Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби

УДК 524 На правах рукописи

АГИШЕВ АЛДИЯР ТАЛГАТОВИЧ

Хаотические закономерности характеристик газопылевых звезд и скоплений галактик

6D061100 – Физика и астрономия

Диссертация на соискание степени
доктора философии (PhD)

Научные консультанты
д.ф-м.н., профессор КазНУ им.
аль-Фараби Жанабаев З.Ж.,

professor of Physics of National Autonomous University of Mexico Quevedo H.C.

Республика Казахстан
Алматы, 2019

СОДЕРЖАНИЕ

ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

В настоящей диссертации применяются следующие термины с соответствующими определениями.

Войд – обширные области с размером порядка 10-100 Мпк расположенные между галактическими нитями, в которых отсутствуют или почти отсутствуют галактики и скопления, со средней плотностью материи менее десятой доли от типичной для наблюдаемой Вселенной.

ГМО – Гигантское молекулярное облако. Облако из газа и пыли, а также тяжелых элементов в молекулярном виде.

ИК – инфракрасный диапазон, инфракрасное излучение.

Информация – порождается независимо от природы объекта при нарушении симметрии, структурировании и вероятностном поведении исследуемого процесса.

МС – межзвездная среда.

НИФ – нить интегральной формы. Нитеобразная структура в комплексе Орион А, внешне напоминающий «крючок» интеграла.

ПЗС – прибор с зарядовой связью, аналоговая микросхема из фоточувствительных элементов на основе кремния предназначенного для регистрации света в астрономических наблюдениях.

пк – парсек, внесистемная единица измерения расстояний в астрономии, равная $3{,}08 \cdot 10^{16}$ м, расстоянию до объекта, годичный тригонометрический параллакс которого равен одной угловой секунде.

РЭС – распределение энергии в спектре

Самоаффинность – фрактальный объект, в котором число определяющих переменных больше единицы и коэффициенты подобия по этим переменным различные.

Самоорганизация – самопроизвольное появление порядка в хаосе с фрактальной структурой, возможны при наличии нелинейности, неравновесности, незамкнутости.

Самоподобный фрактал – фрактальный объект, в котором иерархические части фрактального объекта имеют одинаковые коэффициенты подобия по всем переменным.

Фрактал – структура, состоящая из частей, которые в каком-то смысле подобны целому. Геометрические фракталы: линии, поверхности, пространственные тела, имеющие сильно изрезанную форму и обладающие свойством самоподобия.

Энтропия – а) мера неупорядоченности системы б) мера неопределенности при статистическом описании в) мера относительной степени неупорядоченности неравновесных состояний открытых систем г) мера разнообразия в теории эволюции.

2dF (2dF Galaxy Redshift Survey) – исследование красного смещения, проведенное англо-австралийской обсерваторией на телескопе 3,9 м в период с 1997 по 11 апреля 2002 года

BAO (baryon acoustic oscillations) – барионные акустические колебания, являются флуктуациями плотности видимой барионной материи во Вселенной. Причиной являются акустические волны плотности возникающие в первичной плазме ранней Вселенной.

CFHT – Франко-Канадский оптический телескоп с диаметром 3,6 метра который находится на вершине вулкана Мауна-Кеа на высоте 4204 метра над уровнем моря на острове Гавайи, США.

CLASS – комплекс программ для обработки спектров входящий в пакет GILDAS

CMB (Cosmic microwave background) – космический микроволновой (радио) фон.

EW – эквивалентная ширина спектральной линии, определенная на половине мощности.

FS CMa – обозначение звезды. FS – порядковый «номер» звезды в созвездии, CMa – обозначение созвездия большого пса.

GBT (Green Bank Telescope) – параболический 100 метровый радиотелескоп национальной радиоастрономической обсерватории, расположенный в Грин-Бэнк, Западная Виргиния, США.

GILDAS – программный пакет для обработки радиоастрономических данных.

H II (или Область H II) – область ионизированного водорода, облако горячей плазмы, достигающее нескольких сотен световых лет в поперечнике, являющееся областью активного звездообразования.

HD 50138 – условное обозначение звезды. HD (Henry Draper) указывает на каталог звезд Генри Дрейпера. Цифры «50138» – номер звезды в каталоге.

HRD – диаграмма Герцшпрунга-Рассела

IRAM – 30 метровый радиотелескоп для астрономических наблюдений в миллиметровом диапазоне длин волн, управляемый Институтом радиоастрономии в миллиметровом диапазоне и расположенный в Пико Велета, Гранада, Испания.

IRAS 07377-2523 – условное обозначение звезды. IRAS (Infrared Astronomical Satellite) инфракрасный каталог звезд. Первый набор цифр «07377» указывает на прямое восхождение звезды, второй набор цифр, с знаком впереди, «–2523» указывает на склонение. Знак + и – понимается как склонение к северу и югу соответственно.

NSRT – 25-метровый радиотелескоп управляемый Синьцзянской астрономической обсерватории и расположенный на горе Наньшань, Урумчи, КНР.

