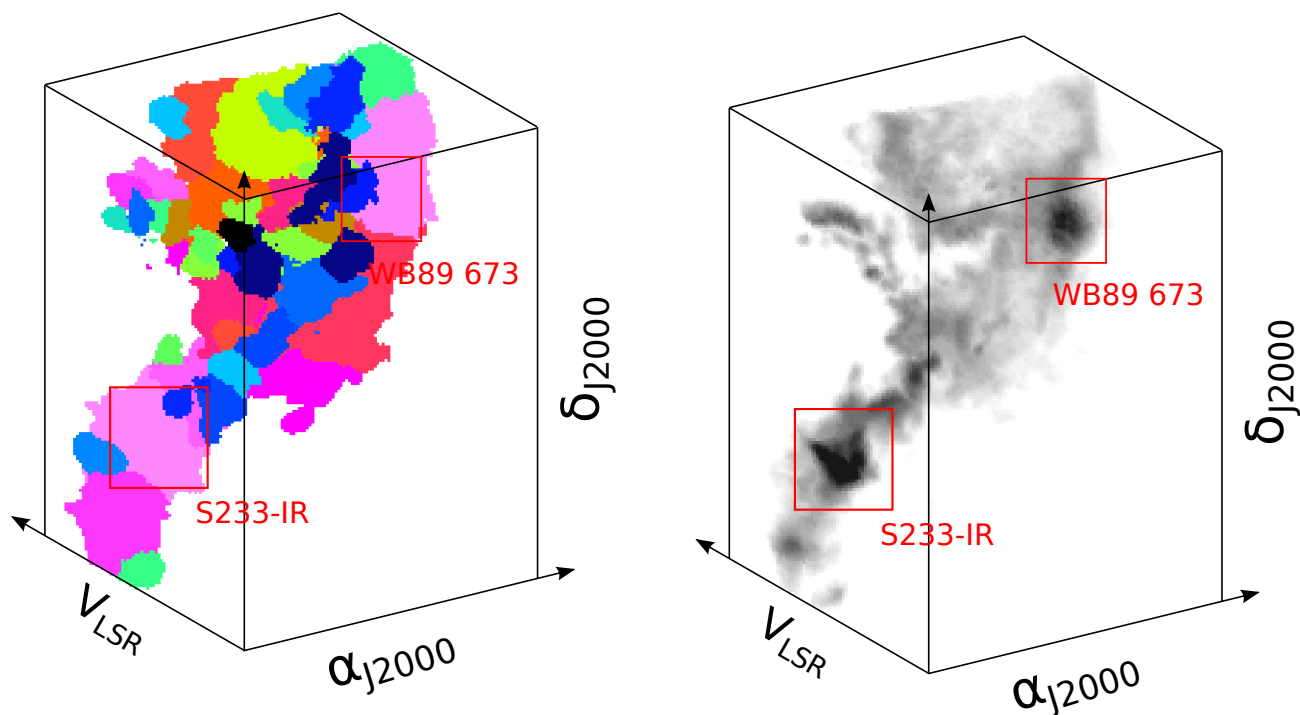


Рисунок 1.5: Результаты классификации структур в кубе данных  $^{13}\text{CO}$  (2–1) алгоритмом FELLWALKER. Панель слева показывает визуализацию маски сгустков, панель справа – исходные данные. Цвет определяет принадлежность пиксела к определенному сгустку. На обоих изображениях красным прямоугольником обозначены положения двух молодых звездных скоплений. Данный результат на защиту не выносится.

которые имеют общую границу. Сгустки, выделенные методом GAUSSCLUMPS, имеют минимально возможный объем, что с одной стороны позволяет явно их разделить, но с другой стороны из-за этого может быть потеряна некоторая часть излучения сгустков. В связи с этим алгоритм подходит для создания каталога изолированных сгустков, однако для определения их физических параметров он подходит не лучшим образом.

### Метод FellWalker

Алгоритм FELLWALKER [6] предполагает следующую методику выделения сгустков, которая по аналогии похожа на восхождение в гору по самому крутому склону. Каждый пиксель в исходном кубе считается как начало пути восхождения к наиболее близкому локальному максимуму. Начиная с некоторого пикселя, алгоритм в окрестности  $3 \times 3$  пиксела ищет значение, имеющий наибольший градиент. Далее центр окрестности перемещается в сторону найденного значения и поиск производится заново. В алгоритме можно контролировать степень значимости градиента – что позволяет исключить влияние

шума и мелких деталей. Так производится поиск самого «крутого» подъема до тех пор, пока в ближайшей окрестности не будет найдено самое «высокое» значение. После этого найденный локальный максимум записывается как соответствующий исходному начальному пикселу. Такая процедура поиска повторяется для каждого исходного пиксела, в результате чего каждый «воксель» исходной карты присваивается к некоторому пику, центр которого соответствует локальному максимуму в своей окрестности.

Что касается обработки данных CO, то алгоритм прекрасно справился с поставленной задачей. Маска выделения сгустков, в отличие от метода REINHOLD, содержит достаточно много образований, имеющих общую границу. Качество этой границы значительно выше, чем у метода CLUMPFIND, так как границы определяются по ближайшему пику для каждого пиксела, а после этого еще фильтруются клеточным автоматом. Таким образом, метод FELLWALKER идеально подходит для анализа структуры в молекулярных облаках и выделения границ областей, что позволяет в дальнейшем получить физические параметры этих областей. Недостатком алгоритма является его малая распространенность, что не позволяет сравнивать его результаты с большим числом накопленного материала по выделению структур в молекулярных облаках методом CLUMPFIND.

## **Метод GetFilaments**

Метод GETFILAMENTS [82] является модификацией алгоритма GetSources [85], разработанный Александром Менщиковым в первую очередь для выделения источников в инфракрасных изображениях со спутника Herschel. Гибкость алгоритма позволяет применять его для анализа любых FITS-изображений, в том числе данных по излучению в линии CO. Алгоритм GETFILAMENTS позволяет извлечь из изображения все волокнистые структуры, а также точечные источники, и определить их основные пространственные параметры (положения, размеры и др.). Суть работы алгоритма заключается в том, что исходное изображение декомпозируется по разным пространственным масштабам. Затем, после удаления фона и шума, производится выделение всех волокнистых структур и точечных источников. Важно отметить, что алгоритм разработан для обработки изображений, а не «кубов данных», поэтому использовать весь потенциал данных CO в данном случае затруднительно. Для анализа излучения молекулы CO с помощью данного алгоритмы применяются в основном карты нулевого момента, либо несколько отдельных слоев излучения в определенных диапазонах лучевых скоростей. Тем не менее, у алгоритма есть особенность, которой лишены все остальные

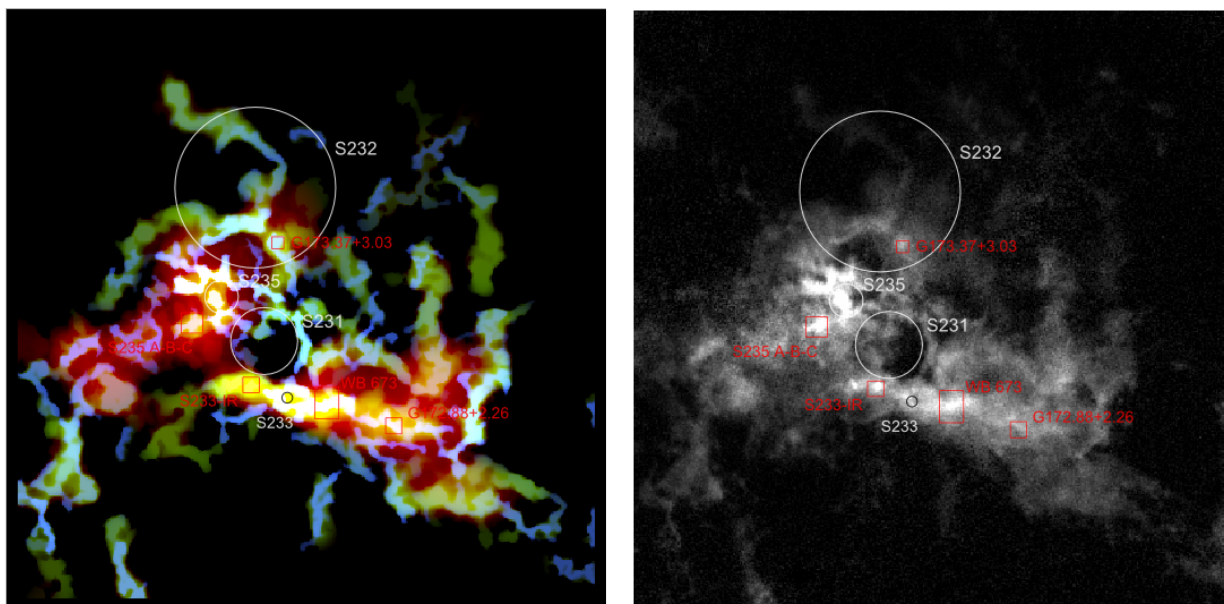


Рисунок 1.6: Результаты выделения волокнистых структур алгоритмом GETFILAMENTS по данным  $^{13}\text{CO } J=1 \rightarrow 0$  в комплексе S 231-235 (панель слева). Красным цветом обозначены волокна с масштабом  $41'$ , зеленым цветом – волокна с масштабом  $10'$ , а синим – волокна с масштабом  $2'40''$ . На панели справа показаны исходные данные, по которым производился поиск волокон. *Данный результат на защиту не выносится.*

методы – одновременный анализ нескольких изображений. В случае с данными CO это одновременный анализ  $^{12}\text{CO}$  и  $^{13}\text{CO}$  для выделения источников и волокон. Результаты тестирования по реальным данным CO показало (см. Рисунок 1.6), что алгоритм уверенно выделяет все волокнистые структуры, многие из которых не видны с первого раза при визуальном осмотре исходных данных. Данный алгоритм может успешно применяться для анализа волокнистых структур в гигантских молекулярных облаках.

## Другие алгоритмы

Существуют еще несколько алгоритмов, которые позволяют производить статистический анализ данных, а также выделять в них некоторые закономерности. К таким алгоритмам, к примеру, относится DENDOGRAMS [86], который позволяет разбить исходное излучение на вложенные иерархические структуры и исследовать их взаимосвязи. Однако получение каталога *отдельных структур* с определенными параметрами в данном случае затруднено, так как речь идет о вложенных друг в друга структурах. Существует также еще один алгоритм для выделения волокнистых структур – DISPERSE [83], который в отличие от GETFILAMENTS потенциально позво-

ляет выделять волокна в «кубах данных», используя всю кинематическую информацию по излучению линии молекулы CO. Однако по результатам тестирования алгоритма по данным  $^{13}\text{CO}(2-1)$  с телескопа SMT установлено, что анализ «кубов данных» сложной структуры излучения молекулы CO затруднен. Автору диссертации с помощью данного алгоритма удалось проализировать волокна только на наборе плоских изображений, полученных путем интегрирования излучения по определенным интервалам лучевых скоростей молекулярного облака. Тем не менее, анализ набора изображений на разных интервалах лучевых скоростей дает возможность проанализировать волокна в молекулярном облаке с использованием информации о кинематике газа.

Разные алгоритмы по разному проявляют себя в обработке данных по излучению молекулы CO в гигантских молекулярных облаках. Поэтому для выбора определенного алгоритма необходимо сперва определить, что именно требуется выделить в исходных данных. Для создания каталога молекулярных сгустков лучше всего подходят алгоритм CLUMPFIND [4]. Выделение облаков и ярких молекулярных сгустков, излучение которых блендируется друг с другом лучше всего производится с помощью метода GAUSSCLUMPS [5]. С анализом волокнистых структур неплохо справляется метод GETFILAMENTS [82], хотя следует иметь в виду, что алгоритм работает только с набором двумерных изображений.

Все эти алгоритмы позволяют выделить структуры в молекулярном облаке, однако они ничего не говорят о физических характеристиках этих структур. Получения этих характеристик связано с расчетом модели переноса излучения, что будет рассмотрено в разделе 1.6, а формулы для оценки физических параметров структур в молекулярных облаках по данным наблюдений будут представлены в разделе 1.6.3.

## 1.6 Оценка физических параметров молекулярных облаков по радиолиниям CO

Распределение излучения в картах CO показывает (см. Рисунок 1.1), что межзвездная среда в наблюдаемых молекулярных облаках является сильно турбулентной. Это следует из сложных профилей линий CO, означающих большое количество турбулентных вихрей, вовлеченных в совместное движение. Кроме того, линии CO являются оптически толстыми, что следует из низкого отношения интенсивностей линий  $I(^{12}\text{CO})/I(^{13}\text{CO}) \simeq 3 - 5$  в гигантских молекулярных облаках по сравнению с отношением обильностей  $[^{12}\text{CO}]/[^{13}\text{CO}] \simeq 50 - 70$ , согласно [A1\*]. Это означает, что только внешние



слои молекулярного облака являются видимыми. Распределение яркости излучения в оптически толстом случае не соответствует распределению плотности газа из-за эффекта насыщения излучения в линии.

Построение точной модели распределения вещества молекулярных облаков является трудной задачей в общем случае. В предыдущей главе были рассмотрены методы для выделения структур в молекулярных облаках, однако данные методы не позволяют определить их физические параметры. Их определению будет посвящена настоящая глава. В разделе 1.6.1 будут выведены основные соотношения для отношения оптических толщин в разных изотопах и переходах молекулы CO, что необходимо для построения модели молекулярного облака с одновременным учетом нескольких линий излучения. Раздел 1.6.2 посвящен непосредственному описанию модели теоретического профиля линии CO, а в разделе 1.6.3 будет показан вывод уравнений для расчета лучевой концентрации любой линейной молекулы. Для молекулы CO в переходе (1–0) методика оценки физических параметров газа будет описана в разделе 1.6.4.

### 1.6.1 Отношения оптических толщин

Целью данной главы является получение отношений оптических толщин для разных переходов линий CO, а также для разных изотопов молекулы CO. Данные отношения необходимы для построения теоретических профилей линий CO.

Нашей целью будет получение отношений  $\tau_{12\text{CO}}/\tau_{13\text{CO}}$  и  $\tau_{2-1}/\tau_{1-0}$ . Таким образом, при известной оптической толщине одной из линий CO можно перейти к оптической толщине любой другой линии CO. Отношение оптических толщин для разных линий CO существенно ограничивает возможную вариацию параметров в приближениях спектров.

#### Отношение оптических толщин в разных изотопах линии CO

Отношение  $\tau_{12\text{CO}}/\tau_{13\text{CO}}$  получается из соотношения обилия изотопа  $^{13}\text{CO}$  по отношению к  $^{12}\text{CO}$ . Так как увеличение количества молекул на луче зрения прямо пропорционально увеличению оптической толщины, отношение оптических толщин соответствует отношению обилия  $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ . Исследования, проведенные в контексте поиска отношений изотопов углерода (см. работу Лангера и др. [87]) показывают, что значение отношения обилия  $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$  меняются в пределах от 30 во внутренних частях галактики до 70 во внешних рукавах. К примеру, молекулярное облако S235 расположено во внешнем

рукаве Персея на расстоянии около 2 кпк от солнца, где, согласно Лангеру, отношение изотопов составляет  $65 \pm 10$ . Таким образом, в дальнейшем анализе принимается отношение оптических толщин  $\tau_{12\text{CO}}/\tau_{13\text{CO}} = 65$ . Что касается изотопа  $\text{C}^{18}\text{O}$ , то, согласно Шойер и др. [88] отношение обильностей  $[\text{C}^{13}\text{O}]/[\text{C}^{18}\text{O}] \approx 7.3$ , откуда отношение обильностей  $[\text{C}^{12}\text{O}]/[\text{C}^{18}\text{O}] \approx 470$ . Соответственно,  $\tau_{12\text{CO}}/\tau_{\text{C}^{18}\text{O}} = 470$ .

### Отношение оптических толщин в разных переходах линии CO

Получим теперь величину  $\tau_{2-1}/\tau_{1-0}$  – отношение оптических толщин для переходов  $J=2 \rightarrow 1$  и  $J=1 \rightarrow 0$ . Для этого в первую очередь запишем формулу Больцмана для населенности уровней:

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(-\frac{h\nu_{ij}}{kT_{ij}}\right) \quad (1.1)$$

где  $n_i$  и  $n_j$  – количество молекул в единице объема на  $i$ -ом и  $j$ -ом уровне соответственно;  $g_i$  и  $g_j$  – статистический вес  $i$ -го и  $j$ -го уровня ( $g_J = 2J + 1$ );  $\nu_{ij}$  – частота перехода с  $i$ -го на  $j$ -ый уровень;  $T_{ij}$  – температура возбуждения для перехода с  $i$ -го на  $j$ -ый уровень.

Запишем теперь выражение для оптической толщины из работы Бернеса и др. [89]:

$$\tau = \frac{h\nu}{4\pi} \Phi(\nu) [n_l B_{lu} - n_u B_{ul}] S \quad (1.2)$$

Где  $\nu$  – частота перехода,  $\Phi(\nu)$  – профиль-фактор,  $n_l$  и  $n_u$  – населенности нижнего (**l**ower) и верхнего (**u**pper) уровней,  $S$  – функция источника,  $B_{ul}$  и  $B_{lu}$  – Эйнштейновские коэффициенты для поглощения ( $u \rightarrow l$ ) и вынужденного излучения ( $l \rightarrow u$ ).

Подставим выражение (1.1) в (1.2) и получим:

$$\tau = \frac{h\nu}{4\pi} \Phi(\nu) n_l B_{lu} [1 - \exp(-h\nu_{ul}/kT_{ul})] S \quad (1.3)$$

Теперь запишем (1.3) в виде отношения  $\tau_{2-1}/\tau_{1-0}$

$$\frac{\tau_{2-1}}{\tau_{1-0}} = \frac{n_1 B_{12} (1 - \exp(-h\nu_{21}/kT_{21}))}{n_0 B_{01} (1 - \exp(-h\nu_{10}/kT_{10}))} \quad (1.4)$$

Пусть теперь в формуле (1.1) принимается  $i=1, j=0$ . Кроме того, статистические веса ( $g_J = 2J + 1$ ) для перехода  $2 \rightarrow 1$  имеют значение  $g_2=5, g_1=3, g_0=1$ . Тогда можно записать:

$$n_1 = n_0 \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{h\nu_{10}}{kT_{10}}\right) = 3n_0 \exp\left(-\frac{h\nu_{ij}}{kT_{ij}}\right) \quad (1.5)$$

Подставляем выражение для  $n_1$  из (1.5) в (1.4) и производим сокращения:

$$\frac{\tau_{2-1}}{\tau_{1-0}} = 3 \frac{B_{12}}{B_{01}} \exp\left(\frac{-h\nu_{10}}{kT_{10}}\right) \frac{1 - \exp\left(\frac{-h\nu_{21}}{kT_{21}}\right)}{1 - \exp\left(\frac{-h\nu_{10}}{kT_{10}}\right)} \quad (1.6)$$

Мы будем использовать приближения в рамках локального термодинамического равновесия, а это значит, что температуры возбуждения для разных переходов будут одинаковыми:  $T_{21}=T_{10}=T_{\text{ex}}$ . Это значительно упрощает анализ.

В дальнейшем нам необходимо будет заменить коэффициенты поглощения ( $B_{12}$ ) и вынужденного излучения ( $B_{01}$ ) на коэффициенты спонтанного излучения для перехода  $2 \rightarrow 1$  ( $A_{21}$ ) и для перехода  $1 \rightarrow 0$  ( $A_{10}$ ). Эта необходимость связана с тем, что в справочных таблицах указаны именно коэффициенты  $A$ . Считается, что значения коэффициентов  $B$  можно вывести из значений  $A$ . Известно, что коэффициенты Эйнштейна  $A$  связаны с  $B$  следующим образом:

$$A_{ul} = \frac{8\pi h\nu_{ul}^3}{c^3} B_{ul} \quad (1.7)$$

Данное уравнение можно использовать для выражения  $B$  через  $A$ :

$$B_{21} = \frac{c}{8\pi h\nu_{21}^3} A_{21} B_{10} = \frac{c}{8\pi h\nu_{10}^3} A_{10} \quad (1.8)$$

Отсюда находим отношение  $B_{21}/B_{10}$ :

$$\frac{B_{21}}{B_{10}} = \left(\frac{\nu_{10}}{\nu_{21}}\right)^3 \frac{A_{21}}{A_{10}} \quad (1.9)$$

Однако в нашем случае для упрощения (1.6) нужно получить отношение  $B_{12}/B_{01}$ , где имеется инверсия индексов по отношению к (1.9). Для этого воспользуемся следующим правилом:

$$g_u B_{ul} = g_l B_{lu} \quad (1.10)$$

Значит можно выразить  $B_{01}$  через  $B_{10}$  и  $B_{12}$  через  $B_{21}$ :

$$B_{01} = \frac{g_1}{g_0} B_{10} = 3B_{10} B_{12} = \frac{g_2}{g_1} B_{21} = \frac{5}{3} B_{21}, \quad (1.11)$$

где статистические веса ( $g_J = 2J + 1$ ) для  $J=0, 1$  и  $2$  уровней имеют значение  $g_0=1$ ,  $g_1=3$  и  $g_2=5$ . Таким образом, используя выражение (1.9), выразим отношение  $B_{12}/B_{01}$  в виде

$$\frac{B_{12}}{B_{01}} = \frac{5}{9} \frac{B_{21}}{B_{10}} = \frac{5}{9} \left(\frac{\nu_{10}}{\nu_{21}}\right)^3 \frac{A_{21}}{A_{10}} \quad (1.12)$$

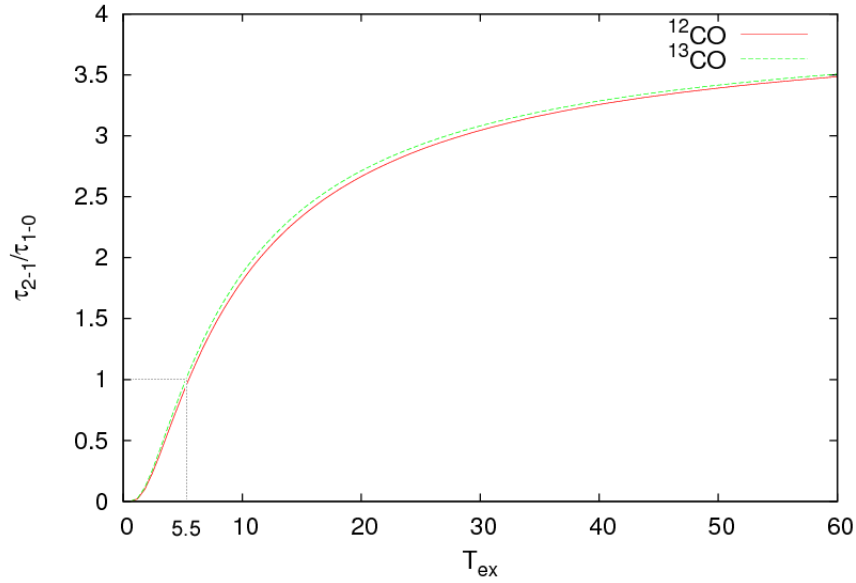


Рисунок 1.7: Зависимость отношения оптических толщин в разных переходах линии CO ( $J=2 \rightarrow 1$  и  $J=1 \rightarrow 0$ ) от температуры возбуждения. Данный результат на защиту не выносится.

Теперь используем (1.12) для того, чтобы заменить в выражении (1.6) коэффициенты В на А:

$$\frac{\tau_{2-1}}{\tau_{1-0}} = 3 \frac{5}{9} \left( \frac{\nu_{10}}{\nu_{21}} \right)^3 \frac{A_{21}}{A_{10}} \exp\left(\frac{-h\nu_{10}}{kT_{\text{ex}}}\right) \frac{1 - \exp\left(\frac{-h\nu_{21}}{kT_{\text{ex}}}\right)}{1 - \exp\left(\frac{-h\nu_{10}}{kT_{\text{ex}}}\right)} \quad (1.13)$$

Итак, выражение (1.13) показывает отношения оптических толщин для переходов  $J=2 \rightarrow 1$  и  $J=1 \rightarrow 0$ . Необходимо отметить, что это отношение является функцией температуры возбуждения  $T_{\text{ex}}$ . Таким образом, для разных областей молекулярных облаков, имеющих разную температуру, отношение оптических толщин линий будет различным.

Числовые значения для констант из (1.13) следующие (применительно к  $^{12}\text{CO}$ ):  $A_{21}=6.910 \times 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ ,  $A_{10}=7.203 \times 10^{-8} \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu_{21}=230.538000 \text{ ГГц}$ ,  $\nu_{10}=115.271202 \text{ ГГц}$ ,  $h=6.626069 \times 10^{-27} \text{ Эрг с}$ ,  $k=1.380648 \times 10^{-16} \text{ Эрг К}^{-1}$

Для  $^{13}\text{CO}$  частоты и коэффициенты  $A_{ij}$  другие:  $A_{21}=6.030 \times 10^{-7}$ ,  $A_{10}=6.294 \times 10^{-8}$ ,  $\nu_{21}=220.398684 \text{ ГГц}$ ,  $\nu_{10}=110.201354 \text{ ГГц}$ .

На рисунке 1.7 представлена зависимость отношения оптических толщин для разных переходов от температуры возбуждения. Видно, что значения для  $^{12}\text{CO}$  и  $^{13}\text{CO}$  отличаются очень незначительно, поэтому этими отличиями можно пренебречь при оценочных расчетах. Кроме того, анализ данного графика показывает, что есть некоторое переходное значение температуры  $T_{\text{ex}} = 5.5 \text{ К}$ , при превышении которой переход  $J=2 \rightarrow 1$  становится более оптически толстым, чем  $J=1 \rightarrow 0$ . Аналогичное значение получили авторы в

работе Мартин и др. [90]. Эту особенность можно учитывать при анализе: если требуется исследовать структуру холодных областей молекулярного облака ( $T_{\text{ex}} < 5.5 \text{ K}$ ), следует использовать переход  $J=2 \rightarrow 1$  как более оптически тонкий. Более горячие области ( $T_{\text{ex}} > 5.5 \text{ K}$ ) являются более оптически тонкими в переходе  $J=1 \rightarrow 0$ .

### 1.6.2 Модель теоретического профиля линии CO

Для моделирования излучения в линии CO было использовано предположение о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). Пусть имеется некоторая среда, имеющая оптическую толщину  $\tau_\nu(s)$ , которая зависит от расстояния  $s$  и частоты  $\nu$ . Предположим, что на входе в эту среду поступает какое-то количество излучения, имеющее яркостную температуру  $T_b(0)$ . Излучает также и сама среда, что характеризуется функцией источника  $S$ . Из теории переноса излучения известно, что яркостная температура, измеряемая на выходе из такой среды, получается как сумма исходного излучения, ослабленного в  $e^{-\tau_\nu(s)}$  раз вследствие поглощения в среде, а также излучения самой среды (характеризуемой функцией источника  $S$ ). Эту зависимость можно записать следующим образом:

$$T_b(s) = T_b(0)e^{-\tau_\nu(s)} + \int_0^{\tau_\nu(s)} T(s)e^{-\tau} d\tau \quad (1.14)$$

где  $T_b(s)$  – яркостная температура на расстоянии  $s$ ,  $T_b(0)$  – яркостная температура на входе в среду,  $\tau_\nu(s)$  – оптическая толщина на расстоянии  $s$  и частоте  $\nu$ ,  $T(s)$  – зависимость температуры среды от расстояния. Первое слагаемое отвечает за ослабление исходного излучения, второе слагаемое – за собственное излучение среды.

Для упрощения принимается, что в данной среде температура однородна по всему пути:  $T(s) = T_{\text{ex}} = \text{const}$ , поэтому можно проинтегрировать правую часть уравнения (1.14) вдоль пути  $s$ , а также заменить  $\tau_\nu(s)$  на  $\tau_\nu$ . В результате уравнение упрощается:

$$T_b(s) = T_b(0)e^{-\tau_\nu} + T_{\text{ex}}(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (1.15)$$

Выражение (1.15) является решением уравнения переноса излучения в случае ЛТР для однородной среды. В дальнейшем данное уравнение будет использовано для построения модели. Из выражения (1.15) можно вывести два полезных следствия, если предположить, что на входе нет никакого излуче-

ния, т.е.  $T_b(0)=0$ . Это позволяет записать следующие выражения:

$$\begin{aligned} T_b &= \tau_\nu T_{\text{ex}} \quad (\tau \ll 1) \\ T_b &= T_{\text{ex}} \quad (\tau \gg 1) \end{aligned} \quad (1.16)$$

Соотношения (1.16) показывают, что для оптически толстых линий ( $\tau \gg 1$ ) яркостная температура соответствует температуре возбуждения среды, а для оптически тонких линий ( $\tau \ll 1$ ) яркостная температура соответствует произведению оптической толщины на температуру возбуждения среды. Данная особенность позволяет однозначно определить температуру возбуждения среды (на поверхности облака) для оптически толстых линий. Этот факт будет использован для построения теоретического профиля по реальным данным излучения в линии СО.

Если исследуемое молекулярное облако находится во внешнем рукаве Галактики (как в случае с молекулярным облаком S235), то на луче зрения не должны проявляться другие молекулярные облака. Поэтому можно принять, что  $T_b(0) = 2.7$  К, т.е. фоном является микроволновое излучение. Оптическую толщину  $\tau_\nu$  можно выразить через профиль-фактор:  $\tau_\nu = \tau_0 \Phi(\nu)$ , причем

$$\Phi(\nu) = \exp \left[ \frac{-(\nu - \nu_0)^2}{2\sigma_\nu^2} \right] = \exp \left[ \frac{-(V - V_0)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (1.17)$$

где  $V_0$  – лучевая скорость центра профиля линии ( $\text{км с}^{-1}$ ),  $\tau_0$  – оптическая толщина в центре профиля линии,  $\sigma$  – дисперсия скорости профиля линии ( $\text{км с}^{-1}$ ), связанная с шириной профиля на половине интенсивности (FWHM) следующим соотношением:  $\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \approx 2.354 \sigma$ . Дисперсия скорости линии может быть обусловлена различными физическими процессами (главный из которых – тепловое уширение линии), однако в настоящей работе она будет использоваться в качестве параметра теоретического профиля линии без рассмотрения этих процессов.

Теперь подставим (1.17) в (1.16) и запишем конечное уравнение для переноса излучения в однородной среде (в предположении ЛТР):

$$T_b = T_b(0) \exp \left[ -\tau_0 e^{\frac{-(V-V_0)^2}{\sigma^2}} \right] + T_{\text{ex}} \left( 1 - \exp \left[ -\tau_0 e^{\frac{-(V-V_0)^2}{\sigma^2}} \right] \right) \quad (1.18)$$

где  $T_b$  – яркостная температура на выходе слоя,  $T_b(0)$  – яркостная температура на входе слоя,  $V_0$  – лучевая скорость центра профиля линии,  $\sigma$  – дисперсия скорости линии,  $\tau_0$  – оптическая толщина в центре линии,  $T_{\text{ex}}$  – температура возбуждения среды. Данное уравнение позволяет получить теоретический профиль линии на скорости  $V$  при известных параметрах  $T_{\text{ex}}$ ,  $\tau_0$ ,  $\sigma$  и  $V_0$ . Для случая одного слоя обычно принимается  $T_b(0) = 2.7$  К.

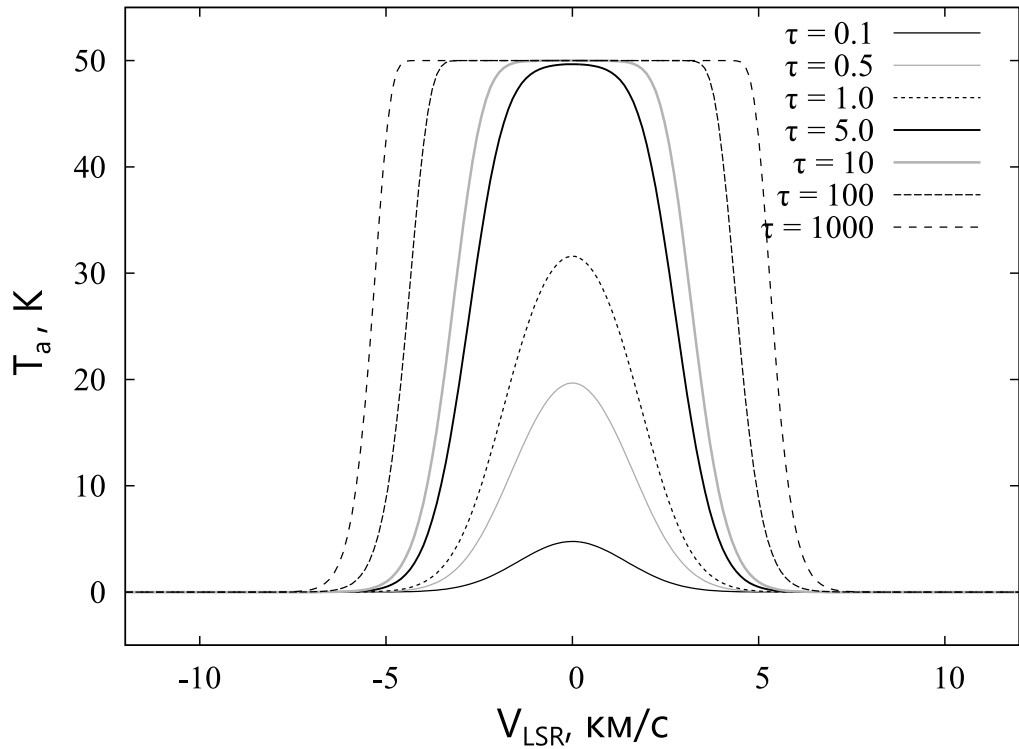


Рисунок 1.8: Вид теоретического профиля спектральной линии CO в однородной среде для разных значений оптической толщины  $\tau_0$ . Все представленные профили построены при следующих параметрах модели:  $T_{\text{ex}} = 50$  К,  $T_{\text{bg}} = 0$  К,  $\sigma = 1.35$  км с<sup>-1</sup>,  $V_0 = 0$  км с<sup>-1</sup>. Данный результат на защиту не выносится.

Анализ уравнения (1.18) показывает, что при  $\tau_0 \gg 1$  теоретический профиль линии приобретает П-образный вид, где максимум совпадает с разностью температуры среды и фона:  $T_{\text{peak}} = T_{\text{ex}} - T_{\text{bg}}$ . При дальнейшем увеличении значения  $\tau_0$  увеличивается видимая ширина профиля линии, но яркостная температура пика не изменяется, то есть излучение переходит в режим насыщения и становится оптически толстым. При  $\tau_0 \ll 1$  вид профиля похож на гауссиану, однако его пик определяется через произведение оптической толщины и разности температуры среды и фона  $T_{\text{peak}} = \tau_0(T_{\text{ex}} - T_{\text{bg}})$ .

Важной особенностью уравнения (1.18) является тот факт, что пиковое значение яркостной температуры является функцией двух параметров:  $T_{\text{ex}}$  и  $\tau_0$ . Это приводит к неоднозначности в трактовке яркостной температуры (получаемой из наблюдений) в случае оптически тонких линий. То же самое касается видимой ширины профиля линии: она непосредственно зависит от  $\sigma$ , но при больших оптических толщинах параметр  $\tau_0$  также вносит вклад в видимую ширину линии (см. Рисунок. 1.8). В случае оптически толстой линии ( $\tau \gg 1$ ), видимая температура линии является функцией только температуры возбуждения, поэтому большую оптическую толщину линии <sup>12</sup>CO

часто используют для определения температуры возбуждения на поверхности облака.

### 1.6.3 Расчет лучевой концентрации молекулярного газа

В разделе 1.6.2 выходными параметрами модели являются: температура возбуждения ( $T_{\text{ex}}$ ), оптическая толщина в центре линии ( $\tau_0$ ), дисперсия скорости линии ( $\sigma_\nu$ ) и лучевая скорость центра профиля линии ( $V_0$ ). В настоящем разделе будет рассмотрен способ получения лучевой концентрации CO по этим параметрам, а также переход к массе газа. В целом содержание раздела следует работе Мангум и Ширли [91].

Предположим, что имеется атом или молекула, которая может находиться в двух состояниях: верхнем (u) и нижнем (l). Следуя работе Спицера и др. [92], для такой молекулы можно записать уравнение переноса излучения в общем виде:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -k_\nu I_\nu + j_\nu. \quad (1.19)$$

В случае локального термодинамического равновесия (ЛТР)  $I_\nu = \text{const} = B_\nu(T_{\text{ex}})$ , из чего следует  $\frac{dI_\nu}{ds} = 0$ . Так же для упрощения предположим, что по направлению луча зрения нет фоновых источников излучения. Тогда уравнение переноса можно записать в следующем виде:

$$j_\nu = B_\nu(T_{\text{ex}})k_\nu \quad (1.20)$$

Чтобы получить уравнение переноса вдоль пути  $s$  по профилю определенной спектральной линии на частоте  $\nu$ , необходимо проинтегрировать уравнение (1.20) по этим двум параметрам:

$$\iint j_\nu d\nu ds = B_\nu(T_{\text{ex}}) \iint k_\nu d\nu ds \quad (1.21)$$

Интеграл коэффициента излучения  $\int j_\nu d\nu$  по частоте  $\nu$  связан с вероятностью спонтанного перехода с верхнего на нижний уровень следующим соотношением:

$$\int j_\nu d\nu = \frac{h\nu_{ul}}{4\pi} A_{ul} N_u \quad (1.22)$$

где  $\nu_{ul}$  – частота перехода с верхнего на нижний уровень,  $N_u$  – концентрация молекул, находящихся на верхнем энергетическом уровне,  $A_{ul}$  – коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения.

По определению, оптическая толщина  $\tau_\nu$  есть интеграл коэффициента поглощения вдоль луча зрения  $ds$ :

$$\tau_\nu \equiv \int k_\nu ds \quad (1.23)$$



После подстановки (1.22) и (1.23) в (1.21) получаем уравнение переноса излучения в следующем виде:

$$\frac{h\nu_{ul}}{4\pi} A_{ul} \int N_u ds = B_\nu(T_{ex}) \int \tau_\nu d\nu \quad (1.24)$$

По определению, лучевая концентрация – это число молекул вдоль пути  $ds$ :

$$N_u \equiv \int n_u ds \quad (1.25)$$

Оптическая толщина  $\tau_\nu$  является функцией частоты  $\nu$ , что можно записать через профиль-фактор спектральной линии:  $\tau_\nu = \tau_0 \Phi(\nu)$ , где  $\tau_0$  – оптическая толщина в центре линии. Согласно определению профиль-фактора  $\Phi(\nu)$  из (1.17):

$$\int \tau_\nu d\nu = \tau_0 \int \Phi(\nu) d\nu = \tau_0 \frac{\nu}{c} \int \Phi(V) dV = \tau_0 \frac{\nu}{c} \sqrt{2\pi}\sigma \quad (1.26)$$

Следует обратить внимание, что профиль-фактор  $\Phi(\nu)$  в уравнениях (1.17) и (1.26) отличается от часто используемого в литературе  $\phi(\nu)$  тем, что в  $\phi(\nu)$  имеется дополнительный множитель  $\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}$ . Введение этого множителя объясняется удобством использования  $\phi(\nu)$ : интеграл данной функции по частоте равен единице:  $\int \phi(\nu) d\nu = 1$ .

Перепишем уравнение (1.24) для лучевой концентрации молекул на верхнем уровне  $N_u$ , используя формулы (1.25) и (1.26):

$$N_u = \frac{4\pi}{h\nu_{ul} A_{ul}} B_\nu(T_{ex}) \tau_0 \frac{\nu}{c} \sqrt{2\pi}\sigma \quad (1.27)$$

Полная лучевая концентрация молекул  $N$  связана с лучевой концентрацией на верхнем уровне  $N_u$  следующим соотношением:

$$\frac{N}{N_u} = \frac{Q_{rot}}{g_J g_K g_{nuc}} \exp\left(\frac{E_u/k}{T_{ex}}\right) \quad (1.28)$$

где  $Q_{rot}$  – вращательная функция распределения,  $g_J = 2J + 1$  – вращательная вырожденность,  $g_K$  – К-вырожденность,  $g_{nuc}$  – вырожденность ядерного спина.  $g_K$  соответствует вырожденности, связанной с квантовым числом К в симметричных молекулах, а также в молекулах типа ассиметричный волчок. Вырожденность ядерного спина учитывает статистические веса, связанные с вкладом идентичных ядер в нелинейных молекулах с симметрией. В случае линейных молекул (например, СО),  $g_K = g_{nuc} = 1$ .

Вращательная функция распределения  $Q_{rot}$  для двухатомных и линейных молекул задается следующим выражением:

$$Q_{rot} = \sum_{J=0}^{\infty} g_J \exp\left(-\frac{E_J}{kT}\right) = \sum_{J=0}^{\infty} (2J + 1) \exp\left(-\frac{J(J + 1)hB_0}{kT}\right) \quad (1.29)$$

Таблица 1.1: Значения констант  $A_{ul}$  (коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения),  $\nu$  (частота перехода) и  $E_u/k$  (энергия верхнего вращательного уровня) для разных изотопов и переходов молекулы CO. Источник данных – база атомных и молекулярных данных LAMDA [93]. Данный результат на защиту не выносится.

Изотоп	Переход	$A_{ul}$ (с <sup>-1</sup> )	$\nu$ (ГГц)	$E_u/k$ (К)
CO	$J=1 \rightarrow 0$	$7.203 \times 10^{-8}$	115.2712018	5.53
	$J=2 \rightarrow 1$	$6.910 \times 10^{-7}$	230.5380000	16.60
	$J=3 \rightarrow 2$	$2.497 \times 10^{-6}$	345.7959899	33.19
	$J=4 \rightarrow 3$	$6.126 \times 10^{-6}$	461.0407682	55.32
	$J=5 \rightarrow 4$	$1.221 \times 10^{-5}$	576.2679305	82.97
	$J=6 \rightarrow 5$	$2.137 \times 10^{-5}$	691.4730763	116.16
<sup>13</sup> CO	$J=1 \rightarrow 0$	$6.294 \times 10^{-8}$	110.2013542	5.29
	$J=2 \rightarrow 1$	$6.038 \times 10^{-7}$	220.3986841	15.87
	$J=3 \rightarrow 2$	$2.181 \times 10^{-6}$	330.5879652	31.73
	$J=4 \rightarrow 3$	$5.353 \times 10^{-6}$	440.7651734	52.89
	$J=5 \rightarrow 4$	$1.067 \times 10^{-5}$	550.9262850	79.33
	$J=6 \rightarrow 5$	$1.868 \times 10^{-5}$	661.0672766	111.05
C <sup>18</sup> O	$J=1 \rightarrow 0$	$6.266 \times 10^{-8}$	109.7821734	5.27
	$J=2 \rightarrow 1$	$6.011 \times 10^{-7}$	219.5603541	15.81
	$J=3 \rightarrow 2$	$2.172 \times 10^{-6}$	329.3305525	31.61
	$J=4 \rightarrow 3$	$5.330 \times 10^{-6}$	439.0887658	52.68
	$J=5 \rightarrow 4$	$1.062 \times 10^{-5}$	548.8310055	79.02
	$J=6 \rightarrow 5$	$1.860 \times 10^{-5}$	658.5532782	110.63
C <sup>17</sup> O	$J=1 \rightarrow 0$	$6.697 \times 10^{-8}$	112.3592837	5.39
	$J=2 \rightarrow 1$	$6.425 \times 10^{-7}$	224.7143850	16.18
	$J=3 \rightarrow 2$	$2.321 \times 10^{-6}$	337.0611298	32.35
	$J=4 \rightarrow 3$	$5.696 \times 10^{-6}$	449.3953412	53.92
	$J=5 \rightarrow 4$	$1.136 \times 10^{-5}$	561.7127845	80.88
	$J=6 \rightarrow 5$	$1.988 \times 10^{-5}$	674.0093443	113.23

Таблица 1.2: Значения константы  $B_0$  для разных изотопов молекулы CO. Источник данных – спектральная база данных по двухатомным молекулам Ловаса и др. [94]. *Данный результат на защиту не выносится.*

Изотоп	$B_0$ (ГГц)	$B_0$ (см <sup>-1</sup> )
CO	57.635 968	1.922 522
<sup>13</sup> CO	55.101 014	1.837 965
C <sup>18</sup> O	54.891 424	1.830 974
<sup>13</sup> C <sup>18</sup> O	52.356 011	1.746 402
C <sup>17</sup> O	56.179 913	1.873 954

где  $g_J = 2J + 1$  – вращательная вырожденность, а  $E_J$  – энергия  $J$ -го уровня, получаемая из решения уравнения Шредингера для жесткого ротатора:  $E_J = J(J+1)hB_0$ . Значение константы  $B_0$  обычно можно получить в справочнике. В таблице (1.2) приведены значения константы  $B_0$  для разных изотопов молекулы CO. Уравнение (1.29) стремится к нулю при  $J \rightarrow \infty$ , поэтому значение  $Q_{\text{rot}}$  можно вычислить достаточно точно, взяв только некоторое число слагаемых. Анализ показывает, что при  $T < 100$  К для  $J \geq 30$  значения слагаемых под знаком суммы не превышает  $1.59 \times 10^{-4}$ , поэтому для численного вычисления  $Q_{\text{rot}}$  в случае не очень горячего газа ( $T < 100$  К) первых 30 членов будет вполне достаточно. Ошибка вычисления  $Q_{\text{rot}}$  при использовании первых 30 членов суммы при  $T \leq 100$  К начинается в 10 знаке после запятой. Существуют также формулы для приближенного вычисления  $Q_{\text{rot}}$ . В работе Гардена и др. [95] приводится следующая аппроксимация вращательной функции распределения:

$$Q_{\text{rot}} \approx \frac{k}{hB} \left( \frac{T_{\text{ex}} + hB}{3k} \right) \quad (1.30)$$

Подставим теперь формулу (1.30) в (1.28), в результате чего получим выражение для полной концентрации молекул  $N$  через концентрацию молекул на верхнем уровне  $N_u$ :

$$N = N_u \frac{T_{\text{ex}} + hB}{3hB(2J_u + 1)} \exp\left(\frac{E_u/k}{T_{\text{ex}}}\right) \quad (1.31)$$

Следует обратить внимание, что в формуле (1.31) была использована приближенная формула для вычисления вращательной функции распределения  $Q_{\text{rot}}$ . Если необходима повышенная точность определения лучевой концентрации, значение  $Q_{\text{rot}}$  следует получить численным суммированием по формуле

(1.29). Совместим теперь уравнения (1.31) и (1.27) и запишем конечное выражение для полной лучевой концентрации линейной молекулы:

$$N = \frac{4\pi}{h\nu_{ul}A_{ul}} B_\nu(T_{\text{ex}}) \tau_0 \frac{\nu}{c} \sqrt{2\pi} \sigma \frac{kT_{\text{ex}} - 0.66}{2J_u + 1} \exp\left(\frac{E_u/k}{T_{\text{ex}}}\right) \quad (1.32)$$

где функция Планка в (1.32) для температуры  $T_{\text{ex}}$  определяется как:

$$B_\nu(T_{\text{ex}}) \equiv \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[ \exp\left(\frac{h\nu}{kT_{\text{ex}}}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (1.33)$$

Выражение (1.32) позволяет получить лучевую концентрацию любой линейной молекулы (например, CO) при известном значении оптической толщины  $\tau_0$  в переходе  $J = J_u - J_{u-1}$ , температуре возбуждения  $T_{\text{ex}}$  и доплеровской ширины профиля линии  $\sigma$ . Остальные параметры в (1.32) являются константами. В таблице 1.1 приведены значения констант  $A_{ul}$ ,  $E_u$  и  $\nu$  для разных переходов и изотопов молекулы CO. Для полноты сведений приведем также значения фундаментальных физических постоянных (в системе СГС), которые были использованы в (1.32):  $h = 6.626069 \times 10^{-27}$  Эрг с,  $k = 1.380648 \times 10^{-16}$  Эрг К<sup>-1</sup>,  $c = 2.997924 \times 10^{10}$  см/с.