OTF (on-the-fly) – метод радиоастрономического наблюдения для реконструкции карт полной мощности.

SDSS (Sloan digital sky survey) – слоуновский цифровой обзор неба. Объемная база данных спектров галактик с указанием красных смещений.

SN (SuperNova) – вспышка сверхновой звезды.

SPM – 2,12-метровый рефлектор. Основной телескоп обсерватории Сан Педро Мартир, мексиканской национальной астрономической обсерватории в Мехико, Мексиканские Соединённые Штаты.

WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) – научно-исследовательская программа посвящённая изучению реликтового излучения.

ВВЕДЕНИЕ

Общая характеристика работы

Настоящая работа посвящена исследованию хаотических закономерностей в астрофизических процессах и объектах. Была предложена и апробирована новая методика расчета информационной энтропии и ее нормировка для квазирегулярных, хаотических и стохастических процессов. Предложенным методом произведена количественная классификация звезд с газопылевыми оболочками и молекулярных облаков по степени их порядка и хаоса. Построены соответствующие алгоритмы обработки результатов наблюдений на основе информационно-энтропийных критериев, которые могут быть использованы для описания открытых систем различной природы. По каталогам наблюдательных данных определены фрактальные свойства распределения галактик. Предложена фрактальная модель описания наблюдаемых распределений галактик в расширяющейся Вселенной.

Актуальность темы

В Млечном Пути газ и пыль организованы иерархически и самоподобно, что должно быть следствием турбулентных процессов, порождающих схожие структуры на масштабах от 0,1 до 100 пк, соответственно от плотных ядер до гигантских молекулярных облаков. Образование звезд также проявляет фрактальные черты, обычно наблюдаемые в областях с пространственной иерархией в пределах от нескольких парсек до нескольких килопарсек для так называемых звездных комплексов. Эту сложность можно охарактеризовать различными методами. Некоторые обобщенные методы, такие как оценка массы или размера распределений (облаков, протоядер и кластеров), не всегда точные, так как они зависят также от критериев определения объектов и их собственных границ. В строго иерархической структуре нет характерного пространственного масштаба, который можно использовать для определения какой-либо конкретной структуры.

Изучение механизма кластеризации через распределения отдельных молодых звезд в молекулярном газе и отдельных областей звездообразования в гигантских молекулярных облаках является одной из ключевых проблем современной астрофизики. Рассматривая каждый из приведенных структур отдельно и масштабно последовательно, можно напрямую сравнивать свойства и выделять особенности каждого кластера в зависимости от масштаба измерения. Данный подход делает возможным сравнение аналогичных объектов в разных областях и в разных физических условиях.

Различные исследования показывают, что фрактальная размерность, наблюдаемая в межзвездной среде, в распределениях звезд и их комплексов, имеет универсальное значение, а размерность определяется близкой к значениям $D=2{,}3 \pm 0{,}3$. Такая универсальность может указывать либо на то, что межзвездная структура задается одними и теми же физическими механизмами повсюду, или что различные физические механизмы кластеризации имеют тенденцию генерировать одни и те же типы структур. Часть проблемы

заключается в широком спектре физических процессов, которые могут порождать различные структуры, например протозвездные струи (джеты) и оттоки (outflows) протозвездные ветра и ионизирующее излучение, расширение областей ионизованного водорода, катаклизмические взрывы сверхновых, столкновения и слияние облаков, взаимодействие галактик и возмущения, создаваемые гравитационной неустойчивостью. При подобных исследованиях существует ряд проблем, которые до сих пор актуальны. Среди них можно выделить проблему классификации: выделение наблюдаемых характеристик определенного класса объектов или процессов.

Использование новых методов может решить некоторые проблемы, связанные с классификацией по спектрам. Одним из таких направлений в современной астрофизике является использование методов теории динамического хаоса. В качестве количественных характеристик хаоса обычно используют информационную энтропию и фрактальную размерность множества значений физических величин. Данные характеристики применяются для описания свойств иерархических и самоподобных систем.

Однако, до сегодняшнего дня, для описания и оценки турбулентности в молекулярных облаках и протозвездных туманностях не был реализован информационно-энтропийный подход. Можно предположить, что оценка информационной энтропии объектов будет способствовать определению областей самоорганизованного движения. В свою очередь такие области могут характеризоваться наличием, например, аккреционных потоков, приводящих к первичному звездообразованию.

Фрактальная размерность, которая количественно оценивает пространственную однородность распределения, может быть рассчитана как для распределения газа, пыли, так и для целых комплексов звезда образующих участков. Универсальный вид космической «антигравитирующей» силы, повторяющийся на различных масштабах группы, скопления галактик и их кластеров напоминают иерархически вложенную систему. Динамика, создаваемая отталкиванием отдельных групп – кажется вложенной, и аналогична для больших масштабов, вплоть до размеров кластеров. Таким же является определения для фрактальных объектов, когда части целого имеют качественно аналогичные свойства, как и все целое. Эти свойства называются также масштабно-инвариантными.

Известные исследования указывают на сложность классификации таких объектов, как, например, звезды типа Be и B[e]. Связано это в первую очередь с недостаточностью спектроскопических исследований высокого разрешения для каждой из отдельных звезд. Несмотря на большой объем набора данных по звездам класса Be, поиск, определение и выделение таких звезд все еще остается актуальной задачей. При этом количественная спектральная классификация должна применяться наряду с качественной классификацией и имеет неотъемлемое значение для исследования излучения звезд. При этом считаем возможным использование информационно-энтропийного анализа, так как звездное излучение указанных типов звезд представляет собой хаотический

сигнал. Такой метод будет основан на информационно-энтропийных критериях самоорганизации, уставленных З.Ж. Жанабаевым. Преимущество этого подхода состоит в том, что критерии различения классов хаотических и стохастических объектов базируются на фундаментальных теоретических выводах.

Целью работы является качественная и количественная оценка закономерностей наблюдаемых структур в газопылевых звёздах, молекулярных облаках и скоплениях галактик информационно-энтропийным и фрактальным методами по наблюдаемым спектрам и изображениям.

Задачи исследования

1. Определить нормированные информационно-энтропийные критерии нормировки для квазирегулярных, хаотических, стохастических процессов.
2. Сбор наблюдательного материала и проведение радиоастрономических спектральных наблюдений комплекса Орион А и звезд с газопылевыми составляющими.
3. На основе анализа спектральных данных областей звездообразования в молекулярном облаке Орион А, и звезд с газопылевыми составляющими провести количественную классификацию этих объектов информационно-энтропийным методом.
4. Определить фрактальную размерность распределения галактик Местной группы и далеких галактик, расстояния до которых определяются красным смещением в спектрах.
5. Разработать модель расширения Вселенной, основанную на понятие нелинейной фрактальной меры и включающую фрактальную размерность, определенную теорией и по каталогам галактик.

Объекты исследования: спектры оптического и радио излучения молекулярных облаков, звезд, и каталоги галактик.

Предмет исследования: закономерности явлений, происходящих в молекулярных облаках, звездах и галактиках, как следствие проявления свойств масштабной инвариантности (фрактальности) и универсальных информационно-энтропийныйх критериев.

Метод исследования

Для анализа астрофизических спектров теорией динамического хаоса применяются фрактальный, информационно-энтропийный методы обработки зарегистрированных спектров излучения, каталогов галактик. Компьютерный анализ и обработка данных проводятся в средах MatLab, Class, IRAF.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Самоподобные значения информационной энтропии квазирегулярных, хаотических, стохастических сигналов нормируются соответственно на сумму значений энтропий отдельных компонент дискретных одномерных, двумерных, трехмерных процессов.
2. Информационные и энтропийные критерии для фрактальных, хаотических, стохастических сигналов количественно различают звезды с

газопылевыми оболочками, молекулярные, протозвездные облака и скопления галактик по наблюдаемым спектрам.

3. Вокруг галактических образований в пространстве с нулевой гравитацией галактики двигаются хаотически, их положение в глобальном масштабе образуют фрактальное множество с размерностью D=2.465, определенной теоретически и по наблюдениям.

4. Астрофизические наблюдения ускоренного расширения Вселенной описываются масштабно-инвариантной, нелинейной фрактальной моделью, с точностью определения постоянной Хаббла, зависящей от точности определения координаты галактики по соотношению неопределенности для волновых процессов.

Научная новизна работы заключается в том, что впервые

1. Предложен метод нормировки информационной энтропии квазирегулярных, хаотических, стохастических сигналов на сумму значений одномерных, двумерных, трехмерных энтропий соответственно на примере хаотических отображений различной размерности.

2. Информационно-энтропийным методом, разработанным в работе, проведена качественная и количественная классификация по критериям типов молекулярных облаков, протозвездных туманностей, звезд с газопылевой составляющей по данным полученным на телескопах GBT, IRAM, NSRT, SPM и CFHT.

3. Определена фрактальная размерность D=2.465 скоплений галактик в глобальном масштабе теоретической моделью и по каталогам галактик.

4. Предложена фрактальная модель описания наблюдаемого расширения Вселенной через показатель скейлинга (разность фрактальных и топологических размерностей) $\gamma = D - d = 0.465$ и радиуса нулевой гравитации задаваемого в виде свободного параметра, который не входит в окончательный результат, соответствующий насыщению глобального расширения.

Теоретическая и практическая значимость работы

Результаты, полученные в работе могут применяться для нормировки информационной энтропии процессов различной природы и степени сложности. Методы нормировки информационной энтропии, предложенные в работе, позволяют количественно определить состояние определенности характеристик процесса и объекта, например отношение сигнал/шум.