#### 1.6.4 Оценка физических параметров молекулярных облаков по радиолиниям CO в переходе (1–0)

Представленная в данной главе методика предназначена для определения физических параметров молекулярных облаков по данным в линиях CO(1–0) и <sup>13</sup>CO(1–0). Отличие от раздела 1.6.3 заключается в том, что в методике представлены формулы для расчета физических параметров молекулярных облаков по излучению CO в наиболее распространенном переходе (1–0). В целом методика соответствует работе Роман-Дувал и др. [96] с некоторыми изменениями, которые касаются определения лучевых концентраций и масс сгустков. Для определения лучевой концентрации было использовано предположение ЛТР. Было предположено, что линии <sup>12</sup>CO являются оптически толстыми. В таком случае температура возбуждения линии  $T_{\text{ex}}$  может быть определена из решения уравнения переноса излучения (формула 15.29 из [97]) для линии <sup>12</sup>CO(1–0):

$$T_{\text{ex}} = 5.53 / \ln \left( 1 + \frac{5.53}{T_{\text{B}}^{12} + 0.837} \right) \quad (1.34)$$

где  $T_{\text{B}}^{12}$  – яркостная температура линии <sup>12</sup>CO(1–0). В данном уравнении учитывается излучение микроволнового фона  $T_{\text{bg}} = 2.7$  К. Так как средний размер

источников в линиях  $^{12}\text{CO}$  и  $^{13}\text{CO}$  (от  $1.9'$  до  $4.1'$ , см. Таблицу 3.1) больше, чем размер диаграммы направленности ( $45''$ ), поэтому  $T_B = T_{\text{mb}}$ .

Для определения оптической толщины и лучевой концентрации CO используется изотоп молекулы  $^{13}\text{CO}$ , так как он менее обилен и его оптическая толщина меньше в сравнении с  $^{12}\text{CO}$ . Меньшая оптическая толщина приводит к тому, что излучение меньше подвержено эффектам насыщения. Оптическая толщина линии  $^{13}\text{CO}(1-0)$  определяется из по формуле (15.31) из работы [97]:

$$\tau_0^{13} = -\ln \left[ 1 - \frac{T_B^{13}}{5.3} \left\{ \left[ \exp \left( \frac{5.3}{T_{\text{ex}}} \right) - 1 \right]^{-1} - 0.16 \right\}^{-1} \right], \quad (1.35)$$

где  $T_B^{13}$  – яркостная температура линии  $^{13}\text{CO}(1-0)$ ,  $T_{\text{ex}}$  – температура возбуждения линии. Для линейной молекулы CO возбуждение характеризуется единой температурой возбуждения  $T_{\text{ex}}$ , поэтому лучевая концентрация  $N$  и оптическая толщина  $\tau$  связаны следующим соотношением (см. уравнение 3 из работы [96]):

$$N(^{13}\text{CO}) = 2.6 \times 10^{14} \frac{T_{\text{ex}}}{1 - \exp(-5.3/T_{\text{ex}})} \int \tau^{13}(v) dv, \quad (1.36)$$

причем в случае гауссова профиля оптической толщины  $\int \tau^{13}(v) dv = \tau_0^{13} \sigma_v \sqrt{2\pi}$ , где  $\sigma_v$  – дисперсия скорости линии  $^{13}\text{CO}$ ,  $\tau_0$  – оптическая толщина в центре линии. Лучевая концентрация  $\text{H}_2$  получается из обилий  $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ , а также  $\text{CO}/\text{H}_2$ :

$$N(\text{H}_2) = N(^{13}\text{CO}) \times \frac{^{12}\text{CO}}{^{13}\text{CO}} \times \left[ \frac{\text{CO}}{\text{H}_2} \right]^{-1} \quad (1.37)$$

Отношение  $\text{CO}/\text{H}_2 \simeq 8 \times 10^{-5}$ , согласно [98]. Отношение  $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$  меняется от 40 до 70 в зависимости от расстояния от центра Галактики до источника, согласно [99]. На расстоянии 2 кпк от Солнца в направлении на галактический антицентр отношение обилий  $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO} \simeq 70$ .

### 1.6.5 Расчет массы, размеров и дисперсий скоростей молекулярных сгустков

В случае обработки реальных данных сгустки редко бывают однородными и сферически симметричными. Поэтому для каждого сгустка следует сначала получить его распределение лучевой концентрации  $N_{\text{H}_2}$ . Для того, чтобы

получить массу газа, необходимо проинтегрировать распределение лучевой концентрации  $N_{\text{H}_2}$  по поверхности источника  $dA$ :

$$M = \mu m_{\text{H}_2} \int N_{\text{H}_2} dA = \mu m_{\text{H}_2} D^2 \int N_{\text{H}_2} d\Omega, \quad (1.38)$$

где  $\mu$  – отношение массы межзвездного газа к массе молекулы водорода,  $\mu \approx 1.33$  [100],  $m_{\text{H}_2}$  – масса молекулы водорода, а элемент поверхности  $dA$  связан с телесным углом соотношением  $dA = D^2 d\Omega$ , где  $D$  – расстояние до источника.

Если сгусток имеет диаметр  $\theta$ , а также постоянное распределение лучевой концентрации  $N_{\text{H}_2}$ , тогда  $\int N_{\text{H}_2} d\Omega \approx N_{\text{H}_2} \Omega \approx N_{\text{H}_2} \pi \theta_{\text{rad}}^2 / 4$ . Значит, масса такого сгустка составляет:

$$M = \mu m_{\text{H}_2} D^2 N_{\text{H}_2} \pi \theta_{\text{rad}}^2 / 4 \quad (1.39)$$

При объединении выражений 1.37 и 1.38 и подстановке численных констант получаем следующее выражение для массы источника:

$$\frac{M}{M_{\odot}} = 0.41 \frac{D^2}{\text{kpc}^2} \int_{\alpha, \delta} \frac{T_{\text{ex}} \tau^{13} \sigma_v \sqrt{2\pi}}{1 - \exp(-5.3/T_{\text{ex}})} \frac{\Delta\alpha}{'} \frac{\Delta\delta}{'}, \quad (1.40)$$

где  $T_{\text{ex}} = T_{\text{ex}}(\alpha, \delta)$  – температура возбуждения в данной ячейке карты, которая рассчитывается по формуле (A1.),  $\tau^{13} = \tau^{13}(\alpha, \delta)$  – оптическая толщина  $^{13}\text{CO}$  в центре профиля линии данной ячейки карты, которая рассчитывается по формуле (A2.),  $\sigma_v = \sigma_v(\alpha, \delta)$  – дисперсия скорости профиля линии  $^{13}\text{CO}$ ,  $\Delta\alpha$  и  $\Delta\delta$  – размер ячейки карты по  $\alpha$  и  $\delta$ , выраженный в угловых минутах. Коэффициент перед интегралом (0.41) отличается от коэффициента (0.27) из работы Роман-Дувал и др. [96] из-за использования иного отношения обилий  $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$  (70 вместо 45).

Вириальный параметр сгустков  $\alpha_{\text{vir}} \equiv M_{\text{vir}}/M$  рассчитывается согласно определению в работе [64]:

$$\alpha_{\text{vir}} = \frac{5\sigma_v^2 R}{GM} = 1.2 \left( \frac{\sigma_v}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 \left( \frac{R}{\text{pc}} \right) \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-1} \quad (1.41)$$

Радиус сгустков определяется согласно работе [96] из площади, которую занимает сгусток на уровне половины интенсивности:

$$R = \sqrt{\frac{A}{\pi}} = \sqrt{\frac{\Omega D^2}{\pi}} = \sqrt{\frac{N_{\text{pix}} \Delta\alpha \Delta\delta D^2}{\pi}}, \quad (1.42)$$

где  $N_{\text{pix}}$  – число ячеек карты, занимаемое сгустком,  $\Delta\alpha$  и  $\Delta\delta$  – размер ячейки карты. Дисперсия скорости  $\sigma_v$  в линии молекулы  $^{13}\text{CO}$  рассчитывается по

формуле согласно [96]:

$$\sigma_v^2 = \frac{\sum T_{13}(v - \bar{v})^2}{\sum T_{13}}, \quad (1.43)$$

причем суммирование в формуле (A9) производится по  $(\alpha, \delta, v)$  только для таких значений  $T_{13}$ , которые превышают уровень интенсивности  $4\sigma$ .

## 1.7 Выводы

В текущей главе были исследованы основные молекулы-индикаторы межзвездного молекулярного газа, а также статистические характеристики молекулярных облаков (соотношения Ларсона). Рассмотрены особенности звездообразования в молекулярных облаках, а также исследованы основные алгоритмы для анализа структур в «кубах данных»: CLUMPFIND, GAUSSCLUMPS, REINHOLD, FELLWALKER, GETFILAMENTS и др. Алгоритмы были протестированы на реальных данных по излучению в линии CO (2–1). В результате выяснилось, что разные алгоритмы по разному проявляют себя в обработке данных, поэтому для выбора определенного алгоритма необходимо определить, что именно требуется выделить. Для создания каталога сгустков лучше всего подходит алгоритм CLUMPFIND [4]. С классификацией излучения на отдельные компоненты и определении границ областей лучше всего справляется алгоритм FELLWALKER [6]. Выделение ярких сгустков, излучение которых блендируется с другими компонентами облака, лучше всего производить с помощью метода GAUSSCLUMPS [5]. С анализом волокнистых структур неплохо справляется алгоритмы GETFILAMENTS [82] и DisPerSe [83], хотя следует иметь в виду, что данные алгоритмы полноценно работают только с набором двухмерных изображений.

Все эти алгоритмы позволяют выделить структуры в молекулярном облаке, однако они ничего не говорят о физических характеристиках этих структур. Для получения этих характеристик в настоящей главе была рассмотрена теоретическая модель профиля линии молекулы CO с помощью анализа переноса излучения. Рассмотрен вывод формул для расчета лучевой концентрации газа и приведены формулы для получения физических характеристик молекулярных облаков в переходе CO (1–0).

## Глава 2

# Звездообразование в области S233

В данной главе<sup>1</sup> будут рассмотрены особенности звездообразования в области S233, которая является частью гигантского молекулярного облака G174+2.5. Будет проанализирована пространственно-кинематическая структура окружающего молекулярного облака в различных линиях молекулы CO по наблюдениям на телескопах SMT и FCRAO. Будут исследованы характеристики области S233 в оптическом и инфракрасном диапазонах длин волн по архивным данным космических телескопов. Для определения параметров ионизирующей звезды в S233 будут использованы оптические спектры высокого разрешения, полученные на телескопе БТА [A1\*\*]. В результате анализа данных наблюдений будут рассмотрены различные сценарии звездообразования.

### 2.1 Общая характеристика области S233

В настоящей главе будет исследована возможность звездообразования на границе зоны H II в области S233. Данная область содержит изолированную ионизирующую звезду раннего спектрального класса, которая находится на главной последовательности. В работе [A1] показано, что ионизирующая звезда имеет признаки взаимодействия с окружающим молекулярным облаком. Это взаимодействие может привести к индуцированному образованию звезды нового поколения на границе зоны H II. Область S233 – это относительно небольшая ( $\simeq 2'$  в диаметре) оптическая туманность, образованная ионизирующей звездой USNO-A2 1200-03588518 ( $\alpha_{J2000} = 05^{\text{h}}38^{\text{m}}31^{\text{s}}.5$ ,  $\delta_{J2000} =$

---

<sup>1</sup>Основной текст и рисунки Главы 2 следуют работе [A1].



+35°51'19"). Звезда имеет блеск в видимом диапазоне  $V = 11.7^m$  и является довольно типичным представителем звездного населения Галактики. Область S233 является частью комплекса звездообразования S231-235. Данный комплекс располагается в рукаве Персея в направлении на галактический антицентр и состоит из четырех зон ионизованного водорода: S231, S232, S233 и S235. Опубликованные оценки расстояний до комплекса находятся в диапазоне от 1.6 до 2.3 кпк (см. сводку разных оценок в работе [101]). В обзоре Рейпурта и др. [101] говорится, что область S233 образована звездой класса B1.5 II. В работе [A1\*\*] при помощи спектроскопического анализа ионизирующей звезды с использованием высокоточных оптических спектров получено, что звезда находится на главной последовательности и имеет спектральный класс B0.5 V, а масса ее составляет  $13 \pm 1 M_{\odot}$ .

Вутерлоот и Бранд в работе [102] изучали распределение излучения CO(1-0) в направлении на IRAS-источники за пределом галактической орбиты Солнца. Они выделили две отдельные компоненты излучения  $^{12}\text{CO}(1-0)$  в направлении на IRAS-источник 05351+3549, который связан по положению с областью S233 согласно работе Казоли и др. [103]. Данные, представленные в данной работе позволяют нам исследовать пространственную структуру этих компонент излучения. Главная компонента (антенная температура  $12.1 \pm 0.4$  K на скорости  $-18.2 \pm 0.4$  км с $^{-1}$ ) имеет крупномасштабную структуру, а дополнительная компонента (антенная температура  $2.6 \pm 0.4$  K на скорости  $-12.89 \pm 0.24$  км с $^{-1}$ ) является компактным источником излучения размером не более  $70''$ , расположенным близко к инфракрасному источнику IRAS 05351+3549.

## 2.2 Наблюдения и обработка данных

### 2.2.1 Данные наблюдений $^{12}\text{CO}$ и $^{13}\text{CO}$

Данные в различных линиях CO получены по заявкам на телескопах SMT и FCRAO [A1\*]. Автор работы не принимал участия в наблюдениях, а занимался только обработкой данных.

В нашем анализе были использованы четыре типа линий молекулы CO. Во-первых, это две изотопические разновидности молекулы:  $^{12}\text{CO}$  и  $^{13}\text{CO}$ . Во-вторых, это два разных перехода молекулы CO: (2-1) и (1-0). Этот набор линий позволяет эффективно исследовать морфологию и физические характеристики молекулярного газа в области S233.

Данные по излучению в линиях  $^{12}\text{CO}(2-1)$  и  $^{13}\text{CO}(2-1)$  были получены на 10-метровом телескопе SMT (SubMillimeter Telescope) в 2010 году. Карта со-

стоит из 33 полей размером  $10' \times 10'$ , которые покрывают область  $70' \times 50'$  с центром в точке с координатами  $\alpha_{2000} = 5^{\text{h}}40^{\text{m}}$ ,  $\delta_{2000} = 35^{\circ}50'$ . Каждое поле было получено при помощи метода On-The-Fly телескопа SMT. Размер диаграммы направленности ( $\theta_{\text{FWHM}}$ ) составляет  $32''$  и  $33.5''$  для  $^{12}\text{CO}$  и  $^{13}\text{CO}$  соответственно. Наблюдаемая частота для  $^{12}\text{CO}(2-1)$  составляет 230.53800 ГГц и 220.39868 ГГц для  $^{13}\text{CO}(2-1)$ . Данные предоставлены с хорошим пространственным шагом, который составляет  $10''$ , что почти в три раза меньше размера диаграммы направленности. Это означает, что от пиксела к пикселу не будет резких скачков интенсивности излучения, что положительно скажется на точности приближений. Шаг по скорости составляет  $0.325 \text{ км с}^{-1}$  для  $^{12}\text{CO}(2-1)$  и  $0.340 \text{ км с}^{-1}$  для  $^{13}\text{CO}(2-1)$ . Средний уровень шума составляет  $0.23 \text{ К}$  для  $^{12}\text{CO}(2-1)$  и  $0.21 \text{ К}$  для  $^{13}\text{CO}(2-1)$  по шкале  $T_{\text{mb}}$ .

Данные по излучению в линиях  $^{12}\text{CO}(1-0)$  и  $^{13}\text{CO}(1-0)$  получены на 13.7-метровом телескопе FCRAO (Five College Radio Astronomy Observatory) при помощи 32-пиксельного фокального приемника SEQUOIA. Картографирование комплекса S231-235 состоялось в январе 2000 года. В обоих изотопах карта покрывает область размером  $150' \times 150'$  с центром  $l = 173.25^{\circ}$ ,  $b = 2.75^{\circ}$  ( $\alpha_{2000} = 5^{\text{h}}40^{\text{m}}$ ,  $\delta_{2000} = 36^{\circ}07'$ ). Размер диаграммы направленности для данного телескопа составляет  $45''$  для  $^{12}\text{CO}(1-0)$  и  $47''$  для  $^{13}\text{CO}(1-0)$ . Наблюдаемая частота для  $^{12}\text{CO}(1-0)$  была установлена 115.27120 ГГц и 110.20135 ГГц для  $^{13}\text{CO}(1-0)$ . Пространственный шаг составляет  $22.5''$ , что в два раза меньше, чем размер диаграммы направленности. Шаг по скорости составляет  $0.127 \text{ км с}^{-1}$  для  $^{12}\text{CO}(1-0)$  и  $0.133 \text{ км с}^{-1}$  для  $^{13}\text{CO}(1-0)$ . Уровень шума для  $^{12}\text{CO}(1-0)$  составляет  $1.1 \text{ К}$ , а для  $^{13}\text{CO}(1-0)$  он равен  $0.63 \text{ К}$  по шкале  $T_{\text{mb}}$ .

Значение эффективности главного лепестка  $\eta$  для данных в переходе (1-0) меняется в зависимости от размера источника. В случае, если источник соответствует размеру диаграммы направленности телескопа ( $\simeq 45''$ ), тогда необходимо применять эффективность главного лепестка  $\eta_{\text{mb}} = 0.45$  для  $^{12}\text{CO}(1-0)$  и  $\eta_{\text{mb}} = 0.70$  для  $^{13}\text{CO}(1-0)$ . Если источник имеет достаточно большой размер ( $\approx 0.5^{\circ}$ ), тогда он заполняет побочный лепесток телескопа FCRAO. В таком случае для обеих линий необходимо применять рассеивающую эффективность антенны  $\eta_{\text{fss}} = 0.7$  для обоих изотопов. Так как в комплексе S231-235 имеются структуры различных пространственных масштабов, ни одно из значений  $\eta_{\text{mb}}$  и  $\eta_{\text{fss}}$  не позволяет получить удовлетворительную калибровку данных. Поэтому для калибровки данных FCRAO CO(1-0) мы использовали метод деконволюции, описанный в работе [104], который исключает из исходных данных загрязняющее излучение от побочного лепестка и приводит данные к шкале  $T_{\text{mb}}$ . Метод деконволюции включает в себя деление

Фурье-образа исходных данных на Фурье-образ побочного лепестка. Данная коррекция приводит к увеличению точности калибровки линий на 10-30 процентов.

В рамках этой главы мы извлекли область  $6' \times 6'$  с центром  $\alpha_{2000} = 5^h 38^m 31.5^s$ ,  $\delta_{2000} = 35^\circ 51' 19''$ , совпадающим с положением ионизирующей звезды в S233, и в дальнейшем работали только с данной окрестностью (см. Рисунок 2.3). Были использованы пакеты MIRIAD [105] для манипуляции с «кубами данных» и KARMA [106] (программа KVIS) для визуализации данных.

Так как данные для разных переходов были получены на разных телескопах, как описано в работе [A1\*], была применена корректировка за размер диаграммы направленности. Эта корректировка требуется только в том случае, когда необходимо сравнивать интенсивности линий. Для исследования пространственно-кинематической структуры облака данная корректировка не требуется. Корректировка заключается в конволюции некоторых кубов данных таким образом, чтобы все полученные данные имели один размер диаграммы направленности  $\theta_{\text{FWHM}} = 47''$ . Это исходный размер диаграммы для линии  $^{13}\text{CO}(1-0)$ , поэтому для этого куба изменений вносить не требуется. Однако для  $^{12}\text{CO}(2-1)$  и  $^{13}\text{CO}(2-1)$  размер диаграммы составляет  $32''$  и  $33.5''$ , соответственно. Поэтому для достижения диаграммы  $47''$  мы произвели конволюцию данных функцией Гаусса с размерами  $\sqrt{47^2 + 32^2} = 34.4''$  и  $\sqrt{47^2 + 33.5^2} = 32.9''$ , соответственно для  $^{12}\text{CO}(2-1)$  и  $^{13}\text{CO}(2-1)$ .

### 2.2.2 Эшелле-спектр ионизирующей звезды

Для определения спектрального класса и лучевой скорости ионизирующей звезды в S233 были произведены ее спектральные наблюдения в оптической области спектра на 6-м телескопе БТА Специальной Астрофизической Обсерватории Российской Академии Наук (САО РАН) с помощью Эшелле-спектрографа НЭС (см. работу Панчук и др. [107]). Автор работы не участвовал в наблюдениях, поэтому более подробно данные описаны в [A1\*\*].

### 2.2.3 Спектральный анализ

Центральная ионизирующая звезда в области S233 была ранее классифицирована как B1.5 II (см. работу Хантера и др. [108]). В рамках данной работы звезда была классифицирована как B0.5 V. Эта классификация выполнена при помощи сравнения деградированного до разрешения  $R = 4000$  спектра (деградирование было произведено при помощи процедуры GNU Data Language «REBIN.PRO») со спектром из цифрового атласа Валборна и

др. [109]. Основным критерием для оценки спектрального класса ионизирующей звезды является интенсивность линий Si III 4552 и Si IV 4089, а также наличие очень слабой линии He I 4837 [109]. Отношение линий Si III 4552 и He I 4837 является основным критерием для оценки класса светимости. Скорее всего разница в спектральной классификации в данной работе и работе Хантера и др. [108] возникла из-за разного разрешения и разного отношения сигнала к шуму, а также из-за некоторой степени субъективности в сравнении двух спектров на глаз.

На основании спектрального анализа, подробно описанного в работе [A1\*\*], были получены следующие параметры ионизирующей звезды в S233.  $v \sin i = 13 \pm 5 \text{ км с}^{-1}$ ,  $T_{\text{eff}} = 28000 \text{ К}$ ,  $\log g = 4.0 \text{ dex}$ ,  $\text{He}/\text{H} = 0.10 \pm 0.01$ .

Сравнивая полученные параметры с калибровкой Кроутера и др. [110], мы пришли к выводу, что ионизирующая звезда в S233 имеет спектральный класс B0.5 V. Отношение обилий линий He показывает, что скорее всего данная звезда находится на главной последовательности. Мы получили оценку массы звезды  $M = 13 \pm 1 M_{\odot}$  [A1\*\*] при помощи интерполяции звездных эволюционных треков из работы Кларет и др. [111] в плоскости  $\log g - T_{\text{eff}}$  (к примеру, см. работу [112]), используя для оценки ошибок метод Монте-Карло. Оценка возраста получилась намного менее определенной, с ошибкой равной самой полученной величине:  $t = (3 \pm 3)10^6$  лет, как показано в работе [A1\*\*]. Тем не менее, можно сказать, что звезда относительно молодая и провела  $0.2 \pm 0.2$  своего времени на главной последовательности.

Для оценки расстояния до ионизирующей звезды мы использовали фотометрическую звездную величину в полосе  $K = 9.63$ , полученную по данным 2MASS, а также абсолютную звездную величину  $M_K = -2.512$  из работы Бертелли и др. [113]. Межзвездное покраснение в полосе  $A_V = 3.1$  получено из работы Добаси др. [114], а покраснение в полосе  $A_K = A_V/8.8 = 0.35$  было получено по закону покраснения из работы Карделли и др. [115]. Мы получили оценку расстояния до звезды:  $d = 2.3 \pm 0.4$  кпк, что также соответствует расстоянию до всей области S233, так как звезда физически связана с туманностью. Данный результат хорошо согласуется с другими оценками расстояния до S233. К примеру, в работе Чана и др. [116] расстояние до S233 оценивается как  $2.3 \pm 0.7$  кпк.

Диапазон эффективных температур ионизирующей звезды ( $T_{\text{eff}} = 28000 \pm 1000 \text{ К}$ ) ограничивает число ионизирующих фотонов  $\log N_c$  в диапазоне от 47.0 до 47.34. Этот диапазон получен в результате линейной экстраполяции значений  $T_{\text{eff}}$  из Таблицы 4 в работе Мартинса и др. [117]. С другой стороны, Хантер и Мэсси [108] дают две оценки для числа ионизирующих фотонов:  $\log N_c = 47.45$  и  $\log N_c = 47.59$ , которые были получены по данным наблю-

дений радиоконтинуума и  $H\alpha$ , соответственно. Однако следует учесть, что в их работе расстояние до S233 принято равным 4.7 кпк. Если мы применим расстояние 2.3 кпк, тогда значения числа ионизирующих фотонов должны быть поделены на  $(4.7/2.3)^2$ , что дает следующий результат:  $\log N_c = 46.82$  и  $\log N_c = 46.97$ . Значение  $\log N_c = 46.97$  наиболее близко к нижней оценке ( $\log N_c = 47.0$ ) числа ионизирующих фотонов по параметрам звезды, полученными в настоящей работе. Данное соответствие показывает, что ионизирующая звезда имеет достаточный поток в Лаймановском континууме, чтобы произвести наблюдаемое излучение в радиоконтинууме и в линии  $H\alpha$ . Наиболее достоверная оценка числа ионизирующих фотонов в области H II S233 по параметрам звезды:  $\log N_c = 47.0$ .

### Измерение лучевой скорости

Лучевая скорость звезды была измерена по 150 линиям поглощения при помощи пакета DESH20 [118]. Конечный результат был получен методом сравнения зеркальных профилей линий, как показано в работе Паримуха и др. [119]. Опорные длины волн линий были извлечены из библиотеки VALD [120]. Полученное значение лучевой скорости ионизирующей звезды в S233 составляет  $-17.5 \pm 1.4$  км с<sup>-1</sup> [A1\*\*]. Данный результат согласуется со скоростью окружающего молекулярного облака (от -15 до -20 км с<sup>-1</sup>).

В Эшелле-спектре ионизирующей звезды имеются также линии туманности. Используя линии [SII]  $\lambda\lambda 6716, 6731$  и [NII]  $\lambda\lambda 6548, 6583$  мы получили оценку лучевой скорости туманности  $-10.7 \pm 1.7$  км с<sup>-1</sup>. Так как данные линии принадлежат туманности, полученная лучевая скорость соответствует скорости ионизованного газа в области S233.

Сравнивая лучевые скорости звезды, молекулярного газа и ионизированного газа, был сделан (см. работу [A1\*]) вывод о том, что ионизирующая звезда движется вместе с родительским молекулярным облаком, так как ее скорость  $-17.5 \pm 1.4$  лежит в интервале скоростей молекулярного облака (от -15 до -20 км с<sup>-1</sup>), однако ионизационный фронт движется быстрее и распространяется по направлению от наблюдателя со скоростью  $6.8 \pm 2.2$  км с<sup>-1</sup> относительно звезды. Это значение показывает скорость расширения оболочки зоны H II в области S233. Рисунок 2.9 наглядно показывает лучевые скорости различных компонентов области S233.

## 2.3 Туманность, образующая область S233

### 2.3.1 Оптические изображения

Область S233 на оптических снимках проявляется в виде туманности, представляющей собой зону ионизованного водорода H II. На оптическом изображении (DSS R), которое в диффузном излучении в основном трассирует ионизованный газ, оптическая туманность имеет форму, близкую к сфере (см. Рисунок 2.1), что довольно типично для зон H II. На северо-востоке туманность не имеет четкой границы ионизованного излучения, однако на юго-западе граница туманности проявляется достаточно четко.

В красном цвете к западу от центральной звезды выделяется поярчение S1. Это поярчение видно также на ближних и средних инфракрасных изображениях туманности (см. Главы 2.3.3 и 2.3.2). Поярчение также видно в синем цвете (DSS B), что не может быть объяснено прямым излучением межзвездной пыли. В синем цвете область ионизованного водорода не излучает интенсивно (максимум излучения приходится на красную область спектра), однако на изображениях мы наблюдаем существенное поярчение, меньшее по размеру, чем область ионизованного водорода. Можно предположить, что это излучение – отраженный свет от ионизирующей звезды. Тогда следует вывод, что образование S1 физически находится рядом со звездой, так как в синем цвете оно выступает в роли «зеркала» для звезды.

### 2.3.2 Данные UKIDSS в ближнем ИК-диапазоне

UKIDSS представляет собой частичный, но глубокий обзор неба в ближнем инфракрасном диапазоне [123]. Данный обзор является наследником 2MASS. Инструмент для обзора – камера WFCAM [124], установленная на инфракрасном телескопе UKIRT на Гавайях. Высокое угловое разрешение инструмента ( $\sim 0.4''$ ) позволяет увидеть мельчайшие детали туманности на снимках. Область S233 лежит в поле зрения обзора галактической плоскости Galactic Plane Survey (GPS).

На рисунке 2.1 показано изображение туманности в инфракрасной полосе *K* (а также оптические снимки в цветах *B* и *R*). В работе на инфракрасном изображении выделяются ярко выраженные структуры в виде оболочек, расположенных перпендикулярно к ионизирующей звезде [A1]. Подобные структуры и их связь с молекулярными облаками исследовалась ранее в работе Томпсона и др. [54]. Вдоль этих структур в работе выделяются поярчения S1, S2 и S3. На изображениях UKIDSS можно различить детали этих поярчений.

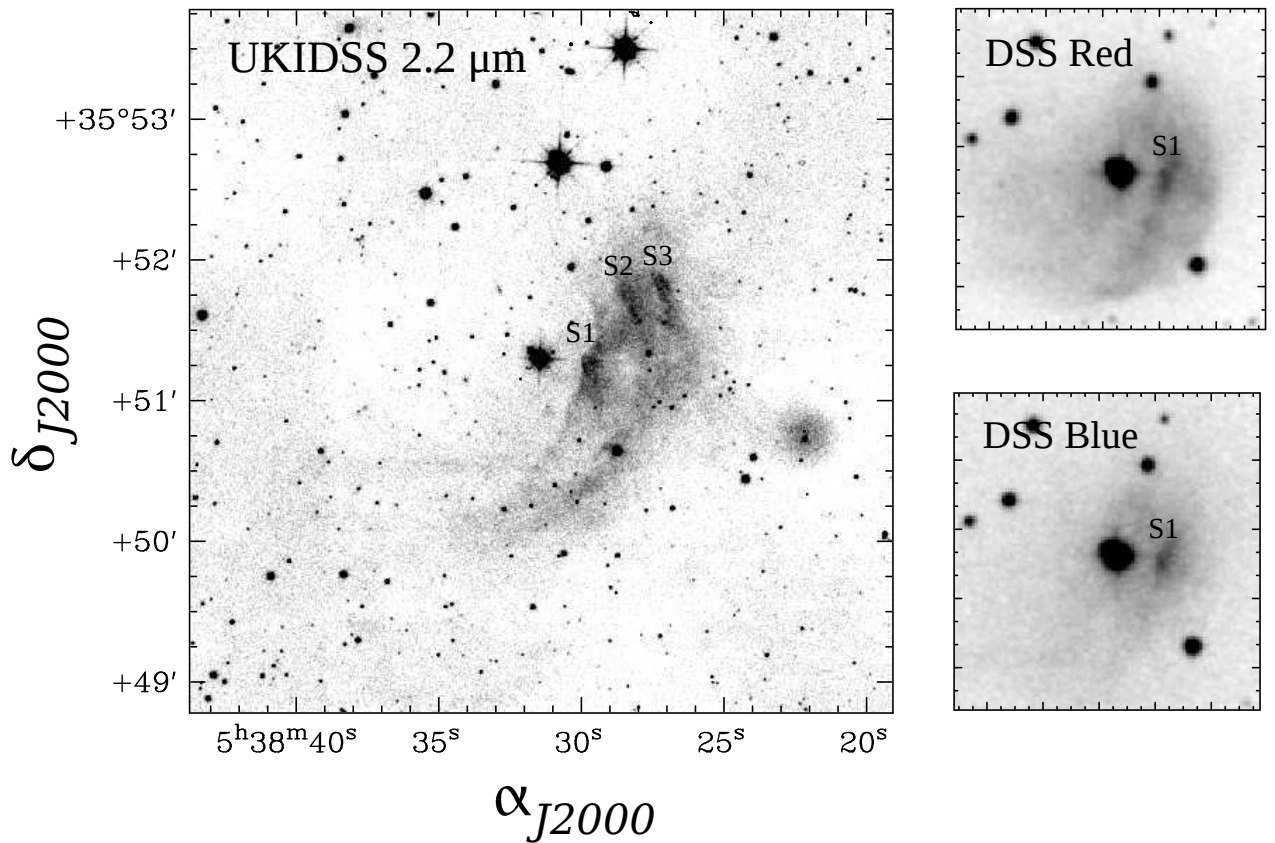


Рисунок 2.1: Изображение туманности S233 в оптическом (DSS) и ближнем инфракрасном диапазоне (UKIDSS). Центр изображения совпадает с положением ионизирующей звезды в S233, координаты которой  $\alpha_{2000} = 5^h 38^m 31.5^s$ ,  $\delta_{2000} = 35^\circ 51' 19''$ . Размер изображения составляет  $5' \times 5'$ . Метками S1, S2 и S3 обозначены поярчения в туманности. Результат диссертанта из работы [A1].

В частности, S1 имеет градиент яркости: наиболее яркая часть находится со стороны звезды, а наиболее темная часть – на противоположной стороне от звезды.

### 2.3.3 Данные WISE в среднем ИК-диапазоне

На Рисунке 2.2 показаны изображения области S233 в среднем инфракрасном диапазоне, полученные по данным обзора всего неба WISE [121] на 4.6, 12 и 24 мкм. На изображениях выделяется рассеянная туманность, расположенная на юго-западе относительно центральной ионизирующей звезды. На длине волны 12 мкм основной составляющей частью излучения является свечение молекул полициклических ароматических углеводородов (ПАУ) на границе зоны фотодиссоциации. Обычно в зонах Н II область фотодиссоциации видна в виде резкой границы излучения, на которой молекулы ПАУ

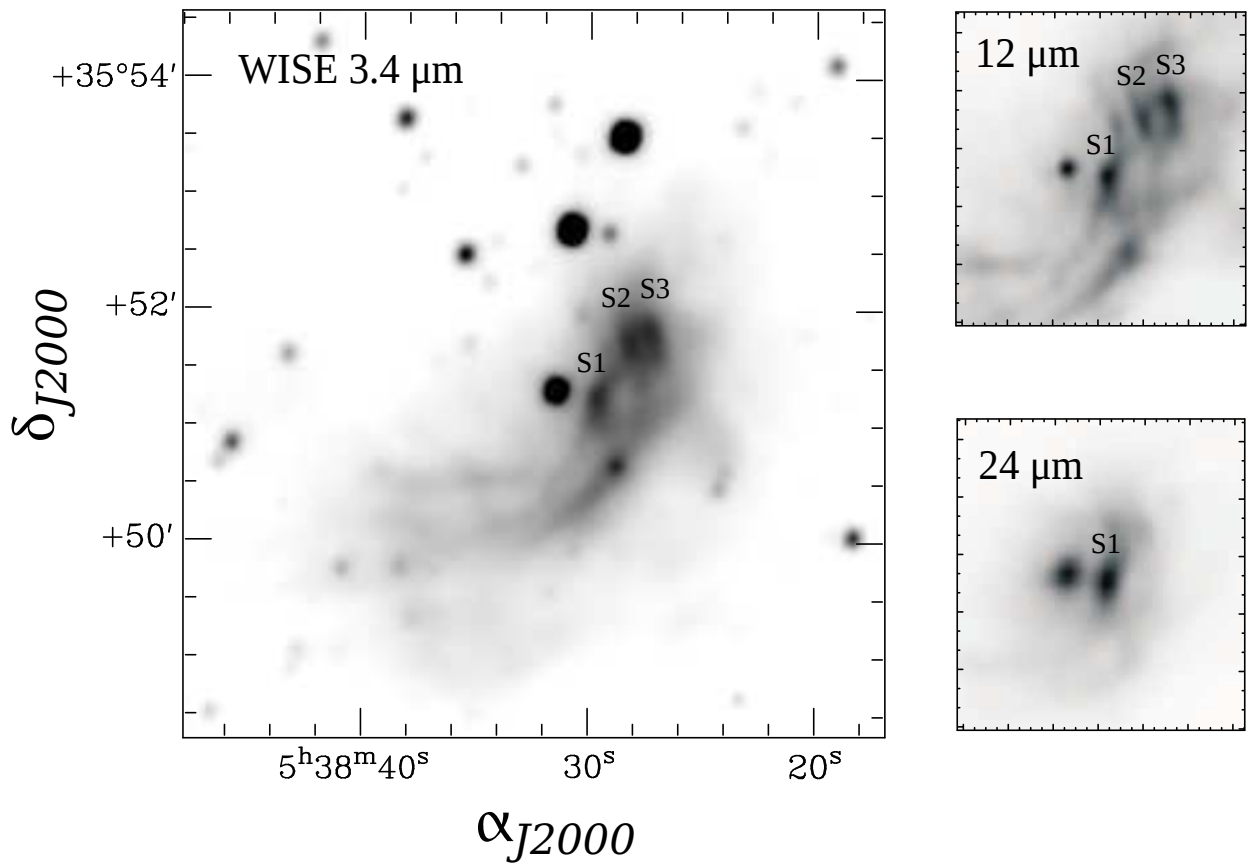


Рисунок 2.2: Изображения WISE области S233 в среднем инфракрасном диапазоне. Панель слева показывает излучение на длине волны 3.4 мкм, полученное из общедоступного атласа WISE [121]. Панели справа показывают излучение на длинах волн 12 и 24 мкм, полученные в результате обработки исходных данных методом HiRes [122]. Метками S1, S2 и S3 обозначены поярчения в туманности. Результат диссертанта из работы [A1].

достаточно нагреты, чтобы производить излучение, но еще не разрушены жестким УФ-излучением, исходящем от ионизирующей звезды.

В работе [A1] отмечается, что резкой границы излучения ПАУ в области S233 не наблюдается. Если совместить оптическое изображение в красном цвете (DSS R) с изображением туманности на длине волны 12 мкм (WISE W3), можно заметить, что ионизованный газ накладывается на излучение молекул ПАУ, которые составляют основной вклад в излучение на 12 мкм. Обычно излучение ПАУ окружает видимый радиус зоны ионизованного водорода, так как молекулы ПАУ светятся в области фотодиссоциации. В случае S233 излучение ПАУ накладывается на излучение ионизованного водорода, что может быть связано с эффектом проекции. Это означает, что зона H II взаимодействует с окружающим веществом в направлении от наблюдателя. Резкая граница фотодиссоциации не видна, так как она может располагаться перпендикулярна лучу зрения наблюдателя. Граница может проявиться



только под другими углами зрения. Вывод состоит в том, что окружающее вещество в юго-западной части области является более плотным, что согласуется с кометообразной структурой области III, видимой на оптических снимках.

В районе туманности S233 наблюдается ряд пиков яркости. На изображении 2.2 они обозначены как S1, S2 и S3. Яркий точечный источник, расположенный к югу от S1, скорее всего, соответствует звезде переднего фона, попавшей на луч зрения, так как этот объект точно совпадает с оптической звездой USNO-A2 1200-03587620 и источником 2MASS 05382867+3550388, имеющему звездную величину 12.75 в полосе K.

Других звезд в направлении протяженного инфракрасного образования в оптическом диапазоне не наблюдается. Таким образом, диффузное образование в инфракрасном континууме, скорее всего, образуется во внешних частях межзвездного облака на границе туманности S233. Эти части неоднородного газопылевого облака освещаются звездой, порождающей туманность, и подвергаются воздействию движущегося ударно-ионизационного фронта. Как будет показано в дальнейшем (см. Главу 2.4.2), наличие «красного» сгустка в излучении  $^{12}\text{CO}(2-1)$  подтверждает распространение ударного фронта в сторону от наблюдателя со значительной скоростью ( $6.8 \pm 2.2 \text{ км с}^{-1}$  относительно звезды, как показано в Главе 2.2.3).

Рисунок 2.2 показывает, что центральная звезда сама является источником излучения на 24 мкм. Для того, чтобы проверить, действительно ли излучение сгустка S1 является независимым от звезды, был использован метод HiRes, описанный в работе [122], для получения изображений с улучшенным пространственным разрешением. Полученные в работе [A1] изображения, представленные в виде отдельных панелей на Рисунке 2.2, показывают явное разделение излучения звезды и сгустка S1 на длине волны 24 мкм. В основном излучение на 24 мкм вызвано смешанным излучением пылинок большого и малого размера [125]. Вполне возможно, что инфракрасный сгусток S1 уже является независимым источником нагрева пыли, излучающем на 24 мкм. Напротив, пик S2 не излучает на 24 мкм, что является свидетельством в пользу того, что он светит только в результате нагрева молекул ПАУ от центральной ионизирующей звезды.

#### **2.3.4 Данные IRAS в дальнем ИК-диапазоне**

В окрестности области S233 располагается IRAS-источник 05351+3549. Угловое расстояние между этим IRAS-источником и инфракрасным пиком S1, о котором говорилось в главе 2.3.3, составляет  $17''$ . Если принять во

внимание эллипс неопределенности положения источника IRAS (радиус эллипса ошибки составляет  $31''$ ), можно указать на соответствие положения IRAS-источника 05351+3549 и пика S2, видимого на инфракрасных изображениях со спутников WISE и UKIDSS (см. Рисунок 2.1 и Рисунок 2.2). IRAS источник имеет следующие значения потоков:  $F_{12} = 1.09$  Дж,  $F_{25} = 11.5$  Дж,  $F_{60} = 184$  Дж,  $F_{100} = 414$  Дж. Важно отметить, что плотность потока возрастает с длиной волны, что характерно для молодых звездных объектов, согласно работе Коннелли и др. [126]. Цветовые характеристики для источника IRAS 05351+3549 имеют следующие значения:  $([12] - [25]) = 4.12$ ,  $([25] - [60]) = 4.89$ , по определению из работы Валкера и др. [127]. Эти цветовые характеристики соответствуют молодым звездным объектам на цветовой диаграмме из работы [128].

Следует принять во внимание тот факт, что источник IRAS 05351+3549 отмечен в каталоге IRAS как протяженный, что скорее всего означает, что его внутренняя структура далека от точечной. Это согласуется со сложной структурой пика S1, имеющей градиент яркости (см. Главу 2.3.2). Другой причиной, по которой данный источник может быть помечен как протяженный, является излучение центральной ионизирующей звезды в дальнем инфракрасном диапазоне, так как звезда расположена в непосредственной близости ( $d \simeq 24''$ ) от пика S1. Пространственный шаг данных IRAS не позволяет разрешить два отдельных пика излучения (звезда и сгусток) и построить спектральное распределение энергии сгустка, так как поток от сгустка и звезды смешивается. Однако изображения WISE в среднем инфракрасном диапазоне ясно указывают, что эти пики могут быть разделены.

Изображения IRIS [129] области S233, являющиеся улучшением изображений IRAS на 12, 25, 60 и 100 мкм, показывают значительную яркость и протяженность излучения в области S233, яркость которого сравнима с яркостью других областей звездообразования в комплексе S231-235. Излучение в дальнем инфракрасном диапазоне имеет примерно одинаковую морфологию, близкую к кругу с радиусом  $\simeq 4'$  для всех длин волн IRAS, центр которого совпадает с положением источника IRAS 05351+3549.

### 2.3.5 Физические параметры пыли

Для того, чтобы оценить физические параметры пыли мы использовали метод, описанный в работе [130]. Если принять расстояние до S233 равным

2.3 кпк (оценка расстояния представлена в Главе 2.2.3), тогда полная интегральная светимость IRAS-источника будет выражена как:

$$L_{\text{IR}}/L_{\odot} = 1.58F_{\text{int}}d^2 = 2.280 \times 10^3 L_{\odot} \quad (2.1)$$

где  $F_{\text{int}}$  – интегральный поток источника в Янски, а  $d$  – расстояние до источника в кпк. Значение  $F_{\text{int}}$  получается по следующей формуле  $F_{\text{int}} = 1.3(F_{12} + F_{25}) + 0.7(F_{25} + F_{60}) + 0.2(F_{60} + F_{100}) = 272.81$  Ян, где  $F_{12}, F_{25}, F_{60}, F_{100}$  – плотности потока IRAS-источника на 12, 25, 60 и 100 мкм.