Практическая польза полученных в диссертации результатов заключается в возможности оценки внутреннего порядка в хаотических, стохастических сигналах полученных от оптических, радио телескопов, от базы данных астрономических наблюдений. Методы и алгоритмы, предложенные в работе, результаты физического анализа рассмотренных процессов могут применяться для исследования явлений различной природы: регистрация гравитационных волн, поиск черных дыр, сейсмоактивность Земли и т.д.

Источниками исследования являются оригинальные научные работы, перечисленные в списке использованной литературы.

Личный вклад автора

Данные радиоастрономических наблюдений получены автором во время научно-исследовательской стажировки в Синьцзянской Астрономической Обсерватории (Xinjiang Astronomical Observatory (XAO), Chinese Academy of Sciences – г. Урумчи, КНР) на инструменте NSRT.

Результаты цифрового анализа сигналов, теоретических моделей были получены непосредственно соискателем. Постановка задач и обсуждение полученных результатов проводились совместно с научными консультантами.

Достоверность результатов

Полученные в ходе исследования результаты и выводы отражают содержание всех разделов и подтверждаются публикациями основных научных результатов в рецензируемых международных и отечественных научных изданиях. Достоверность научных выводов работы подтверждается согласованностью с результатами независимых исследований и выводами, полученными другими авторами.

Апробация работы

Основные результаты, содержащиеся в диссертации, были опубликованы в 16 научных работах, из них:

Статьи с высоким импакт-фактором по базе данных Thomson Reuters или в изданиях, входящих в международную научную базу данных Scopus:

1. Wu G. … Agishev A.T. … et al. A kinematic study of the integral shaped filament: what roles do filaments play in forming young stellar clusters? // Research in Astronomy and Astrophysics. – 2018. – Т. 18. – №. 7. – С. 077.

2. Khokhlov S. A. … Agishev A.T. … et al. Toward Understanding the B [e] Phenomenon. VII. AS 386, a Single-lined Binary with a Candidate Black Hole Component // The Astrophysical Journal. – 2018. – Т. 856. – №. 2. – С. 158.

Статьи в изданиях, рекомендуемых ККСОН образования и науки МОН РК:

1. Бейсебаева А.С., Алдынгурова А.К., Агишев А.Т., Хохлов А.А. Энтропийный анализ пространственного распределения галактик // Журнал проблем эволюции открытых систем. – 2016. – Т.1. – №. 18. – С. 136 – 140.

2. Жанабаев З.Ж., Хохлов С.А., Агишев А.Т. Нормированная энтропия горячих звезд // Журнал проблем эволюции открытых систем. – 2017. – Т.1. – №. 19. – С. 13 – 17.

3. Zhanabaev Z.Zh., Kozhagulov Y.T., Khokhlov S.A., Agishev A.T., Zhexebay D.M. Informational and entropic criteria of self-similarity of fractals and chaotic signals // International Journal of Mathematics and Physics. – 2018. – Vol. 90. – №. 1. – P.90-96.

4. Omar A., Amantayeva A., Bissekenova A., Agishev A.T., Khokhlov S. Information entropy spectra of hot stars // Вестник КазНИТУ. – 2018. – Т.127. – №.3. – С. 465 - 469.

Публикации в сборниках тезисов докладов:

1. Кожагулов Е.Т., Агишев А.Т. Закономерности информационно-энтропийного анализа для иерархических структур // Материалы

международной научной конференции студентов и молодых ученых «Фараби әлемі». – Алматы, 2015. – С.418.

2. Хохлов С.А., Агишев А.Т. Анализ радиоизлучения солнца методом клеточной энтропии // Материалы международной научной конференции студентов и молодых ученых «Фараби әлемі». – Алматы, 2015. – С.500.

3. Жанабаев З.Ж., Хохлов С.А., Агишев А.Т. Фрактально - геометрическое описание диаграммы «расстояние – скорость» для антигравитирующих галактик // III International workshop «Nuclear physics and astrophysics». – Almaty, 2016. – pp. 41-42.

4. Жанабаев З.Ж., Хохлов С.А., Агишев А.Т. Фрактальная топология галактических скоплений // Материалы международной научной конференции СДФФФО-9 "Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование". – Алматы, 2016. – С.190-192.

5. Агишев А.Т., Хохлов А.А. Классификация горячих звезд типа В // Материалы международной научной конференции студентов и молодых ученых «Фараби әлемі». – Алматы, 2016. – С.408.

6. Жанабаев З.Ж., Бейсебаева А.С., Хохлов С.А., Агишев А.Т. Классификация горячих звезд на основе информационно – энтропийного анализа // Материалы 10-ой международной научной конференции «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент». – Алматы, 2017. – С.40-43.

7. Жанабаев З.Ж., Хохлов С.А., Агишев А.Т. Бифуркационные режимы эволюции нелинейной фрактальной меры // Материалы 10-ой международной научной конференции «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент». – Алматы, 2017. – С.44-47.

8. Алимбетова Д.А., Агишев А.Т. Информационная энтропия основного хребта нити интегральной формы скорость-температура в облаке Ориона // Материалы международной научной конференции студентов и молодых ученых «Фараби әлемі». – Алматы, 2019. – С.243.

В зарубежных международных конференциях:

1. Zhanabaev Z., Agishev A.T., Zhexebay D.M. Gravitational-wave nature of accelerated extension of the universe // International conference of students and young Scientists in theoretical and experimental physics HEUREKA-2018. – Ukraine, 2018. – pp. G1.

2. Жанабаев З.Ж., Агишев А.Т., Жексебай Д.М. Гравитационно-волновая природа ускоренного расширения Вселенной // Международная научная конференция «Астрономическая школа молодых ученных». – Украина, 2018. – С.27.

Связь темы диссертации с планами научных работ

Разработанные в диссертационной работе методы применяются в реализации заказа МОН РК «Финансирование по научным и (или) научно-техническим проектам на 2018-2020 годы» по теме: «Информационно-энтропийные технологии многоканальных телекоммуникационных систем и их применения», в соответствии с планами научно-исследовательских работ.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, трех разделов, заключения, списка использованных источников и одного приложения. Работа изложена на 111 страницах машинописного текста, иллюстрируется 44 рисунками, приведено 35 формул и 2 таблицы. Список использованных источников содержит 279 наименований.

1 ХАОТИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОЦЕССОВ В АСТРОФИЗИКЕ И ИХ ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

1.1 Информационная энтропия как мера хаотичности процессов и методы ее определения

Концепция энтропии играет важную роль в физике и математике. Существуют различные подходы к определению энтропии, разработанные и описанные детально в подробных работах Больцмана, Гиббса, Планка, Шеннона, Колмогорова, Синая, Реньи, Цаллиса [1-7]. Известны приложения, в которых энтропия используется как статистическая оценка данных, построенных с помощью наблюдений. Например, такие оценки полезны в теории выбора признаков и при обнаружении неоднородностей текстур, соотношения сигнала и шума и т.д. [2-7].

Методы информационно-энтропийного анализа в астрофизических исследованиях используются достаточно широко. Это связано в первую очередь с возможностью оценки уровня порядка и хаоса в природных явлениях. Целые серии работ посвящены проблеме необратимости. Начиная с концепции тепловой смерти Вселенной, связанного с ростом энтропии и беспорядка, предложенным Клаузиусом, и продолжая, в настоящее время, работами в области изучения черных дыр и вопросов ускоренного расширения Вселенной, используются энропийные подходы [8-12].

Методы, используемые для поиска периодичности в астрономических временных рядах, можно разделить на две большие группы: методы Фурье и анализ фазовой диаграммы. Первая группа включает классическое преобразование Фурье и ее вариации, введенные для обработки неравномерно выбранных данных [13-15]. Второй из них основан на анализе дисперсии кривых блесков, наблюдаемых данных, собранных в течение наблюдаемого периода в зависимости от фазы, и других компонент [16-17]. Хотя интуитивно понятно, что методы, основанные на анализе фазовых диаграмм, не дают аналитических решений и опираются только на численные результаты.

Хотя анализ Фурье быстрее и чрезвычайно эффективен, он гораздо менее чувствителен к несинусоидальным функциям, чем анализ фазовой диаграммы. Кроме того, методы фазовой диаграммы менее подвержены случайным возмущениям, разрывам в данных, при условии, что охват кривой блеска является достаточно однородным. Обобщая, каждый метод имеет определенные преимущества и недостатки и рамки применимости, и каждый должен решить, какой из предложенных методов больше подходит под специфику, задачи и типы доступных данных.

В работе [18] введен новый алгоритм, основанный на анализе энтропии кривой блеска. Он полагается на концепцию, что из множества всех возможных кривых блеска то, что складывается с использованием правильного периода, является наиболее упорядоченным и, следовательно, содержит больше информации о сигнале. Поскольку энтропия измеряет отсутствие информации о системе (в данном случае, кривая блеска), энтропия будет минимальной, если

наблюдаемый период будет равен фактическому периоду исследуемого временного ряда.

В широком смысле предложенный выше алгоритм расчета энтропии относится ко второй из вышеупомянутых групп. Однако, в отличие от всех других алгоритмов, основанных на анализе фазовой диаграммы, метод энтропии опирается на аналитическую теорию.

Данный подход к изучению кривых блеска звезд рассмотрен в работе [19]. В этой статье предложена техника расчета энтропии через теорию информации и доказана ее обоснованность. Приведены статистические свойства энтропии для сигнала, состоящего только из белого шума, и показана применимость этих свойства для проверки любых временных рядов относительно гипотезы об отсутствие периодичности. Изучена чувствительность метода по сравнению с другими методами. И показана разрешающая способность энтропии для временного ряда, состоящего из двух периодических функций с почти одинаковыми частотами, и сравнение этих результатов с результатами, полученными с использованием анализа Фурье.