Следующий шаг – расчет полной массы излучающей пыли  $M_d$ . Формула для расчета этой массы следующая:

$$M_d = m_n F_{60}d^2(B_n^{2.5} - 1) = 0.7 M_{\odot} \quad (2.2)$$

В данной формуле параметр  $n$  – коэффициент излучаемости пыли. Мы использовали значение  $n = 1.5$  из работы Родона и др. [131], характерное для зон Н II, при котором  $m_{1.5} = 0.3 \times 10^{-6}$ .  $F_{60}$  – плотность потока IRAS-источника на 60 мкм, а  $B_n$  – модифицированная функция Планка, задаваемая уравнением  $B_n = 1.667^{3+n}(F_{100}/F_{60}) = 22.433$ .

Используя значение отношения газа к пыли 0.01 из работы Дрэйна и др. [132], мы получаем оценку массы  $70 M_{\odot}$ . Эта оценка, однако, не обязательно должна совпадать с оценкой массы газа по линиям молекулы CO, по методике, описанной в работе [A2], так как инфракрасное излучение трассирует другой объем по сравнению с излучением молекулы CO. Следует отметить, что полученное значение массы следует считать нижней оценкой, так как в расчет идет только излучающая тепло пыль.

Последним шагом является расчет температуры пыли с помощью следующей формулы:

$$T_d = \frac{95.94}{\ln B_n} = 30.8 \text{ К} \quad (2.3)$$

Это значение находится в допустимых пределах и согласуется со значением температуры пыли в других областях звездообразования (см. [133–135]), а также согласуется с температурой газа в ближайших областях звездообразования S231-S235 (16-30 К согласно [A2\*\*]).

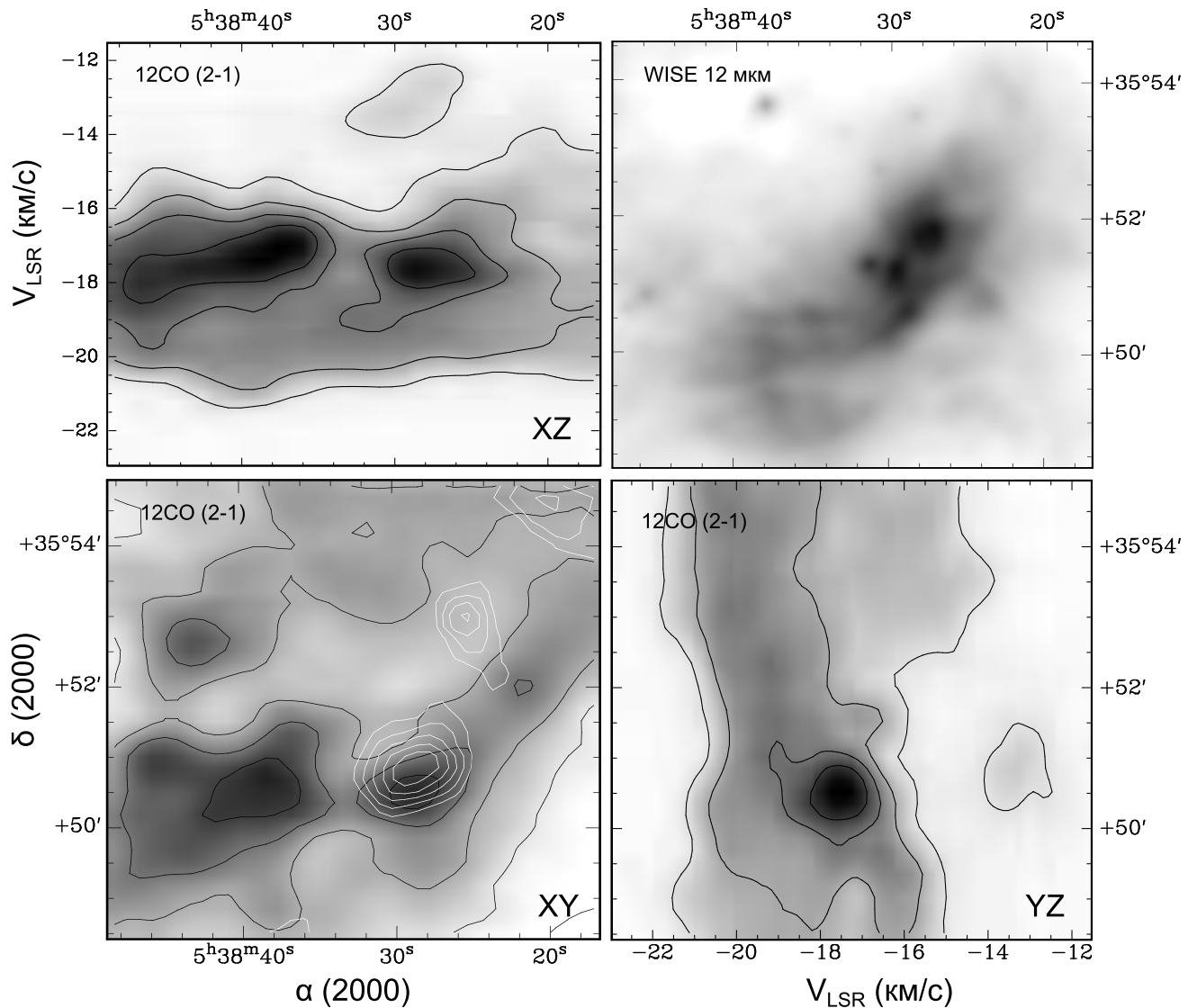


Рисунок 2.3: Распределение излучения линии  $^{12}\text{CO}(2-1)$  в области S233. На нижней левой панели показано излучение, проинтегрированное по всему доступному интервалу лучевых скоростей (от  $-12$  до  $-22$  км с $^{-1}$ ). Белыми контурами обозначено излучение молекулярного сгустка, проинтегрированное по интервалу скоростей от  $-11.5$  до  $-14.3$  км с $^{-1}$ . Верхнее левое изображение соответствует нулевому моменту вдоль оси прямого восхождения. Нижнее правое изображение – нулевому моменту вдоль оси склонения. На верхнем правом изображении для сравнения показано излучения в области S233 на 12 мкм. Результат диссертанта из работы [B3].

## 2.4 Молекулярный газ

### 2.4.1 Общее распределение газа в области S233

Комплекс S231-235, в который входит область звездообразования S233, находится в гигантском молекулярном облаке G174+2.5, подробно описанном в работе [A2\*] с относительно нагретым газом, яркостные температуры которого в линии  $^{12}\text{CO}(2-1)$  достигают значения 50 К. Большинство излучения имеет антенную температуру  $T_{\text{mb}} \lesssim 15$  К. Ранее данный комплекс в линиях  $^{12}\text{CO}(1-0)$  и  $^{13}\text{CO}(1-0)$  был исследован в работе Хейера и др. [136].

Молекулярный газ в области S233 является составной частью крупномасштабного волокна, который простирается между расширяющейся зоной H II в S231 и областью отсутствия излучения на западе. Эта пустотная область на масштабе порядка нескольких градусов образует округлую форму (см. карты в работе Даме и др. [137]). Причины образования этой структуры в настоящий момент не исследовались, однако он может быть частью гигантского галактического пузыря в направлении  $l \simeq 173^\circ, b \simeq 0^\circ$ , имеющий угловой размер  $4^\circ \times 7^\circ$  и линейный  $250 \pm 50 \times 140 \pm 30$  пк.

Для анализа излучения CO в области S233 излучение было разделено на пять интервалов скоростей, каждый из которых характеризуется своими особенностями в распределении радиояркости. Были выделены следующие интервалы скоростей:

- 1) На скоростях от  $-23.6$  до  $-20.12$  км с $^{-1}$  выделяется некоторое количество “синих” сгустков, т. е. имеющих доплеровское смещение в синюю (с большей частотой) область спектра относительно системной скорости газа вследствие движения к наблюдателю. Максимальное значение антенной температуры – 4.5 К в линии  $^{12}\text{CO}(2-1)$ .
- 2) На скоростях от  $-20.12$  до  $-18.8$  км с $^{-1}$ , близких к системной скорости газа, излучение достаточно равномерно распределено по всей области S233 без резких скачков интенсивности. Максимальное значение антенной температуры – 15 К в линии  $^{12}\text{CO}(2-1)$ .
- 3) В интервале скоростей от  $-18.8$  до  $-16.1$  км с $^{-1}$ , также близких к системной скорости газа, на равномерном фоне возникают довольно яркие образования к югу от центральной звезды. Имеются два уплотнения, одно из которых находится вблизи «красного» (т. е. со спектром, имеющим доплеровское смещение в низкочастотную область) сгустка. Излучение в этом интервале скоростей отмечено синими контурами. Максимальное значение антенной температуры – 20 К в линии  $^{12}\text{CO}(2-1)$ .

- 4) На скоростях от  $-16.1$  до  $-14.5$  км с<sup>-1</sup> в направлении S233 наблюдается провал излучения, вероятно связанный с динамическим воздействием области Н II. Вероятная граница области Н II по форме отличается от сферической. Максимальное значение антенной температуры – 9 К в линии <sup>12</sup>СО(2-1).
- 5) На скоростях от  $-14.5$  до  $-11.0$  км с<sup>-1</sup> видно излучение «красных» сгустков, движущихся от наблюдателя с большей скоростью по сравнению с основной массой газа межзвездного облака. Излучение в этом интервале скоростей отмечено красными контурами. Здесь выделяется компактная компонента излучения, который проецируется на оптическую туманность и, предположительно, образована газом, получившим ускорение вследствие расширения области Н II. Данная компонента более подробно будет исследована в Главе 2.4.2. Максимальное значение антенной температуры – 2.4 К в линии <sup>12</sup>СО(2-1).

Согласно выводам из работ [A1, B3], взаимодействие зоны НII с молекулярным облаком, вероятно, наблюдается на лучевых скоростях от  $-16.1$  до  $-14.5$  км с<sup>-1</sup>. На этих скоростях проявляется нерегулярная границы излучения СО вокруг центральной ионизирующей звезды, которая может быть физически связана с областью ионизованного водорода. Вполне возможно, что на этих лучевых скоростях фронт ионизации движется перпендикулярно к наблюдателю. Однако изначальное распределение плотности газа скорее всего является неоднородным, так как на юго-западе относительно звезды значительно больше вещества, чем на северо-востоке.

Вполне возможно, что инфракрасный сгусток S1 и источник IRAS 05351+3549 – это результат взаимодействия между зоной Н II и окружающим молекулярным газом на скорости  $\simeq -16$  км с<sup>-1</sup>. В области S233 существует также компактная компонента излучения на скорости  $\simeq -13$  км с<sup>-1</sup>, смещенная в красную область спектра. Подробно о данной компоненте описано в Главе 2.4.2. Инфракрасное сгусток S1 может быть физически связан и с этой компонентой. В настоящий момент невозможно однозначно сказать, с какой именно из компонент излучения молекулярного газа связан этот инфракрасный пик: с газом на скорости  $\simeq -16$  км с<sup>-1</sup> или с компактной компонентой излучения на скорости  $\simeq -13$  км с<sup>-1</sup>.

Отношение интенсивностей линий <sup>12</sup>СО(2-1) и <sup>13</sup>СО(2-1) лежит в пределах от 3 до 15, в зависимости от сдвига по скорости от центра линии. Используя значение антенной температуры на пике профиля <sup>12</sup>СО, мы получаем самое низкое значение отношения интенсивности линий, которое составляет <sup>12</sup>СО/<sup>13</sup>СО  $\simeq 3$ . На периферии профиля линий, мы получаем более высокое

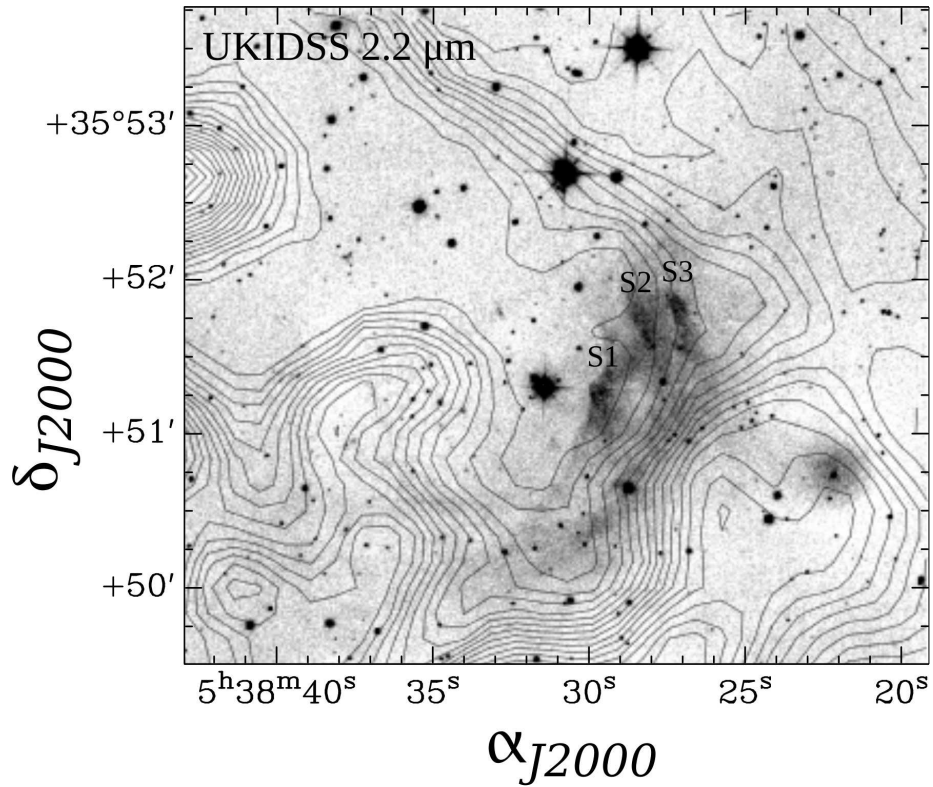


Рисунок 2.4: Контуры излучения линии  $^{12}\text{CO}$  (2-1) в области S233 на скорости  $-15.6 \text{ км с}^{-1}$ , наложенные на фоновое изображение UKIDSS в полосе К ( $2.2 \mu\text{м}$ ), показывающее взаимодействие зоны H II S233 с окружающим молекулярным облаком. Контуры начинаются со значения 1.5 К и увеличиваются с шагом 0.5 К. Инфракрасные поярчения S1, S2 и S3 обозначены метками. Результат диссертанта из работы [A1\*].

отношение интенсивностей линий:  $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO} \simeq 10 - 15$ . Это прямое свидетельство того, что линия  $^{12}\text{CO}$  является оптически толстой, так как обилие молекул  $[^{12}\text{CO}]/[^{13}\text{CO}] \approx 60$  намного больше, чем отношение интенсивностей линий, согласно [A2].

## 2.4.2 Молекулярный сгусток вещества

На Рисунке 2.5 показан вид профилей линий CO в направлении на область S233 ( $\alpha_{\text{J2000}} = 05^{\text{h}}38^{\text{m}}28^{\text{s}}.5$ ;  $\delta_{\text{J2000}} = +35^{\circ}50'51''$ ). На профилях отчетливо выделяется изолированная компонента, смещенная в красную область спектра (средняя скорость  $-13 \text{ км с}^{-1}$ ) относительно скорости основной массы газа (от  $-20$  до  $-15 \text{ км с}^{-1}$ ). Пик излучения виден в трех разновидностях линии CO:  $^{12}\text{CO}(2-1)$ ,  $^{12}\text{CO}(1-0)$ ,  $^{13}\text{CO}(2-1)$ , однако в линии  $^{13}\text{CO}(2-1)$  его интенсивность ( $T_{\text{mb}} = 0.4 \pm 0.15 \text{ К}$ ) находится на границе интервала  $3\sigma$  ( $0.45 \text{ К}$ ) для представленных данных. Карты лучевых скоростей данной компоненты представлены на Рисунке 2.6.

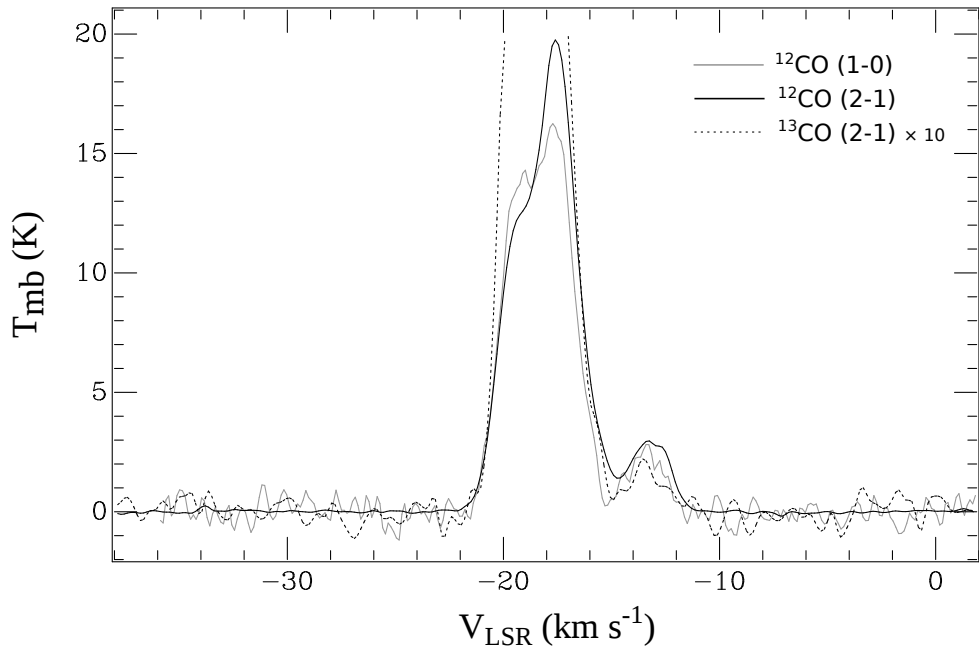


Рисунок 2.5: Профили линий CO в направлении на молекулярный сгусток в S233. Темной линией обозначен профиль линии  $^{12}\text{CO}$  (2-1), серой линией обозначен профиль  $^{12}\text{CO}$  (1-0), а пунктирной линией –  $^{13}\text{CO}$  (2-1). Профиль линии  $^{13}\text{CO}$  (2-1) был умножен на 10 для того, чтобы выделить слабое излучение сгустка. Результат диссертанта из работы [A1].

Из изображения сгустка, полученного интегрированием излучения с интервала скоростей от  $-16.6 \text{ km s}^{-1}$  до  $-11 \text{ km s}^{-1}$  была произведена оценка пространственной протяженности этой компоненты при помощи приближение Гауссианой пространственного профиля интенсивности в двух перпендикулярных направлениях (см. Рисунок 2.7). Размер источника считался как ширина линии на половине интенсивности (FWHM) Гауссовой функции, вписанной в пространственный профиль интенсивности. Были получены следующие значения размеров источника:  $d_1 = 1'11'' \pm 4''$  и  $d_2 = 1'4'' \pm 6.6''$ , где профиль интенсивности  $d_1$  получен вдоль линии, проходящей через ионизирующую звезду и пик интенсивности компактной компоненты. Профиль  $d_2$  расположен перпендикулярно  $d_1$ . Размер компактной компоненты оказался в два раза больше, чем размер диаграммы направленности телескопа ( $\theta = 32''$ ), поэтому компактная компонента не является точечным источником. Мы предполагаем, что компактная компонента соответствует отдельному сгустку газа. Если принять, что расстояние до S233 составляет  $D = 2.3 \pm 0.3 \text{ кпк}$ , тогда диаметр сгустка можно выразить как  $d_1 = 0.26 \pm 0.037 \text{ пк}$ ,  $d_2 = 0.23 \pm 0.038 \text{ пк}$ .

Антенная температура сгустка составляет 3.42 К в линии  $^{12}\text{CO}(2-1)$ , 2.79 К в линии  $^{12}\text{CO}(1-0)$  и 0.26 К в линии  $^{13}\text{CO}(2-1)$  по шкале  $T_{\text{mb}}$ , согласно данным [A1]. Анализ пространственно-кинематической структуры данного сгустка



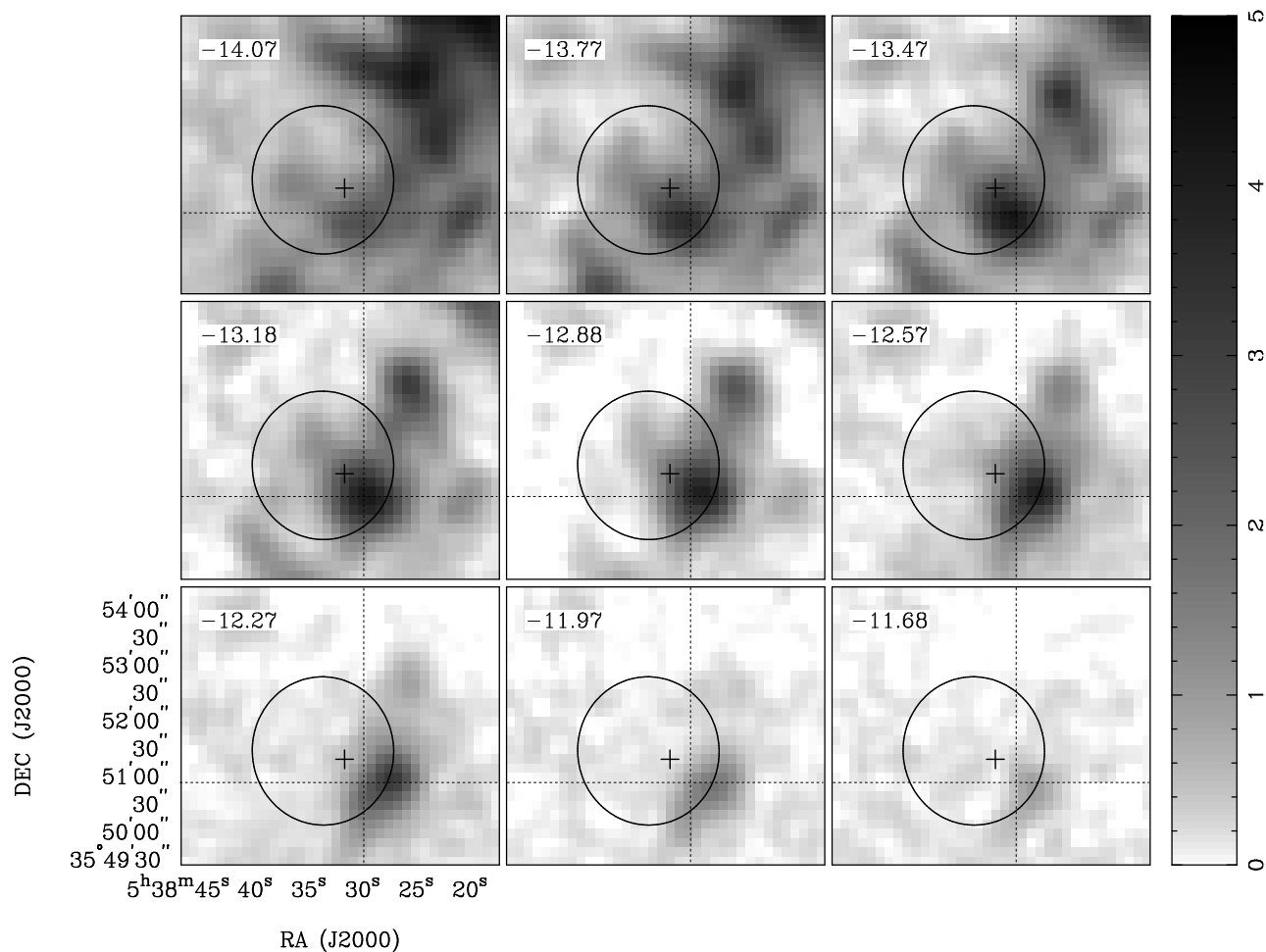


Рисунок 2.6: Карта лучевых скоростей в линии  $^{12}\text{CO}$  (2-1) компактной компоненты излучения в S233. Лучевая скорость каждой панели показана в верхнем-левом углу. Окружность показывает видимый средний радиус зоны H II в области S233. Крестиком показано положение ионизирующей звезды. Вертикальные и горизонтальные линии показывают положение пика излучения компактной компоненты на скорости  $-13.8 \text{ km s}^{-1}$ . Результат диссертанта из работы [A1].

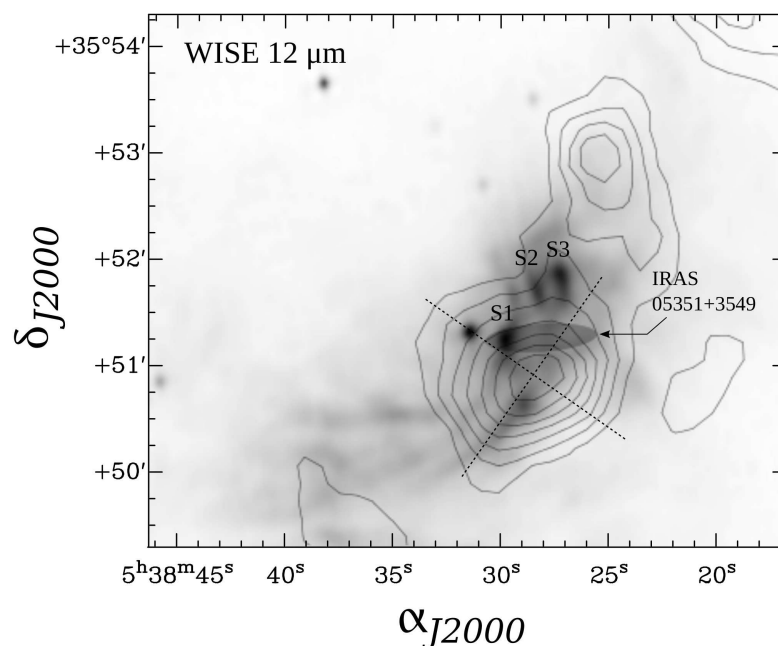


Рисунок 2.7: Контуры излучения молекулярного сгустка  $^{12}\text{CO}$  (2-1), наложенные на инфракрасное изображение со спутника WISE на длине волны 12 мкм. Интегрирование излучения молекулы CO произведено по интервалу скорости от  $-14.6$  до  $-11.0$  км с $^{-1}$ , что соответствует интервалу скорости молекулярного сгустка. Уровни контуров начинаются от  $2.22$  К км с $^{-1}$  и заканчиваются на  $6.66$  К км с $^{-1}$ . Две перекрещивающиеся линии – пространственные профили интенсивности, описанные в тексте (см. Главу 2.4.2). Закрашенный эллипс соответствует ошибке положения IRAS-источника 05351+3549. Инфракрасные пики S1, S2 и S3 обозначены на рисунке метками. Результат диссертанта из работы [A1].

показал, что в сгустке имеется градиент скорости (см. Рисунок 2.6 и Рисунок 2.8), который выражается в систематическом изменении положения сгустка на разных скоростях. Излучение сгустка наблюдается в интервале лучевых скоростей от  $-14.6$  до  $-11.0$  км с $^{-1}$ . С изменением лучевой скорости положение пика излучения сгустка на карте распределения яркости смещается на  $\sim 1'$ , при сдвиге по скорости  $\sim 1.2$  км с $^{-1}$ . На расстоянии 2.3 кпк, этот сдвиг по скорости соответствует градиенту скорости  $\omega \approx 1.8$  км с $^{-1}$  пк $^{-1}$ .

Сам сгусток расположен в непосредственной близости от инфракрасного пика S1, который был исследован в Главе 2.3.3. Наличие градиента скорости сгустка может быть связано с расширением области H II. Если использовать среднее значение скорости сгустка ( $-13$  км с $^{-1}$ ), тогда положение пика излучения CO совпадает с положением инфракрасного пика S1 (см. Рисунок 2.6).

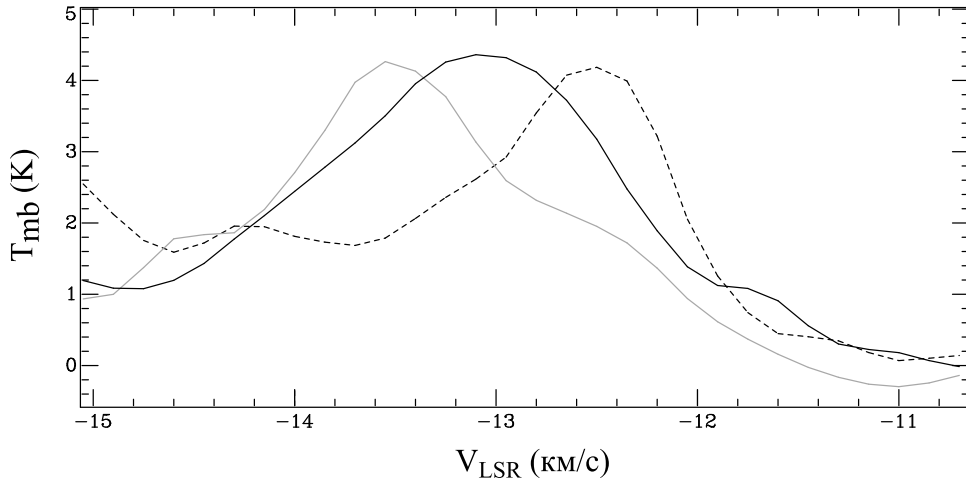


Рисунок 2.8: Профили линии  $^{12}\text{CO}(2-1)$  сгустка в S233 в разных направлениях, показывающие градиент скорости сгустка. Серым цветом отмечен спектр сгустка в направлении  $5^{\text{h}}38^{\text{m}}30^{\text{s}} + 35^{\circ}50'40''$ , соответствующий пику излучения на скорости  $-13.5 \text{ км с}^{-1}$ . Черным цветом обозначен спектр, полученный в направлении  $5^{\text{h}}38^{\text{m}}29^{\text{s}} + 35^{\circ}51'0''$ , что соответствует пику излучения на скорости  $-13.0 \text{ км с}^{-1}$ . Пунктирной линией обозначен спектр сгустка в направлении  $5^{\text{h}}38^{\text{m}}26^{\text{s}} + 35^{\circ}51'0''$ , что соответствует пику излучения на скорости  $-12.5 \text{ км с}^{-1}$ . Результат диссертанта из работы [A1].

При смещении по скорости в красную область спектра, пик излучения CO смещается к западу по отношению к инфракрасному пику S1, в сторону границы зоны H II. Синяя часть сгустка (вплоть до  $-14.6 \text{ км с}^{-1}$ ) смещена к югу от S1. Данные особенности указывают на сложную морфологию сгустка, в центре которого располагается инфракрасный пик S1.

Излучение сгустка видно в трех разновидностях линии CO, однако его излучение довольно слабое и достигнутый уровень шума не позволяет произвести анализ переноса излучения с использованием трех линий одновременно. Поэтому мы применили более простой подход – использовали только две линии в предположении ЛТР. Пусть имеется однородный слой газа, с яркостной характеристикой (антенная температура), которая соответствует компактной компоненте излучения. Мы можем оценить оптическую толщину с помощью линий  $^{12}\text{CO}(2-1)$  и  $^{13}\text{CO}(2-1)$ , используя решение уравнения переноса излучения для однородной среды:

$$\frac{T_{12}}{T_{13}} = \frac{(1 - e^{-\tau})}{(1 - e^{-\tau/X})} \quad (2.4)$$

Где  $X = 60 \pm 10$  – отношение обильностей  $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$  на расстоянии 2.3 кпк, согласно работе Лангера и др. [138], а  $\tau$  – оптическая толщина молекулы  $^{12}\text{CO}$ . Используя полученное из наблюдений отношение антенных температур

Таблица 2.1: Наблюдаемые характеристики компактной компоненты в области S233 в направлении  $\alpha_{J2000} = 05^{\text{h}}38^{\text{m}}28^{\text{s}}.5$ ,  $\delta_{J2000} = +35^{\circ}50'51''$ . Первая колонка соответствует антенной температуре линии, вторая колонка соответствует центральной скорости линии, третья колонка соответствует ширине линии. Приведены также ошибки приближения Гауссианой. Результат диссертанта из работы [A1].

Линия CO	$T_{\text{peak}}$ (K)	$V_0$ км с <sup>-1</sup>	$\Delta V$ км с <sup>-1</sup>
<sup>12</sup> CO (1-0)	2.79 (0.6)	-13.48 (0.154)	2.16 (0.39)
<sup>12</sup> CO (2-1)	3.42 (0.07)	-13.21 (0.015)	2.20 (0.04)
<sup>13</sup> CO (2-1)	0.26 (0.04)	-13.36 (0.081)	1.88 (0.20)

линий  $T_{12}/T_{13} = 13.15 \pm 2.04$  и решая уравнение (2.4) численно, получаем, что оптическая толщина линии <sup>12</sup>CO(2-1) находится в пределах от 3.3 до 6.6. Это показывает, что линия молекулы <sup>12</sup>CO является оптически толстой.

Для протяженных источников сумма яркостной температуры оптически толстой линии и фона ( $T_{12} + T_{\text{bg}}$ ) позволяет оценить кинетическую температуру газа. В случае рассматриваемого сгустка, линии в переходах <sup>12</sup>CO(2-1) и <sup>12</sup>CO(1-0) имеют довольно низкое значение антенной температуры  $T_{\text{mb}} \simeq 3$  К. Применяя коррекцию яркостной температуры через функцию Планка  $T_{\text{mb}} = J_{\nu}(T) = (h\nu/k)/[\exp(h\nu/kT) - 1]$  получаем, что температура возбуждения составляет 8 К для наблюдаемого пика 3.4 К в предположении, что  $T_{\text{bg}} = 2.7$  К. Значение 8 К – это нижняя оценка для кинетической температуры газа, так как (1) переход может быть возбужден субтермально, (2) фоновое излучение может содержать излучение пыли в континууме, (3) источник может быть разрешен лишь частично или его яркость могла быть подвержена эффекту диллюции излучения. Последние исследования показывают (см. работу Арзоманиан и др. [139]), что звездообразование малой массы происходит в волокнах с характерным размером 0.1 пк, что меньше, чем линейный размер диаграммы направленности текущих данных на расстоянии 2.3 кпк ( $\simeq 0.36$  пк). Наблюдения с меньшим размером диаграммы направленности и лучшим отношением сигнал-шум необходимы для того, чтобы прояснить ситуацию.

Следуя работе МакЛарена и др. [140], была оценена вириальная масса сгустка, используя ширину линии <sup>13</sup>CO(2-1) 1.88 км с<sup>-1</sup> и средний радиус сгустка 0.12 пк. Полученные значения массы варьируются от 53 до 89  $M_{\odot}$ , в зависимости от принятой модели распределения плотности сгустка в зависимости от расстояния от его центра  $r$ . Вириальная масса равна 53, 80 и

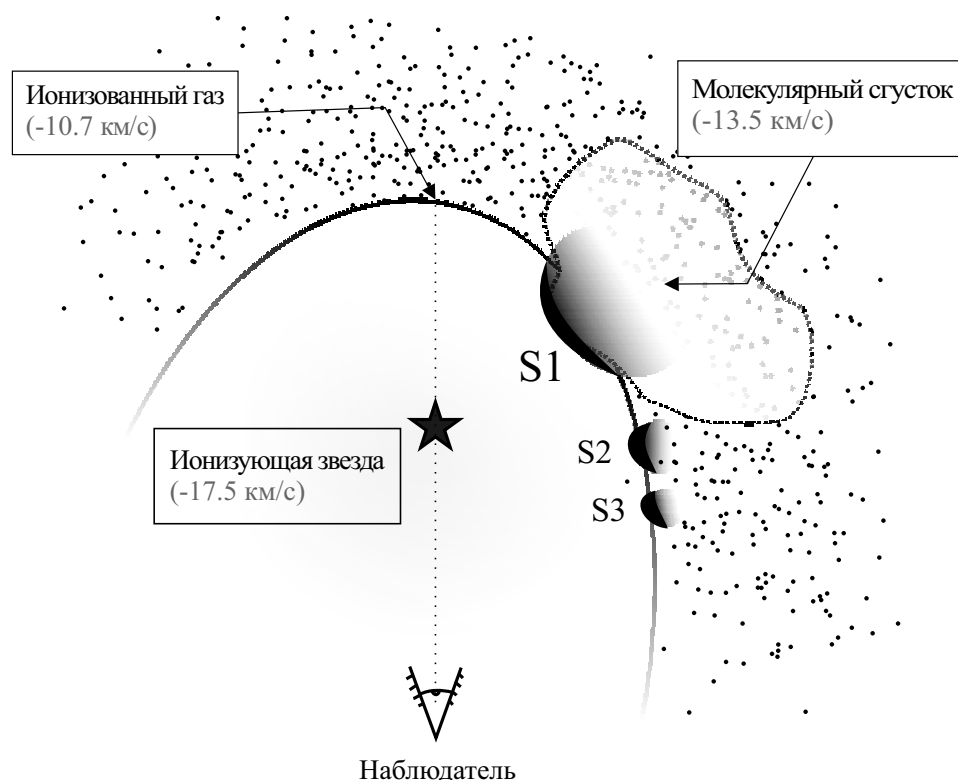


Рисунок 2.9: Схематическое изображение области H II в S233, построенное по данным UKIDSS (см. Рисунок 2.1) и скоростям ионизирующей звезды, ионизованного газа (см. Главу 2.2.3) и молекулярного сгустка (см. Главу 2.4.2). Точками показан молекулярный газ, имеющий разброс лучевых скоростей от  $-20$  до  $-15$  км  $s^{-1}$ . Результат диссертанта из работы [A1].

$89 M_{\odot}$  соответственно при постоянном распределении плотности, плотности  $\propto 1/r$  и плотности  $\propto 1/r^2$ . Все эти значения одного порядка с оценкой массы по потокам IRAS-источника ( $70 M_{\odot}$ , см. Главу 2.3.5). Соответствие масс указывает на возможность того, что сгусток является гравитационно-связанным, если IRAS-источник физически ассоциирован с газом, трассируемым молекулой CO. Это указывает на потенциальную возможность гравитационного сжатия сгустка, необходимого условия для начала образования новой звезды.

## 2.5 Обсуждение

### 2.5.1 Морфология зоны H II S233

В работе [A1] показано, что область S233 на оптических изображениях (см. Рисунок 2.1) имеет кометообразную форму (см. классификацию форм в работе Кохэна и др. [141]) с резкой границей на юго-западе. Такая морфология может быть связана либо с движением ионизирующей звезды относитель-

но окружающего газа, либо с неравномерным распределением окружающего вещества. В Главе 2.2.3 было показано, что лучевая скорость ионизирующей звезды ( $V_{\text{LSR}} = -17.5 \pm 1.4 \text{ км с}^{-1}$ ) лежит в диапазоне скоростей окружающего молекулярного газа ( $V_{\text{LSR}}$  от -20 до -15 км с<sup>-1</sup>), которое окружает молекулярное облако. Поэтому более вероятно, что ионизирующая звезда родилась в молекулярном облаке, а не попала в облако извне. Соответственно, кометообразная форма области S233 на изображениях DSS R скорее всего связана с неравномерным распределением окружающего молекулярного вещества (см. Рисунок 2.9). Вещество на юго-западе относительно ионизирующей звезды может быть более плотным, чем вещество на северо-востоке, поэтому ионизационные и ударные фронты встречаются на юго-западе больше сопротивления и образуют более яркие области кометообразной туманности.

Поярчения S1, S2 и S3, которые обсуждались в Главе 2.3.3, могли быть образованы расширением зоны Н II в области S233. В окрестности поярчения S1 газ может быть достаточно плотным для того, чтобы расширение зоны Н II не приводило к вытеснению или ионизации газа. Изображения 2.1 и 2.2 ясно указывают на то, что поярчения ориентированы тангенциально к ионизирующей звезде, поэтому данные поярчения могли быть образованы ионизационными или ударными волнами от зоны Н II S233.

## 2.5.2 Сценарий звездообразования в области S233

В области S233 имеются свидетельства взаимодействия между зоной Н II и окружающим молекулярным веществом, что может указывать на активные процессы звездообразования. Согласно [A1], компактное инфракрасное поярчение S1, ориентированное по направлению к ионизирующей звезде и излучающее на длине волны 24 мкм, соответствует излучению нагретой пыли. Поярчение совпадает по положению с источником IRAS 05351+3549. Яркость данного источника увеличивается с длиной волны, причем его цветовые характеристики соответствуют молодому звездному объекту, как было показано в Главе 2.3.4. В направлении на поярчение S1 имеется молекулярный сгусток, обнаруживаемый в линии молекулы <sup>12</sup>CO. Лучевая скорость сгустка смещена в красную область спектра по сравнению со скоростью основной массы газа.

Известно, что расширение зон Н II может индуцировать процессы звездообразования. Известны различные сценарии этого процесса. Один из наиболее известных сценариев – «сбор-и-сжатие», впервые описанный в работе Элмгерина и др. [58]. В этом сценарии нейтральный газ, расположенный между ударным и ионизационным фронтом, становится гравитационно нестабильным, что со временем приводит к началу процесса звездообразования. В иде-

альном симметричном случае этот нейтральный слой газа, в котором происходят процессы звездообразования, наблюдается в виде кольца вокруг зоны Н II. Молодые звездные скопления обычно располагаются между областью фотодиссоциации и окружающим молекулярным газом.

Подобно работе Кирсановой и др. [10], мы рассмотрим зону Н II в области S233 в рамках теоретической одномерной модели, описанной в работе Витворта и др. [62]. Эта модель позволяет оценить основные характеристики процесса «сбор-и-сжатие»: время начала фрагментации оболочки ( $t_{\text{frag}}$ ), радиус оболочки в момент начала фрагментации ( $R_{\text{frag}}$ ) и массы фрагментов ( $M_{\text{frag}}$ ). Мы рассчитаем радиус зоны Стремгрена  $R_s(0)$  согласно определению в книге Дайсона [142], а также возраст зоны Н II с помощью уравнения 4 из работы [62]. Следует отметить, что зона Н II S233 имеет неравномерное распределение плотности (см. Главу 2.5.1), поэтому одномерная модель с равномерным распределением плотности окружающего вещества не может быть строго применима в данной области. В северо-восточной части зоны Н II нет плотного газа, поэтому давление зоны Н II в действительности ниже, чем в рассматриваемой модели. Мы применяем одномерную модель из работы [62] только для получения приближенных оценок.

Входные параметры одномерной модели – число ионизирующих фотонов звезды, размер зоны Н II, кинетическая температура и плотность газа. Число ионизирующих фотонов для области S233 составляет  $N_c = 10^{47.0}$  (см. Главу 2.2.3). Для расчетов было использовано фиксированное значение радиуса зоны Н II, как показано в [A1]. Диаметр зоны Н II взят из оптических измерений в работе Шарплеса [143]. Опубликованные расстояния до областей звездообразования S231-S233 находятся в диапазоне от 1.6 до 2.3 кпк [101], поэтому линейный радиус зоны Н II S233 варьируется от 0.46 пк ( $D = 1.6$  кпк) до 0.67 пк ( $D = 2.3$  кпк). В качестве радиуса зоны Н II принято значение 0.67 пк. Кинетическая температура принята равной 25 К как типичная температура в областях звездообразования S231-S235, согласно работе [A2\*\*]. Следует отметить, что оценка параметров не сильно зависит от принятой температуры. В качестве плотности газа были рассмотрены несколько значений в интервале от  $100 \text{ см}^{-3}$  до  $40000 \text{ см}^{-3}$ . Возраст зоны Н II становится сопоставим с временем фрагментации  $t_{\text{frag}}$  только при самом большом значении плотности газа. Результаты расчетов представлены в Таблице 2.2.

Анализ результатов расчетов показал, что сценарий «сбор-и-сжатие» в области S233 может действовать только в том случае, если средняя плотность газа имеет значение  $n_0 \simeq 4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ . Только с таким высоким значением средней плотности газа время фрагментации становится сопоставимым с возрастом зон Н II. Оценка массы фрагментов в этом случае  $M_{\text{frag}} \approx 40 M_{\odot}$ ,

Таблица 2.2: Характеристики одномерной модели «сбор-и-сжатие» для области Н II S233. Используются следующие параметры модели:  $\log N_c = 47.0$ ,  $R_{\text{shell}} = 0.67$  пк,  $T_{\text{kin}} = 25$  К (см. описание модели в тексте). Результат диссертанта из работы [A1].

$n_0, \text{см}^{-3}$	$10^2$	$5 \cdot 10^2$	$10^3$	$3 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^4$
$R_s(0), \text{пк}$	0.74	0.25	0.15	0.05	0.01
$R_{\text{frag}}, \text{пк}$	15.9	6.6	4.5	1.9	0.6
$t_{\text{frag}}, \text{млн. лет}$	9.1	4.4	3.2	1.5	0.6
$M_{\text{frag}}, M_{\odot}$	560	270	200	100	40
Возраст, млн. лет	0.03	0.06	0.09	0.2	0.6

что сопоставимо с оценкой массы газа по пыли в области S233 ( $70 M_{\odot}$ , см. Главу 2.3.5). В данной работе мы не можем оценить плотность газа по имеющимся данным, однако в ближайшей области звездообразования S233-IR средняя плотность достигает значения  $\approx 7200 \text{ см}^{-3}$  (см. Таблицу 4 из работы [A2\*\*]). Поэтому значение  $4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$  – слишком велико для средней плотности газа в области Н II S233. Следовательно, сценарий «сбор-и-сжатие» скорее всего не реализуем в области S233.