С точки зрения физики открытых систем и теории информации, откуда данный метод берет свое начало, практически многие природные системы и объекты можно рассматривать как нелинейные. Разделом физики, изучающим такие системы и процессы, является нелинейная физика. Здесь рассматриваются хаотическая динамика процессов, образуемые структуры, фазовые портреты и диаграммы. Фрактальность и мультифрактальность также являются свойством таких систем и способны возникать как результат эволюции [20-24] системы во времени. Свойства динамики в обобщенном виде можно представить в виде аттракторов, которые в свою очередь могут быть фрактальными. Отличительным свойством такого поведения является самоорганизация – появление порядка из первоначального хаоса. Для этого в системе должно присутствовать 3 фундаментальные условия – не замкнутость, не равновесность и не линейность [20]. Провести оценку системы в подобном состоянии возможно количественно, через определение значения информационной энтропии. Ряд исследований, описанные в работе [20], утверждают, что при наступлении самоорганизации в процессе эволюции системы производство (прирост) энтропии равняется нулю, а если сравнения производить при одинаковых значениях энергии, то и вовсе, энтропия системы понизится.

Информационную энтропию по Шеннону, можно рассчитать для произвольного объекта или процесса, если удается описать вышеуказанные объекты в терминах информационной энтропии – как систему и состояния. Данное утверждение позволяет на основе расчета энтропии судить о эволюционном статусе объекта, оценить уровне хаотичности, регулярности и информативности, делать предположения об изотропности и однородности.

До недавнего времени существовали определенные сложности с применением информационно-энтропийного метода к различным природным объектам. Основной сложностью было невозможность сравнения различных,

по свойствам, процессов. Поэтому многие исследования велись лишь в жестких рамках рассматриваемых объектов, а сравнения и аналогии были возможны только для идентичных объектов.

Однако решения этой проблемы стало возможным после теоретической работы Жанабаева З.Ж [25], в которой предложен метод нормировки энтропии и универсальные трактовки результатов нормированной информационной энтропии, на основе установленных критериев самоподобия информации и информационной энтропии. В работе использовались фундаментальные положения и определения теории информации, что в свою очередь позволило обобщить метод на большинство природных объектов и процессов где выполняются условия для наступления самоорганизации.

Развитие современных методов астрофизических исследований нуждается в знании физических закономерностей в недрах звезд, в их атмосферах, околозвездной среде, межзвездном пространстве. Несмотря на разнообразность и сложность перечисленных объектов, у них может проявляться единое общее свойство – масштабная инвариантность. Это означает отсутствие необходимости в параметрах с размерностью, например, длины или площади. Масштабная инвариантность проявляется в виде самоподобия (коэффициенты подобия одинаковы по всем переменным) и самоаффинности (коэффициенты подобия различны по разным переменным). Общее название процессов различной природы с такими свойствами – самоорганизация материи и ее движения. Теорию самоорганизации так же называют синергетикой. Самоорганизацией также называется возникновение порядка из хаоса при выполнении условий нелинейности, неравновесности, незамкнутости. Поэтому, далее, мы будем говорить об инвариантных свойствах хаотических процессов.

В качестве количественных характеристик хаоса обычно используют информационную энтропию и фрактальную размерность множества значений физических величин [26-27]. Известная теорема И. Пригожина утверждает, что при самоорганизации производная энтропии по времени стремится к минимуму [28]. По теореме Ю.Климонтовича при самоорганизации энтропия уменьшается, если сравнение произвести при одинаковых значениях энергии [29]. В работе [30] указано, что результаты энтропийного исследования могут быть использованы и в случае управляемой самоорганизации.

Последние значительные, астрофизические исследования в этом направлении посвящены проблемам теории информационной энтропии и ее приложения. Например, в работе [31] возмущения плотности барионов изучаются с точки зрения теории информации с использованием логарифмической меры информации. В [32] информационная энтропия используется для описания сейсмических колебаний в корреляции с космической погодой. Энтропия клеток нормирована на энтропию, лучевых колебаний. Статья [33] посвящена важности выбора информационных мер для анализа сложных структур. Отмечается, что информационные меры отдельно по каждым из переменных недостаточны для определения значимых отношений между ними в рамках совместных распределений вероятностей. Из

результата этих работ также следует фундаментальная важность выбора методики нормирования информационной энтропии.

Однако непосредственный точный расчет нормированной энтропии неравновесной системы не реализован, упомянутые теоремы не отвечают на вопросы: каково минимальное значение производства энтропии, насколько энтропия уменьшается при самоорганизации? Также не выяснена связь между энтропийными критериями самоподобия и фрактальными размерностями, характеризующими соответствующие хаотические процессы. В [34,35] предлагается решение таких задач путем нормирования информационной энтропии Шеннона к энтропии Реньи. Однако порядок мультифрактального момента определяется из эксперимента.

Путем нормировки информационной энтропии и физической интерпретации полученных результатов в терминах теории самоорганизации, опубликовано достаточное количество научных статей, результаты исследований апробированы на международных конференциях. Результаты этих работ подтверждают применимость метода, предложенного Жанабаевым З.Ж., как инструмента для количественной классификации по степени порядка и хаоса природных явлений. Говоря другими словами, позволяет разделять разные по свойствам процессы по степени порядка и неупорядоченности.

В качестве примеров можно привести работы, где информационная энтропию успешно применялась для количественной классификации сигналов радиоизлучения Солнца и кривых блеска во времени переменных звезд [36]. Сделанный вывод гласит, что звезды, находящиеся на главной последовательности в диаграмме ГР, являются самоорганизованными. Их нормированная информационная энтропия лежит в области хаотических процессов. Данный метод также смог разделить переменные звезды по типам переменности, сгруппировав схожие типы звезд совместно на энтропийно-метрической диаграмме.

1.2 Универсальные степенные закономерности молекулярных облаков

В Млечном Пути газ и пыль организованы иерархически и самоподобно, что должно быть следствием турбулентных процессов [37], порождающих схожие структуры на масштабах от 0,1 до 100 пк, соответственно от плотных ядер до гигантских молекулярных облаков [38]. Образование звезд также проявляет фрактальные черты, обычно наблюдаемые в областях с пространственной иерархией в пределах от нескольких парсек до нескольких килопарсек для так называемых звездных комплексов [39]. Кластеры звезд находятся на нижних уровнях этой иерархии, хотя есть свидетельства того, что молодые открытые кластеры также имеют меньшую по размеру структурность [40-41].

Эту сложность можно охарактеризовать различными методами. Некоторые обобщенные методы, такие как оценка массы или размера распределений (облаков, протоядер и кластеров), должны приниматься с особой осторожностью, поскольку они зависят, помимо прочего, от критериев, принятых для определения объектов и их границ [42-43]. Стоит взять во внимание, что в строго иерархической структуре нет характерного пространственного масштаба, который можно использовать для определения какой-либо конкретной структуры. Кроме того, было показано, что проекционные эффекты могут существенно изменить оцененные массы и размеры молекулярных облаков [44-45]. В настоящее время многие другие инструменты широко используются для описания сложности этих структур как качественно, так и количественно. Методы нелинейной физики, такие как фрактальный и информационно-энтропийный анализ особенно ближе подходит для работы с иерархическими и самоподобными системами, какие наблюдаются в молекулярных облаках [37]. Фрактальная размерность, которая количественно оценивает пространственную однородность распределения, может быть рассчитана как для распределения газа, пыли, так и для целых комплексов звездообразующих участков. Такой подход позволяет сравнивать аналогичные объекты в разных регионах и в разных физических условиях, а также различные типы объектов друг с другом.

Часто считается, что фрактальная размерность, наблюдаемая в межзвездной среде, имеет почти универсальное значение около $D=2{,}3 \pm 0{,}3$ [46]. Такая наблюдаемая универсальность указывает либо на то, что межзвездная структура управляется одними и теми же физическими механизмами всюду, или что различные физические механизмы имеют тенденцию генерировать по существу одни и те же типы структур. Если размерность D выведена из таких свойств, как массы или размеры облаков, полученные погрешности могут быть большими [44]. Более предпочтительной методикой является измерение фрактальной размерности непосредственно с наблюдаемых изображений. Границы проецируемых изображений межзвездных облаков в Галактике имеют значения фрактальной размерности, распространяющиеся в диапазоне от 1.2 до 1.6 [47], но неясно, существуют ли реальные вариации от региона к региону или существующие разности значений

отражают различные систематические данные наблюдений и методы анализа. Более того, размерность более 1.3 является константой, предположение о соотношении с фрактальной размерностью в трех измерениях с использованием дополнительной пространственной координатой оказалось не действительной и для трехмерных случаев не всегда выполняется условие $D > 1+1,3 > 2,3$, как это было показано в работе [47].

В работе [48] проанализировано несколько карт выбросов, оттоков от трех различных молекулярных облаков (Ophiuchus, Perseus и Orion) и получили значения размерностей $D=2,6 \pm 0,2$. Подобные фрактальные узоры должны наблюдаться при распределении молодых, только образовавшихся звезд, если распределение ядер с высокой плотностью следует за пространственной структурой родительского облака, из материала которого она было сформировано. Фактически, у молодых массивных звезд в поясе Гулда есть фрактальная картина с аналогичным значением фрактальной размерности $D=2,68\pm0,04$ [48]. Однако недавнее исследование [49] сообщают о значительных различиях в спектрах дисперсии между маломощными звездообразующими облаками и массивными, гигантскими молекулярными облаками. Звездные кластеры также показывают широкий спектр пространственных моделей даже для молодых вкрапленных кластеров [40, 50-51], но неясно, обусловлены ли эти изменения эволюцией или различиями в структурах исходных облаков молекулярного газа [52-54].