Другой сценарий индуцированного звездообразования – «сжатие существующего сгустка» радиационной имплозией излучением [144–146] или ударным фронтом, исходящим от зоны Н II [147]. Данный сценарий предполагает случайное распределение молекулярных сгустков вокруг зоны Н II. Один из признаков данного сценария – наличие ярких инфракрасных оболочек рядом с глобулами и поярчениями, подробно рассмотренными в работе Томпсона и др. [54]. Звездообразование может происходить внутри этих глобул. В работе [A1] показано, что в области S233 можно наблюдать (см. Рисунок 2.1) яркую оболочку с кометообразным инфракрасным поярчением S1, направленным к звезде, ионизирующей область Н II S233. Данная структура характерна для процесса «сжатие существующего сгустка».

В работе Миао и др. [146] авторы использовали результаты трехмерного гидродинамического моделирования, чтобы изучить эффект радиационной имплозии окружающего молекулярного облака, исходящей от массивных звезд. Они выяснили, что разная морфология оболочечных структур может указывать на разные стадии эволюции облака. Согласно [A1], поярчение S1 имеет форму, очень напоминающую молекулярный сгусток на I стадии, согласно классификации из работы [146]. Распределение инфракрасного излучения по данным WISE показывает, что газ в области S1 является более горячим с той стороны, которая расположена ближе к ионизирующей звезде



(см. Рисунок 2.2). В настоящий момент поярчение S1 вытянуто тангенциально, но вполне возможно, что в будущем оно примет более вытянутую форму в радиальном направлении и превратится в классическую глобулу Бока [144]. Морфология оптического и инфракрасного излучения, а также спектральные характеристики излучения показывают, что поярчения S1 – это область активного взаимодействия ионизирующей звезды с плотным молекулярным газом. Пик S1 ассоциируется с источником IRAS и, возможно, связан с изолированным молекулярным сгустком. Вероятно, что звездообразование в области пика S1 происходит из-за ударной волны, которая распространяется от зоны H II и сжимает вещество сгустка.

## 2.6 Выводы

Исследована область звездообразования S233, которая содержит изолированную звезду B0.5 V, которая окружена областью H II и погружена в молекулярное облако. Звезда имеет достаточный поток Лаймановских квантов, чтобы производить видимое в радиоконтинууме излучение. Лучевая скорость звезды составляет  $V_{\text{LSR}} = -17.5 \pm 1.4 \text{ км с}^{-1}$ . Сравнивая это значение со скоростью молекулярного газа (от -20 до -15 км с<sup>-1</sup>), мы предполагаем, что звезда родилась в веществе соседнего молекулярного облака и в настоящий момент движется вместе с облаком.

В Главе 2.4 было показано, что область H II S233 расширяется в окружающее пространство со скоростью  $6.8 \pm 2.2 \text{ км с}^{-1}$  и динамически взаимодействует с окружающим молекулярным веществом. Найдены следующие свидетельства взаимодействия звезды с окружающим веществом, которые могут указывать на процессы индуцированного звездообразования:

- 1) Изображения WISE и UKIDSS показывают наличие протяженной области инфракрасного излучения, содержащей поярчение S1 (излучающей как минимум до длины волны 24 мкм), а также оболочечной структуры, расположенной перпендикулярно к ионизирующей звезде. Оболочечные структуры и инфракрасные поярчения – частое явление в процессе звездообразования «сжатие существующих сгустков», индуцированное радиационной имплозией излучения [54] или ударным фронтом от зоны H II [147]. Пылевая компонента инфракрасного пика S1 отражает видимый свет (в полосе DSS Blue) от ионизирующей звезды, что поддерживает идею о физической близости звезды и инфракрасного источника.
- 2) IRAS-источник 05351+3549 совпадает по положению с компактным поярчением S1 на изображениях WISE и UKIDSS. Поток IRAS-источника

увеличивается с длиной волны (достигая 414 Ян на  $100 \mu\text{m}$ ), а его цветовые характеристики соответствуют характеристикам молодых звездных объектов согласно цветовой диаграмме из работы [128]. Температура пыли инфракрасного источника  $T_d = 30.8 \text{ K}$  согласуется с температурой газа в звездообразующих сгустках из ближайшей области звездообразования S235 [10]. Масса газа по данным IRAS составляет  $70 M_\odot$ .

- 3) Анализ излучения в линии CO показал наличие сгустка молекулярного вещества, средняя лучевая скорость которого составляет  $-13.1 \text{ km s}^{-1}$ . Основная масса газа имеет интервал скоростей от  $-20$  до  $-15 \text{ km s}^{-1}$ , поэтому сгусток мог приобрести данную скорость благодаря расширению зоны H II. В настоящий момент сгусток может двигаться в сторону от наблюдателя со скоростью, превышающей скорость основной массы газа. Излучение сгустка наблюдается в интервале лучевых скоростей от  $-13.4$  до  $-11.8 \text{ km s}^{-1}$  и показывает наличие градиента скорости  $\omega \approx 1.8 \text{ km s}^{-1} \text{ pk}^{-1}$ . Оптическая толщина сгустка в линии  $^{12}\text{CO}(2-1)$  находится в диапазоне  $\tau = 3.3 - 6.6$ . Вириальная масса сгустка находится в диапазоне от 53 до  $89 M_\odot$ .

Мы исследовали природу звездообразования в окрестности области S233. Анализ расчетов с применением одномерной модели, представленной в работе Витворта и др. [62] указывает на то, что сценарий «сбор-и-сжатие» в области S233 может быть реализован в том случае, если средняя плотность газа имеет значение  $n_0 \simeq 4 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Данное значение слишком велико для средней плотности газа в области S233, поэтому сценарий «сбор-и-сжатие» скорее всего не реализуется в области S233.

Предполагается, что наиболее правдоподобный сценарий звездообразования для области S233 – «сжатие существующего сгустка». Признаки данного процесса – яркие оболочечные структуры рядом с кометарными глобулами и поярчениями. В случае области H II S233 можно наблюдать яркую оболочечную структуру и кометообразное поярчение S1, направленное к ионизирующей звезде (см. рисунок 2.1). Предполагается, что в ней происходит звездообразование по сценарию «сжатие существующего сгустка».

## Глава 3

# Обзор молекулярных линий в направлении на области звздообразования S231-S235

Целью настоящей главы<sup>1</sup> является исследование массивных молекулярных сгустков областей звездообразования S231-S235. Эти области расположены в гигантском молекулярном облаке (ГМО) G174+2.5. В данном направлении располагаются четыре развитых зоны ионизованного водорода: S231, S232, S233 и S235, согласно каталогу Шарплесса [143]. Автор диссертации (см. работы [A2,B7]) провел наблюдения массивных молекулярных сгустков в радиолиниях молекул межзвездной среды на новом двухканальном радиометре радиотелескопа РТ-22 ПРАО АКЦ ФИАН, предварительно выделив молекулярные сгустки по архивным данным излучения в линии CO. Система автоматизации для двухканального радиометра была написана автором самостоятельно (см. работы [B4-B5]). В первую очередь был проведен поиск и обнаружение метанольных мазеров I класса в направлении на выделенные молекулярные сгустки. Далее для подтверждения наличия высокоплотного газа и оценки физических характеристик в сгустках, в первую очередь – плотности и температуры, проведены наблюдения в линиях NH<sub>3</sub> и HC<sub>3</sub>N. Таким образом, в данной главе приводятся общие характеристики излучения молекул в области S231-235, а также оценки физических параметров излучающего газа и массы молекулярных сгустков.

---

<sup>1</sup>Основной текст и рисунки Главы 3 следуют работе [A2] и [B7] .

Исследователи выделяют шесть хорошо изученных молодых звездных скоплений в гигантском молекулярном облаке G174+2.5: S235 Central, S235 East 1, S235 East 2, S235 AB (см. например, [10, 148, 149]), S233 IR (см. [150–152]) и G173.57+2.43 (см. [153, 154]). Кросс-идентификация скоплений, называемых разными авторами по-разному, произведена в работе Камарго [155]. На периферии располагаются менее изученные области звездообразования WB89 673 и WB89 668, названные в соответствии с каталогом Воутерлоота-Бранда [156]. Ранее морфология и кинематика этого комплекса звездообразования были исследованы по радиолиниям CO Хейером и др. [157]. Карты излучения CO показывают, что наиболее выраженные области звездообразования в облаке G174+2.5 – это S231-S235. Опубликованные расстояния до нее лежат в пределах от 1.5 до 2.3 кпк [101, 158]. Области S231-S235 расположены в направлении, близком к галактическому антицентру. В этом направлении не наблюдается других, более удаленных от Солнца областей звездообразования в Галактике, как видно из работы Дейма и др. [159].

### **3.1 Отработка методики спектральных наблюдений с помощью двухканального радиометра диапазона 8 мм на РТ-22 ФИАН**

Для осуществления программы наблюдений на длине 8 мм автором была разработана система автоматизации (см. работы [B4-B5]) двухканального радиометра диапазона 8 мм, который является развитием штатного одноканального радиометра диапазона 8 мм РТ-22 ФИАН. С помощью разработанной системы были проведены наблюдения областей звездообразования S231-S235 (см. работу [A2]) в линиях молекул межзвездной среды и зарегистрированы как известные, так и новые источники излучения в линии  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $\text{HC}_3\text{N}$ , что показывает возможности использования РТ-22 ФИАН для исследования областей звездообразования.

Был реализован следующий функционал системы автоматизации, согласно [B4]:

1. Расчет и управление частотами 1-го гетеродина на основе синтезатора частоты SMB100A и 2-го гетеродина приемно-преобразующего устройства (ППУ) двухканального радиометра;
2. Спектральный анализ с помощью нового цифрового анализатора спектра, имеющего две независимые полосы анализа.

3. Новый интерфейс наблюдателя для управления частотами гетеродинов и отображения спектров в ходе наблюдений.
4. Обработка сигнала на основе 2-х канального анализатора спектра.
5. Работа с системой наведения РТ-22.

Работоспособность системы продемонстрирована путем проведения пробных наблюдений космических источников излучения в рекомбинационных линиях водорода, а также в линиях метанола I и II классов. Линии были зарегистрированы [В4\*], причем основные наблюдательные характеристики спектральных линий в тестовых объектах соответствуют результатам предыдущих наблюдений на РТ-22 и результатам наблюдений на других радиотелескопах в работах [8–13].

### **3.1.1 Составные части двухканального радиометра диапазона 8 мм**

Двухканальное *приемно-преобразующее устройство* (ППУ) предназначено для одновременной регистрации двух спектральных радиолиний в диапазоне частот от 34 до 38 ГГц. Данное устройство обеспечивает прием двух радиолиний, разнесенных по частоте не более, чем на 2 ГГц. Линия с большей частотой перехода преобразуется по частоте для регистрации в канале А. Настройка канала А осуществляется с помощью *Гетеродина 1* диапазона 29.5-33.5 ГГц. Линия с меньшей частотой перехода регистрируется в канале В. Настройка осуществляется с помощью *Гетеродина 2* диапазона 7-9 ГГц.

Целью создания системы автоматизации является обеспечение удаленного управления компонентами для осуществления максимальной автоматизации наблюдений [В5\*]. Система автоматизации наблюдений представляет собой набор отдельных модулей, которые управляются с помощью специального программного обеспечения. В число модулей системы, которые управляются с помощью ПК, входят следующие компоненты:

1. Гетеродин 2 диапазона 7-9 ГГц.
2. Синтезатор частоты SМВ-100А.
3. Блок управления генератором шума.
4. Система обработки сигнала на основе 2-х канального анализатора спектра.
5. Система наведения РТ-22.

Для *Гетеродина 2* и *синтезатора частоты* необходим автоматический расчет частоты и подача команды на ее установку. Для включения *генератора шума* необходимо подавать управляющие сигналы с ПК на реле ГШ.

Для управления *анализатором спектра* необходимо подавать команды на его запуск и остановку, а также иметь возможность накапливать сигнал в массивах данных. Управление *системой наведения* заключается в подаче управляющих команд на сервер наведения для перехода на новый источник, установки рупоров и т.д. Все эти компоненты должны управляться в определенной последовательности и с определенными параметрами.

Согласно [B4], в схеме радиометра используются также компоненты, которые не могут управляться автоматически. Их управление должно производиться вручную, либо их параметры неизменны в течении всех сессий наблюдений. К числу таких модулей относятся:

1. Генератор опорной частоты HAMEG HM8135
2. Гетеродин 1 диапазона 29.5-33.5 ГГц
3. Гетеродин 3 на 4.6 ГГц
4. Усилитель входного сигнала
5. Система охлаждения

Вместе все компоненты составляют единую систему для проведения наблюдений спектральных радиолиний диапазона 34-38 ГГц на РТ-22. Конечным выходом системы являются спектрограммы в символьном (SYM), либо астрономическом (FITS) формате данных [B4]. Дальнейшая обработка может быть выполнена независимо от системы автоматизации в любых удобных пакетах для обработки спектров, например GILDAS [160].

### **3.1.2 Общая схема двухканального радиометра диапазона 8 мм**

Общая схема двухканального радиометра представлена на рисунке 3.1. На данной схеме показаны основные компоненты системы управления и преобразования сигнала для получения конечных радиоспектров космических источников излучения. Отличительной особенностью радиотелескопа РТ-22 является наличие двух отдельных рупоров, которые позволяют производить наблюдения области сравнения без перестройки положения телескопа. В текущей схеме радиометра используется принцип модуляции сигналов с левого и правого рупора. Сигналы с обоих рупоров поступают на модулятор, где они преобразуются в сигнал с периодом модуляции 2.9908 мс. Данный период модуляции задается специальной платой в ПК, на которой расположен Фурье-анализатор спектра, и может быть при необходимости настроен.

После модулятора сигнал поступает на усилитель, температура которого поддерживается в районе 20-30 К с помощью охладителя. Усиление сигнала

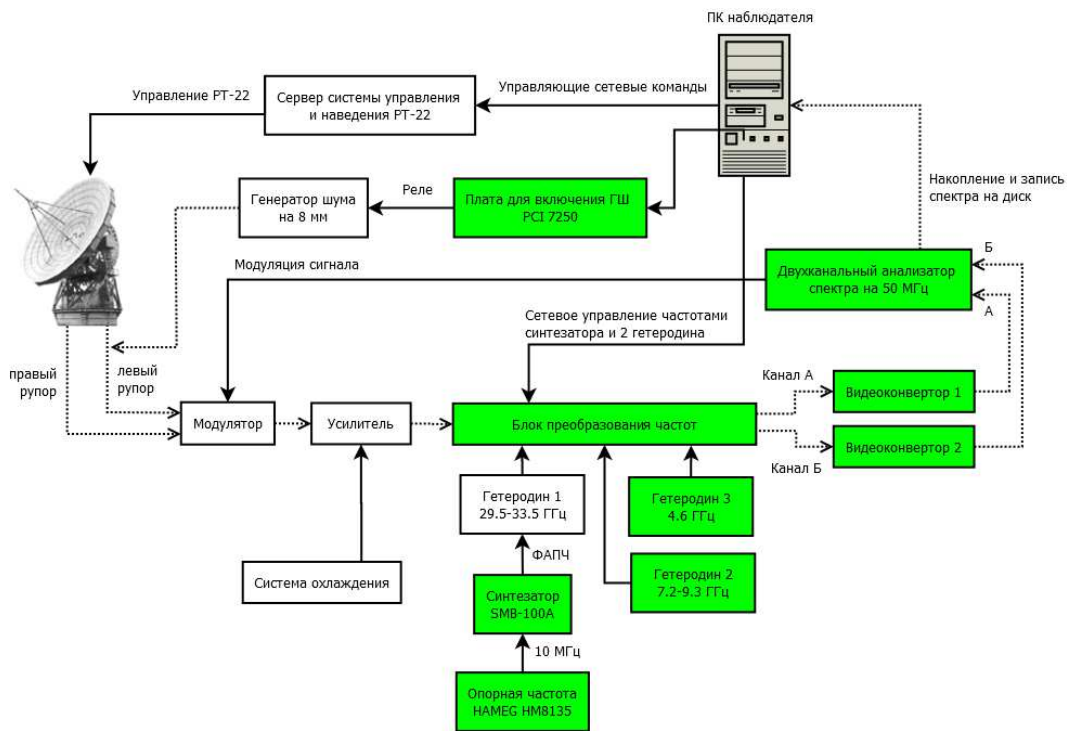


Рисунок 3.1: Общая схема двухканального радиометра диапазона 8 мм на РТ-22. Зеленым цветом выделены новые компоненты, которые появились в двухканальном радиометре, являющегося модификацией одноканального. Совместный результат диссертанта из работы [В4\*].

происходит в диапазоне от 34 до 38 ГГц, причем эффективность усиления на границах указанного диапазона может быть ниже, чем в основном диапазоне частот.

После усиления сигнал попадает в *приемно-преобразующее устройство* (ППУ), где исходная полоса приема делится на две части и преобразуется по частоте от 34-38 ГГц до 100-164 МГц (см. рисунок 3.3). Для преобразования сигнала используются смесители частот, которые смешивают исходных сигнал с сигналом от трех гетеродинов. Подробная схема преобразования частот представлена на рисунке 3.2. *Первый гетеродин* работает в диапазоне 29.5-33.3 ГГц и понижает исходную частоту до промежуточной  $F_{пч1}=2.5-4.5$  ГГц. *Первый гетеродин* работает совместно с *синтезатором частоты SМВ-100А* через систему фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ).

На выходе ППУ имеется два независимых канала (А и Б). Эти каналы подключаются ко входам двух видеоконверторов, где сигнал преобразуется для регистрации в *анализаторе спектра*. После этого сигнал непосредственно поступает на два *Фурье-анализатора спектра*, где и происходит его считывание и накопление.

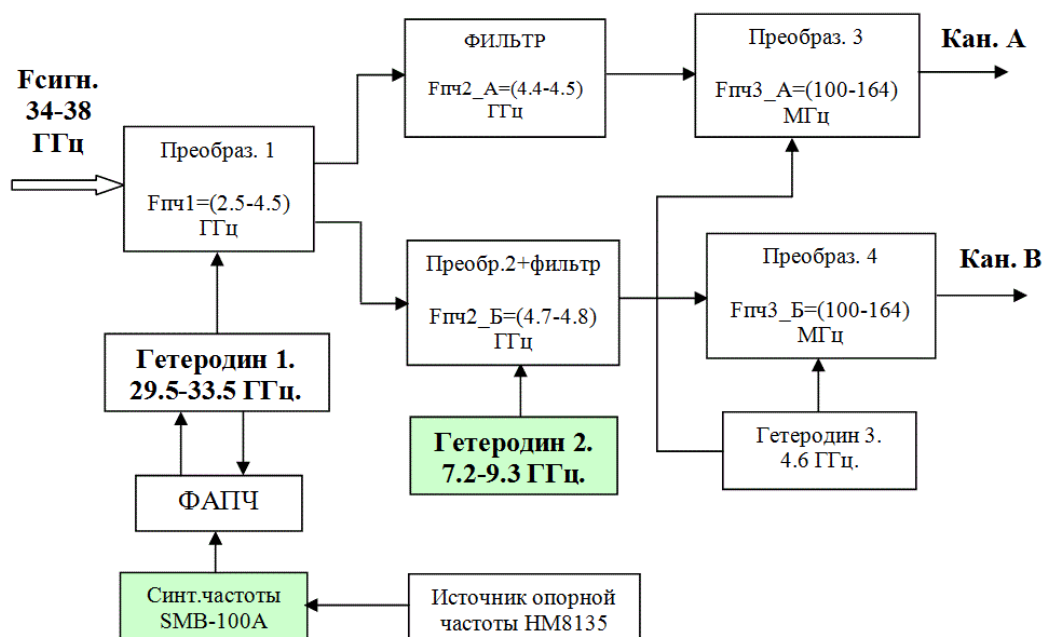


Рисунок 3.2: Схема формирования частот двухканального радиометра диапазона 8 мм. Зеленым цветом выделены блоки, которые управляются удаленно через Ethernet-соединение. Результат соавторов из работы [В4\*\*].

### 3.1.3 Гетеродин диапазона 7-9 ГГц

Данное устройство предназначено для генерации сигнала в диапазоне 7.2-9.3 ГГц [В4\*\*]. Гетеродин используется в ППУ на длину волны 8 мм. Сигнал, который генерируется данным устройством, смешивается с исходным сигналом приемника, в результате чего происходит преобразование и стабилизация частоты, необходимое для дальнейшей успешной регистрации сигнала. Данный гетеродин является одним из трех гетеродинов, используемых в схеме ППУ. Каждый из них служит для последовательного преобразования частоты от исходных 34-38 ГГц до конечных 100-164 МГц. Так как в настоящий момент не существует (либо очень дороги, как было показано в работе [В4\*\*]) устройства, которые работают напрямую с диапазоном 34-38 ГГц, преобразование частот необходимо, чтобы успешно зарегистрировать сигнал на имеющемся оборудовании, которое работает в мегагерцовом диапазоне частот.

В гетеродине 2 диапазона 7-9 ГГц используется генератор опорного сигнала 10 МГц. Управление устройством осуществляется с помощью соединения устройства с ПК при помощи СОМ-порта. В схеме ППУ гетеродин на 7-9 ГГц используется для преобразования частоты только второго канала (В), в работе первого канала (А) данное устройство участия не принимает.





Рисунок 3.3: Общий вид приемо-преобразующего устройства для радиометра 8 мм. Внутри устройства установлен гетеродин диапазона 7-9 ГГц. Результат соавторов из работы [B4\*\*].

### Удаленное управление

Так как *гетеродин 2 диапазона 7-9 ГГц* будет размещен в *отсеке сверх-высоких частот (СВЧ)* телескопа [B4\*\*], а управляющий компьютер будет расположен в лабораторном доме, поэтому возникает необходимость удаленной работы с устройством. Гетеродин управляется при помощи последовательного порта RS-232, поэтому необходимо использовать специальное устройство, которое позволит передать управляющие команды с компьютера в устройство при помощи Ethernet-соединения. Для решения этой задачи мы применяем периферийное сетевое устройство *Lantronix MSS4*<sup>2</sup>.

*MSS4* позволяет удаленно общаться с устройствами, рассчитанными на соединение через COM-порт, при помощи сетевого Ethernet-соединения [161]. Согласно документации [161], для *MSS4* назначается специальный IP-адрес, по которому происходит связь со всеми устройствами, которые к нему подключены. Таким образом, гетеродин подключается в один из портов *MSS4*, а сам *MSS4* подключается к внутренней сети РТ-22. Управляющий компьютер также входит во внутреннюю сеть РТ-22 и это позволяет ему общаться с гетеродином.

Так как программа для управления частотой ГЕТЕРОДИНА 2 рассчитана на прямое соединение по COM-порту, необходимо установить специальное программное обеспечение для ПК, которое создаст на компьютере виртуальный COM-порт, который будет передавать управляющие команды на сетевое устройство *MSS4*, преобразующего их в команды для гетеродина. Мы используем программное обеспечение *Com Port Redirecter*<sup>3</sup>, которое идет в

<sup>2</sup>Описание устройства доступно по адресу <http://www.lantronix.com/products/mss4>

<sup>3</sup>Описание программы доступно по адресу <http://www.lantronix.com/products/com-port-redirector>

комплекте с *MSS4*. Таким образом, процедура настройки представляет собой создание виртуального СОМ-порта на компьютере, который связывается по сети с *MSS4* и передает команды непосредственно на *гетеродин 2 диапазона 7-9 ГГц*.

### 3.1.4 Синтезатор частоты SMB-100A

Данный синтезатор используется в схеме ППУ совместно с *первым гетеродином*, который служит для понижения частоты входного сигнала от исходных 34-38 ГГц до 2.5-4.5 ГГц [B4\*\*]. Синтезатор используется для обоих каналов, поэтому изменение частоты синтезатора будет влиять на положение обоих спектральных линий.

*Синтезатор SMB-100A*<sup>4</sup> разработан фирмой Rohde&Schwarz. Данная модель является многофункциональным устройством для генерации сигналов различного рода. Она позволяет синтезировать выходной сигнал в диапазоне частот от 9 кГц до 6 ГГц, используя при этом встроенный источник опорной частоты. Согласно документации, имеется возможность использовать внешний источник опорной частоты [162].

Шаг установки частоты составляет 0.001 кГц, а точность ее синтеза – 0.44 мкГц, согласно спецификации [163]. Время установки частоты составляет от 1 до 10 мс, в зависимости от режима работы.

#### Удаленное управление

*Синтезатор частоты SMB-100A* может работать в двух режимах: локальном и удаленном. В локальном режиме в устройстве используется встроенный ЖК-экран и кнопки управления. Являясь устройством широкого профиля, синтезатор оснащен специальной операционной системой на основе Linux, которая позволяет интуитивно настроить все необходимые параметры. Управление производится с помощью органов управления в стиле Windows (кнопки, списки, поля ввода).

Устройство имеет большой набор интерфейсов для удаленного режима работы. В нашем случае используются сетевые возможности SMB-100A. Подключив устройство к локальной сети и назначив ему отдельный IP-адрес, возможно дальнейшее общение с устройством с любого компьютера из данной сети по стандартному интернет-протоколу TCP/IP для передачи ему сетевых команд.

---

<sup>4</sup>Описание устройства доступно по адресу [https://www.rohde-schwarz.com/us/product/smb100a-productstartpage\\_63493-9379.html](https://www.rohde-schwarz.com/us/product/smb100a-productstartpage_63493-9379.html)

## Опорная частота

Для синтезирования сигнала в устройстве необходим стабильный *источник опорной частоты*. Для этой цели в стандартной комплектации SMB-100A имеется встроенный источник опорной частоты 10 МГц, который, согласно спецификации [163], имеет номинальную стабильность  $\Delta F/F = 1 \times 10^{-7}$ , где  $\Delta F$  – величина ошибки частоты,  $F$  – текущая частота. Стабильность при повышении температуры от 0 до 50° С оценивается разработчиками как  $\Delta F/F = 2 \times 10^{-6}$  [163].

Невысокая стабильность опорного источника частоты может привести к тому, что синтезированная частота будет также иметь нестабильный характер. Это, в свою очередь, может привести к нестабильности частоты спектральной радиолинии, что может выражаться для наблюдателя в увеличении ее видимой ширины [B5\*]. Увеличение ширины возможно из-за того, что линия будет смещаться за время накопления сигнала, в результате чего на результирующей спектрограмме она будет выглядеть шире, чем она есть на самом деле.

Для проведения наблюдений спектральных радиолиний стабильности внутреннего источника опорной частоты SMB-100A недостаточно, поэтому необходим внешний источник опорной частоты. SMB-100A позволяет подключать такой источник с помощью специального входа `ref in`. Согласно документации [162], внешний источник может иметь два возможных значения частоты – 5 МГц и 10 МГц. Однако после многократного тестирования выяснилось, что в нашем случае устройство работает стабильно только с источником опорной частоты 10 МГц.

В качестве *источника опорной частоты* на 10 МГц решено использовать синтезатор HAMEG HM8135X<sup>5</sup>, который имеет кварцевый термостабилизированный источник опорной частоты [164]. Согласно спецификации [165], при повышении температуры от 0 до 50° С его стабильность составляет  $\Delta F/F = 1 \times 10^{-8}$ , что вполне достаточно для стабилизации частоты синтезатора SMB-100A.

### 3.1.5 Блок управления ГШ

При наблюдениях спектральных радиолиний на 8 мм результирующие спектрограммы должны быть получены в единицах *антенной температуры*. Для калибровки уровня сигнала и приведения его к антенной температуре используется *генератор шума* (ГШ). Он выдает уровень сигнала с известной

<sup>5</sup>Описание устройства доступно по адресу <http://www.hameg.com/0.152.0.html>

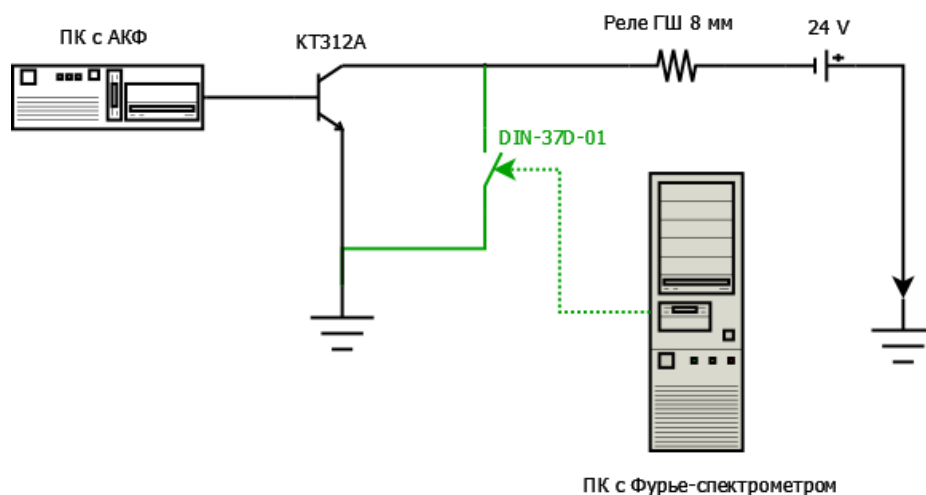


Рисунок 3.4: Схема управления реле ГШ. Зеленым цветом обозначена модификация исходной схемы для управления ГШ при помощи ПК с Фурье-спектрометром. Совместный результат диссертанта из работы [В4\*].

антенной температурой, по которой можно производить дальнейшую калибровку сигнала.

При разработке системы автоматизации наблюдений на 8 мм возникла задача автоматического включения ГШ на определенных стадиях накопления сигнала. До модернизации уже успешно использовалась система автоматического включения ГШ через компьютер с автокорреляционным анализатором спектра [В4\*\*]. В данном компьютере установлена специальная плата, которая в зависимости от установок в программе выдает логический «ноль» или «единицу» на транзистор КТ312А в схеме преобразования уровня. Данная схема управляет подачей тока на *реле ГШ*, которое в свою очередь пропускает или блокирует сигнал ГШ.

Модернизация данной схемы заключается в параллельном подключении еще одного реле, которое будет управляться с компьютера с Фурье-спектрометром (именно с него будут производиться наблюдения на 8 мм). Данная схема не вмешивается в работу компьютера с автокоррелятором, но только добавляет дополнительную возможность управления ГШ [В4\*]. Это реализуется с помощью дополнительного элемента, который замыкает исходную цепь для включения ГШ. Данным элементом является *цифровая плата входа/выхода PCI-7250*<sup>6</sup>, которая согласно документации [166], имеет восемь независимых реле-выходов. Плата установлена в ПК с *Фурье-спектрометром*, а на ее выходе установлена *плата клеммиков DIN-37D-01* [167], которая работает в качестве замыкающего ключа.

<sup>6</sup>Описание устройства доступно по адресу [http://www.adlinktech.com/PD/web/PD\\_detail.php?pid=21](http://www.adlinktech.com/PD/web/PD_detail.php?pid=21)

В нашей схеме используется только один выход платы PCI-7250. Данный выход может иметь два состояния – NO (Normal Open) и NC (Normal Close). По умолчанию, а также при выключенном ПК, реле работает в режиме NC. Такой режим работы соответствует размыканию ключа DIN-37D-01 на рисунке 3.4. В этом режиме схема работает также, как и до модификации, т.е. управление реле ГШ осуществляется с ПК с автокоррелятором (см. транзистор КТ312А на рисунке 3.4). Однако при переходе платы PCI-7250 в состояние NO ключ DIN-37D-01 замыкается и ток проходит через цепь вне зависимости от того, в каком состоянии находится транзистор КТ312А. При этом происходит включение ГШ.

## **3.2 Система автоматизации наблюдений**

Система автоматизации представляет собой автономный программный комплекс для автоматического управления оборудованием, необходимым для проведения наблюдений на длине волны 8 мм [В4-В5]. Программный комплекс написан на языке C++ с применением специальных драйверов от фирм-производителей устройств. Выбор языка обуславливается его гибкостью и универсальностью для решения задач подобного рода.

Программный комплекс состоит из отдельных модулей, которые отвечают за разную функциональность. Можно выделить следующие модули, из которых состоит система автоматизации:

1. Блок управления анализаторами спектра
2. Блок управления реле ГШ
3. Блок управление наведением РТ-22
4. Блок управления гетеродином 2 диапазона 7-9 ГГц
5. Блок управления синтезатором SMB-100А

Из данного списка система наведения РТ-22, гетеродин 2 и синтезатор SMB-100А управляются удаленно с помощью Ethernet-соединения. Остальные модули встроены в компьютер наблюдателя и управляются локально.

### **3.2.1 Основные функции программы**

На рисунке 3.5 представлен вид главного окна программы AS\_50 для автоматизации наблюдений. Калиброванный спектр, а также амплитудно-частотная характеристика показывается в виде двух независимых графиков, каждый из которых соответствует независимому каналу данных. Верх-

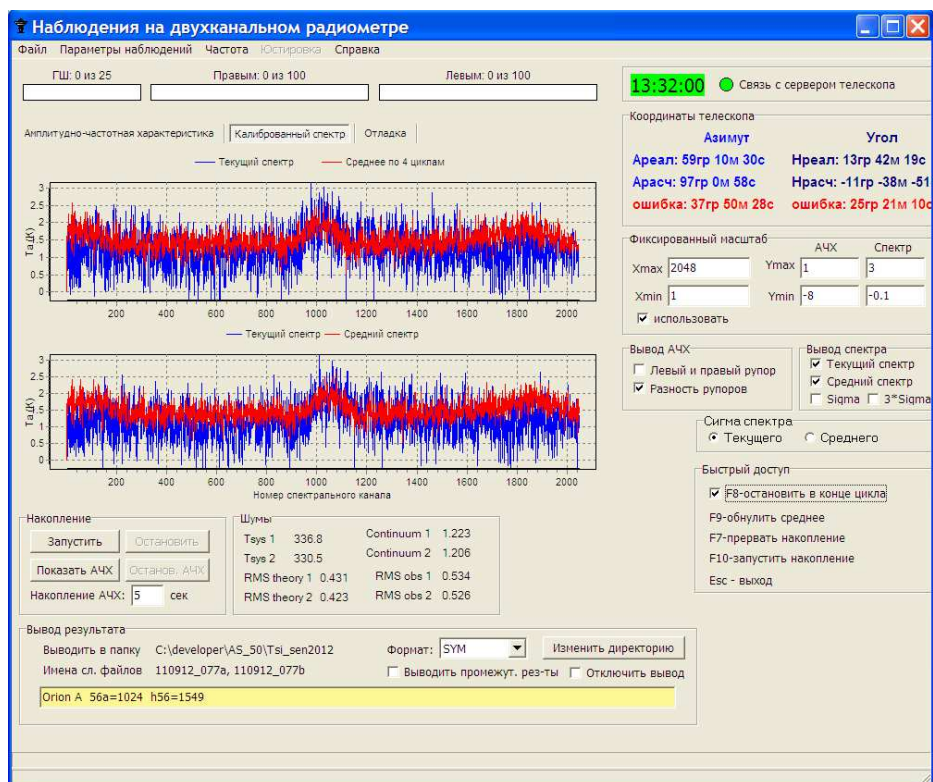


Рисунок 3.5: Общий вид программы автоматизации наблюдений на радиометре диапазона 8 мм. Результат диссертанта из работы [B4].

ний график соответствует каналу А (линия, большая по частоте), а нижний график соответствует каналу Б (линия, меньшая по частоте). Кроме того, возможно переключение между вкладками «Амплитудно-частотная характеристика» и «Калиброванный спектр». В первом случае будет показана Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) во время накопления, а во втором случае будет показан калиброванный спектр в единицах антенной температуры.

### 3.2.2 Обработка спектров

Для просмотра и обработки спектров в символьном формате автором была написана программа Spectral Analysis [B4-B5]. Преимуществом программы является дружелюбный интерфейс (см. рисунок 3.6), а также возможность наглядного просмотра и систематизации накопленного материала. Недостатком является малая распространенность и отсутствие возможности вычитания базовой линии 2-ой и более высокой степени. Данную программу рационально использовать для первичной обработки спектров, которую можно проводить прямо во время наблюдений. Для дальнейшей обработки спектров возможно использование пакета GILDAS [160].

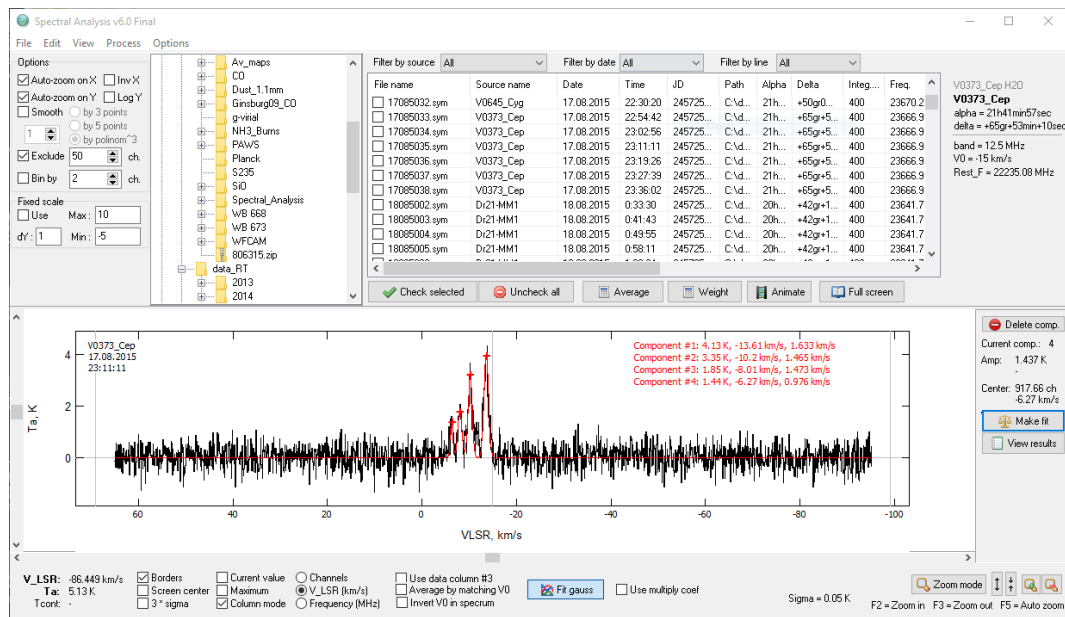


Рисунок 3.6: Общий вид программы SpectralAnalysis. Результат диссертанта из работы [B4].

### 3.3 Выбор объектов для наблюдений

Для исследования молекулярных сгустков в направлении на области звездообразования S231-S235 и оценки их физических характеристик были использованы архивные данные в линиях  $^{12}\text{CO}(1-0)$  и  $^{13}\text{CO}(1-0)$ , которые описаны в разделе 3.4.3, а методика расчета физических параметров описана в главе 1.6.4. Карта лучевой концентрации  $^{13}\text{CO}$  в направлении на области звездообразования S231-S235 показана на рисунке 3.7. В качестве источников для наблюдений на РТ-22 были выбраны молекулярные сгустки, выделенные по данным  $^{13}\text{CO}$  по следующим критериям:

- 1) Область исследования ограничена окружностью с радиусом  $50'$  вокруг центра зоны ионизованного водорода S231 ( $\alpha_{2000} = 5^{\text{h}}39^{\text{m}}45^{\text{s}}$   $\delta_{2000} = 35^{\circ}54'02''$ ).
- 2) На карту распределения лучевой концентрации  $^{13}\text{CO}$  были наложены положения IRAS-источников.
- 3) Выбраны такие IRAS-источники, положение которых совпадает или расположено близко к пикам излучения в линии  $^{13}\text{CO}$ .

В результате такого анализа были визуально отобраны 10 молекулярных сгустков. Практически всем сгусткам соответствуют молодые звездные скопления по данным обзоров неба в инфракрасном диапазоне *Wide-Field*

*Infrared Survey Explorer* (WISE, [168]) и *UKIRT Infrared Deep Sky Survey* (UKIDSS, [123]). Подробнее о связи сгустков со скоплениями будет сказано в Главе 3.6.2. Для более точного выделения молекулярных сгустков и прояснения их физических характеристик был применен алгоритм GaussClump [5]. Все выбранные молекулярные сгустки излучают в континууме на длине волны 1.12 мм по данным обзора *Volcan* [169], что указывает на наличие нагретого плотного газа в них. Координаты источников приведены в Таблице 3.1. Для наблюдений в линии  $\text{NH}_3$  были выбраны положения центров пиков лучевой концентрации  $^{13}\text{CO}$ . В качестве источников для наблюдений в линиях  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $\text{HC}_3\text{N}$  были выбраны такие IRAS-источники, положение которых совпадает или расположено достаточно близко к локальным пиками лучевой концентрации  $^{13}\text{CO}$ . В случае, если несколько IRAS-источников располагаются в непосредственной близости к пику лучевой концентрации  $^{13}\text{CO}$  и угловое расстояние между ними меньше, чем размер диаграммы направленности РТ-22, то в качестве источника для наведения выбирается ближайший к пику  $^{13}\text{CO}$ .

### 3.4 Наблюдательные данные

Все наблюдения были проведены на телескопе РТ-22 Пущинской радиоастрономической обсерватории ФИАН. Мы провели несколько сессий наблюдений в 2013, 2014 и 2015 годах, как описано в работе [A2]. Наблюдения проводились сканами по 4–7 мин. Данные каждого скана калибровались к антенной температуре по эталонному сигналу от генератора шума с известной антенной температурой и корректировались за поглощение атмосферой. Затем были получены средние спектры по дням, далее – средние между днями. Антенная температура  $T_a$  приводилась к яркостной температуре, усредненной по главному лучу диаграммы направленности  $T_{\text{mb}}$  с помощью коэффициента использования диаграммы направленности  $\eta_{\text{mb}}$ . На рисунках 3.8, 3.9 и 3.10 показаны спектры полученных линий по шкале  $T_{\text{mb}}$ , а в таблицах 3.2, 3.3 и 3.4 представлены параметры полученных линий. Для оценки качества полученных данных проводились наблюдения источника Dr21, которые сравнивались с наблюдениями из работ [170–172]. Точность калибровки по результатам сравнения полученных значений антенных температур с данными из литературы составляет  $\simeq 10 - 30\%$ .



### 3.4.1 Наблюдения в диапазоне 8 мм

Для осуществления программы наблюдений в рамках данной работы был использован двухканальный радиометр РТ-22 диапазона 8 мм [B4-B5]. Данный радиометр предназначен для одновременного наблюдения двух линий в случае, если частоты линий находятся в диапазоне от 34 до 38 ГГц и разность частот линий не превышает 2 ГГц. В рамках настоящей работы наблюдения производились в линиях метанола ( $4_{-1}-3_0$  E, 36.1 ГГц) и цианоацетилена ( $J = 4-3$ , 36.3 ГГц).

Для наблюдений использован анализатор спектра с постоянной полосой пропускания 50 МГц. Спектральное разрешение составило 24.41 кГц, что соответствует 0.20 км/с для частоты линии метанола. Частота покоя для линии  $\text{CH}_3\text{OH}$  была установлена 36169.29 МГц, а для линии  $\text{HC}_3\text{N}$  – 36392.33 МГц. Был использован метод наблюдения ON-ON, основанный на диаграммной модуляции [173], при котором на выходе получается удвоенный сигнал. Разнос лучей (рупоров) составляет 23'. Размер диаграммы направленности на половине уровня мощности (HPBW) составляет 2', а коэффициент использования диаграммы направленности  $\eta_{\text{mb}} = 0.32$ . Во время наблюдений системная температура  $T_{\text{sys}}$  находилась в диапазоне от 200 до 240 К. Среднее время накопления для каждого источника составило от 2 до 3 часов на каждый день наблюдений, а суммарное время накопления составило от 5 до 8 часов для источников, в которых линия была зарегистрирована и от 1 до 2 часов для источников без регистрации линии. Достигнутый уровень шума  $\sigma_{T_{\text{mb}}}$  находится в диапазоне от 0.05 до 0.28 К по шкале яркостных температур. Проверка лучевой скорости наблюдений производилась по источнику Dr21 ( $\alpha_{1950} = 20^{\text{h}}38^{\text{m}}55^{\text{s}}$ ,  $\delta_{1950} = 42^{\circ}19'23''$ ), в котором ранее линия метанола на 36.1 ГГц получена в работе Лехта и др. [13], а линия цианоацетилена получена в работе Толмачева и др. [170]. По результатам проверки полученная лучевая скорость линии метанола ( $V_{\text{CH}_3\text{OH}} = -2.73 \pm 0.01$ ) и цианоацетилена ( $V_{\text{HC}_3\text{N}} = -3.08 \pm 0.06$ ) в источнике Dr21 находится в допустимом пределе ошибок в соответствии с работами [13, 170].

Полученные спектры обрабатывались в программе CLASS из пакета GILDAS [160]. Спектры линий метанола и цианоацетилена приближены с помощью стандартного метода GAUSS. Для приближения спектров молекулы метанола использовались две Гауссианы из-за сложной структуры линий.

### 3.4.2 Наблюдения в диапазоне 13 мм

Наблюдения в линии аммиака ( $\text{NH}_3$  (1,1) и (2,2), 23.6 ГГц) были произведены на одноканальном радиометре диапазона 13.5 мм. Для перехода (1,1) была использована частота покоя 23694.495 МГц, а для линии (2,2) – 23722.633 МГц. Использован метод наблюдения ON-ON, основанный на диаграммной модуляции [173], при котором на выходе получается удвоенный сигнал. Разнос лучей (рупоров) составляет  $10'$ . Размер диаграммы направленности на половине уровня мощности (HPBW) на длине волны 13.5 мм составляет  $2.6'$ , а коэффициент использования диаграммы направленности  $\eta_{\text{mb}} = 0.38$ . Были произведены две сессии наблюдений – в 2013 и 2015 годах. Системная температура во время наблюдений находилась в диапазоне от 110 до 190 К по шкале антенной температуры.

В 2013 году наблюдалась только линия  $\text{NH}_3$  (1,1) для первичной регистрации излучения аммиака в отобранных источниках. Была использована полоса анализатора спектра шириной 12.5 МГц, состоящая из 2048 каналов. Спектральное разрешение составило  $\simeq 6.1$  кГц, что соответствует  $\simeq 0.08$  км/с для частоты покоя линии аммиака. Время накопления для источников было 1-2 часа, достигнутый уровень шума  $\sigma_{T_{\text{mb}}}$  находится в диапазоне от 0.1 до 0.2 К для разных источников по шкале яркостных температур.

В 2015 году одновременно наблюдались две линии аммиака в переходах (1,1) и (2,2) с низким уровнем шума для оценки физических параметров газа. Использована полоса анализатора 50 МГц, поэтому спектральное разрешение составило  $\simeq 24.4$  кГц, что соответствует  $\simeq 0.31$  км/с для частоты покоя линии аммиака. Центральная частота полосы анализатора спектра была установлена по центру между переходами (1,1) и (2,2) для того, чтобы в полосу анализатора попали оба перехода. Расстояние между частотами двух переходов линии  $\text{NH}_3$  составляет 28.138 МГц, что достаточно для их одновременной регистрации на анализаторе спектра с шириной полосы 50 МГц. Время накопления для источников с регистрацией линии было 9-15 часов. Для источников без регистрации время накопления было 2-5 часа. Достигнутый уровень  $\sigma_{T_{\text{mb}}}$  для источников с регистрацией – от 0.01 до 0.04 К.

Спектры линий аммиака были приближены с помощью метода  $\text{NH}_3(1,1)$  из программы CLASS [160], а затем сглажены процедурой SMOOTH из этой же программы.

### 3.4.3 Архивные данные об излучении CO

Излучение в линиях  $^{12}\text{CO}(1-0)$  и  $^{13}\text{CO}(1-0)$  получено по результатам наблюдений по программе высокоточного обзора Галактической плоскости в линиях молекулы CO [174]. Данные получены на 13.7-метровом телескопе Five College Radio Astronomy Observatory (FCRAO) при помощи 32-пиксельного фокального приемника Second Quabbin Observatory Imaging Array (SEQUOIA). Картографирование областей S231-S235 состоялось в январе 2000 года. Карта излучения в линиях обоих изотопов CO покрывает область размером  $150' \times 150'$  с центром  $l = 173.25^\circ$ ,  $b = 2.75^\circ$  ( $\alpha_{2000} = 5^{\text{h}}40^{\text{m}}$ ,  $\delta_{2000} = 36^\circ 07'$ ). Размер диаграммы направленности для данного телескопа составляет  $45''$  для  $^{12}\text{CO}(1-0)$  и  $47''$  для  $^{13}\text{CO}(1-0)$ . Наблюдаемая частота для линии  $^{12}\text{CO}(1-0)$  была установлена 115.27120 ГГц и 110.20135 ГГц для  $^{13}\text{CO}(1-0)$ . Пространственный шаг составляет  $22.5''$ , что в два раза меньше, чем размер HPBW. Шаг по скорости составляет  $0.127 \text{ км с}^{-1}$  для  $^{12}\text{CO}(1-0)$  и  $0.133 \text{ км с}^{-1}$  для  $^{13}\text{CO}(1-0)$ . Уровень  $\sigma_{T_{\text{mb}}}$  для  $^{12}\text{CO}(1-0)$  составляет 1.1 К, а для  $^{13}\text{CO}(1-0)$  – 0.63 К по шкале яркостных температур.

Для обработки данных в линиях CO и для расчета физических параметров использовался пакет MIRIAD [175]. Интегрирование и получение статистики по значениям физических параметров выполнялось с помощью программы ds9 [176].

## 3.5 Результаты

### 3.5.1 Массы сгустков и содержание молекулярного водорода в них

Для определения лучевой концентрации и массы газа в исследуемых молекулярных сгустках мы следовали методике, описанной в работе [A2]. Формулы для определения физических параметров сгустков представлены в разделе 1.6.4. Оценки были выполнены в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР). Для оценки температуры возбуждения были использованы данные по излучению в линии молекулы  $^{12}\text{CO}$ , так она является оптически толстой, исходя из низкого соотношения интенсивностей линий  $I(^{12}\text{CO})/I(^{13}\text{CO}) \approx 3-6$  по сравнению с предполагаемым отношением обилий молекул  $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO} \approx 50-70$ . Для оценки лучевой концентрации молекул  $\text{H}_2$  было использовано излучение в линии  $^{13}\text{CO}$ , имеющей меньшую оптическую толщину по сравнению с линией  $^{12}\text{CO}$ .

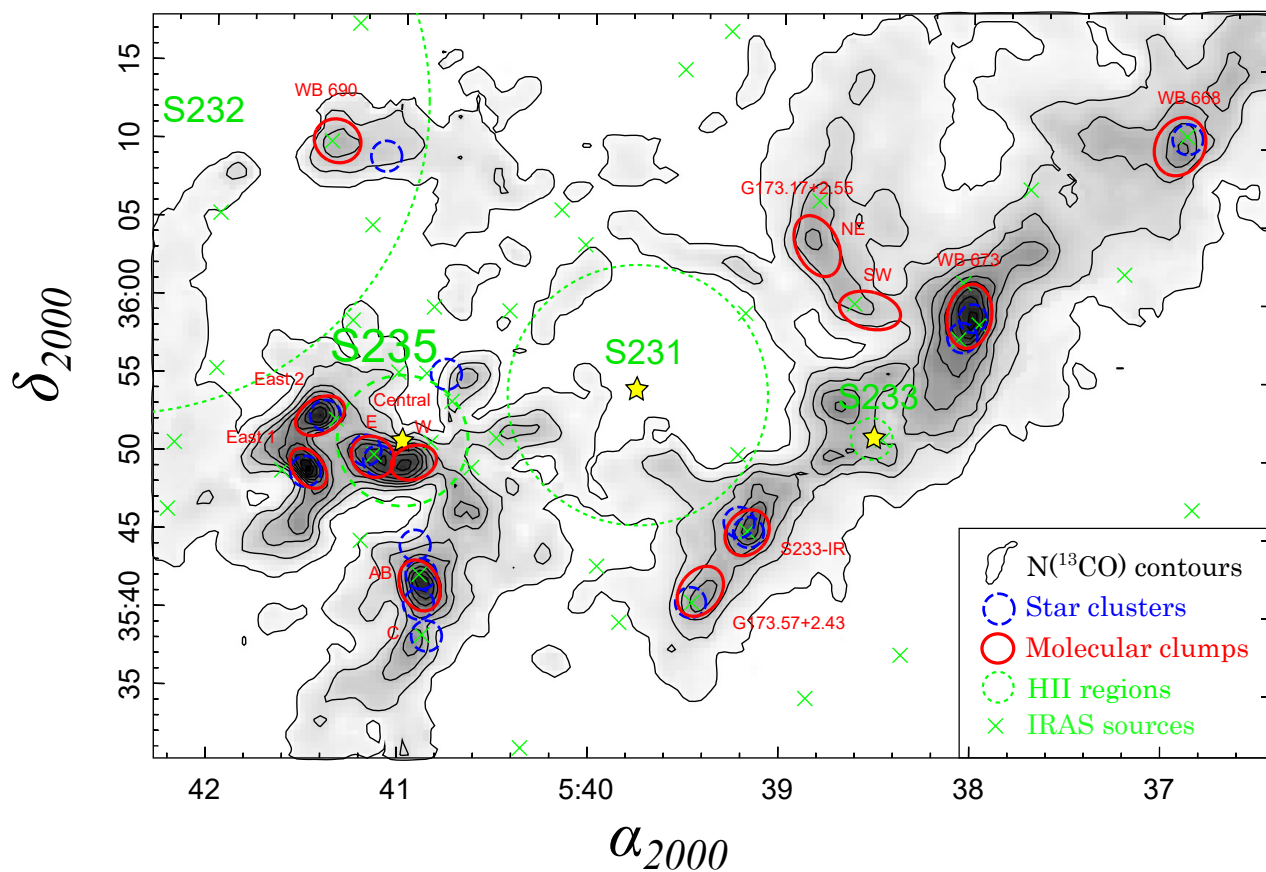


Рисунок 3.7: Распределение лучевой концентрации  $^{13}\text{CO}$  в комплексе S231-235. Контуры начинаются со значения  $10^{15} \text{ см}^{-2}$  и заканчиваются значением  $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  с шагом  $8.4 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . Зелеными крестиками показано положение IRAS-источников. Красными эллипсами выделены молекулярные сгустки, отобранные в рамках данной работы для наблюдений в линиях метанола, цианоацетилена и аммиака. Размеры эллипсов соответствуют размерам молекулярных сгустков. Синими окружностями выделены положения молодых звездных скоплений по данным из работы Камарго и др. [155]. Зелеными окружностями выделены области ионизованного водорода (H II). Радиусы зеленых окружностей соответствуют радиусам областей H II по изображениям DSS R. Желтыми звездами показано положение звезд, ионизирующих зоны H II. Результат диссертанта из работы [A2].

Таблица 3.1: Каталог молекулярных сгустков в линии  $^{13}\text{CO}$  с основными физическими характеристиками. Лучевая скорость и размер сгустков получен по данным излучения в линии  $^{13}\text{CO}(1-0)$ . Температура возбуждения рассчитана по данным излучения в линии  $^{12}\text{CO}(1-0)$ , показано среднее ее значение в пределах размеров молекулярных сгустков. Численные значения лучевой концентрации рассчитаны исходя из карты распределения лучевой концентрации, представленной на рисунке 3.7. В таблице показано среднее значение лучевых концентраций  $\text{H}_2$  и массы в пределах размеров молекулярных сгустков. В последней колонке представлено значение вириального параметра  $\alpha_{\text{vir}} \equiv M_{\text{vir}}/M$  (см. описание в тексте). Результат диссертанта из работы [A1].

Название	$\alpha_{J2000}$ (h m s)	$\delta_{J2000}$ ( $^{\circ}$ ' ")	$\theta_{\text{FWHM}}$ (')	$R$ (пк)	$V_{\text{LSR}}$ (км с $^{-1}$ )	$\Delta V$ (км с $^{-1}$ )	$T_{\text{ex}}$ (K)	$\dot{N}(\text{H}_2)$ ( $10^{22}$ см $^{-2}$ )	$M(\text{H}_2)$ ( $M_{\odot}$ )	$\tau(^{13}\text{CO})$	$\alpha_{\text{vir}}$
WB89 690	5 41 21.6	+36 10 00	$3.1 \times 2.7$	0.87	-21.0	1.83	16.5	1.45	733	0.65	0.86
WB89 668	5 36 54.3	+36 10 16	$3.9 \times 3.1$	1.06	-17.2	2.70	14.1	1.60	1199	0.85	1.40
WB89 673	5 38 00.6	+35 59 17	$4.1 \times 2.8$	1.04	-19.5	3.16	20.8	2.90	2112	0.74	1.07
G173.17+2.55 NE	5 38 49.0	+36 03 41	$4.1 \times 2.6$	0.99	-17.9	2.44	16.4	1.66	1095	0.69	1.18
G173.57+2.43	5 39 24.7	+35 41 28	$3.5 \times 2.6$	0.90	-16.8	2.38	17.2	1.70	932	0.65	1.20
S233-IR	5 39 10.2	+35 45 15	$3.1 \times 2.6$	0.83	-16.9	2.76	22.1	2.29	1048	0.55	1.31
S235 Central E	5 41 08.8	+35 49 47	$2.9 \times 2.5$	0.83	-19.6	1.92	35.6	3.67	1683	0.35	0.39
S235 Central W	5 40 55.8	+35 49 27	$3.0 \times 2.1$	0.74	-21.5	1.93	31.6	3.65	1347	0.49	0.45
S235 East1	5 41 29.0	+35 48 58	$2.9 \times 1.9$	0.74	-18.9	1.80	32.7	4.31	1591	0.51	0.33
S235 East2	5 41 25.6	+35 52 21	$3.4 \times 2.2$	0.87	-20.8	1.78	29.4	3.62	1822	0.55	0.33
S235-AB	5 40 53.3	+35 41 35	$3.4 \times 2.5$	0.90	-16.5	2.30	27.0	3.53	1935	0.59	0.54

Для оценки массы использовались следующие константы: Отношение обилий  $\text{CO}/\text{H}_2=8\times 10^{-5}$  соответствует данным из работы Саймона [177]. Расстояние до всех сгустков принято равным  $2.1\pm 0.5$  кпк – среднее значение расстояния до молодых звездных скоплений из ГМО G174+2.5 по данным из работы Камарго и др. [155]. Для данного расстояния средний галактоцентрический радиус составляет 10.1 кпк или  $1.26D_\odot$  при использовании расстояния от Солнца до центра Галактики  $D_\odot = 8.0$  кпк из работы Рийда и др. [178]. Согласно работе Лэнжера и Пензиаса [99] отношение обилий  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  на данном галактоцентрическом расстоянии  $\simeq 70$ . Поэтому отношение обилий  $^{13}\text{CO}/\text{H}_2 = [\text{CO}/\text{H}_2]/[^{12}\text{C}/^{13}\text{C}] \simeq 1.14 \times 10^{-6}$ . Данное значение будет использовано для расчета лучевой концентрации  $\text{H}_2$  и массы сгустков.

Для более точного выделения молекулярных сгустков в линии  $^{13}\text{CO}$  был использован алгоритм GaussClump [5]. Данный алгоритм работает по принципу последовательного вписывания трехмерных гауссиан в исходный куб данных «положение-положение-лучевая скорость» (PPV) начиная от глобального максимума излучения. В качестве порога на минимальный пространственный размер сгустков ( $\theta_{\text{FWHM}}$ ) установлено значение  $1.7'$ , так как при меньшем значении порога крупные молекулярные сгустки разделяются на отдельные компоненты. Но даже при таком значении порога некоторые сгустки (в частности, S235 Central и G173.17+2.55) разделяются на отдельные компоненты, что будет обсуждаться далее. Порог на минимальную ширину линии ( $\Delta V$ ) для сгустков установлен  $0.8 \text{ км с}^{-1}$ , что обусловлено необходимостью выделения только массивных сгустков, имеющих относительно высокую дисперсию лучевой скорости. Результатом работы алгоритма является выделение 12 сгустков, которые соответствуют IRAS-источникам по критерию, описанному в Главе 3.3. Два сгустка распадаются на отдельные компоненты – это S235 Central и G173.17+2.55, о чем будет написано в обсуждении результатов. Размеры сгустков определены как ширины на уровне половины интенсивности ( $\theta_{\text{FWHM}}$ ). Масса сгустков оценена в результате интегрирования излучения сгустков по площади, соответствующей размеру сгустков на уровне половины интенсивности. Результаты оценки размеров сгустков, лучевой концентрации  $\text{H}_2$ , а также массы приведена в Таблице 3.1. Карта распределения лучевой концентрации  $\text{H}_2$  с наложенными размерами молекулярных сгустков приведена на рисунке 3.7.

Вириальный параметр сгустков  $\alpha_{\text{vir}} \equiv M_{\text{vir}}/M_{\text{CO}}$  и радиус  $R$  рассчитан согласно определению в работе Кауффманн и др. [64], причем формулы для расчета представлены в разделе 1.6.4. Расстояние до всех сгустков принято равным 2.1 кпк, а дисперсия скорости рассчитывалась из ширины линии  $^{13}\text{CO}$  по формуле  $\sigma_v = 2.35\Delta V_{13}$ . Полученные значения  $\alpha_{\text{vir}}$  и  $R$  представлены

Таблица 3.2: Параметры линий метанола ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ) на частоте 36.2 ГГц. Жирным отмечены источники, в которых линия была зарегистрирована впервые.  $t$  – время накопления,  $\sigma$  – достигнутый уровень шума. В качестве координат для источников были выбраны положения ассоциированных IRAS-источников. Результат диссертанта из работы [A2].

Источник	IRAS	$T_{\text{mb}}$ (K)	$V$ (км с $^{-1}$ )	$\Delta V$ (км с $^{-1}$ )	$t$ (мин.)	$1\sigma$ (K)
WB89 690	05380+3608	< 0.08			346	0.08
WB89 668	05335+3609	< 0.10			173	0.10
<b>WB89 673</b>	05345+3556	0.21 (0.04)	-18.51 (0.05)	0.3 (0.10)	500	0.05
		0.17 (0.04)	-18.91 (0.16)	3.2 (0.38)	500	0.05
S233-IR	05358+3543	0.47 (0.07)	-15.81 (0.09)	1.6 (0.2)	386	0.08
		0.23 (0.07)	-17.7 (0.48)	3.5 (0.8)	386	0.08
G173.57+2.43	05361+3539	< 0.28			180	0.28
S235-AB	05375+3540	0.57 (0.04)	-16.34 (0.03)	0.42 (0.07)	353	0.07
		0.27 (0.04)	-16.64 (0.15)	2.38 (0.34)	353	0.07
S235 Central	05377+3548	< 0.15			126	0.15
S235 East1	05382+3547	< 0.13			106	0.13
S235 East2	05379+3550	< 0.13			113	0.13
Dr21	-	1.82 (0.06)	-2.72 (0.02)	0.49 (0.04)	333	0.09

в Таблице 3.1. Следует отметить, что в Таблице 3.1 способ определения радиуса сгустка  $R$  отличается от способа определения углового размера  $\theta_{\text{FWHM}}$ : первый определяется из площади сгустка по формуле  $R = \sqrt{A/\pi}$ , а второй – из ширины (FWHM) гауссовой функции, вписанной в профиль интенсивности сгустка.

В работе [A2] установлено, что средняя лучевая концентрация молекулы  $^{13}\text{CO}$  в направлении на рассматриваемые молекулярные сгустки из областей S231-S235 находится в диапазоне от  $1.6 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  в WB 690 до  $4.8 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  в S235 East 1. Используя полученное выше соотношение  $^{13}\text{CO}/\text{H}_2 = 1.14 \times 10^{-6}$ , можно получить, что средняя лучевая концентрация молекулярного водорода в направлении на сгустки находится в диапазоне от  $1.45 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$  в WB 690 до  $4.21 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$  в S235 East 1. Полученные значения следует трактовать как нижнюю оценку лучевой концентрации молекулярного водорода, так как анализ излучения CO в рамках ЛТР имеет тенденцию к занижению действительных значений лучевых концентраций на фактор от 1.3 до 7, согласно работе Падоана [179]. Масса сгустков по данным CO находится в диапазоне от  $733 M_{\odot}$  в WB89 690 до  $2112 M_{\odot}$  в WB89 673. Значение вириального параметра  $\alpha_{\text{vir}}$  находится в диапазоне от 0.33 в S235 East 2 до 1.31 в S233-IR. Среднее значение вириального параметра  $\alpha_{\text{vir}}^- = 0.82$ , что в целом указывает на соответствие вириальной массы и массы по данным  $^{13}\text{CO}$ .

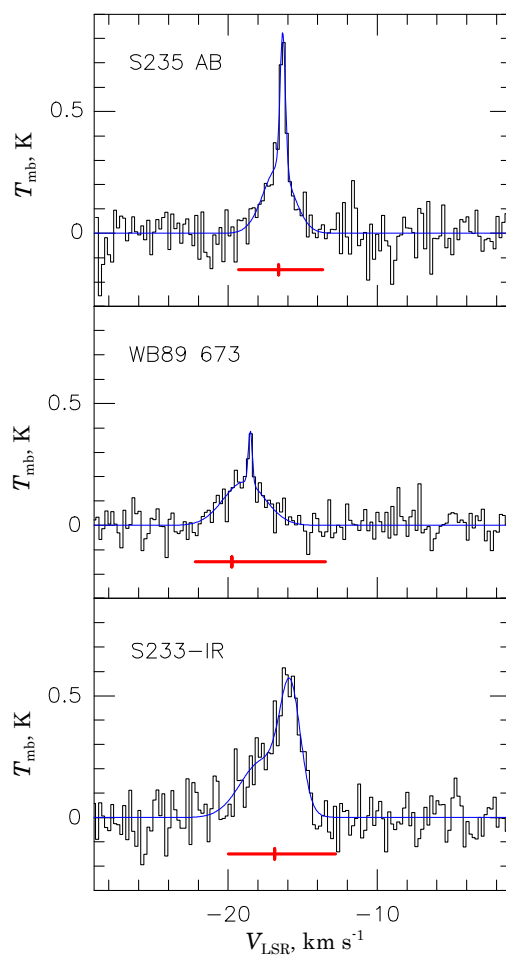


Рисунок 3.8: Спектры зарегистрированных источников в линии  $\text{CH}_3\text{OH}$  на частоте 36.2 ГГц. Синим цветом показано гауссово приближение линии. Красным цветом показан диапазон скоростей линии  $^{13}\text{CO}$ , а красным маркером обозначено положение пика линии  $^{13}\text{CO}$ . Результат диссертанта из работы [A2].



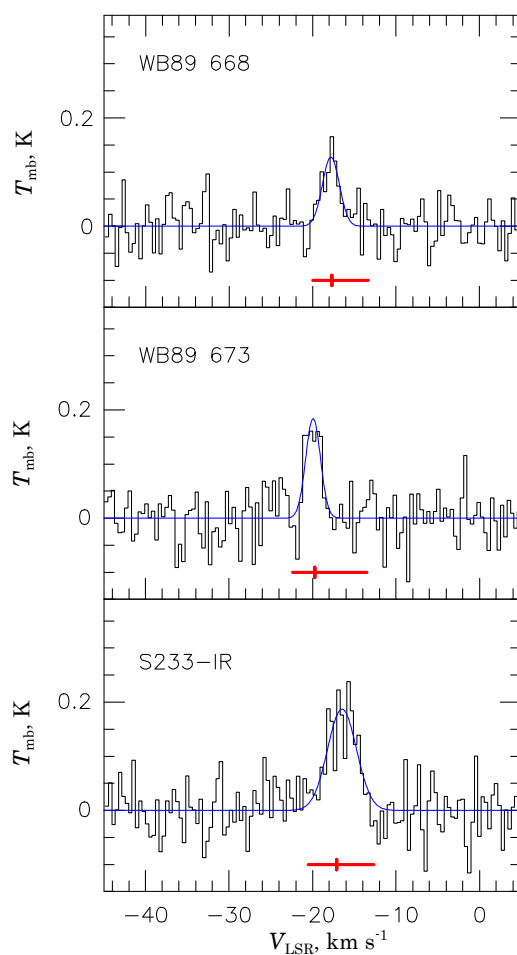


Рисунок 3.9: Спектры источников зарегистрированных в линии  $\text{NC}_3\text{N}$  на частоте 36.4 ГГц. Синим цветом показано гауссово приближение линии. Красным цветом показан диапазон скоростей линии  $^{13}\text{CO}$ , а красным маркером обозначено положение пика линии  $^{13}\text{CO}$ . Результат диссертанта из работы [A2].

Таблица 3.3: Параметры линий цианоацетилена ( $\text{HC}_3\text{N}$ ) на частоте 36.4 ГГц. Жирным отмечены источники, в которых линия была зарегистрирована впервые. В качестве координат для источников были выбраны положения ассоциированных IRAS-источников. Результат диссертанта из работы [A2].

Источник	IRAS	$T_{\text{мб}}$ (К)	$V$ (км с <sup>-1</sup> )	$\Delta V$ (км с <sup>-1</sup> )	$t$ (мин.)	$1\sigma$ (К)
WB89 690	05380+3608	< 0.09			346	0.09
<b>WB89 668</b>	05335+3609	0.12 (0.03)	-17.80 (0.20)	2.4 (0.5)	460	0.06
<b>WB89 673</b>	05345+3556	0.18 (0.04)	-19.94 (0.14)	2.0 (0.26)	293	0.07
S233-IR	05358+3543	0.19 (0.07)	-16.4 (0.24)	4.1 (0.5)	353	0.05
G173.57+2.43	05361+3539	< 0.19			180	0.19
S235-AB	05375+3540	< 0.08			266	0.08
S235 Central	05377+3548	< 0.14			126	0.14
S235 East1	05382+3547	< 0.12			106	0.12
S235 East2	05379+3550	< 0.17			113	0.17
Dr21	-	0.56 (0.06)	-3.08 (0.06)	2.9 (0.16)	343	0.06

Температуру возбуждения, полученную по данным  $^{12}\text{CO}$ , можно интерпретировать как нижнюю оценку кинетической температуры газа, согласно [A1\*]. Так как линия  $^{12}\text{CO}$  является оптически толстой, то полученные значения температуры соответствуют поверхности молекулярного облака. Согласно полученным данным (см. Таблицу 3.1), самая «холодная» поверхность – у молекулярного сгустка WB89 668 (14.1 К), самая «теплая» поверхность – у сгустка S235 Central E (35.6 К). Средняя температура возбуждения на поверхности молекулярных сгустков составляет 24 К. Данные оценки в целом соответствуют оценкам кинетической температуры по линиям  $\text{NH}_3$  из работы [A1\*].

### 3.5.2 Линии-трассеры плотного молекулярного газа

В линии метанола на 36.2 ГГц были получены регистрации в направлении на молекулярные сгустки WB89 673, S233-IR и S235-AB [A2]. В сгустке WB89 673 излучение метанола было зарегистрировано впервые. Форма профилей линий в большинстве случаев отличается от гауссианы, а в направлении на S233-IR линия имеет асимметричную структуру с ярко выраженным синим крылом. В зарегистрированных линиях метанола можно выделить две компоненты излучения – широкую и узкую. Ширина узких компонент находится в диапазоне от 0.3 до 1.6 км с<sup>-1</sup>, широких компонент – от 2.4 до 3.5 км с<sup>-1</sup>. Положения узких и широких компонент смещены друг относительно друга на величину от 0.3 до 1.8 км с<sup>-1</sup>. Отличие лучевых скоростей линий метанола и  $^{13}\text{CO}$  не превышает 1.2 км с<sup>-1</sup>.

В линии молекулы цианоацетилена излучение было зарегистрировано в направлении на молекулярные сгустки WB89 668, WB89 673 и S233-IR и S235 Central, согласно [A2]. В сгустках WB89 668 и WB89 673 линия  $\text{HC}_3\text{N}$  была зарегистрирована впервые. Формы профилей линий близки к гауссовым, средняя ширина линий составляет  $\simeq 2.4 \text{ км с}^{-1}$ , кроме S233-IR, в котором ширина линии составила  $4.0 \pm 0.5 \text{ км с}^{-1}$ . Отличие лучевых скоростей линий  $\text{HC}_3\text{N}$  и  $\text{CO}$  в сгустках WB89 668 и WB89 673 не превышает  $0.5 \text{ км с}^{-1}$ . В сгустке S233-IR лучевые скорости  $\text{HC}_3\text{N}$  смещены в красную область спектра по сравнению с лучевой скоростью  $^{13}\text{CO}$ . Разность лучевых скоростей составляет  $1.4 \text{ км с}^{-1}$ .

Излучение аммиака было зарегистрировано в направлении на молекулярные сгустки WB89 668, WB89 673, G173.57+2.43, S233-IR, S235 Central, S235 East1, S235 East2 и S235-AB, согласно [A2]. Из них две регистрации: WB89 668 и WB89 673 были получены впервые. Сверхтонкая структура линий аммиака выделяется с точностью, необходимой для определения физических условий в молекулярном газе. Отличие лучевых скоростей линий  $\text{NH}_3(1,1)$  и  $^{13}\text{CO}$  в сгустках WB89 668, WB89 673, G173.57+2.43, S235-AB и S233-IR не превышает  $0.5 \text{ км с}^{-1}$ .

Параметры обнаруженных молекулярных линий приведены в Таблице 3.2-3.4

### 3.5.3 Температура и плотность молекулярного газа

Для определения температуры и плотности газа в предположении локального термодинамического равновесия (ЛТР) мы использовали отношение антенной температуры главной компоненты спектра  $\text{NH}_3$  к антенной температуре сателлитных компонент сверхтонкой структуры спектра, а также отношение главных компонент переходов  $\text{NH}_3(J, H) = (1, 1)$  и  $(2, 2)$ . Методика определения физических параметров описана в Приложении В работы [A2\*\*]. В результате применения данной методики были получены значения лучевой концентрации аммиака ( $N_{\text{NH}_3}$ ), кинетической температуры ( $T_{\text{kin}}$ ) и плотности молекулярного газа ( $n_{\text{H}_2}$ ) [A2, B7].

Так как средний размер источников в линии  $\text{NH}_3$  в данном комплексе ( $\simeq 50 - 110''$ , см. Таблицу 6 из работы Кирсановой и др. [10]) меньше, чем размер диаграммы PT-22 ( $156''$ ), то для расчета яркостной температуры линий  $\text{NH}_3$  была введена поправка за заполнение диаграммы направленности.

Таблица 3.4: Результаты наблюдений областей звездообразования в линии аммиака ( $\text{NH}_3$ ) на частоте 23.7 ГГц и физические параметры газа в молекулярных сгустках (ошибки определены величин приведены в скобках). Жирным отмечены источники, в которых линия была зарегистрирована впервые. В качестве координат для источников были выбраны положения центров пиков  $^{13}\text{CO}$  (см. координаты из Таблицы 3.1).  $T_{\text{mb}}$  – яркостная температура усредненная по главному лучу диаграммы направленности,  $T_{\text{b}}$  – яркостная температура источника,  $\tau_{(1,1)\text{m}}$  – оптическая толщина главного компонента линии (1,1). В восьмой колонке приведено значение коэффициента для перевода из  $T_{\text{mb}}$  в  $T_{\text{b}}$  по формуле 3.1. Совместный результат диссертанта из работы [A2\*].

Источник	$(J, K)$	$T_{\text{mb}}$ (K)	$T_{\text{b}}$ (K)	$V$ (км с $^{-1}$ )	$\Delta V$ (км с $^{-1}$ )	$\tau_{(1,1)\text{m}}$	$\frac{\Theta_{\text{beam}}^2}{\Theta_{\text{maj}}\Theta_{\text{min}}}$	$T_{\text{kin}}$ (K)	$N(\text{NH}_3)$ ( $10^{14}$ см $^{-2}$ )	$n(\text{H}_2)$ ( $10^3$ см $^{-3}$ )
<b>WB89 668</b>	(1,1)	0.24 (0.01)	1.3 (0.1)	-17.1 (0.1)	1.7 (0.1)	1.4 (0.3)	4.3	16.5 (1.9)	7.3 (1.5)	4.2
	(2,2)	0.09 (0.01)	0.5 (0.1)	-17.1 (0.1)	1.5 (0.3)					
<b>WB89 673</b>	(1,1)	0.25 (0.01)	1.1 (0.1)	-18.6 (0.1)	3.1 (0.1)	1.2 (0.3)	3.5	15.9 (1.5)	12.4 (2.2)	4.1
	(2,2)	0.08 (0.01)	0.4 (0.1)	-18.2 (0.2)	2.9 (0.6)					
S233-IR	(1,1)	0.28 (0.03)	2.2 (0.2)	-16.5 (0.1)	2.0 (0.1)	1.2 (0.4)	6.9	29.4 (11.8)	9.9 (1.9)	7.2
G173.57+2.43	(2,2)	0.21 (0.04)	1.7 (0.3)	-16.2 (0.1)	2.6 (0.3)					
	(1,1)	0.23 (0.03)	1.4 (0.2)	-16.3 (0.1)	1.2 (0.1)	1.2 (0.5)	5.1	14.4 (5.2)	5.1 (1.0)	5.6
S235-AB	(2,2)	0.06 (0.01)	0.4 (0.1)	-16.5 (0.3)	2.3 (0.5)					
	(1,1)	0.11 (0.03)	0.6 (0.2)	-16.4 (0.1)	1.6 (0.3)	0.6 (0.9)	4.4	27.4 (59.7)	2.2 (1.7)	2.8
	(2,2)	0.07 (0.04)	0.4 (0.21)	-15.7 (0.3)	2.1 (0.6)					

Таблица 3.5: Размеры сгустков в направлении на области звездообразования S231-S235 по данным в континууме на длине волны 1.1 мм из обзора *Volocam* [169]. В скобках приведено среднеквадратическое отклонение. Результат диссертанта из работы [A2].

Источник	$\theta_{\text{maj}}$ (")	$\theta_{\text{min}}$ (")
WB89 668	87 (12)	65 (10)
WB89 673	149 (13)	66 (5)
G173.57+2.43	81 (11)	59 (8)
S233-IR	67 (2)	53 (2)
S235 Central	163 (11)	96 (7)
S235 East1	125 (12)	55 (4)
S235 East2	93 (14)	86 (13)
S235-AB	86 (3)	65 (10)

Была использована следующая формула (см. уравнения 8.21-8.22 из книги Рольфса и Вильсона [97]) для оценки яркостной температуры источника:

$$T_B = T_{\text{mb}} \times \left( 1 + \frac{\theta_{\text{beam}}^2}{\theta_{\text{maj}}\theta_{\text{min}}} \right) \quad (3.1)$$

где  $T_{\text{mb}} = T_a/\eta_{\text{mb}}$  – яркостная температура, усредненная по главному лучу диаграммы направленности,  $\theta_{\text{beam}} = 152''$  – размер диаграммы направленности PT-22 на длине волны 1.35 мм,  $\theta_{\text{maj}}$  и  $\theta_{\text{min}}$  – размеры источников (FWHM) вдоль больших и малых полуосей.

Для оценки размеров источников в линии  $\text{NH}_3$  были использованы данные по излучению в континууме на длине волны 1.1 мм из обзора *Volocam* [169]. Сопоставление источников излучения в континууме на длине волны 1.1 мм и в линии  $\text{NH}_3$  в направлении на S235 Central, East 1, East 2 [10], S233-IR [180] и G173.57+2.43 [9] показали, что их размеры в целом соответствует друг другу [B7], поэтому для оценки яркостных температур в линии  $\text{NH}_3$  возможно использовать размеры источников на длине волны 1.1 мм. Определение размеров источников было осуществлено в результате вписывания двухмерных гауссиан в изображения программой *IMFIT* из пакета *MIRIAD* [175]. Результаты определения размеров представлены в Таблице 3.5. Для расчета физических параметров газа по линиям  $\text{NH}_3$  использованы значения яркостных температур по формуле 3.1.

Полученные значения физических параметров представлены в Таблице 3.4. Концентрация молекулярного газа в направлении на сгустки WB89 673, WB89 668, S233-IR, G173.57+2.43 и S235-AB лежит в диапазоне от 2.8 до  $7.2 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ , как было показано в работе [A2\*]. Наиболее высокая концентрация газа ( $n = 7.2 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ ) зарегистрирована в направлении на

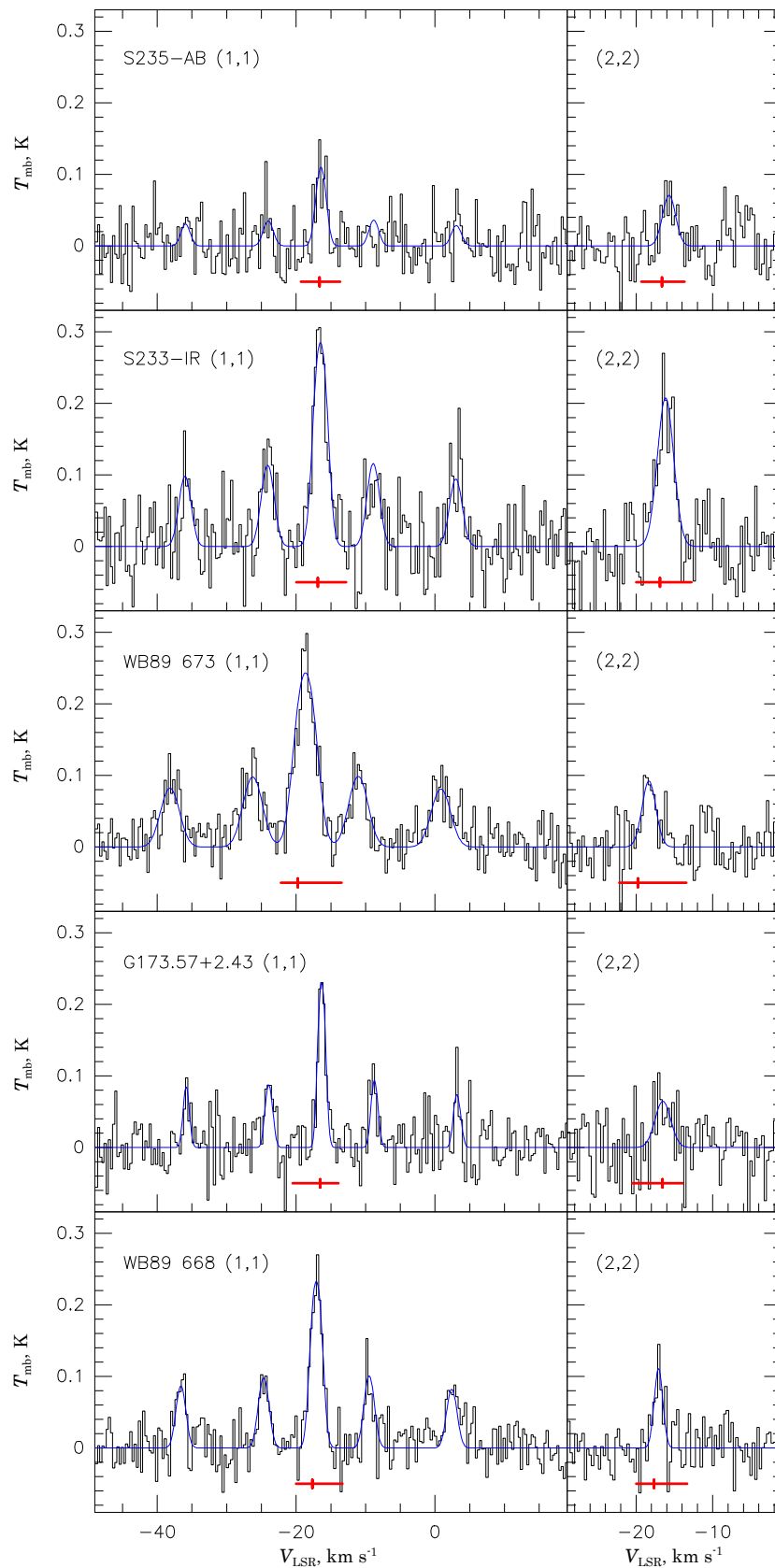


Рисунок 3.10: Спектры зарегистрированных источников в линии  $\text{NH}_3$  на 23.7 ГГц. На спектрах синим цветом показано гауссово приближение линий. Красным цветом показан диапазон скоростей линии  $^{13}\text{CO}$ , а красным маркером обозначено положение пика линии  $^{13}\text{CO}$ . Результат диссертанта из работы [A2].

S233-IR. Кинетическая температура для сгустков WB89 668, WB89 673 и G173.57+2.43 примерно одинакова и составляет 14-16 К, а для S233-IR и S235-AB она составляет 27-30 К. Лучевая концентрация аммиака  $N_{\text{NH}_3}$  находится в диапазоне  $2.2 - 12.4 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ .

Наиболее яркое излучение аммиака зарегистрировано в S233-IR и WB89 673 (см. работы [[A2,B7]]), причем температура газа в этих сгустках различна:  $T_{\text{kin}} = 29.4 \pm 11.8 \text{ К}$  и  $T_{\text{kin}} = 15.9 \pm 1.5 \text{ К}$ . Примечательно, что симметричные компоненты сверхтонкой структуры в S233-IR имеют разную интенсивность, что указывает на эффекты отклонения от ЛТР, которые мы обсуждаем далее.

## 3.6 Обсуждение

Выявление всех массивных молекулярных сгустков в ГМО G174+2.5 позволяет начать изучение условий и последовательности звездообразования в нем. Морфология областей звездообразования сложна, распределение газа неоднородно, что видно из рисунка 3.7. В работе Хейера и др. [157] делается вывод о существовании молекулярных волокон, связанных с областями S235 и S231. В работе Эванса и др. [181] говорится о том, что вокруг зоны H II S235 наблюдается два молекулярных облака, имеющих различную лучевую скорость. В работах Кирсановой и др. [10,148] приводится интерпретация кинематической структуры окрестностей S235 в рамках модели индуцированного звездообразования «сбора и сжатия» («collect-and-collapse», см. [58,182]). В работе [A1] показано, что в области S233 расширение зоны H II привело к обжатию массивного молекулярного сгустка с инициированием последующего звездообразования в нем.

### 3.6.1 Распределение плотного газа в области S231-235

В работах [4,183] показано, что пространственное распределение излучения в линиях молекулы CO можно использовать для исследования общих характеристик молекулярных облаков и для поиска плотных сгустков в которых, возможно, происходит образование звезд. Однако для подробного изучения звездообразования одной только молекулы CO недостаточно, так как излучение в линиях CO указывает на наличие газа умеренной плотности и переходит в насыщение при более высокой плотности. В случае, если газ вдоль луча зрения имеет большую протяженность, по оценкам по линиям CO он может иметь высокую лучевую концентрацию, однако в действительности

Таблица 3.6: Список первых регистраций упоминаемых в литературе и в собственных наблюдениях молекулярных линий. Значками + и – обозначены источники, где линия была и не была зарегистрирована, соответственно. Результат диссертана из работы [A2].

Источник	H <sub>2</sub> O 22 ГГц	NH <sub>3</sub> 23 ГГц	HC <sub>3</sub> N 36 ГГц	CH <sub>3</sub> OH 36 ГГц	SiO 86 ГГц
WB89 690	+ [185]			+ [A2]	– [12]
WB89 668	+ [185]	+ [A2]	+ [A2]		
WB89 673	+ [185]	+ [A2]	+ [A2]	+ [A2]	+ [12]
G173.17+2.55		– [A2]			
G173.57+2.43	+ [185]	+ [8]			
S233-IR	+ [185]	+ [9]	+ [11]	+ [13]	+ [12]
S235 Central	+ [185]	+ [9]	+ [11]		– [12]
S235 East1	– [A2]	+ [10]			
S235 East2	– [A2]	+ [10]			+ [12]
S235-AB	+ [185]	+ [186]	+ [11]	+ [13]	– [12]

не быть высокоплотным. Один из наиболее ярких примеров такой ситуации можно наблюдать в NGC 6334 [184], где пик в линии CO не соответствует пикам в линиях молекул HCO<sup>+</sup>, HCN и N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>. Поэтому для подтверждения наличия газа с высокой плотностью требуются дополнительные наблюдения в линиях молекул, имеющих высокую критическую плотность. В работе [A2] были использованы линии молекул HC<sub>3</sub>N (4-3) и NH<sub>3</sub> (1,1), критическая плотность которых  $n_{\text{crit}} \simeq 10^4 \text{ см}^{-3}$  и  $n_{\text{crit}} \simeq 10^3 \text{ см}^{-3}$ , соответственно. В Таблице 3.6 приведены сведения из литературы об обнаружении линий-трассеров плотного газа в областях S231-S235. Обилие HC<sub>3</sub>N значительно в плотном нагретом газом около молодых звезд (см., например, Мейер и др. [36] и Линдберг и др. [37]), причем линии HC<sub>3</sub>N в областях звездообразования являются оптически тонкими, как было показано Ван ден Боутом [38].

Ранее области звездообразования S231-S235 в линии цианоацетилена были исследованы в работе Алакоза и др. [187], причем в источниках S233-IR и S235-AB излучение на уровне  $3\sigma = 0.25 \text{ K}$  зарегистрировано не было. Однако через год в работе Пирогова и др. [11] были зарегистрированы линии сразу в трех источниках. Эти источники были обозначены авторами как S231, S235B и S235 и ассоциируются с молекулярными сгустками S233-IR, S235-AB и S235 Central соответственно.

Согласно работе Мейера и др. [36], излучение цианоацетилена хорошо коррелирует с излучением в континууме на 3 мм. Согласно архивным данным BGPS [169], все молекулярные сгустки, в которых зарегистрировано излучение в линии HC<sub>3</sub>N, излучают также и в континууме на 1.2 мм. Однако нами в направлении на S235 East1, S235 East2 и S235 Central излучение



$\text{HC}_3\text{N}$  не было зарегистрировано, что может быть связано с недостаточным порогом чувствительности наблюдений.

Линия аммиака в S231-S235 впервые была зарегистрирована в направлении на источник S235-AB практически одновременно в работах Хо и др. [188] и Мак Дональд и др. [186]. Затем в работе Харью и др. [189] была зарегистрирована линия аммиака в источнике IRAS 05361+3539 (наш G173.57+2.43), в работе Шрейер и др. [9] – в S233-IR, S235 Central, S235-AB, а в работе Зинченко и др. [180] – в источнике S233-IR. Далее в работе Кирсановой и др. [10] была подробно исследована область S235, в том числе получены карты распределения радиояркости аммиака и определены физические параметры газа в направлении следующих скоплений: S235 East1, S235 East2, S235 Central, S235-AB.

Как видно из Рисунка 3.10, соотношение между яркостями компонент сверхтонкого расщепления в S233-IR является аномальным, то есть оно отличается от соотношения в условиях ЛТР. В работе Штутцки и др. [190] показано, что такое соотношение возникает при попадании нескольких небольших сгустков газа в диаграмму направленности телескопа.

Вириальная устойчивость молекулярных сгустков подробно описывается в работе Кауффманн и др. [64]. Обычно предполагается, что, если вириальный параметр  $\alpha_{\text{vir}} > \alpha_{\text{cr}}$ , тогда сгусток или молекулярное облако является гравитационно стабильным. Если  $\alpha_{\text{vir}} \lesssim \alpha_{\text{cr}}$ , тогда возмущения давления и плотности сгустка могут привести к гравитационному сжатию вещества и запуску процессов звездообразования. Для изотермических сгустков с массой Джинса без учета магнитных полей  $\alpha_{\text{cr}} \simeq 2$  [64, 65]. Как видно из Таблицы 3.1, во всех рассматриваемых сгустках  $\alpha_{\text{vir}} \lesssim 2$ , что означает их гравитационную неустойчивость.

Некоторые молекулярные сгустки в линии CO имеют сложную протяженную структуру, которая не может быть точно описана алгоритмом GaussClump, в котором предполагается гауссово распределения яркости. Как показал анализ данных в работе [A2], некоторые молекулярные сгустки разделяются на отдельные компоненты даже при использовании относительно большого порога ( $1.7'$ ) на минимальный размер источника. К числу таких сгустков в первую очередь относится G173.17+2.55, который по своей структуре является волокном, поэтому он разбивается на отдельные сгустки NE и SW. Аналогично, молекулярный сгусток S235-Central разделяется на две отдельные компоненты (S235-Central E и S235-Central W), что согласуется со структурой излучения  $\text{NH}_3$  из работы Кирсановой и др. [10]. Для исследования пространственно-кинематической структуры таких сгустков нужны наблюдения с лучшим разрешением, а также применение других методов вы-

деления структур, таких как GetFilaments [191], FIVE [84], DisPerSe [83] и др.

### 3.6.2 Звездообразование в молекулярных сгустках

Согласно данным моделирования из работы Кларка и др. [1], средняя лучевая концентрация молекулярных сгустков должна превышать  $10^{21}$  см<sup>-2</sup>, чтобы в них начались процессы звездообразования. В работе [A2] показано, что средняя лучевая концентрация газа в сгустках по данным излучения <sup>13</sup>CO находится в диапазоне от 1.4 до  $4.3 \times 10^{22}$  см<sup>-2</sup>, поэтому все рассматриваемые сгустки являются кандидатами в области звездообразования.

Молодые звездные скопления в ГМО G174+2.5 были исследованы в работе Камарго и др. [155] на основе фотометрии по данным 2MASS<sup>7</sup>. Они сообщили о 14 молодых звездных скоплениях, погруженных в молекулярный газ. Молодые звездные скопления в направлении на молекулярные сгустки WB89 673 и WB89 668 в их работе выделены не были [A2]. Все найденные скопления обозначены на рисунке 3.7 синими окружностями. Согласно исследованиям [155], возрасты, положения и размеры молодых звездных скоплений вблизи S235 (S235 Central, East1 и East2) согласуются со сценарием звездообразования «сбора и сжатия». Цветовые характеристики звезд в направлении на молекулярные сгустки S235-AB, S232-IR, S233-IR, G173.57+2.43 соответствуют характеристикам погруженных молодых звездных скоплений. Предполагается, что возраст данных скоплений составляет 3-5 млн. лет (см. Таблицу 2 из [155]) и они еще не успели до конца «рассеять» окружающий их молекулярный газ.

Скопления в области S235-AB были исследованы в работе Фелли и др. [192–194]. Они показали, что звездное скопление находится между туманностями S235A и S235B, первая из которых является зоной H II. В работе Боли и др. [195] показано, что S235 B является отражательной туманностью. Был обнаружен слой горячего молекулярного газа с южной стороны от S235A. Этот газ находится между зоной H II и молекулярным облаком. В более поздней работе Фелли и др. [194] было показано, что в этом слое находятся молодые звезды. Они заключили, что взаимодействие S235A с окружающим молекулярным облаком, возможно, привело к образованию второго поколения звезд в этой области.

Таким образом, молодые звездные скопления выделяются в направлении на все рассматриваемые молекулярные сгустки кроме G173.17+2.55, а именно: S235 Central, S235 East1, S235 East2, S235-AB, S232-IR, S233-IR,

<sup>7</sup>The Two-Micron All-Sky Survey, доступен по адресу [www.ipac.caltech.edu/2mass/releases/allsky/](http://www.ipac.caltech.edu/2mass/releases/allsky/)

G173.57+2.43, WB89 673 и WB89 668. Наличие молодых звездных скоплений указывает на активные процессы звездообразования в данных молекулярных сгустках [A2].

### 3.6.3 Признаки истечений в молекулярных сгустках

В этом разделе мы обсуждаем наличие признаков истечений в исследованных массивных сгустках, основанных на характеристиках мазерного излучения молекул.

Мазерное излучение метанола – отличительная особенность областей звездообразования. В ранних исследованиях Батрла [39] и Ментена [40] эмпирически были выделены два класса метанольных мазеров. Мазеры II класса (к примеру, на 6.7, 12, 37.7, 107 ГГц) накачиваются ИК-излучением пыли, нагретой молодыми звездными объектами (см. работы Соболева и др. [196, 197]). Поэтому мазеры II класса обнаруживают в непосредственной близости к молодым звездным объектам. Мазеры I класса (к примеру, на 36, 44, 95 ГГц) возникают вследствие столкновительно-радиативной накачки (см. Соболев и др. [28]) и обычно трассируют газ, сжатый ударной волной. Такой газ часто обнаруживается около молодых звездных объектов, в которых есть истечение, взаимодействующее с окружающим веществом (см. Воронков и др. [32]). Возникновение молекулярных истечений из областей звездообразования является неотъемлемой стадией этого процесса [198]. Обычно мазеры I класса обнаруживаются на некотором расстоянии от молодых звездных объектов, как показано в работах Куртца и др. [41], Воронкова и др. [32, 42]. Однако, метанольные мазеры I класса могут возникать в любых местах межзвездной среды, где образуются ударные волны умеренных скоростей: при столкновениях облаков молекулярного газа (см. Салий и др. [31]), взрывах сверхновых (см. Пильстрем и др. [43]), в местах взаимодействия областей H II с окружающим молекулярным газом (см. Воронков и др. [44]) и областях со сложными гидродинамическими движениями (см. Воронков и др. [199]).

В линии метанола на частоте 36.2 ГГц излучение в направлении на S231-S235 впервые было зарегистрировано в работе Хашика и др. [200], где были получен спектр источника S235, соответствующий молекулярному сгустку S235-AB в данной работе. Затем в работе Лишти и др. [13] были зарегистрированы мазерные и тепловые линии метанола в двух источниках: S233-IR и S235-AB. В зарегистрированных нами линиях метанола на 36 ГГц в источниках WB89 673, S233-IR и S235-AB можно выделить две компоненты – широкую и узкую. Часто широкую компоненту ( $\geq 2.0$  км/с) интерпретируют как «тепловую», а узкую компоненту ( $\leq 1.5$  км/с) – как «мазерную» [13].

Согласно выводам из работы Берулиса и др. [171], «мазерная» компонента может возникать как в окрестности протозвезды, так и в обычном гравитационно стабильном фрагменте межзвездной среды, возникающем вследствие турбулентности. Метанольные мазеры I класса также могут быть связаны с протозвездами на ранних стадиях сжатия (см. Соболев и др. [201], Саттон и др. [30]) и образовываться на границах гиперкомпактных областей H II (см. Соболев и др. [28]). Таким образом, метанольный мазер не может быть исчерпывающим критерием наличия истечений из молодых звездных объектов на ранних стадиях звездообразования.

Необходимо отметить, что существует ограничение на формирование метанола в ударных волнах. Согласно работе Гэрей и др. [202], метанол не может выжить в ударных волнах, которые движутся со скоростями, превышающими  $10 \text{ км с}^{-1}$ , так как при больших скоростях эти молекулы разрушается. В качестве дополнительного индикатора ударных фронтов, связанных с истечениями из молодых звездных объектов, можно использовать линии излучения молекулы SiO, см. работы Шильке и др. [45], а также Каселли др. [46]. В отличие от метанола, молекула SiO после испарения не разрушается при больших скоростях ударных волн (от 10 до  $40 \text{ км с}^{-1}$ , см. [45]), поэтому излучение в линиях SiO является надежным трассером истечений. Существование истечений из молодых звездных объектов в молекулярных сгустках WB89 673 и S233-IR подтверждается наличием излучения SiO в работе Хэриу и др. [12]. Истечение в S233-IR было ранее исследовано в литературе (см. [150, 203–205]), где было показано, что оно возникает в области образования массивных звезд. В S235-AB излучение SiO не было зарегистрировано [12], хотя в данном сгустке наблюдается излучение в мазерной линии метанола на 36 ГГц [13, 200].

Мазерное излучение воды в большинстве случаев обнаруживаются в областях звездообразования (см. Главу 6.1.1 из работы Грэй [33]). Наличие водяных мазеров в направлении на молекулярные сгустки в областях S231-S235 является дополнительным свидетельством идущих в них активных процессов звездообразования. Мазеры H<sub>2</sub>O были зарегистрированы в направлении на сгустки WB89 690, WB89 668, WB89 673, G173.57+2.43, S233-IR, S235 Central и S235-AB (см. Таблицу 3.6).

Наличие истечения в области S235-AB было доказано в серии работ Фелли и др. [192–194]. В работе Шэперд и Ватсона [154] показано, что в области G173.58+2.43 как минимум два молодых звездных объекта из скопления ответственны за истечение вещества.

Таким образом, признаки молекулярных истечений обнаруживаются в следующих массивных сгустках: WB89 690, WB89 668, WB89 673,

G173.57+2.43, S233-IR, S235 Central, S235 East2 и S235-AB [A2]. Признаков истечения не обнаружено в направлении на S235 East1 и G173.17+2.55.

### 3.7 Выводы

- 1) В гигантском молекулярном облаке G174+2.5 выделены 10 массивных звездообразующих сгустков на основании данных наблюдений молекулы CO. Все они принадлежат областям звездообразования S231-S235, названным по находящимся в них зонам III.
- 2) Массы сгустков по данным CO лежат в пределах от  $\approx 700$  до  $2000 M_{\odot}$  и все сгустки являются гравитационно неустойчивыми.
- 3) В результате наблюдений молекулярных сгустков из областей звездообразования S231-S235 получены спектры линий метанола, цианоацетилена и аммиака:
  - В линии цианоацетилена на 36.4 ГГц излучение зарегистрировано в направлении на 3 молекулярных сгустка: WB89 668, WB89 673 и S233-IR. Это указывает на высокую плотность молекулярного газа. Лучевая концентрация  $\text{HC}_3\text{N}$  оказалась достаточной для ее обнаружения на радиотелескопе PT-22.
  - Линия метанола на 36.2 ГГц получена в направлении 3 сгустков: WB89 673, S233-IR и S235-AB. Обнаружение излучения в данной линии указывает на существование ударных фронтов в сгустках.
  - В линии аммиака излучение зарегистрировано в направлении на 6 сгустков: WB89 668, WB89 673, S233-IR, G173.57+2.43, S235 AB и S235 Central. По линии аммиака определены физические параметры молекулярных сгустков: температура, лучевая концентрация аммиака и концентрация молекулярного газа. Установлено, что температура сгустков находится в диапазоне от 16 до 30 К, а концентрация молекулярного газа – от 2800 до 7200  $\text{cm}^{-3}$ .
- 4) Во всех сгустках, кроме G173.17+2.55, обнаруживаются молодые звездные скопления.
- 5) Признаки молекулярных истечений обнаруживаются в направлении на все массивные сгустки, кроме S235 East1 и G173.17+2.55.

## Глава 4

# Структурные соотношения для молекулярных облаков

В настоящей главе<sup>1</sup> будут исследованы физические характеристики молекулярных облаков (массы, радиусы, поверхностные плотности, дисперсии скоростей, светимости и др.) для двух различных методов выделения облаков – на основании данных типа «PP» и «PPV». Будут исследованы структурные соотношения (соотношения Ларсона) для трех типов галактик с разной морфологией.

### 4.1 Методы выделения облаков

Для выделения структур в молекулярных облаках в данной главе были использованы данные гидродинамического моделирования, описанные в работах [A3, B8\*\*]. Прежде расчета физических параметров, необходимо определить, чем является молекулярное облако.

Согласно работе Вильямса и др. [206], молекулярные облака являются безразмерными образованиями и их пространственная структура лучше всего характеризуется как фрактал. Иерархия ядер внутри сгустков, а также сгустков внутри облаков – это просто наблюдательная классификация самоподобных структур. В наблюдательной практике принято выделять следующие структуры в молекулярных облаках, согласно работе [206]:

- 1) Гигантские молекулярные облака (ГМО) – гравитационно связанные объекты, имеющие массу  $\gtrsim 10^4 M_{\odot}$  и содержащие несколько областей звездообразования. К примеру, в работе [A2] был исследован объект данного класса – ГМО G174+2.5.

---

<sup>1</sup>Основной текст и рисунки Главы 4 следуют работе [A3, B8\*].

- 2) Малые молекулярные облака с массами  $\lesssim 10^2 M_{\odot}$ . Их каталоги составлены в работах [207, 208]. В таких облаках рождается лишь очень малое число звезд, поэтому вклад таких облаков в полную эффективность звездообразования Галактики является несущественной (см. работу Магнани и др. [209]).
- 3) Молекулярные сгустки, согласно определению из работы Вильямса и др. [206], – изолированные области в пространстве PPV («положение–положение–лучевая скорость»), выделяемые по картам радиоизлучения в линиях молекул. Звездообразующими являются такие сгустки, из которых образуются молодые звездные скопления. Хотя скопления звезд могут быть гравитационно несвязанными, газ, из которого образовались данные скопления, остается гравитационно связанным. Объекты данного класса были исследованы в работе [A2], где молекулярные сгустки были выделены по данным излучения в линии  $^{13}\text{CO}$ .
- 4) Ядра – это области, из которых образуются одиночные или двойные звезды. Ядра обязательно являются гравитационно связанными объектами. Стоит отметить, что звезды не обязательно образуются из вещества ядер, вещество может быть аккрецировано из окружающих сгустков или молекулярных облаков в процессе движения.

Выделение структур по данным моделирования наиболее очевидным образом можно осуществить через поиск изолированных образований, плотность или лучевая концентрация которых выше определенного порога. Эти образования далее по тексту будут называться «облаками», хотя они могут соответствовать как классу сгустков, так и классу ГМО по описанной выше классификации структур, в зависимости от их размеров и масс. Поиск облаков по порогу лучевой концентрации – наиболее простой критерий, однако он ничего не говорит о химическом и молекулярном составе выделенных облаков. Более того, данный критерий приводит к ошибкам определения границ облаков, так как на луч зрения могут попадать сразу несколько облаков, что влияет на значения их физических параметров. Поэтому эффективно использовать другой критерий, связанный с распределением молекул в межзвездной среде. Этот критерий связывает как химические, так и поглощающие свойства облаков и позволяют выделить две фазы межзвездной среды: атомарный и молекулярный газ.

Как показано в работе [A2], молекулярные облака обычно исследуются в радиолиниях молекул межзвездной среды ( $\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{HC}_3\text{N}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$  и др.). Так как в модели, описанной в работе [A3\*\*], в расчет включена

кинетика молекул  $\text{H}_2$  и  $\text{CO}$ , то возможно использовать два метода выделения облаков – на основании порога полной лучевой концентрации газа и на основании анализа интенсивностей линий молекулы  $\text{CO}$ . Выделение облаков различными методами позволит нам проверить возможности и ограничения данных методов. Ожидается, что свойства облаков значительно зависят от методов их выделения, поэтому необходимо выяснить, каким образом выбор метода влияет на статистические характеристики молекулярных облаков.

В данной главе будут рассмотрены два основных метода выделения облаков, как описано в работе [В8]. В первом методе облако выделяется как область, в которой полная лучевая концентрация водорода (как атомарного, так и молекулярного) превышает определенный порог  $N_{\text{tot}}^{\text{th}}$ . В настоящей главе данный метод будет называться «методом порога лучевой концентрации», для обозначения метода будет использоваться аббревиатура CDN (Column Density  $N_{\text{tot}}^{\text{th}}$ ). В нем предполагается поиск всех локальных максимумов лучевой концентрации газа в плоскости галактического диска. Затем, вокруг каждого найденного локального максимума производится поиск ячеек, в которых лучевая концентрация выше заданного порога. В иных случаях разные облака сливаются в одни большие комплексы облаков с несколькими локальными максимумами. Обычно данная ситуация происходит в высокоплотных областях галактики, к примеру – в спиральных рукавах, или в областях, близких к галактическому центру. Данный метод является комбинацией «контурного метода» из работы Фудзимото и др. [79], а также «метода пиков» из работы Таскер и Тан [3].

Один из наиболее активно используемых в анализе наблюдений метод выделения структур – алгоритм CLUMPFIND из работы Вильямса и др. [7]. Данный метод основан на выделении локальных максимумов в данных и построении контурных уровней с определенным шагом до достижения порога. В настоящей главе для выделения облаков по интенсивности  $\text{CO}$  была использована разновидность алгоритм CLUMPFIND из пакета CUPID [210]. Далее по тексту будет использована аббревиатура CF для обозначения данного метода и связанным с ним характеристикам.

Использование двух различных методов выделения структур приведет к получению различных выборок облаков. Их число и полная масса также могут различаться, в том числе в зависимости от выбранного порога по лучевой концентрации и интенсивности линии  $\text{CO}$ . В настоящей работе были приняты следующие значения порогов:  $N_{\text{tot}}^{\text{th}} = 1.9 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$  и  $T_{\text{b}}^{\text{th}} = 3 \text{ К}$ . Выбор данных значений обусловлен сравнимым числом облаков (около 1000), которые выделяются при данных значениях порогов и сравнимой общей массой газа всех облаков ( $\approx M_{\text{t}} = 2 - 4 \times 10^9 M_{\odot}$ ). Следует отметить, что получен-



ная масса газа всех облаков  $M_t$  близка к оценке полной массы молекулярных облаков Млечного Пути из работы Вильямса и др. [211]. Число облаков и полная масса газа для разных моделей галактик, описанных в данной работе, приводится в Таблице 1 из работы .

Для примера, небольшая область галактики типа «F» представлена на Рисунке 4.1. Выделенные облака отмечены цветовыми зонами, чтобы подчеркнуть их на фоне общей лучевой концентрации газа, показанной серым цветом. Из рисунка ясно видно, что пространственное распределение и число облаков сильно различается для разных критериев выделения облаков. Прежде чем приступить к количественному анализу физических параметров, необходимо отметить два момента. Во-первых, облака, которые не взаимодействуют друг с другом, имеют одинаковую форму для разных методов выделения. В более плотных областях облака, выделенные различными методами, сильно отличаются друг от друга. Предполагается, что различие может быть связано с динамическими эффектами столкновения облаков и/или с эффектами обратной связи от молодых звезд. Во-вторых, крупные облака, выделенные методом CDN имеют внутреннюю структуру, которая трудно разрешается кинематически из-за недостаточного разрешения исходных данных. Поэтому в методе CDN в плотных областях галактики выделяются в основном крупные облака и даже целые цепочки облаков. Метод CF в данном случае позволяет разбивать такие крупные структуры на части.

## 4.2 Физические параметры ГМО

Формирование облаков было детально изучено в работах [212–214]. В модели, описанной в работе [АЗ\*\*], облака образуются в результате самогравитации, тепловой неустойчивости, столкновения облаков и других процессов в галактическом диске. В текущем разделе будет описаны физические параметры облаков для дальнейших исследований.

С одной стороны, спиральные рукава приводят к формированию ГМО благодаря газу, который силой гравитации попадает в потенциальные ямы спиральных рукавов. Гравитационный потенциал спиральных рукавов приводит к столкновению облаков, что в свою очередь индуцирует процессы звездообразования. С другой стороны, взрывы сверхновых звезд в спиральных рукавах могут разрушить облака. Из этого можно сделать вывод, что молекулярные облака в основном образуются в спиральных рукавах и живут довольно непродолжительное время  $\gtrsim 10^7$  лет (см. работы [215, 216]). Существование облаков между спиральными рукавами требует более продолжительного

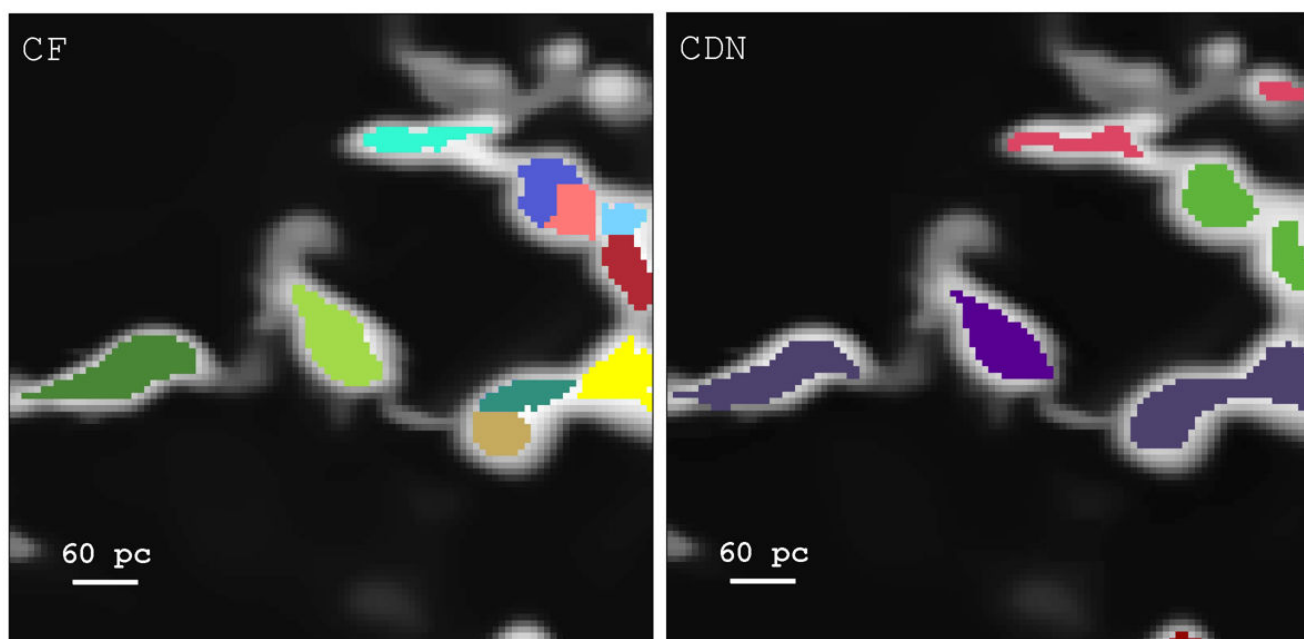


Рисунок 4.1: Пространственное распределение выделенных облаков в модели типа Млечный Путь (тип F). Выделенные облака отмечены различными цветами. Левая панель соответствует методу CF (CLUMPFIND), а правая панель соответствует методу CDN (Column Density N). Фоновое изображение соответствует поверхностной плотности газа. Совместный результат диссертанта из работы [A3\*].

времени жизни (см. работы [217, 218]). Поэтому вопрос о времени жизни молекулярных облаков до сих пор активно обсуждается (см., к примеру, работы [219, 220]).

Число облаков, выделенных описанными критериями зависит от выбора пороговых значений. В рамках работы [A3\*] были выбраны следующие пороговые значения:  $N_{\text{tot}}^{\text{th}} = 1.9 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$  и  $T_{\text{b}}^{\text{th}} = 3 \text{ К}$ . Выбор таких значений приводит к выделению  $\sim 1000$  изолированных облаков в наших моделях галактик. Для выделенных облаков физические характеристики варьируются в следующих пределах: массы  $\approx 10^4 - 10^7 M_{\odot}$ , размеры облаков 3 – 100 пк, дисперсии лучевых скоростей 0.1 – 10 км/с, средние поверхностные плотности облаков  $\sim 60 - 300 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$ , светимости CO  $10^3 - 10^7 \text{ К км с}^{-1} \text{ пк}^2$ . Эти параметры в некоторой степени зависят от морфологии галактик. Рисунок 4.2 показывает распределение физических параметров для галактики типа «Млечный Путь» (тип F) для обоих методов выделения облаков.

Для метода CF физические параметры облака, т.е. массы, дисперсии скорости по лучу зрения, полные светимости и размеры рассчитаны согласно определению в работе Вильямса [7]. Подобным образом были рассчитаны физические параметры молекулярных сгустков в работе [A2].

Для метода CDN дисперсия скорости по лучу зрения рассчитана по следующей формуле:

$$\sigma_v = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\sum (\mathbf{u} - \mathbf{u}_c)^2}, \quad (4.1)$$

где  $\mathbf{u}_c$  – вектор центра масс облака,  $\mathbf{u}$  – вектор скорости облака. Такой подход часто используется для выделения облаков в численных моделях (см., к примеру, работы [2, 79] и ссылки в них). Размеры облаков рассчитаны по формуле  $R = \sqrt{\frac{A}{\pi}}$ , где  $A$  – площадь облака, выраженная в пк<sup>2</sup>.

Отношение между кинетической и потенциальной энергией часто используется для определения отклонения от состояния вириального равновесия в предположении постоянного распределения плотности вещества в облаке (см. работу Бертолди и др. [221]):

$$\alpha = \frac{5\sigma_v^2 R_{\text{cl}}}{GM_{\text{lum}}} \approx \frac{1161\sigma_v^2 R_{\text{cl}}}{M_{\text{lum}}}, \quad (4.2)$$

где  $\alpha$  – вириальный параметр облака,  $R_{\text{cl}}$  – размер облака в парсеках,  $M_{\text{lum}}$  – масса облака (в единицах Солнечной массы), полученная по светимости CO через фактор конверсии  $X_{\text{CO}}$  [222]:

$$M_{\text{lum}} = \frac{4.4L_{\text{CO}}X_{\text{CO}}}{2 \times 10^{20}}. \quad (4.3)$$

Следует заметить, что вириальная масса  $M_{\text{vir}}$  и масса по светимости СО  $M_{\text{lum}}$  в целом могут не соответствовать друг другу:

$$M_{\text{vir}} \approx \alpha M_{\text{lum}}. \quad (4.4)$$

Средние панели Рисунка 4.2 показывают значения параметра  $\alpha$  для популяции облаков в галактике типа «Млечный Путь». Из рисунка видно, что большинство молекулярных облаков находятся в состоянии вириального равновесия. Следует отметить, что распределение «квази-вириальных» объектов достаточно однородно для различных масс облаков. Физические параметры, полученные для модели из работы [АЗ\*] находятся в согласии с параметрами, полученными в последних работах по численному моделированию (см. работы [3, 73, 223]). Результаты скорее всего свидетельствуют о турбулентном распределении энергии во всем галактическом диске (см. подробнее работу [224]).

Распределение масс для различных методов выделения облаков немного отличаются: в методе CF выделяются меньшие по размеру и менее массивные облака по сравнению с облаками из метода CDN. Диапазон масс для выборки облаков, выделенных методом CF довольно широк. Причина этого видна на Рисунке 4.1: Крупные структуры, выделенные методом CDN в методе CF разбиваются на отдельные облака. Обсуждение некоторых динамических и методологических особенностей данного эффекта будет дано в последующих параграфах.

Одномерная дисперсия скорости облаков, рассчитанная по формуле 4.1 скорее всего не отражает наблюдаемые дисперсии скоростей молекулярных облаков по лучу зрения. Значения этой дисперсии завышены как минимум для ГМО за пределами Млечного Пути. Более того, регулярные «квази-круговые» движения ГМО вокруг галактического центра приводят к переоценке поля скоростей в облаке на величину 1-2 км/с. Тем не менее, данный эффект не так велик по сравнению с самим значением дисперсии скорости. В данных из работы [АЗ\*] был использован шаг по скорости  $0.5 \text{ км с}^{-1}$ , который позволяет кинематически разрешить отдельные структуры крупных облаков и измерить их дисперсию скорости с точностью 1-2 км/с (см. Рисунок 4.2).

Метод CF позволяет выделять однородные облака, имеющие более плавное распределение дисперсий скоростей по сравнению с методом CDN. Оба метода дают более-менее похожие формы распределения дисперсий, которые близки к наблюдаемым значениями [17]. Метод CF приводит к разбиению крупных облаков со сложной кинематической структурой на отдельные малые облака. В первую очередь данный эффект проявляется наиболее активно в местах взаимодействия облаков или, в более общем случае, в турбулезован-

ных областях. Отметим значительную разность между облаками, выделенными методами CF и CDN: крупные облака, найденные методом CF в большей степени являются изолированными облаками, расположенными в спокойных областях, а крупные облака, выделенные методом CDN представляют собой динамически взаимодействующие структуры.

## 4.3 Анализ структурных соотношений

В данном разделе будут изучены структурные соотношения для ГМО, выделенные двумя критериями, описанными выше. В Таблице 4.1 собраны все индексы и коэффициенты для структурных соотношений ГМО в разных моделях галактик. Анализируя полученные значения можно прийти к выводу, что для метода CDN нет строгой зависимости между коэффициентами структурных соотношений и морфологией галактик. Данный вывод подробно рассматривается в разделах 4.3.1, 4.3.2 и 4.3.3. Роль состояния вещества в галактическом диске, влияющего на параметры ГМО обсуждается в разделе 4.3.6.

Статистические соотношения для трех моделей галактик, описанных в данной главе, представлены на Рисунках 4.3, 4.4, 4.5 и описаны подробно в работе [АЗ\*]. Верхняя часть в каждой панели соответствует соотношениям, выделенным методом CF, а нижняя строка показывает соотношения, выделенные методом CDN.

### 4.3.1 Соотношение «дисперсия скорости – размер»

Рисунок 4.3 показывает, что в методе CDN облака имеют средние значения дисперсий скоростей ( $\sim 8-20$  км с<sup>-1</sup>) выше, чем в методе CF ( $\sim 1-5$  км с<sup>-1</sup>). Данные наблюдений дисперсии скоростей ГМО в Млечном Пути и других галактиках больше соответствуют методу CF, чем CDN.

Облака в большинстве случаев имеют сложную форму и состоят из пересекающихся и вытянутых структур (см. Рисунок 4.1), поэтому высокая лучевая концентрация водорода на периферии облаков может быть связана с геометрическим эффектом, связанным с большой протяженностью облаков вдоль луча зрения. Поэтому метод CDN может давать неверные оценки размеров облаков и переоценивать их лучевые концентрации и дисперсии скоростей (см. Рисунок 4.2).

Из нижней панели Рисунка 4.3 можно сделать вывод, что для принятого значения порога лучевой концентрации ( $N_{\text{tot}}^{\text{th}} = 1.9 \times 10^{21}$  см<sup>-2</sup>) метод CDN

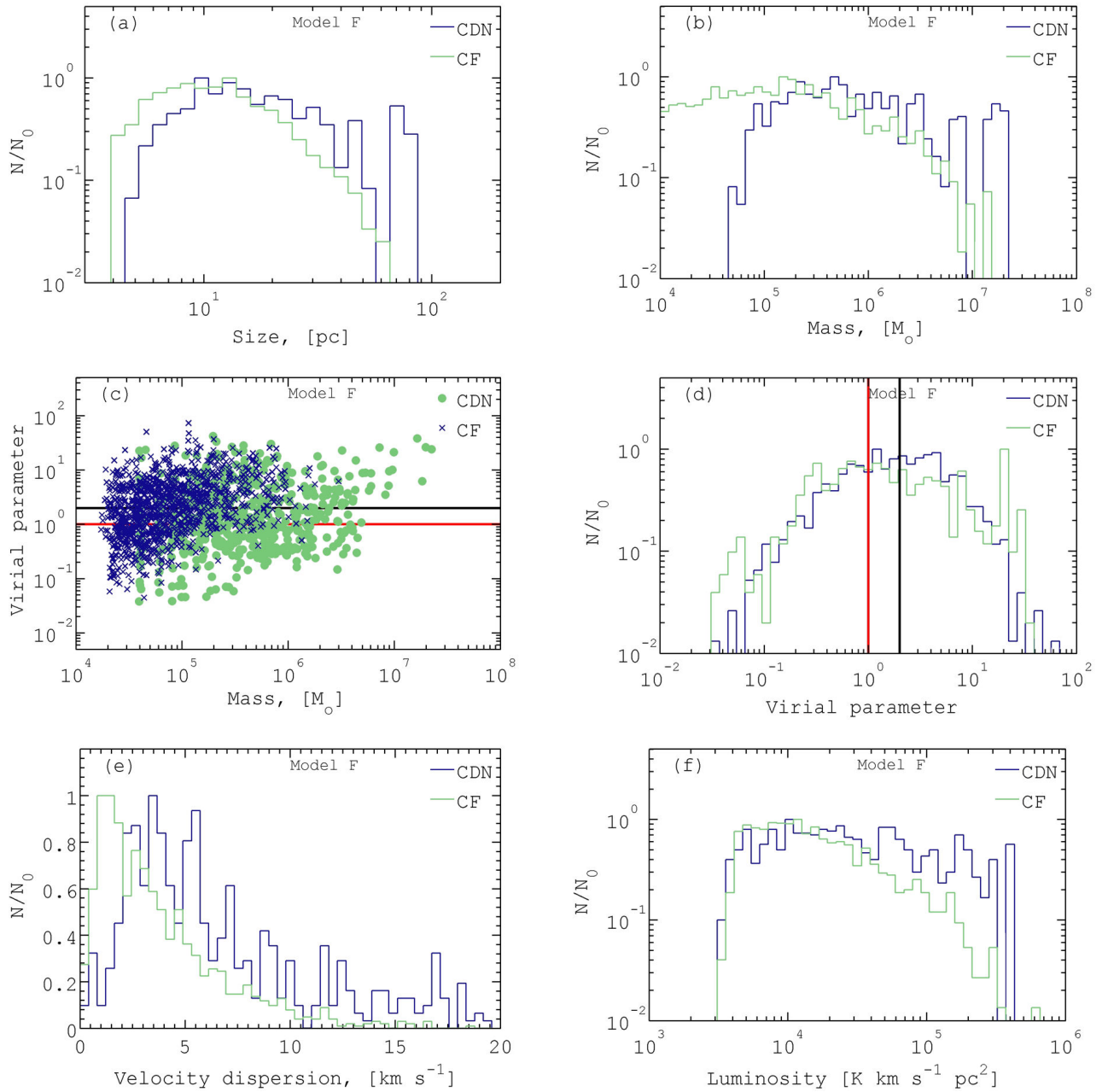


Рисунок 4.2: Физические параметры ГМО, полученные методом CDN (синий цвет) и CLUMPFIND (зеленый цвет) для модели галактики типа Млечный Путь (тип F). Нижняя панель: (a) – размер, (b) – масса, (d) – вириальный параметр, (e) – дисперсия скорости, (f) – светимость. Зависимость вириального параметра от массы облаков представлена на панели (c). Линии красного и черного цвета на панелях (c) и (d) соответствуют значениям  $\alpha = 1$  и  $\alpha = 2$ , соответственно. Совместный результат диссертанта из работы [А3\*].

выделяет более высокоскоростной газ, расположенный на периферии облаков. Этого газ, который располагается между облаками, может содержать значительную молекулярную составляющую. Следует отметить, что в последних наблюдениях из работы [225] были найдены структуры в промежутке между молекулярными облаками, в которых содержится значительная часть молекулярного вещества. Дисперсия скоростей для данных структур выше, чем в самих молекулярных облаках. Данный факт может быть свидетельством в пользу того, что молекулярный газ существует в двух состояниях: в виде сгустков, организованных в молекулярные облака, и в виде диффузного газа, расположенного в протяженных структурах вокруг облаков.

Молекула CO наиболее эффективно образуется в плотных экранированных областях межзвездной среды и легко разрушается через нагрев и диссоциацию ультрафиолетовым (УФ) излучением от ближайших молодых звезд. В методе CDN вклад в лучевую концентрацию газа вносит не только газ из высокоплотных молекулярных облаков, но также и газ с периферийных областей, содержащий в основном атомарный водород и даже некоторое число областей звездообразования. Если извлекать сгустки, которые излучают только в линии CO (метод CF), тогда низкоплотный атомарный газ на периферии облаков будет исключен из рассмотрения. Обычно в наблюдательной практике для исследования звездообразования рассматривают только молекулярный газ, как например в работе [A2].

Можно увидеть, что показатели экспоненты для соотношения  $\sigma_v - R_{cl}$  в моделях галактик с более выраженной спиральной структурой сильно отличаются от наблюдаемых значений [14–16]. Такое расхождение наблюдается для обоих методов выделения облаков, но для метода CF отклонение меньше. Это можно объяснить тем, что в методе CDN рассматривается газ, который на самом деле не связан с облаками. Газовые потоки, которые возникают на окраине облаков, вносят свой вклад во внутреннее турбулентное движение самих облаков, поэтому численное отношение между дисперсией скорости и размером становится выше. Ранее было отмечено, что метод CF является более строгим «фильтром» для выделения молекулярных облаков чем метод CDN, поэтому выборка облаков на основании анализа «кубов данных» излучения в линии CO показывают статистические соотношения, которые более близки к наблюдаемым значениям. Вывод – первое структурное соотношение Ларсона лучше всего восстанавливается для данных типа PPV.

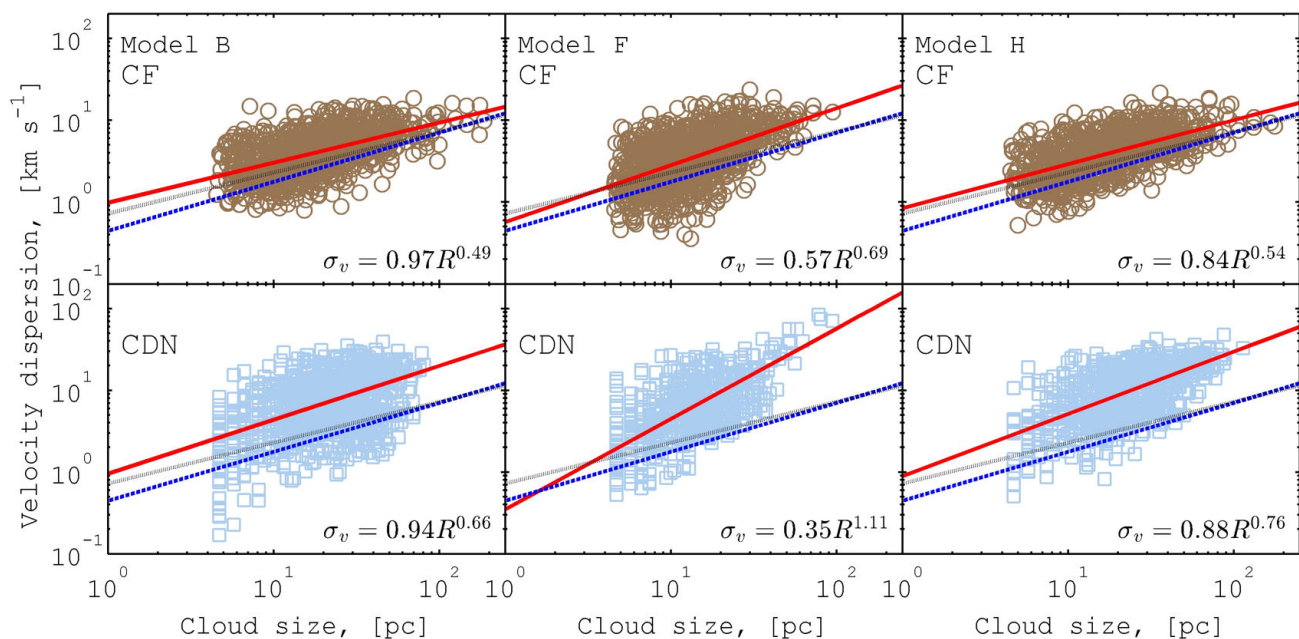


Рисунок 4.3: Соотношение «дисперсия скорости – размер» для облаков, полученных методами CF (верхний ряд) и CDN (нижний ряд). Левая колонка панели соответствует модели галактики со спиральной структурой (модель В), средняя колонка показывает соотношение для галактики типа Млечный Пути (модель F), а правая колонка показывает соотношение для галактики с флоккулентной структурой (модель H). Красная жирная линия показывает степенное приближение для данных модели (соответствующая формула показана в правом нижнем углу). Пунктирная синяя линия соответствует приближению из работы Болатто и др. [15]. Пунктирная черная линия соответствует приближению данных по облакам Млечного Пути из работы Соломон и др. [16]. Результат соавторов из работы [АЗ\*\*].



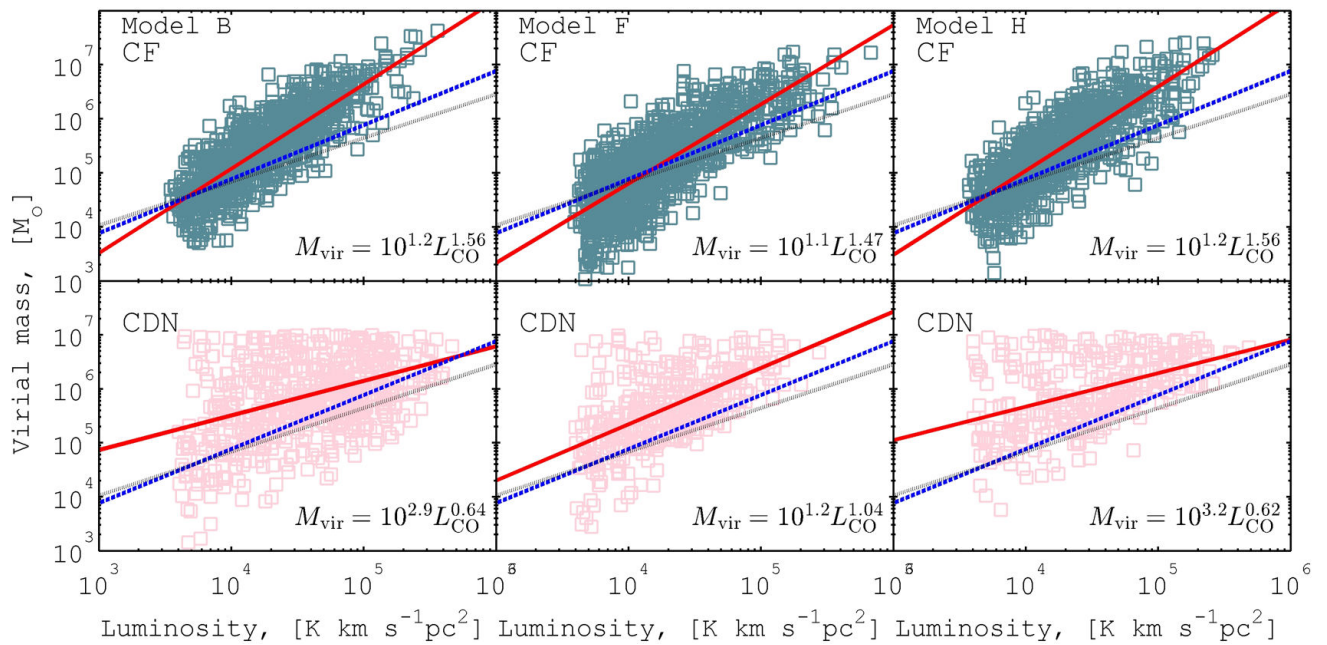


Рисунок 4.4: Соотношение «вириальная масса – светимость». Обозначения те же, что и на Рисунке 4.3. Результат соавторов из работы [АЗ\*\*].

### 4.3.2 Соотношение «вириальная масса – светимость»

Соотношение «вириальная масса – светимость» показывает, что ГМО близки к состоянию вириального равновесия. Рисунок 4.4 показывает соотношение между вириальной массой  $M_{\text{vir}}$  (см. уравнение 4.4) и полной светимостью выделенных молекулярных облаков для трех моделей галактик. Можно отметить значительный разброс физических параметров облаков вокруг приближений. Как показывают наблюдения (к примеру, см. работу [А2]), данный разброс может быть вполне характерен для внутренней структуры ГМО. Аналогично соотношению «дисперсия скорости – размер», разброс значений для метода CDN выше, чем для метода CF, особенно для облаков с низкой светимостью ( $L_{\text{CO}} \lesssim 10^4 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ ). В целом для одной и той же светимости вириальная масса облаков для метода CDN систематически больше, чем масса облаков для метода CF. Это можно объяснить тем, что крупные облака, обладающие большой вириальной массой, образовались благодаря столкновениям более мелких облаков в области спиральных рукавов и бара галактик. Во время столкновения облаков молекулярный газ может разрушиться по действием ударного фронта, однако он не может ионизовать газ (либо газ слишком быстро рекомбинирует), поэтому значительная часть массы облаков остается в фазе горячего атомарного водорода газа. Методом CDN выделяются облака с высокой лучевой концентрацией водорода во всех его состояниях (атомарном и молекулярном), причем вклад атомарного водорода

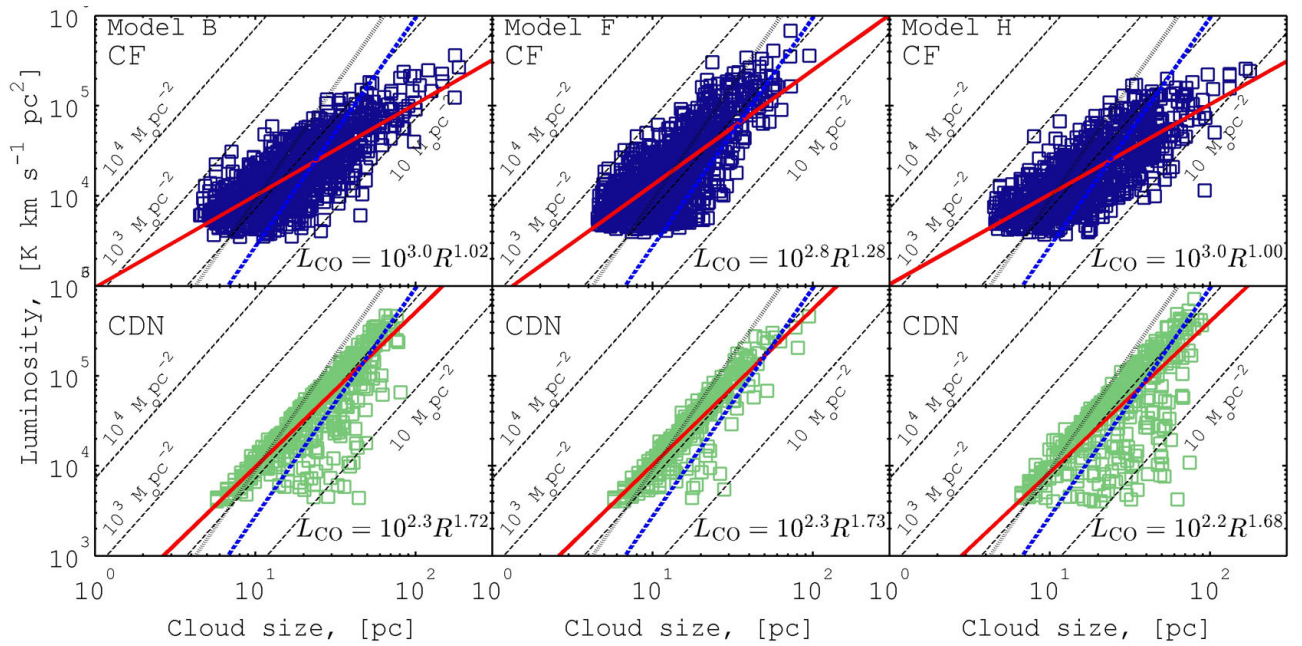


Рисунок 4.5: Соотношение «светимость – размер». Пунктирная линия соответствует поверхностной плотности облаков в соответствии с формулой 4.3 для постоянного фактора конверсии  $X_{\text{CO}} = 2 \times 10^{20} \text{ см}^{-2} (\text{К км с}^{-1})^{-1}$ . Остальные обозначения те же, что и на Рисунке 4.3. Результат соавторов из работы [АЗ\*\*].

в полную лучевую концентрацию водорода значителен или даже преобладает над молекулярным водородом.

Наиболее яркие облака, которые видны по излучению в линии CO, являются молекулярными по составу. Скорее всего данные облака принадлежат старой популяции облаков, в которых газ успел перейти в молекулярную форму (см. работу [226]). Более темные облака в линии CO могут быть связаны либо с молодой популяцией облаков, в которых атомарный газ еще не успел перейти в молекулярную форму, либо с псевдо-вириальными газовыми структурами, состоящими из групп маленьких облаков, связанных друг с другом межоблачным диффузным атомарным или молекулярным веществом (см. Рисунок 4.1). Такие газовые структуры образуются в плотном веществе, то есть в центральной части и спиральных рукавах галактик. Выбранный порог лучевой концентрации слишком мал для того, чтобы разделить такие структуры на отдельные облака в методе CDN. Однако метод CF дает довольно реалистичные выборки облаков и не приводит к выделению крупных газовых структур. Поэтому разброс значений для метода CF значительно ниже, чем для метода CDN.

Для метода CDN наклон приближения по соотношению «вириальная масса–светимость» для данных моделирования ниже, чем для данных наблю-

дений. Очевидно, что данная ситуация происходит из-за избытка массивных облаков с низкой светимостью. В методе CF картина для всех трех моделей галактик меняется на противоположную. Наклон приближения по модельным данным выше, чем наклон по данным наблюдений. Можно заметить (см. Рисунок 4.1)), что метод CF приводит к разделению крупных газовых структур на мелкие облака по систематической разности лучевой скорости данных структур, что сказывается на распределении размеров и масс облаков (см. Рисунок 4.2). Поэтому в методе CF имеется большая выборка мелких облаков, которые на самом деле не могут быть разрешены (по скорости или положению) в наблюдательных данных.

Можно предположить, что если крупные газовые структуры вблизи спиральных рукавов и галактического центра разделяются на изолированные облака, тогда число массивных и ярких облаков уменьшится, а число облаков малого размера увеличивается. Поэтому наклон приближения уменьшится. Таким образом, при увеличении порога результат выделения облаков больше согласуется с данными наблюдений.

### 4.3.3 Соотношение «светимость–размер»

Ларсон в своей работе [14] (1981 г.) изначально нашел соотношение между массой и размером молекулярных облаков Галактики:  $M_{cl} \propto R_{cl}^2$ . Данное соотношение может быть интерпретировано следующим образом: молекулярные облака имеют постоянную поверхностную плотность. В настоящем разделе будет рассмотрена другая форма этого соотношения, а именно – «светимость–размер». Данная форма интересна тем, что она содержит лишь наблюдаемые величины (как минимум одну наблюдаемую величину). Следует отметить, что массу облака можно легко получить из светимости используя фактор конверсии  $X_{CO}$  согласно уравнению (4.3). Такой перерасчет не влияет на наклон приближения для структурного соотношения «масса–размер» в случае постоянного фактора конверсии.

На Рисунке 4.5 показаны структурные соотношения для трех моделей галактик. Ясно видно, что для всех моделей поверхностная плотность облаков заключена в интервале  $\sim 10 - 1000 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$ . Данный интервал поверхностной плотности довольно универсален для масс порядка  $10^3 - 10^7 M_{\odot}$  во всех моделях галактик. Для метода CDN можно заметить значительный разброс значений параметров облаков ниже «критического» значения поверхностной плотности  $\approx 10^2 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$  (см. нижний ряд на Рисунке 4.5), что отражает существование темных областей в облаках. Однако явный предел на максимальное значение поверхностной плотности может быть интерпретирован

Таблица 4.1: Коэффициенты структурных соотношений в модели F при различных значениях шага по скорости  $\delta v$  для спектральной линии CO. Приближения, полученные из наблюдений представлены в верхней части таблицы. Результат соавторов из работы [A3\*\*].

Модель / Наблюдения	$\delta v$	$\beta_1$	$\beta_2$	$\beta_3$
	км с <sup>-1</sup>			
Ларсон и др. [14]	-	0.38	-	-
Болатто и др. [15]		0.5	0.81	2.55
Соломон и др. [16]		0.6	1	2.54
Роман-Дувал и др. [17]	1	-	-	2.36
Модель F	0.5	0.69	1.47	1.28
Модель F	1	0.65	1.34	1.74
Модель F	5	0.6	1.19	2.41

как результат активного звездообразования, препятствующего образованию более плотных облаков. Молекулы в таких облаках быстро разрушаются под действием фотодиссоциации от УФ-излучения молодых звезд. Однако такая картина не подтверждается анализом облаков методом CF (см. верхний ряд на Рисунке 4.5). Вполне возможно, что яркость крупных облаков уменьшается по сравнению с ожидаемыми значениями из-за эффекта экранирования излучения при большой оптической толщине. Эффекты оптической толщины проявляются наиболее в том случае, когда лучевая концентрация превышает значение  $\sim 2 \times 10^{21}(T/10^3)^{-1}$  см<sup>-2</sup> (см. к примеру работу [227]). В таком случае плотные части облаков становятся менее яркими в линии CO.

Следует отметить, что в модели из работы [A3\*] концентрация газа может достигать значения 2000-3000 см<sup>-3</sup>. Согласно [A2], данные значения вполне характерны для областей звездообразования, но даже в таких высокоплотных областях звезды образуются не всегда, так как газ может быть в состоянии гравитационного равновесия с окружающим веществом. Такая ситуация часто происходит в небольших облаках. Такие облака (см. Рисунки 4.2a,b) содержат большое количество газа, поэтому выглядят ярче, чем ожидается из третьего соотношения Ларсона. Таким образом, в используемой в данной главе модели поверхностная плотность облаков не должна быть постоянна, что отражает отсутствие порога на плотность газа для процесса звездообразования.

### 4.3.4 Вариация шага по скорости

Шаг по скорости в численных моделях играет значительную роль в исследовании внутренней структуры и основных физических характеристик ГМО. В работе Фудзимото и др. [79] делается вывод о том, что вариация пространственного шага сильно влияет на свойства популяций облаков. В то же самое время результаты анализа кубов данных PPV зависят также от шага по лучевой скорости. В нашей модели принят шаг по скорости  $\delta v = 0.5 \text{ км с}^{-1}$ , что вполне удовлетворяет требованиям для внегалактических наблюдений. Хотя данное значение соответствует значениям, принятым в других численных исследованиях (к примеру, см. работу Тан и др. [228]), последние внегалактические обзоры в линиях молекул межзвездной среды выполнены с более грубым шагом (см. работы [70, 229–231]).

Для того, чтобы проверить, в действительности ли выбор шага по скорости влияет на вид структурных соотношений, были рассчитаны и проанализированы несколько кубов данных для других значений шага по скорости:  $\delta v = 1$  и  $5 \text{ км с}^{-1}$  для галактики типа F (см. работу [A3\*]). В Таблице 4.1 представлены коэффициенты для структурных соотношений при разных значениях шага по скорости. В этой же таблице представлены результаты наблюдений, в которых порог по яркостной температуре был установлен 1 К. Анализируя полученные результаты, можно предположить что значительная вариация коэффициентов при разных значениях шага по скорости  $\delta v$  может быть связана с объединением облаков по лучу зрения в том случае, если их относительные движения и дисперсии скоростей ниже, либо сравнимы с шагом по скорости. В настоящей работе мы ограничимся лишь сообщением о наличии зависимости характеристик облаков от шага по скорости. Для более детального рассмотрения этого вопроса требуются дальнейшие исследования.

### 4.3.5 Вариация порога

В работах [A3, B8] показано, что структурные соотношения для облаков по данным моделирования вполне соответствуют данным наблюдений. Необходимо исследовать зависимость коэффициентов структурных соотношений от значений порогов в различных методах выделения облаков.

Рассмотрим соотношения, полученные обоими методами выделения. Ограничимся рассмотрением модели галактики с выраженной спиральной структурой (тип F). Для этого будем менять значение порога в следующих пределах:  $N_{\text{tot}}^{\text{th}} = (0.5 - 4) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$  для метода CDN и  $T_{\text{b}}^{\text{th}} = (1 - 15) \text{ К}$  для метода CF. При использовании нижнего предела выделяются облака с массой менее

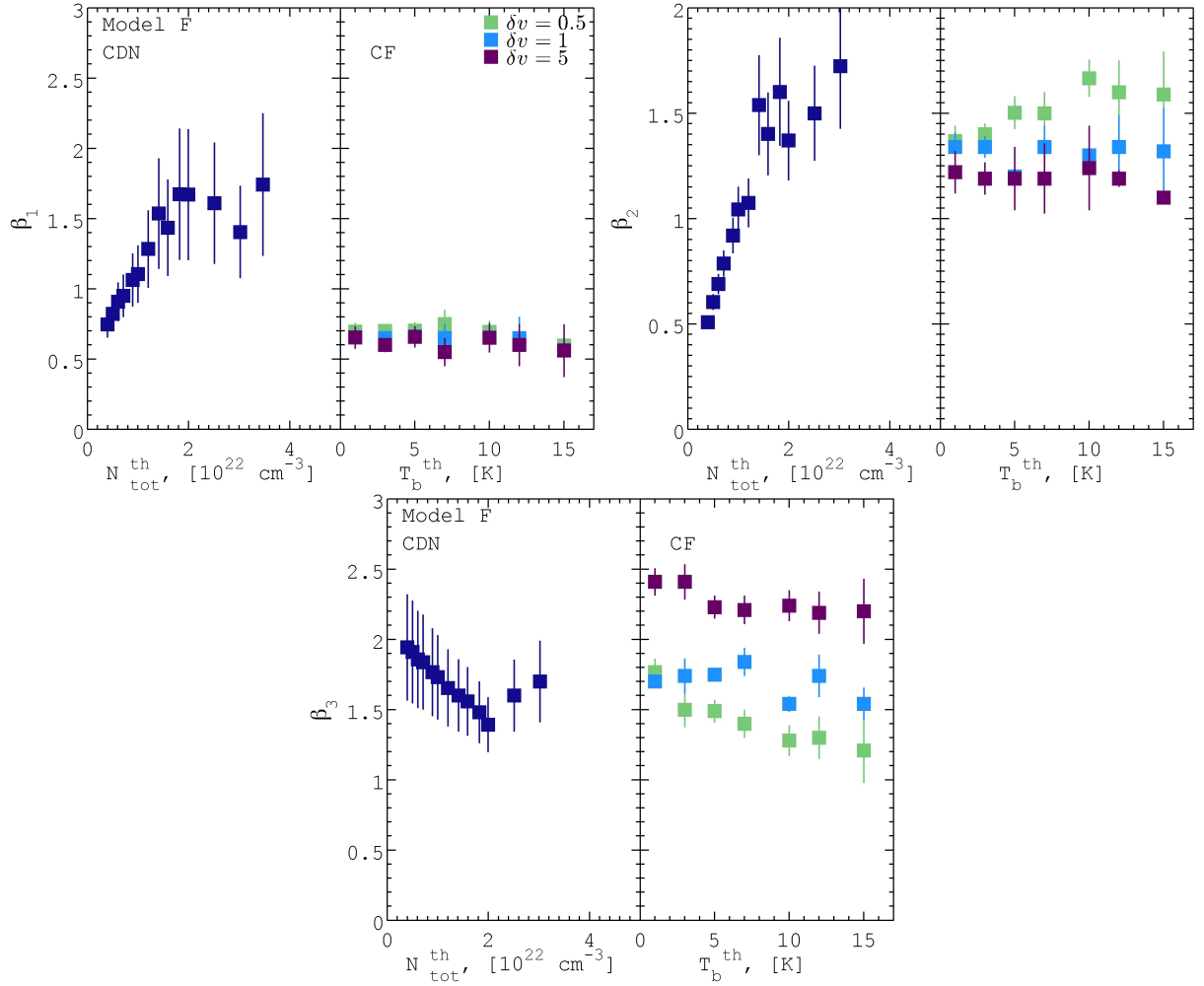


Рисунок 4.6: Коэффициенты структурных соотношений  $\beta_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) в зависимости от пороговых значений. Для метода CDN (левая панель) порогом является полная лучевая концентрации водорода  $N_{\text{tot}}^{\text{th}}$ . Для метода CF (правая панель) порогом является яркостная температура  $T_b^{\text{th}}$  линии CO. В методе CF расчет произведен для разных значений спектрального разрешения  $\delta\nu$ . Результат соавторов из работы [АЗ\*\*].

чем  $10^8 M_{\odot}$ , а при использовании верхнего предела в каталоге остается лишь 100 облаков, необходимый минимум для статистики.

Рисунок 4.6 показывает зависимость коэффициентов для трех структурных соотношений в зависимости от порога на лучевую концентрацию  $N_{\text{tot}}^{\text{th}}$  (левая панель) и порога на яркостную температуру  $T_b^{\text{th}}$  (правая панель). Вертикальные линии соответствуют значениям дисперсии при приближении методом  $\chi^2$  для данного значения порога. Отметим, что число облаков сильно зависит от значения порога, но верхний предел выбран таким образом, чтобы число облаков не уменьшается ниже 100 для накопления необходимой статистики.

В методе CDN для нижнего предела на  $N_{\text{tot}}^{\text{th}}$  выделяются как самые крупные, так и самые мелкие облака. Крупные облака в этом случае являются группами из мелких облаков, соединенных диффузным веществом, который можно назвать «межоблачный газ». Такие структуры содержат как атомарный, так и молекулярный газ. Увеличение порога исключает из рассмотрения межоблачный газ, поэтому для более высоких значений порога выделяются только яркие ядра облаков. Из Рисунка 4.6 (левая панель) видно, что значения коэффициентов  $\beta_i$  для облаков в методе CDN сильно изменяются [B8]. Наиболее лучшее соответствие с данными наблюдений может быть получены только с относительно низким значением порога  $\approx 0.5 - 1 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ .

В методе CF коэффициенты структурных соотношений не изменяются значительно при вариации порога на интенсивность (см. правую панель Рисунка 4.6), как показано в работе [B8]. В таком случае популяция облаков не страдает от влияния межоблачного газа, так как данный метод выделяет непосредственно те области, в которых содержится молекулярный газ. Этим объясняется тот факт, что результаты выделения не меняются в зависимости от значения порога по яркостной температуре. Коэффициенты, полученные методом CF близки к данным наблюдений в большом диапазоне пороговых значений. Можно заметить отсутствие значительной вариации коэффициентов от разрешения по скорости  $\delta v$  для первого структурного соотношения («размер–дисперсия скорости»). Для других структурных соотношений увеличение шага приводит к систематическому сдвигу коэффициентов этих соотношений, поэтому зависимость от порога почти линейна.

### 4.3.6 Функция масс

Коэффициенты для структурных соотношений ГМО немного меняются в зависимости от морфологии галактик, однако все рассмотренные методы выделения облаков страдают от так называемых «эффектов галактического окружения» (см. Рисунки 4.3, 4.4, 4.5). В нашем случае такие эффекты

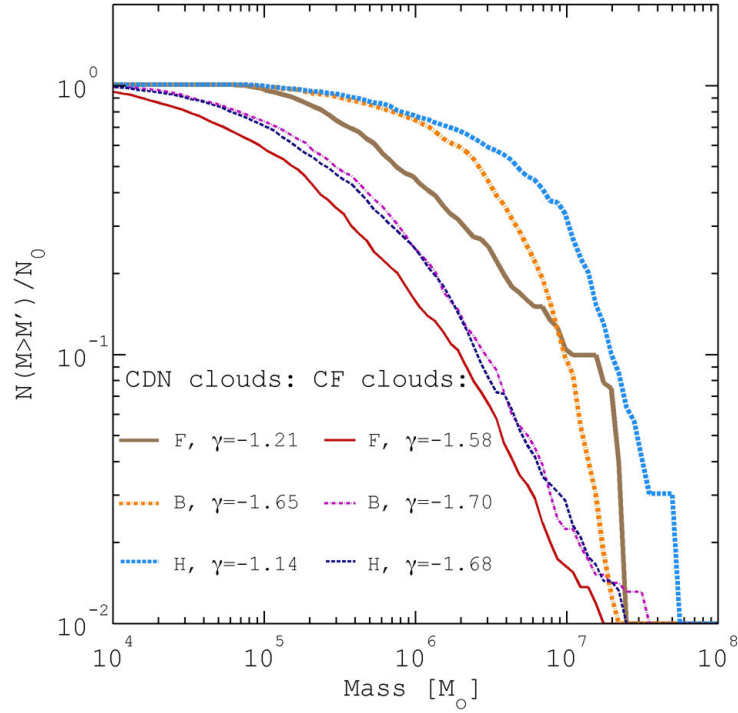


Рисунок 4.7: Спектр масс гигантских молекулярных облаков, выделенных методом CDN (три верхние линии) и методом CF (три нижние линии) в разных моделях галактик. Индекс  $\gamma$  спектра масс в форме уравнения (4.6) показан внутри графика. Результат соавторов из работы [АЗ\*\*].

проявляются из-за наличия крупномасштабных структур вроде спиральных рукавов и галактических баров.

Для того, чтобы проверить влияние галактического окружения на свойства облаков будет использована накопительная функция масс, как описано в работе [АЗ\*\*], для трех типов галактик. Таким образом, рассчитывается число облаков  $N$  с массами  $M_{cl}$ , которые больше опорной массы  $M'_{cl}$ , ]:

$$N(M'_{cl}) = N(M_{cl} < M'_{cl}). \quad (4.5)$$

Спектр масс молекулярных облаков обычно выражается через степенную функцию (см. к примеру работы [232, 233]), однако в более точном подходе (см. работы [69, 211]) используется ограниченная степенная функция, которую можно записать в следующем виде:

$$N(M_{cl} < M'_{cl}) = N_0 \left[ \left( \frac{M_{cl}}{M'_{cl}} \right)^{\gamma+1} - 1 \right] \quad (4.6)$$

где индекс  $\gamma$  показывает, каким образом масса распределена в популяции облаков.

Функция распределения массы будет рассчитана по формуле (4.6) (см. Рисунок 4.7). Для всех рассмотренных моделей галактик наклон функции масс



$\gamma$  (ур. 4.6) более  $-2$  показывает, что крупные массивные облака доминируют в полной массе ГМО. Можно заметить, что облака в выборке по методу CDN имеют более крутое распределение масс, чем в выборке CF. Это показывает, что в методе CF большинство массы сконцентрировано в менее массивных облаках по сравнению с методом CDN. Другими словами, малых облаков больше в методе CF. Это ясно видно из Рисунка 4.2 и даже из Рисунка 4.7, если учесть, что полная масса облаков в обоих методах близка друг ко другу. Данный вывод является общим для трех моделей галактик (см. Рисунок 4.7).

Для метода CDN во всех моделях галактик проявляются эффекты ограничения функции распределения масс. Они могут быть связаны с влиянием большого числа структур в плотных областях галактик, лучевая концентрация которых превышает пороговое значение. Данное предположение подтверждается Рисунком 4.7, где эти эффекты в большей степени проявляется в галактике с выраженной спиральной структурой и баром (тип F), а в меньшей степени – в галактике без выделенной структуры (тип B). Данные ограничения не отражают физического состояния изолированных молекулярных облаков, так как они не обнаруживаются в методе CF.

Как было отмечено выше (см. Разделы 4.3.1, 4.3.2, 4.3.3), значительных вариаций коэффициентов структурных соотношений для разных морфологий галактик не замечено для метода CDN. Однако вполне ясно в профиле распределения масс (см. Рисунок 4.7) обнаруживается влияние галактического окружения на свойства ГМО. Формы распределения функции масс для метода CF очень похожи друг на друга: значения  $\gamma$  находятся в диапазоне  $[-1.70; -1.13]$ , что указывает на однородность выборки облаков. Особенно это актуально для галактик без крупномасштабной структуры – модели B и H. Следует отметить, что для выборки облаков методом CDN распределение функции масс совпадает при значениях массы  $M \lesssim 10^6 M_{\odot}$ . Спектр масс галактики типа F систематически отличается от других. Предполагается, что для модели F более сильная обратная связь от звезд и значительное сжатие ГМО в спиральных рукавах происходит значительно влияет на распределение масс ГМО. Тем не менее, подобие структурных соотношений (см. Таблицу 3 из работы [A3\*\*]) указывает, что либо ГМО действительно сохраняют свою внутреннюю структуру, либо методы выделения облаков работают таким образом, что выделенные структуры (облака) имеют близкие значения физических параметров, как показано в [B8]. Подобное влияние крупномасштабных структур было отмечено в численной модели M83 (см. работу Фудзимото и др. [79]), а также в наблюдениях M51 (см. работу Коломбо и др. [69]). Более детальное обсуждение о влиянии крупномасштабных

структур на статистические свойства молекулярных облаков с точки зрения наблюдений можно найти в работе Хьюс др. [68].

## 4.4 Выводы

В данной главе был представлен анализ моделей галактик с разной морфологией, которые соответствуют по размеру Млечному Пути. Рассмотрены три типа галактик: галактика без выраженной структуры, галактика со спиральной структурой и баром, а также галактика с флокulentной структурой. Были изучены статистические характеристики молекулярных облаков, которые были предварительно выделенных двумя различными методами [B8\*]. Первый метод использует порог по полной лучевой концентрации водорода для определения границ облаков. Второй метод основан на анализе кубов данных излучения типа «положение – положение – лучевая скорость» (PPV) в линии  $^{12}\text{CO}$  (1-0). С помощью обоих методов выделения были изучены структурные соотношения, известные как соотношения Ларсона: «дисперсия скорости – размер», «светимость – размер», «вириальная масса – светимость». Выходные данные из модели были использованы для создания кубов данных типа PPV при разных значениях шага по скорости. Исследована также зависимость физических параметров облаков и показателей структурных соотношений от шага по скорости. В результате исследования установлено, что:

- 1) Число пространственно разрешенных молекулярных облаков составляет  $\sim 10^3$  и в некоторой степени зависит от типа галактики. Размеры, массы, светимости и другие физические характеристики ГМО по данным модели близки к данным наблюдений ГМО в нашей Галактике и ближайших дисковых галактиках. Физические параметры зависят от способа выделения облаков (см. Рисунки 4.1,4.3,4.4,4.5).
- 2) Диффузный (межоблачный) газ может значительно влиять на структуру выделенных облаков при использовании в качестве критерия выделения облаков порога по полной лучевой концентрации водорода  $N_{\text{tot}}^{\text{th}}$  (CDN). Особенно межоблачный газ оказывает влияние на выделение облаков в крупномасштабных структурах, к примеру – в спиральных рукавах или в центральных областях галактики. Диффузный газ имеет более высокую дисперсию скорости и более низкую яркость по сравнению с веществом облаков, поэтому даже при высоких значениях порога луче-

вой концентрации  $N_{\text{tot}}^{\text{th}}$  происходит переоценка дисперсии скорости на луче зрения из-за наложения диффузного газа на луч зрения.

- 3) ГМО, найденные методом CLUMPFIND (CF) имеют более компактные размеры, меньшие значения массы и дисперсии скорости по сравнению с методом, основанным на пороге лучевой концентрации  $N_{\text{tot}}^{\text{th}}$  (CDN). Распределение вириального параметра, напротив, для обоих методов выделения ведет себя похожим образом.
- 4) Численные модели галактик с разной морфологией показывают наличие значительного числа компактных молекулярных облаков ( $R_{\text{cl}} < 20$  пк), которые выделяются всеми рассматриваемыми методами (см. Рисунок 4.2). Наиболее явным образом компактные облака проявляются при анализе кубов данных типа «положение-положение-скорость» (PPV), когда крупные газовые структуры делятся на мелкие части из-за сложной кинематики газовых потоков. С другой стороны, анализ функции распределения массы показал, что наибольшая часть массы облаков в рассматриваемых моделях галактик сосредоточена в крупных массивных облаках (см. Рисунок 4.2).
- 5) Физические параметры ГМО слабо зависят от структуры галактики, а именно – масса, размер, светимость и дисперсия скорости облаков фиксированы в определенном интервале для галактик с разной морфологией (см. Рисунки 4.3,4.4,4.5). Структурные соотношения статистически значимо не зависят от морфологии галактики для критерия выделения облаков по порогу лучевой концентрации (см. Таблицу 3 из работы [АЗ\*\*]), однако так называемые «эффекты галактического окружения» ясно видны в распределении массы облаков: спектр масс является более пологим для галактик с выраженной спиральной структурой (см. Рисунок 4.7).

Вывод заключается в том, что невозможно выделить одинаковый набор облаков двумя различными методами выделения: на основании порога лучевой концентрации водорода и на основании анализа кубов данных положение-положение-скорость. Очевидно, что сравнение между наблюдаемыми и модельными характеристиками ГМО должны быть основаны на одном и том же методе выделения облаков. Значительная роль метода выделения облаков, а также выбор пороговых значений и разрешения по скорости может отвечать за тот факт, что наблюдаемые структурные соотношения для галактик не до конца отражают реальные физические характеристики холодной межзвездной среды.

# Заключение

Основные результаты проведенных исследований таковы:

1. Исследована область звездообразования S233, содержащая изолированную звезду B0.5 V, которая окружена областью H II и погружена в молекулярное облако. Лучевая скорость звезды составляет  $V_{\text{LSR}} = -17.5 \pm 1.4 \text{ км с}^{-1}$ . Сравнивая это значение со скоростью молекулярного газа (от -20 до -15 км с<sup>-1</sup>), мы предполагаем, что звезда родилась в веществе соседнего молекулярного облака и в настоящий момент движется вместе с облаком.

Найдены свидетельства взаимодействия звезды с окружающим веществом, которые могут указывать на процессы индуцированного звездообразования:

- Изображения WISE и UKIDSS показывают наличие протяженной области инфракрасного излучения, содержащей поярчение S1 (излучающей как минимум до длины волны 24 мкм), а также оболочечной структуры, расположенной перпендикулярно к ионизирующей звезде. Оболочечные структуры и инфракрасные поярчения – частое явление в процессе звездообразования «сжатие существующих сгустков», индуцированное радиационной имплозией излучения [54] или ударным фронтом от зоны H II [147]. Пылевая компонента инфракрасного пика S1 отражает видимый свет (в полосе DSS Blue) от ионизирующей звезды, что поддерживает идею о физической близости звезды и инфракрасного источника.
- IRAS-источник 05351+3549 совпадает по положению с компактным поярчением S1 на изображениях WISE и UKIDSS. Поток IRAS-источника увеличивается с длиной волны (достигая 414 Ян на 100  $\mu\text{m}$ ), а его цветовые характеристики соответствуют характеристикам молодых звездных объектов согласно цветовой диаграмме из работы [128]. Температура пыли инфракрасного источника

$T_d = 30.8$  К согласуется с температурой газа в звездообразующих сгустках из ближайшей области звездообразования S235 [10]. Масса газа по данным IRAS составляет  $70 M_{\odot}$ .

- Анализ излучения в линии CO показал наличие сгустка молекулярного вещества, средняя лучевая скорость которого составляет  $-13.1$  км с $^{-1}$ . Основная масса газа имеет интервал скоростей от  $-20$  до  $-15$  км с $^{-1}$ , поэтому сгусток мог приобрести данную скорость благодаря расширению зоны H II. В настоящий момент сгусток может двигаться в сторону от наблюдателя со скоростью, превышающей скорость основной массы газа. Излучение сгустка наблюдается в интервале лучевых скоростей от  $-13.4$  до  $-11.8$  км с $^{-1}$  и показывает наличие градиента скорости  $\omega \approx 1.8$  км с $^{-1}$  пк $^{-1}$ . Оптическая толщина сгустка в линии  $^{12}\text{CO}(2-1)$  находится в диапазоне  $\tau = 3.3 - 6.6$ . Вириальная масса сгустка находится в диапазоне от  $53$  до  $89 M_{\odot}$ .

Исследована природа звездообразования в окрестности области S233:

- Анализ расчетов с применением одномерной модели, представленной в работе Витворта и др. [62] указывает на то, что сценарий «сбор-и-сжатие» в области S233 может быть реализован в том случае, если средняя плотность газа имеет значение  $n_0 \simeq 4 \cdot 10^4$  см $^{-3}$ . Данное значение слишком велико для средней плотности газа в области S233, поэтому сценарий «сбор-и-сжатие» скорее всего не реализуется в области S233.
- Предполагается, что наиболее правдоподобный сценарий звездообразования для области S233 – «сжатие существующего сгустка». Признаки данного процесса – яркие оболочечные структуры рядом с кометарными глобулами и поярчениями. В случае области H II S233 можно наблюдать яркую оболочечную структуру и кометообразное поярчение S1, направленное к ионизирующей звезде. Предполагается, что в ней происходит звездообразование по сценарию «сжатие существующего сгустка».

2. Исследовано излучение молекул межзвездной среды в направлении на гигантское молекулярное облако G174+2.5, содержащее области звездообразования S231-S235

- В гигантском молекулярном облаке G174+2.5 выделены 10 массивных звездообразующих сгустков на основании данных наблюдений

молекулы CO. Все они принадлежат областям звездообразования S231-S235, названным по находящимся в них зонам III.

- Массы сгустков по данным CO лежат в пределах от  $\approx 700$  до  $2000 M_{\odot}$  и все сгустки являются гравитационно неустойчивыми.
  - В результате наблюдений комплекса звездообразования S231-235 получены профили линий метанола, цианоацетилена и аммиака.
  - В линии цианоацетилена на 36.4 ГГц излучение зарегистрировано в направлении на 3 молекулярных сгустка: WB89 668, WB89 673 и S233-IR. Это указывает на высокую плотность молекулярного газа. Лучевая концентрация  $\text{HC}_3\text{N}$  оказалась достаточной для ее обнаружения на радиотелескопе PT-22.
  - Линия метанола на 36.2 ГГц получена в направлении 3 сгустков: WB89 673, S233-IR и S235-AB. Обнаружение излучения в данной линии указывает на существование ударных фронтов в сгустках.
  - В линии аммиака излучение зарегистрировано в направлении на 6 сгустков: WB89 668, WB89 673, S233-IR, G173.57+2.43, S235 AB и S235 Central. По линии аммиака определены физические параметры молекулярных сгустков: температура, лучевая концентрация аммиака и концентрация молекулярного газа. Установлено, что температура сгустков находится в диапазоне от 16 до 30 К, а концентрация молекулярного газа – от 2800 до 7200  $\text{cm}^{-3}$ .
  - Во всех сгустках, кроме G173.17+2.55, обнаружены погруженные молодые звездные скопления.
  - Признаки молекулярных истечений обнаруживаются в направлении на все массивные сгустки, кроме S235 East1 и G173.17+2.55.
3. Исследованы статистические закономерности гигантских молекулярных облаков (ГМО) в моделях галактик с помощью различных методов анализа пространственно-кинематической структуры.
- Число пространственно разрешенных молекулярных облаков составляет  $\sim 10^3$  и в некоторой степени зависит от типа галактик. Размеры, массы, светимости и другие физические характеристики ГМО по данным модели близки к данным наблюдений ГМО из нашей Галактики и ближайших дисковых галактиках. Физические параметры зависят от способа выделения облаков.

- Диффузный (межоблачный) газ может значительно влиять на структуру выделенных облаков при использовании в качестве критерия выделения облаков порога по полной лучевой концентрации водорода  $N_{\text{tot}}^{\text{th}}$  (CDN). Особенно межоблачный газ оказывает влияние на выделение облаков в крупномасштабных структурах, к примеру – в спиральных рукавах или в центральных областях галактики. Диффузный газ имеет более высокую дисперсию скорости и более низкую яркость по сравнению с веществом облаков, поэтому даже при высоких значениях порога лучевой концентрации газа  $N_{\text{tot}}^{\text{th}}$  происходит переоценка дисперсии скорости на луч зрения из-за наложения диффузного газа на луч зрения.
- ГМО, найденные методом CLUMPFIND (CF) имеют более компактные размеры, меньшие значения массы и дисперсии скорости по сравнению с методом, основанным на пороге лучевой концентрации  $N_{\text{tot}}^{\text{th}}$  (CDN). Распределение вириального параметра, напротив, для обоих методов выделения ведет себя похожим образом.
- Численные модели галактик с разной морфологией показывают наличие значительного числа компактных молекулярных облаков ( $R_{\text{cl}} < 20$  пк), которые выделяются всеми рассматриваемыми методами. Наиболее явным образом компактные облака проявляются при анализе кубов данных типа «положение-положение-скорость» (PPV), когда крупные газовые структуры делятся на мелкие части из-за сложной кинематики газовых потоков. С другой стороны, анализ функции распределения массы показал, что наибольшая часть массы облаков в рассматриваемых моделях галактик сосредоточена в крупных массивных облаках.
- Физические параметры ГМО слабо зависят от структуры галактики, а именно – масса, размер, светимость и дисперсия скорости облаков фиксированы в определенном интервале для галактик с разной морфологией. Структурные соотношения статистически значимо не зависят от морфологии галактики для критерия выделения облаков по порогу лучевой концентрации, однако так называемые «эффекты галактического окружения» ясно видны в распределении массы облаков: спектр масс является более пологим для галактик с выраженной спиральной структурой.

**Благодарности.** Автор выражает глубокую благодарность:

- Научному руководителю А.М. Соболеву за неоценимую поддержку, руководство и ценные наставления во время подготовки диссертации, статей и докладов.
- Всем сотрудникам Коуровской астрономической обсерватории и преподавателям Кафедры астрономии и геодезии за поддержку, обучение и ценные научные дискуссии, а особенно – Захаровой П.Е. за мотивацию к написанию диссертации и Салий С.В. за советы по оформлению работы.
- Сотрудникам Пушинской радиоастрономической обсерватории – Цивилеву А.П. за помощь и поддержку при проведении наблюдений на радиотелескопе РТ-22, Смирнову Г.Т. – за ценные советы и наставления, Логвиненко С.В. – за помощь и поддержку при разработке системы автоматизации, Гусеву В.А. за технические советы по радиометру РТ-22.
- Кирсановой М.С. – за проделанную работу по оценке физических параметров молекулярных сгустков по линиям аммиака.
- Парфенову С.Ю. – за проделанную работу по оценке спектрального класса ионизирующей звезды в области S233.
- Алексеевой С.А. и Ахматхановой Г.Г. – за вклад в работу по оценке лучевой скорости ионизирующей звезды в области S233.
- Дж. Бигингу – за ценные указания и правки по статье [A1].
- Моей супруге Юле и всем моим родным за поддержку, заботу и понимание при написании работы.



# Список рисунков

1.1	Фрагмент «куба данных» излучения в линии CO . . . . .	24
1.2	Результаты выделения источников алгоритмом GAUSSCLUMPS . .	26
1.3	Результаты выделения источников алгоритмом GAUSSCLUMPS . .	27
1.4	Результаты выделения сгустков алгоритмом REINHOLD . . . . .	28
1.5	Результаты классификации структур алгоритмом FELLWALKER .	29
1.6	Результаты выделения волокнистых структур алгоритмом GETFILAMENTS . . . . .	31
1.7	Зависимость отношения оптических толщин в разных переходах линии CO ( $J=2 \rightarrow 1$ и $J=1 \rightarrow 0$ ) от температуры возбуждения.	36
1.8	Вид профиля линии CO для разных значений оптической толщины . . . . .	39
2.1	Изображение туманности S233 в оптическом (DSS) и ближнем инфракрасном диапазоне (UKIDSS) . . . . .	55
2.2	Изображения WISE области S233 в среднем инфракрасном диапазоне . . . . .	56
2.3	Распределение излучения линии $^{12}\text{CO}(2-1)$ в области S233 . . .	60
2.4	Контур излучения линии $^{12}\text{CO}(2-1)$ , показывающие взаимодействие зоны H II с окружающим молекулярным облаком . . .	63
2.5	Профили линий CO в направлении на молекулярный сгусток в области S233 . . . . .	64
2.6	Карта лучевых скоростей в линии $^{12}\text{CO}(2-1)$ компактной компоненты излучения в области S233 . . . . .	65
2.7	Контур излучения молекулярного сгустка в линии $^{12}\text{CO}(2-1)$ , наложенные на инфракрасное изображение на длине волны 12 мкм . . . . .	66
2.8	Профили линии $^{12}\text{CO}(2-1)$ сгустка в S233 в разных направлениях, показывающие градиент скорости . . . . .	67
2.9	Схематичное изображение области H II S233 . . . . .	69
3.1	Общая схема двухканального радиометра диапазона 8 мм на PT-22 . . . . .	79

3.2	Схема формирования частот двухканального радиометра диапазона 8 мм . . . . .	80
3.3	Общий вид приема-преобразующего устройства для радиометра 8 мм. . . . .	81
3.4	Схема управления реле ГШ. . . . .	84
3.5	Общий вид программы автоматизации наблюдений на радиометре диапазона 8 мм. . . . .	86
3.6	Общий вид программы SpectralAnalysis. . . . .	87
3.7	Распределение лучевой концентрации молекулы $^{13}\text{CO}$ в комплексе S231-235 . . . . .	92
3.8	Спектры источников в линии $\text{CH}_3\text{OH}$ . . . . .	96
3.9	Спектры источников в линии $\text{HC}_3\text{N}$ . . . . .	97
3.10	Спектры источников в линии $\text{NH}_3$ . . . . .	102
4.1	Пространственное распределение выделенных облаков в модели типа Млечный Путь . . . . .	114
4.2	Физические параметры ГМО для модели галактики типа Млечный Путь . . . . .	118
4.3	Соотношение «дисперсия скорости – размер» . . . . .	120
4.4	Соотношение «вириальная масса – светимость» . . . . .	121
4.5	Соотношение «светимость – размер» . . . . .	122
4.6	Коэффициенты структурных соотношений в зависимости от пороговых значений . . . . .	126
4.7	Спектр масс гигантских молекулярных облаков, полученный разными методами выделения облаков . . . . .	128

# Список таблиц

1.1	Значения констант $A_{ul}$ , $\nu$ и $E_u$ для молекулы CO . . . . .	42
1.2	Значения константы $B_0$ для разных изотопов молекулы CO. . .	43
2.1	Наблюдаемые характеристики излучения молекулы CO компактной компоненты в области S233 . . . . .	68
2.2	Характеристики одномерной модели «сбор-и-сжатие» для области H II S233 . . . . .	72
3.1	Каталог молекулярных сгустков в линии $^{13}\text{CO}$ с основными физическими характеристиками. . . . .	93
3.2	Параметры линий метанола ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ) на частоте 36.2 ГГц. . . .	95
3.3	Параметры линий цианоацетилена ( $\text{HC}_3\text{N}$ ) на частоте 36.4 ГГц. . .	98
3.4	Результаты наблюдений областей звездообразования в линии аммиака ( $\text{NH}_3$ ) на частоте 23.7 ГГц и физические параметры газа в молекулярных сгустках . . . . .	100
3.5	Размеры сгустков по данным в континууме на длине волны 1.1 мм. . . . .	101
3.6	Регистрация линий в источниках. . . . .	104
4.1	Коэффициенты для структурных соотношений при различных значениях шага по скорости $\delta v$ для спектральной линии CO . .	124

# Список публикаций по теме диссертации

## Статьи в журналах, рекомендованных ВАК

- A1. **Ladeyschikov D.A.**, Sobolev A.M., Parfenov S.Yu., Alexeeva S.A., Bieging J.H. *Star formation in the S233 region* // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 2015. – Vol. 452, 3. – P. 2306-2317.
- A2. **Ladeyschikov D.A.**, Kirsanova M.S., Tsivilev A.P., Sobolev A.M. *Molecular Emission in Dense Massive Clumps from the Star-Forming Regions S231-S235* // Astrophys. Bull. – 2016. – Vol. 71, 2. – P. 208-224.
- A3. Khoperskov S.A., Vasiliev E.O., **Ladeyschikov D.A.**, Sobolev A.M., Khoperskov A.V. *GMCs scaling relations: role of the cloud definition* // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 2016. – Vol. 455, 2. – P.1782-1795.

## Другие публикации автора по теме диссертации

- B1. Хоперсков С.А., Соболев А.М., **Ладейщиков Д.А.**, Хоперсков А.В., Еремин М.А. *Гигантские молекулярные облака на периферии Галактики: наблюдения и гидродинамические модели* // Тезисы докладов на Всероссийской астрономической конференции «От эпохи Галилея до наших дней», Нижний Архыз, 12-19 сентября 2010 г. – Изд-во ООО «КАДО» г. Геленджик, 2010. – С. 136
- B2. Соболев А.М., Цивилев А.П., Смирнов Г.Т., Парфенов С.Ю., **Ладейщиков Д.А.**, Ниязгулов С.Ю., Bieging J.H., Voley P.A., Шелемей О.В., Моисеев А.В. *Обнаружение мазера H<sub>2</sub>O в источнике IRAS 05375+3536 на RT-22 ПРАО ФИАН* // Тезисы докладов на Всероссийской астрономической конференции «От эпохи Галилея до наших дней», Нижний Архыз, 12-19 сентября 2010 г. – Изд-во ООО «КАДО» г. Геленджик, 2010. – С. 106.

- В3. **Ладейщиков Д.А.**, Ахматханова Г.Г., Соболев А.М. *Образуются ли звезды на границе туманности S233?* // Физика Космоса: Тр. 41-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 30 янв. – 3 февр. 2012 г. – Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2012. – С. 245.
- В4. **Ladeyschikov D.A.** *New double-channel radiometer for RT-22 radio telescope* // Abstract book of XLII Young European Radio Astronomers conference, published by PRAO ASC LPI, Pushchino, Russia, 2012, P. 12.
- В5. **Ладейщиков Д.А.**, Смирнов Г.Т., Цивилев А.П. *Разработка системы автоматизации для двухканального радиометра RT-22 диапазона 8 мм* // Физика Космоса: Тр. 42-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 28 янв. — 1 февр. 2013 г. — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2013. – С. 176.
- В6. Sobolev A.M., **Ladeyschikov D.A.**, Loktin A.V., Bieging J.H. *Construction and Origin of the Giant Star Forming Complex G173* // Star formation across space and time, ESA/ESTEC, 11-14 november 2014, Noordwijk, The Netherlands. [http://herschel.esac.esa.int/SFaz2014/Posters/120\\_SobolevA.pdf](http://herschel.esac.esa.int/SFaz2014/Posters/120_SobolevA.pdf)
- В7. **Ладейщиков Д.А.**, Кирсанова М.С., Цивилев А.П., Соболев А.М. *Излучение молекул в направлении на массивные сгустки областей звездообразования S231-S235* // Физика Космоса: Тр. 45-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 1 — 5 февр. 2016 г. — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2016. – С. 220.
- В8. Хоперсков С.А., Васильев Е.О., **Ладейщиков Д.А.**, Соболев А.М., Хоперсков А.В. *Роль методов выделения облаков в анализе структурных соотношений гигантских молекулярных облаков* // Физика Космоса: Тр. 45-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 1 — 5 февр. 2016 г. — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2016. – С. 254.

# Список библиографических ССЫЛОК

1. Clark P. C., Glover S. C. O. *On column density thresholds and the star formation rate* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2014. — Vol. 444. — P. 2396–2414.
2. Benincasa S. M., Tasker E. J., Pudritz R. E., Wadsley J. *Giant Molecular Cloud Formation in Disk Galaxies: Characterizing Simulated versus Observed Cloud Catalogs* // Astrophys. J. — 2013. — Vol. 776. — P. 23.
3. Tasker E. J., Tan J. C. *Star Formation in Disk Galaxies. I. Formation and Evolution of Giant Molecular Clouds via Gravitational Instability and Cloud Collisions* // Astrophys. J. — 2009. — Vol. 700. — P. 358–375.
4. Williams J. P., de Geus E. J., Blitz L. *Determining structure in molecular clouds* // Astrophys. J. — 1994. — Vol. 428. — P. 693–712.
5. Stutzki J., Guesten R. *High spatial resolution isotopic CO and CS observations of M17 SW - The clumpy structure of the molecular cloud core* // Astrophys. J. — 1990. — Vol. 356. — P. 513–533.
6. Berry D. S., Reinhold K., Jenness T., Economou F. *CUPID: A Clump Identification and Analysis Package* // Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI / Ed. by R. A. Shaw, F. Hill, D. J. Bell: Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — Vol. 376. — 2007. — P. 425.
7. Williams J. P., de Geus E. J., Blitz L. *Determining structure in molecular clouds* // Astrophys. J. — 1994. — Vol. 428. — P. 693–712.
8. Wouterloot J. G. A., Walmsley C. M., Henkel C. *Ammonia towards IRAS sources in the Orion and Cepheus clouds* // Astron. Astrophys. — 1988. — Vol. 203. — P. 367–377.

9. Schreyer K., Henning T., Koempe C., Harjunpää P. *NH<sub>3</sub> and HCO<sup>+</sup> towards luminous IRAS sources.* // *Astron. Astrophys.* — 1996. — Vol. 306. — P. 267.
10. Kirsanova M. S., Wiebe D. S., Sobolev A. M. et al. *Physical conditions in star-forming regions around S235* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 437. — P. 1593–1608.
11. Pirogov L. E., Johansson L. E. B., Zinchenko I. I. *HC<sub>3</sub>N Observations of the Outer Galaxy Dense Cores* // *Astron. Astrophys. Trans.* — 2003. — Vol. 22. — P. 33–41.
12. Harju J., Lehtinen K., Booth R. S., Zinchenko I. *A survey of SiO emission towards interstellar masers. I. SiO line characteristics* // *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.* — 1998. — Vol. 132. — P. 211–231.
13. Liechti S., Wilson T. L. *Maps of the 36GHz methanol emission.* // *Astron. Astrophys.* — 1996. — Vol. 314. — P. 615–624.
14. Larson R. B. *Turbulence and star formation in molecular clouds* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1981. — Vol. 194. — P. 809–826.
15. Bolatto A. D., Leroy A. K., Rosolowsky E. et al. *The Resolved Properties of Extragalactic Giant Molecular Clouds* // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 686. — P. 948–965.
16. Solomon P. M., Rivolo A. R., Barrett J., Yahil A. *Mass, luminosity, and line width relations of Galactic molecular clouds* // *Astrophys. J.* — 1987. — Vol. 319. — P. 730–741.
17. Roman-Duval J., Jackson J. M., Heyer M. et al. *Physical Properties and Galactic Distribution of Molecular Clouds Identified in the Galactic Ring Survey* // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 723. — P. 492–507.
18. Sutton E. C., Sobolev A. M. *Abundances of Organic Molecules in Molecular Cloud Cores* // *Bioastronomy 2002: Life Among the Stars* / Ed. by R. Norris, F. Stootman: IAU Symposium. — Vol. 213. — 2004. — P. 173.
19. Bolatto A. D., Wolfire M., Leroy A. K. *The CO-to-H<sub>2</sub> Conversion Factor* // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 51. — P. 207–268.
20. Heyer M., Dame T. M. *Molecular Clouds in the Milky Way* // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 53. — P. 583–629.

21. Grenier I. A., Casandjian J.-M., Terrier R. *Unveiling Extensive Clouds of Dark Gas in the Solar Neighborhood* // Science. — 2005. — Vol. 307. — P. 1292–1295.
22. Planck Collaboration, Fermi Collaboration, Ade P. A. R. et al. *Planck intermediate results. XXVIII. Interstellar gas and dust in the Chamaeleon clouds as seen by Fermi LAT and Planck* // Astron. Astrophys. — 2015. — Vol. 582. — P. A31.
23. Padoan P., Juvela M., Bally J., Nordlund Å. *A Comparison of  $^{13}\text{CO}$  Local Thermodynamic Equilibrium and True Column Densities in Molecular Cloud Models* // Astrophys. J. — 2000. — Vol. 529. — P. 259–267.
24. Combes F. *Distribution of CO in the Milky Way* // Annu. Rev. Astron. Astrophys. — 1991. — Vol. 29. — P. 195–237.
25. Walmsley C. M., Ungerechts H. *Ammonia as a molecular cloud thermometer* // Astron. Astrophys. — 1983. — Vol. 122. — P. 164–170.
26. Jijina J., Myers P. C., Adams F. C. *Dense Cores Mapped in Ammonia: A Database* // Astrophys. J., Suppl. Ser. — 1999. — Vol. 125. — P. 161–236.
27. Morris M., Turner B. E., Palmer P., Zuckerman B. *Cyanoacetylene in dense interstellar clouds* // Astrophys. J. — 1976. — Vol. 205. — P. 82–93.
28. Sobolev A. M., Cragg D. M., Ellingsen S. P. et al. *How do methanol masers manage to appear in the youngest star vicinities and isolated molecular clumps?* // IAU Symposium / Ed. by J. M. Chapman, W. A. Baan: IAU Symposium. — Vol. 242. — Cambridge University Press, New York, 2007. — P. 81–88.
29. Salii S. V., Sobolev A. M. *Methanol and other molecular tracers of outflows and dense gas in the molecular cloud G345.01+1.79* // Astron. Rep. — 2006. — Vol. 50. — P. 965–982.
30. Sutton E. C., Sobolev A. M., Salii S. V. et al. *Methanol in W3(H<sub>2</sub>O) and Surrounding Regions* // Astrophys. J. — 2004. — Vol. 609. — P. 231–242.
31. Salii S. V., Sobolev A. M., Kalinina N. D. *Shock Tracers in the Molecular Cloud G1.6-0.025* // Astron. Rep. — 2002. — Vol. 46. — P. 955–968.
32. Voronkov M. A., Brooks K. J., Sobolev A. M. et al. *Class I methanol masers in the outflow of IRAS16547-4247* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2006. — Vol. 373. — P. 411–424.



33. Gray M. *Maser Sources in Astrophysics*. — Cambridge University Press, New York, 2012.
34. Suzuki H., Yamamoto S., Ohishi M. et al. *A survey of CCS, HC<sub>3</sub>N, HC<sub>5</sub>N, and NH<sub>3</sub> toward dark cloud cores and their production chemistry* // *Astrophys. J.* — 1992. — Vol. 392. — P. 551–570.
35. Müller H. S. P., Schlöder F., Stutzki J., Winnewisser G. *The Cologne Database for Molecular Spectroscopy, CDMS: a useful tool for astronomers and spectroscopists* // *J. Mol. Struct.* — 2005. — Vol. 742. — P. 215–227.
36. Meier D. S., Turner J. L. *Spatially Resolved Chemistry in Nearby Galaxies. I. The Center of IC 342* // *Astrophys. J.* — 2005. — Vol. 618. — P. 259–280.
37. Lindberg J. E., Aalto S., Costagliola F. et al. *A survey of HC<sub>3</sub>N in extragalactic sources. Is HC<sub>3</sub>N a tracer of activity in ULIRGs?* // *Astron. Astrophys.* — 2011. — Vol. 527. — P. A150.
38. Vanden Bout P. A., Loren R. B., Snell R. L., Wootten A. *Cyanoacetylene as a density probe of molecular clouds* // *Astrophys. J.* — 1983. — Vol. 271. — P. 161–169.
39. Batrla W., Matthews H. E., Menten K. M., Walmsley C. M. *Detection of strong methanol masers towards galactic H II regions* // *Nature*. — 1987. — Vol. 326. — P. 49–51.
40. Menten K. M. *The discovery of a new, very strong, and widespread interstellar methanol maser line* // *Astrophys. J.* — 1991. — Vol. 380. — P. L75–L78.
41. Kurtz S., Hofner P., Álvarez C. V. *A Catalog of CH<sub>3</sub>OH 7<sub>0</sub>-6<sub>1</sub> A<sup>+</sup> Maser Sources in Massive Star-forming Regions* // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* — 2004. — Vol. 155. — P. 149–165.
42. Voronkov M. A., Caswell J. L., Ellingsen S. P. et al. *Southern class I methanol masers at 36 and 44 GHz* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 439. — P. 2584–2617.
43. Pihlström Y. M., Sjouwerman L. O., Frail D. A. et al. *Detection of Class I Methanol (CH<sub>3</sub>OH) Maser Candidates in Supernova Remnants* // *Astron. J.* — 2014. — Vol. 147. — P. 73.

44. Voronkov M. A., Caswell J. L., Ellingsen S. P., Sobolev A. M. *New 9.9-GHz methanol masers* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2010. — Vol. 405. — P. 2471–2484.
45. Schilke P., Walmsley C. M., Pineau des Forets G., Flower D. R. *SiO production in interstellar shocks.* // Astron. Astrophys. — 1997. — Vol. 321. — P. 293–304.
46. Caselli P., Hartquist T. W., Havnes O. *Grain-grain collisions and sputtering in oblique C-type shocks.* // Astron. Astrophys. — 1997. — Vol. 322. — P. 296–301.
47. Humphreys E. M. L. *Submillimeter and millimeter masers* // IAU Symposium / Ed. by J. M. Chapman, W. A. Baan: IAU Symposium. — Vol. 242. — 2007. — P. 471–480.
48. Kang J.-h., Koo B.-C., Salter C. *An Old Supernova Remnant within an H II Complex at  $l = 173^{\circ}$   $b = -172.8^{\circ}$   $+1.5^{\circ}$*  // Astron. J. — 2012. — Vol. 143. — P. 75.
49. Schneider N., Motte F., Bontemps S. et al. *The Herschel view of star formation in the Rosette molecular cloud under the influence of NGC 2244* // Astron. Astrophys. — 2010. — Vol. 518. — P. L83.
50. Oey M. S., Watson A. M., Kern K., Walth G. L. *Hierarchical Triggering of Star Formation by Superbubbles in W3/W4* // Astron. J. — 2005. — Vol. 129. — P. 393–401.
51. Zavagno A., Russeil D., Motte F. et al. *Star formation triggered by the Galactic H II region RCW 120. First results from the Herschel Space Observatory* // Astron. Astrophys. — 2010. — Vol. 518. — P. L81.
52. Kirsanova M. S., Sobolev A. M., Thomasson M. et al. *Star formation around the HII region Sh2-235* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2008. — Vol. 388. — P. 729–736.
53. Snider K. D., Hester J. J., Desch S. J. et al. *Spitzer Observations of The H II Region NGC 2467: An Analysis of Triggered Star Formation* // Astrophys. J. — 2009. — Vol. 700. — P. 506–522.
54. Thompson M. A., Urquhart J. S., White G. J. *A Compact Array imaging survey of southern bright-rimmed clouds* // Astron. Astrophys. — 2004. — Vol. 415. — P. 627–642.

55. Weikard H., Wouterloot J. G. A., Castets A. et al. *The structure of the IC1396 region.* // *Astron. Astrophys.* — 1996. — Vol. 309. — P. 581–611.
56. Heyer M. H., Brunt C., Snell R. L. et al. *A Massive Cometary Cloud Associated with IC 1805* // *ApJ.* — 1996. — Vol. 464. — P. L175.
57. Urquhart J. S., Thompson M. A., Morgan L. K., White G. J. *High-mass star formation within the bright-rimmed cloud SFO 79* // *Astron. Astrophys.* — 2004. — Vol. 428. — P. 723–739.
58. Elmegreen B. G., Lada C. J. *Sequential formation of subgroups in OB associations* // *Astrophys. J.* — 1977. — Vol. 214. — P. 725–741.
59. Elmegreen B. G. *Observations and Theory of Dynamical Triggers for Star Formation* // *Origins* / Ed. by C. E. Woodward, J. M. Shull, H. A. Thronson, Jr.: *Astronomical Society of the Pacific Conference Series.* — Vol. 148. — 1998. — P. 150.
60. Deharveng L., Lefloch B., Zavagno A. et al. *Triggered massive-star formation at the border of the H II Region Sh 104* // *Astron. Astrophys.* — 2003. — Vol. 408. — P. L25–L28.
61. Deharveng L., Lefloch B., Kurtz S. et al. *Triggered massive-star formation on the borders of Galactic H II regions. IV. Star formation at the periphery of Sh2-212* // *Astron. Astrophys.* — 2008. — Vol. 482. — P. 585–596.
62. Whitworth A. P., Bhattal A. S., Chapman S. J. et al. *Fragmentation of shocked interstellar gas layers.* // *Astron. Astrophys.* — 1994. — Vol. 290. — P. 421–427.
63. Dale J. E., Wunsch R., Whitworth A., Palouš J. *The fragmentation of expanding shells - I. Limitations of the thin-shell approximation* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2009. — Vol. 398. — P. 1537–1548.
64. Kauffmann J., Pillai T., Goldsmith P. F. *Low Virial Parameters in Molecular Clouds: Implications for High-mass Star Formation and Magnetic Fields* // *Astrophys. J.* — 2013. — Vol. 779. — P. 185.
65. McKee C. F., Zweibel E. G. *On the virial theorem for turbulent molecular clouds* // *Astrophys. J.* — 1992. — Vol. 399. — P. 551–562.
66. Roman-Duval J., Jackson J. M., Heyer M. et al. *Physical Properties and Galactic Distribution of Molecular Clouds Identified in the Galactic Ring Survey* // *The Astrophysical Journal.* — 2010. — Vol. 723, № 1. — P. 492.

67. Heyer M., Krawczyk C., Duval J., Jackson J. M. *Re-Examining Larson's Scaling Relationships in Galactic Molecular Clouds* // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 699. — P. 1092–1103.
68. Hughes A., Meidt S. E., Colombo D. et al. *A Comparative Study of Giant Molecular Clouds in M51, M33, and the Large Magellanic Cloud* // *Astrophys. J.* — 2013. — Vol. 779. — P. 46.
69. Colombo D., Hughes A., Schinnerer E. et al. *The PdBI Arcsecond Whirlpool Survey (PAWS): Environmental Dependence of Giant Molecular Cloud Properties in M51* // *Astrophys. J.* — 2014. — Vol. 784. — P. 3.
70. Engargiola G., Plambeck R. L., Rosolowsky E., Blitz L. *Giant Molecular Clouds in M33. I. BIMA All-Disk Survey* // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* — 2003. — Vol. 149. — P. 343–363.
71. Bigiel F., Bolatto A. D., Leroy A. K. et al. *Unusually Luminous Giant Molecular Clouds in the Outer Disk of M33* // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 725. — P. 1159–1164.
72. Shetty R., Ostriker E. C. *Cloud and Star Formation in Disk Galaxy Models with Feedback* // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 684. — P. 978–995.
73. Tasker E. J. *Star Formation in Disk Galaxies. II. The Effect Of Star Formation and Photoelectric Heating on the Formation and Evolution of Giant Molecular Clouds* // *Astrophys. J.* — 2011. — Vol. 730. — P. 11.
74. Hopkins P. F., Quataert E., Murray N. *The structure of the interstellar medium of star-forming galaxies* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 421. — P. 3488–3521.
75. Braun H., Schmidt W., Niemeyer J. C., Almgren A. S. *Large-eddy simulations of isolated disc galaxies with thermal and turbulent feedback* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 442. — P. 3407–3426.
76. Dobbs C. L., Burkert A., Pringle J. E. *Why are most molecular clouds not gravitationally bound?* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2011. — Vol. 413. — P. 2935–2942.
77. Renaud F., Bournaud F., Emsellem E. et al. *A sub-parsec resolution simulation of the Milky Way: global structure of the interstellar medium and*

- properties of molecular clouds* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2013. — Vol. 436. — P. 1836–1851.
78. Kritsuk A. G., Lee C. T., Norman M. L. *A supersonic turbulence origin of Larson's laws* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2013. — Vol. 436. — P. 3247–3261.
79. Fujimoto Y., Tasker E. J., Wakayama M., Habe A. *Do giant molecular clouds care about the galactic structure?* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2014. — Vol. 439. — P. 936–953.
80. Smith R. J., Clark P. C., Bonnell I. A. *The structure of molecular clouds and the universality of the clump mass function* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2008. — Vol. 391. — P. 1091–1099.
81. Rosolowsky E., Leroy A. *Bias-free Measurement of Giant Molecular Cloud Properties* // PASP. — 2006. — Vol. 118. — P. 590–610.
82. Menshchikov A. *A multi-scale multi-wavelength filament extraction method getfilaments and source extraction in filamentary backgrounds with getsources* // Astron. Astrophys. — 2013. — Vol. 518. — P. L83.
83. Sousbie T. *The persistent cosmic web and its filamentary structure - I. Theory and implementation* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2011. — Vol. 414. — P. 350–383.
84. Hacar A., Tafalla M., Kauffmann J., Kovács A. *Cores, filaments, and bundles: hierarchical core formation in the L1495/B213 Taurus region* // Astron. Astrophys. — 2013. — Vol. 554. — P. A55.
85. Men'shchikov A., André P., Didelon P. et al. *A multi-scale, multi-wavelength source extraction method: getsources* // Astron. Astrophys. — 2012. — Vol. 542. — P. A81.
86. Rosolowsky E. W., Pineda J. E., Kauffmann J., Goodman A. A. *Structural Analysis of Molecular Clouds: Dendrograms* // Astrophys. J. — 2008. — Vol. 679. — P. 1338–1351.
87. Langer W. D., Penzias A. A. *C-12/C-13 isotope ratio across the Galaxy from observations of C-13/O-18 in molecular clouds* // Astrophys. J. — 1990. — Vol. 357. — P. 477–492.

88. Schoier F. L., Ryde N., Olofsson H. *Probing the mass loss history of carbon stars using CO line and dust continuum emission* // *Astron. Astrophys.* — 2002. — Vol. 391. — P. 577–586.
89. Bernes C. *A Monte Carlo approach to non-LTE radiative transfer problems* // *Astron. Astrophys.* — 1979. — Vol. 73. — P. 67–73.
90. Martin R. N., Barrett A. H. *Microwave spectral lines in galactic dust globules* // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* — 1978. — Vol. 36. — P. 1–51.
91. Mangum J. G., Shirley Y. L. *How to Calculate Molecular Column Density* // *PASP.* — 2015. — Vol. 127. — P. 266–298.
92. Spitzer L. *Physical processes in the interstellar medium.* — 1978.
93. Schoier F. L., van der Tak F. F. S., van Dishoeck E. F., Black J. H. *An atomic and molecular database for analysis of submillimetre line observations* // *Astron. Astrophys.* — 2005. — Vol. 432. — P. 369–379.
94. Lovas F., Tiemann E. *Diatomic Molecules.* — 1974.
95. Garden R. P., Hayashi M., Hasegawa T. et al. *A spectroscopic study of the DR 21 outflow source. III - The CO line emission* // *Astrophys. J.* — 1991. — Vol. 374. — P. 540–554.
96. Roman-Duval J., Jackson J. M., Heyer M. et al. *Physical Properties and Galactic Distribution of Molecular Clouds Identified in the Galactic Ring Survey* // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 723. — P. 492–507.
97. Rohlfs K., Wilson T. L. *Tools of radio astronomy.* — Springer, New York.
98. Blake G. A., Sutton E. C., Masson C. R., Phillips T. G. *Molecular abundances in OMC-1 - The chemical composition of interstellar molecular clouds and the influence of massive star formation* // *Astrophys. J.* — 1987. — Vol. 315. — P. 621–645.
99. Langer W. D., Penzias A. A. *C-12/C-13 isotope ratio across the Galaxy from observations of C-13/O-18 in molecular clouds* // *Astrophys. J.* — 1990. — Vol. 357. — P. 477–492.
100. Hildebrand R. H. *The Determination of Cloud Masses and Dust Characteristics from Submillimetre Thermal Emission* // *Quart. J. R. Astron. Soc.* — 1983. — Vol. 24. — P. 267.

101. Reipurth B., Yan C.-H. Star Formation and Molecular Clouds towards the Galactic Anti-Center // Handbook of Star Forming Regions, Volume I / Ed. by B. Reipurth. — 2008. — P. 869.
102. Wouterloot J. G. A., Brand J. *IRAS sources beyond the solar circle. I - CO observations* // Astron. Astrophys., Suppl. Ser. — 1989. — Vol. 80. — P. 149–187.
103. Casoli F., Combes F., Dupraz C. et al. *(C-13)O and (C-12)O observations of cold IRAS unidentified point sources in the Galaxy* // Astron. Astrophys. — 1986. — Vol. 169. — P. 281–297.
104. Pineda J. L., Goldsmith P. F., Chapman N. et al. *The Relation Between Gas and Dust in the Taurus Molecular Cloud* // Astrophys. J. — 2010. — Vol. 721. — P. 686–708.
105. Sault R. J., Teuben P. J., Wright M. C. H. *A Retrospective View of MIRIAD* // Astronomical Data Analysis Software and Systems IV / Ed. by R. A. Shaw, H. E. Payne, J. J. E. Hayes: Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — Vol. 77. — 1995. — P. 433.
106. Gooch R. *Space and the Spaceball* // Astronomical Data Analysis Software and Systems IV / Ed. by R. A. Shaw, H. E. Payne, J. J. E. Hayes: Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — Vol. 77. — 1995. — P. 144.
107. Panchuk V. E., Klochkova V. G., Yushkin M. V., Naidenov I. D. *The high-resolution spectrograph of the 6-m Large Azimuthal Telescope (BTA)* // J Opt Tech. — 2009. — Vol. 76. — P. 2.
108. Hunter D. A., Massey P. *Small Galactic H II regions. I - Spectral classifications of massive stars* // Astron. J. — 1990. — Vol. 99. — P. 846–856.
109. Walborn N. R., Fitzpatrick E. L. *Contemporary optical spectral classification of the OB stars - A digital atlas* // PASP. — 1990. — Vol. 102. — P. 379–411.
110. Crowther P. A. *The effective temperatures of hot stars.* // IAU Symposium / Ed. by T. R. Bedding, A. J. Booth, J. Davis: IAU Symposium. — Vol. 189. — 1997. — P. 137–146.
111. Claret A. *New grids of stellar models including tidal-evolution constants up to carbon burning. I. From 0.8 to 125  $M_{\odot}$  at  $Z=0.02$ .* // Astron. Astrophys. — 2004. — Vol. 424. — P. 919–925.

112. Kilian J. *Chemical abundances in early B-type stars. IV - He, CNO, and SI abundances* // *Astron. Astrophys.* — 1992. — Vol. 262. — P. 171–187.
113. Bertelli G., Nasi E., Girardi L., Marigo P. *Scaled solar tracks and isochrones in a large region of the Z-Y plane. II. From 2.5 to 20 M $\odot$  stars* // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 508. — P. 355–369.
114. Dobashi K., Uehara H., Kandori R. et al. *Atlas and Catalog of Dark Clouds Based on Digitized Sky Survey I* // *PASJ.* — 2005. — Vol. 57. — P. 1.
115. Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S. *The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction* // *Astrophys. J.* — 1989. — Vol. 345. — P. 245–256.
116. Chan G., Fich M. *An IRAS Survey of H II Regions* // *Astron. J.* — 1995. — Vol. 109. — P. 2611.
117. Martins F., Schaerer D., Hillier D. J. *A new calibration of stellar parameters of Galactic O stars* // *Astron. Astrophys.* — 2005. — Vol. 436. — P. 1049–1065.
118. Galazutdinov G. A. *Echelle spectra processing program package* // Preprint SAO. — 1992. — Vol. 92.
119. Parimucha Š., Škoda P. *Comparison of Selected Methods for Radial Velocity Measurements* // *IAU Symposium* / Ed. by W. I. Hartkopf, P. Harmanec, E. F. Guinan: IAU Symposium. — Vol. 240. — 2007. — P. 486–489.
120. Piskunov N. E., Kupka F., Ryabchikova T. A. et al. *VALD: The Vienna Atomic Line Data Base.* // *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.* — 1995. — Vol. 112. — P. 525.
121. Wright E. L., Eisenhardt P. R. M., Mainzer A. K. et al. *The Wide-field Infrared Survey Explorer: Mission Description and Initial On-orbit Performance* // *Astron. J.* — 2010. — Vol. 140. — P. 1868–1881.
122. Masci F. J., Fowler J. W. *AWAIC: A WISE Astronomical Image Co-adder* // *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII* / Ed. by D. A. Bohlender, D. Durand, P. Dowler: *Astronomical Society of the Pacific Conference Series.* — Vol. 411. — 2009. — P. 67.



123. Lawrence A., Warren S. J., Almaini O. et al. *The UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS)* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2007. — Vol. 379. — P. 1599–1617.
124. Casali M., Adamson A., Alves de Oliveira C. et al. *The UKIRT wide-field camera* // Astron. Astrophys. — 2007. — Vol. 467. — P. 777–784.
125. Watson C., Hanspal U., Mengistu A. *Triggered Star Formation and Dust Around Mid-infrared-identified Bubbles* // Astrophys. J. — 2010. — Vol. 716. — P. 1478–1492.
126. Connelley M. S., Reipurth B., Tokunaga A. T. *Infrared Nebulae around Young Stellar Objects* // Astron. J. — 2007. — Vol. 133. — P. 1528–1559.
127. Walker H. J., Cohen M. *The classification of stars from IRAS colors* // Astron. J. — 1988. — Vol. 95. — P. 1801–1816.
128. Straižys V., Laugalys V. *Young Stars in the Camelopardalis Dust and Molecular Clouds. II. Infrared Objects* // Baltic Astronomy. — 2007. — Vol. 16. — P. 327–347.
129. Miville-Deschênes M.-A., Lagache G. *IRIS: A New Generation of IRAS Maps* // Astrophys. J., Suppl. Ser. — 2005. — Vol. 157. — P. 302–323.
130. Cichowolski S., Pineault S., Arnal E. M. et al. *A DRAO and VLA Investigation of the Environment of WR 130* // Astron. J. — 2001. — Vol. 122. — P. 1938–1953.
131. Rodón J. A., Zavagno A., Baluteau J.-P. et al. *Physical properties of the Sh2-104 H II region as seen by Herschel* // Astron. Astrophys. — 2010. — Vol. 518. — P. L80.
132. Draine B. T., Dale D. A., Bendo G. et al. *Dust Masses, PAH Abundances, and Starlight Intensities in the SINGS Galaxy Sample* // Astrophys. J. — 2007. — Vol. 663. — P. 866–894.
133. Cappa C., Niemela V. S., Amorín R., Vasquez J. *The environs of the H II region Gum 31* // Astron. Astrophys. — 2008. — Vol. 477. — P. 173–183.
134. Cichowolski S., Romero G. A., Ortega M. E. et al. *Unveiling the birth and evolution of the HII region Sh2-173* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2009. — Vol. 394. — P. 900–915.

135. Vasquez J., Cappa C. E., Pineault S., Duronea N. U. *Ionized gas, molecules and dust in Sh2-132* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2010. — Vol. 405. — P. 1976–1986.
136. Heyer M. H., Carpenter J. M., Ladd E. F. *Giant Molecular Cloud Complexes with Optical H II Regions: 12CO and 13CO Observations and Global Cloud Properties* // Astrophys. J. — 1996. — Vol. 463. — P. 630.
137. Dame T. M., Hartmann D., Thaddeus P. *The Milky Way in Molecular Clouds: A New Complete CO Survey* // Astrophys. J. — 2001. — Vol. 547. — P. 792–813.
138. Langer W. D., Penzias A. A. *C-12/C-13 isotope ratio across the Galaxy from observations of C-13/O-18 in molecular clouds* // Astrophys. J. — 1990. — Vol. 357. — P. 477–492.
139. Arzoumanian D., André P., Didelon P. et al. *Characterizing interstellar filaments with Herschel in IC 5146* // Astron. Astrophys. — 2011. — Vol. 529. — P. L6.
140. MacLaren I., Richardson K. M., Wolfendale A. W. *Corrections to virial estimates of molecular cloud masses* // Astrophys. J. — 1988. — Vol. 333. — P. 821–825.
141. Cohen M. *Red and nebulous objects in dark clouds - A survey* // Astron. J. — 1980. — Vol. 85. — P. 29–35.
142. Dyson J. E., Williams D. A. *The physics of the interstellar medium.* — 1997.
143. Sharpless S. *A Catalogue of H II Regions.* // Astrophys. J., Suppl. Ser. — 1959. — Vol. 4. — P. 257.
144. Lefloch B., Lazareff B. *Cometary globules. 1: Formation, evolution and morphology* // Astron. Astrophys. — 1994. — Vol. 289. — P. 559–578.
145. Kessel-Deynet O., Burkert A. *Radiation-driven implosion of molecular cloud cores* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2003. — Vol. 338. — P. 545–554.
146. Miao J., White G. J., Nelson R. et al. *Triggered star formation in bright-rimmed clouds: the Eagle nebula revisited* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2006. — Vol. 369. — P. 143–155.

147. Boss A. P. *Collapse and fragmentation of molecular cloud cores. 2: Collapse induced by stellar shock waves* // *Astrophys. J.* — 1995. — Vol. 439. — P. 224–236.
148. Kirsanova M. S., Sobolev A. M., Thomasson M. et al. *Star formation around the HII region Sh2-235* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2008. — Vol. 388. — P. 729–736.
149. Chavarría L., Allen L., Brunt C. et al. *A multiwavelength study of embedded clusters in W5-east, NGC 7538, S235, S252 and S254-S258* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 439. — P. 3719–3754.
150. Ginsburg A. G., Bally J., Yan C.-H., Williams J. P. *Outflows and Massive Stars in the Protocluster IRAS 05358+3543* // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 707. — P. 310–327.
151. Leurini S., Beuther H., Schilke P. et al. *Multi-line (sub)millimetre observations of the high-mass proto cluster IRAS 05358+3543* // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 475. — P. 925–939.
152. Beuther H., Leurini S., Schilke P. et al. *Interferometric multi-wavelength (sub)millimeter continuum study of the young high-mass protocluster IRAS 05358+3543* // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 466. — P. 1065–1076.
153. Chakraborty A., Ojha D. K., Anandarao B. G., Rengarajan T. N. *Massive and luminous YSO IRAS 05361+3539 and its environment. A study of star formation in the parent cloud - I* // *Astron. Astrophys.* — 2000. — Vol. 364. — P. 683–688.
154. Shepherd D. S., Watson A. M. *A Detailed Study of G173.58+2.45: an Intermediate-Mass Star-forming Region* // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 566. — P. 966–973.
155. Camargo D., Bonatto C., Bica E. *A possible sequential star formation in the giant molecular cloud G174+2.5* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2011. — Vol. 416. — P. 1522–1534.
156. Wouterloot J. G. A., Brand J. *IRAS sources beyond the solar circle. I - CO observations* // *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.* — 1989. — Vol. 80. — P. 149–187.

157. Heyer M. H., Carpenter J. M., Ladd E. F. *Giant Molecular Cloud Complexes with Optical H II Regions: 12CO and 13CO Observations and Global Cloud Properties* // *Astrophys. J.* — 1996. — Vol. 463. — P. 630.
158. Burns R. A., Imai H., Handa T. et al. *A ‘water spout’ maser jet in S235AB-MIR* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 453. — P. 3163–3173.
159. Dame T. M., Hartmann D., Thaddeus P. *The Milky Way in Molecular Clouds: A New Complete CO Survey* // *Astrophys. J.* — 2001. — Vol. 547. — P. 792–813.
160. Maret S., Hily-Blant P., Pety J. et al. *Weeds: a CLASS extension for the analysis of millimeter and sub-millimeter spectral surveys* // *Astron. Astrophys.* — 2011. — Vol. 526. — P. A47.
161. Lantronix, 7535 Irvine Center Drive, Suite 100, Irvine, CA 92618, USA. — MSS User Guide.
162. Rohde & Schwarz, 6821 Benjamin Franklin Drive, Columbia, MD 21046, USA. — R&S SMB100A RF and Microwave Signal Generator – Operating Manual, 2015.
163. Rohde & Schwarz, 6821 Benjamin Franklin Drive, Columbia, MD 21046, USA. — R&S SMB100A RF and Microwave Signal Generator – Data sheet, 2015.
164. HAMEG Instruments, Industriestr. 6, D-63533 Mainhausen, Germany. — 3 GHz RF-Synthesizer HM8135 User Manual, 2015.
165. HAMEG Instruments, Industriestr. 6, D-63533 Mainhausen, Germany. — 3 GHz HF-Synthesizer HM8135 Technical Data, 2015.
166. ADLINK Technology. — PCI-7250/7251 Datasheet, 2015.
167. ADLINK Technology. — DIN-37D-01 Datasheet, 2015.
168. Wright E. L., Eisenhardt P. R. M., Mainzer A. K. et al. *The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE): Mission Description and Initial On-orbit Performance* // *Astron. J.* — 2010. — Vol. 140. — P. 1868–1881.
169. Ginsburg A., Glenn J., Rosolowsky E. et al. *The Bolocam Galactic Plane Survey. IX. Data Release 2 and Outer Galaxy Extension* // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* — 2013. — Vol. 208. — P. 14.

170. Tolmachev A. M., Sorochenko R. L. *Observations of the  $J=4-3$  Rotational Transition of Interstellar Cyanoacetylene* // Sov. Astron. Lett. — 1981. — Vol. 7. — P. 379–382.
171. Berulis I. I., Kalenski S. V., Sobolev A. M., Streinitski V. S. *Observations of the methanol  $4_{-1}-3_0$  E line in molecular clouds* // Astron. Astrophys. Trans. — 1992. — Vol. 1. — P. 231–245.
172. Wilson T. L., Mauersberger R. *The internal structure of molecular clouds. I - C18O, C34S and NH3 maps of the DR 21/W 75 S region* // Astron. Astrophys. — 1990. — Vol. 239. — P. 305–318.
173. Berulis I. I., Gusev V. A., Kutsenko A. V. et al. *System for automation of radioastronomical investigations at the RT-22 radiotelescope of the Physical Institute of the Academy of Sciences.* // Tr. Akad. Nauk SSSR Phys. Inst. — 1983. — Vol. 135. — P. 35–59.
174. Mottram J. C., Brunt C. M., Heyer M. H. High Resolution Multi-Isotopic Maps of CO Integrated Intensity in the Galactic Plane.
175. Sault R. J., Teuben P. J., Wright M. C. H. *A Retrospective View of MIRIAD* // Astronomical Data Analysis Software and Systems IV / Ed. by R. A. Shaw, H. E. Payne, J. J. E. Hayes: Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — Vol. 77. — 1995. — P. 433.
176. Joye W. A., Mandel E. *New Features of SAOImage DS9* // Astronomical Data Analysis Software and Systems XII / Ed. by H. E. Payne, R. I. Jedrzejewski, R. N. Hook: Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — Vol. 295. — Astronomical Society of the Pacific, San Francisco, 2003. — P. 489.
177. Simon R., Jackson J. M., Clemens D. P. et al. *The Structure of Four Molecular Cloud Complexes in the BU-FCRAO Milky Way Galactic Ring Survey* // Astrophys. J. — 2001. — Vol. 551. — P. 747–763.
178. Reid M. J. *The distance to the center of the Galaxy* // Annu. Rev. Astron. Astrophys. — 1993. — Vol. 31. — P. 345–372.
179. Padoan P., Juvela M., Bally J., Nordlund Å. *A Comparison of  $^{13}\text{CO}$  Local Thermodynamic Equilibrium and True Column Densities in Molecular Cloud Models* // Astrophys. J. — 2000. — Vol. 529. — P. 259–267.

180. Zinchenko I., Henning T., Schreyer K. *Studies of dense cores in regions of massive star formation. V. Structure and kinematics of dense cores from ammonia observations* // Astron. Astrophys., Suppl. Ser. — 1997. — Vol. 124. — P. 385–395.
181. Evans N. J., II, Blair G. N. *The energetics of molecular clouds. III - The S235 molecular cloud* // Astrophys. J. — 1981. — Vol. 246. — P. 394–408.
182. Whitworth A. P., Bhattal A. S., Chapman S. J. et al. *The Preferential Formation of High-Mass Stars in Shocked Interstellar Gas Layers* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 1994. — Vol. 268. — P. 291.
183. Dame T. M., Hartmann D., Thaddeus P. *The Milky Way in Molecular Clouds: A New Complete CO Survey* // Astrophys. J. — 2001. — Vol. 547. — P. 792–813.
184. Walsh A. J., Thorwirth S., Beuther H., Burton M. G. *Mopra line survey mapping of NGC 6334I and I(N) at 3mm* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2010. — Vol. 404. — P. 1396–1414.
185. Wouterloot J. G. A., Brand J., Fiegle K. *IRAS sources beyond the solar circle. III - Observations of H<sub>2</sub>O, OH, CH<sub>3</sub>OH and CO* // Astron. Astrophys., Suppl. Ser. — 1993. — Vol. 98. — P. 589–636.
186. MacDonald G. H., Little L. T., Brown A. T. et al. *Detection of new ammonia sources* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 1981. — Vol. 195. — P. 387–395.
187. Alakoz A. V., Kalenskii S. V., Promislov V. G. et al. *Parameters of Warm Molecular Clouds from Methyl Acetylene Observations* // Astron. Rep. — 2002. — Vol. 46. — P. 551–566.
188. Ho P. T. P., Martin R. N., Barrett A. H. *Molecular clouds associated with compact H II regions. I - General properties* // Astrophys. J. — 1981. — Vol. 246. — P. 761–787.
189. Harju J., Walmsley M., Wouterloot J. G. A. *Ammonia Clumps in the Orion and Cepheus Clouds* // Fragmentation of Molecular Clouds and Star Formation / Ed. by E. Falgarone, F. Boulanger, G. Duvert: IAU Symposium. — Vol. 147. — Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1991. — P. 436.
190. Stutzki J., Winnewisser G. *On the interpretation of hyperfine-structure intensity anomalies in the NH<sub>3</sub> (J, K) = (1, 1) inversion transition* // Astron. Astrophys. — 1985. — Vol. 144. — P. 13–26.

191. Men'shchikov A. *A multi-scale filament extraction method: getfilaments* // *Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 560. — P. A63.
192. Felli M., Testi L., Valdetaro R., Wang J.-J. *Star formation in the S 235 A-B complex.* // *Astron. Astrophys.* — 1997. — Vol. 320. — P. 594–604.
193. Felli M., Massi F., Navarrini A. et al. *New light on the S235A-B star forming region* // *Astron. Astrophys.* — 2004. — Vol. 420. — P. 553–569.
194. Felli M., Massi F., Robberto M., Cesaroni R. *New signposts of massive star formation in the S235A-B region* // *Astron. Astrophys.* — 2006. — Vol. 453. — P. 911–922.
195. Boley P. A., Sobolev A. M., Krushinsky V. V. et al. *S 235 B explained: an accreting Herbig Be star surrounded by reflection nebulosity* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2009. — Vol. 399. — P. 778–782.
196. Sobolev A. M., Ostrovskii A. B., Kirsanova M. S. et al. *Methanol masers and star formation* // *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics* / Ed. by R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, M. Walmsley: IAU Symposium. — Vol. 227. — Cambridge University Press, New York, 2005. — P. 174–179.
197. Cragg D. M., Sobolev A. M., Godfrey P. D. *Models of class II methanol masers based on improved molecular data* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2005. — Vol. 360. — P. 533–545.
198. Bachiller R. *Bipolar Molecular Outflows from Young Stars and Protostars* // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* — 1996. — Vol. 34. — P. 111–154.
199. Voronkov M. A., Caswell J. L., Britton T. R. et al. *High-velocity feature of the class I methanol maser in G309.38-0.13* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2010. — Vol. 408. — P. 133–138.
200. Haschick A. D., Baan W. A. *The detection of the 4(-1)-3(0) E transition of methanol at 36.2 GHz toward hot H II regions* // *Astrophys. J.* — 1989. — Vol. 339. — P. 949–955.
201. Sobolev A. M., Strel'nitskij V. S. *Montecarlo Simulation of the CH<sub>3</sub>OH Masers* // *Pisma Astron. Zh.* — 1983. — Vol. 9. — P. 26.
202. Garay G., Mardones D., Rodríguez L. F. et al. *Methanol and Silicon Monoxide Observations toward Bipolar Outflows Associated with Class 0 Objects* // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 567. — P. 980–998.

203. Porras A., Cruz-González I., Salas L. *Young stellar clusters and H<sub>2</sub> luminosities in S233IR* // *Astron. Astrophys.* — 2000. — Vol. 361. — P. 660–670.
204. Beuther H., Schilke P., Gueth F. et al. *IRAS 05358+3543: Multiple outflows at the earliest stages of massive star formation* // *Astron. Astrophys.* — 2002. — Vol. 387. — P. 931–943.
205. Khanzadyan T., Smith M. D., Davis C. J., Stanke T. *An excitation study of bow shocks driven from protostars in S233IR* // *Astron. Astrophys.* — 2004. — Vol. 418. — P. 163–176.
206. Williams J. P., Blitz L., McKee C. F. *The Structure and Evolution of Molecular Clouds: from Clumps to Cores to the IMF* // *Protostars and Planets IV.* — 2000. — P. 97.
207. Blitz L., Magnani L., Mundy L. *High-latitude molecular clouds* // *ApJ.* — 1984. — Vol. 282. — P. L9–L12.
208. Clemens D. P., Barvainis R. *A catalog of small, optically selected molecular clouds - Optical, infrared, and millimeter properties* // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* — 1988. — Vol. 68. — P. 257–286.
209. Magnani L., Onello J. S. *A new method for determining the CO to H<sub>2</sub> conversion factor for translucent clouds* // *Astrophys. J.* — 1995. — Vol. 443. — P. 169–180.
210. Berry D. S., Reinhold K., Jenness T., Economou F. *CUPID: A Clump Identification and Analysis Package* // *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI* / Ed. by R. A. Shaw, F. Hill, D. J. Bell: *Astronomical Society of the Pacific Conference Series.* — Vol. 376. — 2007. — P. 425.
211. Williams J. P., McKee C. F. *The Galactic Distribution of OB Associations in Molecular Clouds* // *Astrophys. J.* — 1997. — Vol. 476. — P. 166–183.
212. Dobbs C. L., Bonnell I. A., Pringle J. E. *The formation of molecular clouds in spiral galaxies* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2006. — Vol. 371. — P. 1663–1674.
213. Dobbs C. L., Glover S. C. O., Clark P. C., Klessen R. S. *The ISM in spiral galaxies: can cooling in spiral shocks produce molecular clouds?* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2008. — Vol. 389. — P. 1097–1110.



214. Dobbs C. L. *GMC formation by agglomeration and self gravity* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2008. — Vol. 391. — P. 844–858.
215. Roman-Duval J., Jackson J. M., Heyer M. et al. *Kinematic Distances to Molecular Clouds Identified in the Galactic Ring Survey* // Astrophys. J. — 2009. — Vol. 699. — P. 1153–1170.
216. Meidt S. E., Hughes A., Dobbs C. L. et al. *Short GMC lifetimes: an observational estimate with the PdBI Arcsecond Whirlpool Survey (PAWS)* // ArXiv e-prints. — 2015.
217. Scoville N. Z., Solomon P. M., Sanders D. B. *CO observations of spiral structure and the lifetime of giant molecular clouds* // The Large-Scale Characteristics of the Galaxy / Ed. by W. B. Burton: IAU Symposium. — Vol. 84. — 1979. — P. 277–282.
218. Koda, et al. *Dynamically Driven Evolution of the Interstellar Medium in M51* // ApJ. — 2009. — Vol. 700. — P. L132–L136.
219. Dobbs C. L., Pringle J. E. *The exciting lives of giant molecular clouds* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2013. — Vol. 432. — P. 653–667.
220. Zasov A., Kasparova A. *Can molecular clouds live long?* // Ap&SS. — 2014. — Vol. 353. — P. 595–602.
221. Bertoldi F., McKee C. F. *Pressure-confined clumps in magnetized molecular clouds* // Astrophys. J. — 1992. — Vol. 395. — P. 140–157.
222. Dickman R. L. *The ratio of carbon monoxide to molecular hydrogen in interstellar dark clouds* // Astrophys. J., Suppl. Ser. — 1978. — Vol. 37. — P. 407–427.
223. Khoperskov S. A., Vasiliev E. O., Sobolev A. M., Khoperskov A. V. *The simulation of molecular clouds formation in the Milky Way* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2013. — Vol. 428. — P. 2311–2320.
224. Kraljic K., Renaud F., Bournaud F. et al. *The Role of Turbulence in Star Formation Laws and Thresholds* // Astrophys. J. — 2014. — Vol. 784. — P. 112.
225. Caldú-Primo A., Schruba A., Walter F. et al. *Spatially Extended and High-Velocity Dispersion Molecular Component in Spiral Galaxies: Single-Dish Versus Interferometric Observations* // Astron. J. — 2015. — Vol. 149. — P. 76.

226. Glover S. C. O., Federrath C., Mac Low M.-M., Klessen R. S. *Modelling CO formation in the turbulent interstellar medium* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2010. — Vol. 404. — P. 2–29.
227. Hollenbach D., McKee C. F. *Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. I Physical processes* // Astrophys. J., Suppl. Ser. — 1979. — Vol. 41. — P. 555–592.
228. Tan B.-K., Leech J., Rigopoulou D., et al. *The James Clerk Maxwell Telescope Nearby Galaxies Legacy Survey - IX.  $^{12}\text{CO}$   $J = 3-2$  observations of NGC 2976 and NGC 3351* // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2013. — Vol. 436. — P. 921–933.
229. Donovan Meyer J., Koda J., Momose R. et al. *Resolved Giant Molecular Clouds in Nearby Spiral Galaxies: Insights from the CANON CO (1-0) Survey* // Astrophys. J. — 2013. — Vol. 772. — P. 107.
230. Schinnerer E., Meidt S. E., Pety J. et al. *The PdBI Arcsecond Whirlpool Survey (PAWS). I. A Cloud-scale/Multi-wavelength View of the Interstellar Medium in a Grand-design Spiral Galaxy* // Astrophys. J. — 2013. — Vol. 779. — P. 42.
231. Combes F., García-Burillo S., Casasola V. et al. *ALMA reveals the feeding of the Seyfert 1 nucleus in NGC 1566* // Astron. Astrophys. — 2014. — Vol. 565. — P. A97.
232. Rosolowsky E. *Giant Molecular Clouds in M31. I. Molecular Cloud Properties* // Astrophys. J. — 2007. — Vol. 654. — P. 240–251.
233. Gratier P., Braine J., Rodriguez-Fernandez N. J. et al. *Giant molecular clouds in the Local Group galaxy M 33* // Astron. Astrophys. — 2012. — Vol. 542. — P. A108.