Моделирование турбулентных потоков газов и жидкостей создает разные структуры в зависимости от того, какие процессы доминируют в системе. Например, работа [55] показала, что моделирование сверхзвуковой изотермической турбулентности в случаях доминирования сжимающей энергии приводит к значительно меньшей фрактальной размерности распределения плотности $D \sim 2,3$, чем в случае чисто твердотельного воздействия $D \sim 2.6$. Хотя широко признано, что турбулентность является основной движущей силой при образовании разнообразных структур и движении межзвездной среды [56]. Основные источники энергии для этой турбулентности еще не установлены. Часть проблемы заключается в широком спектре физических процессов, которые могут создавать турбулентные движения, такие как протозвездные струи и оттоки протозвездных ветров и ионизирующего излучения, расширение областей HII, взрывы сверхновых, столкновения и слияние облаков, взаимодействие галактик и гравитационные неустойчивости. Подробные обзоры влияния этих факторов подробно рассмотрены в недавнем обзоре о роли межзвездной турбулентности, выполненной в работе [57]. Разумно ожидать, что в зависимости от доминирующих физических механизмов, приводящих к турбулентности, результирующая структура может отличаться от области к области в Галактике. Связанная с этим проблема - пространственная протяженность этого самоподобного поведения, поскольку различные физические механизмы могут доминировать в разных масштабах. В окрестности Солнца, например, наблюдается фрактальное поведение для распределения молодых открытых кластеров и молодых звезд в масштабе до

~ 1 кпк [58, 59]. Во внешних галактиках иерархические структуры простираются до шкалы 1 кпк для газа, звезд и звездообразующих сгустков. Некоторые недавние примеры приведены в работах [60-65]. Некоторые галактики показывают изменение силы и степени кластеризации с масштабом разбиения. Это было подтверждено как для распределения газа [66-68] так и для молодых звезд [63]. Имеются также данные о различиях среди галактик. Недавние работы [69,70] показывают, что спектр мощности распределения газа круче для галактик с большей скоростью образования звезд на единицу площади. Эта тенденция согласуется с утверждением, что яркие галактики имеют тенденцию рассеивать свои звездообразующие массы в структуры кластеров меньших размеров [64,71]. Другими словами, более высокая скорость образования звезд в галактике имеет тенденцию коррелировать с большей фрактальной размерностью. Таким образом, по крайней мере, в галактических пространственных масштабах универсальная картина для фрактальных свойств сохраняется лишь с небольшими флуктуациями.

Важно рассмотреть кластеризацию различных компонентов одной галактики в широком диапазоне пространственных масштабов. Достаточная близость, большой размер и низкий угол наклона туманности Ориона делает ее одной из наиболее подходящих объектов для исследований. Звездообразование в этой туманности, по-видимому, является иерархическим, с характерными размерами для звездообразующих областей. Изучение силы кластеризации в распределении молодых звезд, областей HII, молекулярного газа и отдельных областей гигантских молекулярных облаков является ключевой задаче в понимании природы турбулентных потоков. Рассматривая каждый из этих компонентов как можно детальнее, можно напрямую сравнивать свойства каждого из кластеров как функцию масштаба.

Турбулентность влияет на структуру и движения межзвездного газа практически во всех диапазонах температур и плотности. Источники энергии для межзвездной турбулентности могут быть суммированы вместе и оценены через численные методы. Сверхновые и супер-пузыри часто доминируют над полной мощностью наблюдаемой турбулентности, однако другие факторы, охватывающие широкий диапазон шкал, от мало масштабных возмущений усиливающие гравитационную неустойчивость до потоков космических лучей вносит свой вклад. При подробном рассмотрении, теория турбулентности описывается основными уравнениями динамики для жидкостей, твердых тел, наличием сжимаемых мод что привожит к естественному масштабированию энергетического спектра. Также учитываются феноменологические модели, основанные на масштабировании структурных функций большего порядка, направление и локализация передачи энергии и их каскадов, распределения вероятностей скоростей в турбюулентном течении и турбулентное давление. Эффекты магнитной турбулентности на масштабах, меньших длины свободного пробега столкновений, теории магнитогидродинамической турбулентности и их различные модификации также могут быть учтены. На основе численных моделей межзвездной турбулентности воспроизводятся

основные особенности наблюдаемых отношений масштабирования с целью предсказать скорости затухания для сверхзвуковой МГД-турбулентности и производные функции распределения вероятности для плотности. Крупномасштабные модели с различными сочетаниями самогравитации, магнитных полей, сверхновых и звездообразования начинают напоминать наблюдаемую межзвездную среду в морфологии и статистических свойствах. Огромную роль в эволюции турбулентного газа играет самогравитация, понимание которой приводит к новым парадигмам формирования звездных кластеров, функции звездной массы, происхождению звездного вращения и двойных звездных систем [72]. Однако, не смотря на все запутанность происхождения тех или иных структур, все они количественно описываются лишь через их статистические свойства.

В 1951 году фон Вейцзёкер [73] изложил теорию межзвездной среды (МС), которая похожа на ту, что мы используем сегодня: облачные объекты с иерархией структур формируются во взаимодействующих ударных волнах сверхзвуковой турбулентностью, которые перемешиваются в наибольшем масштабе и рассеиваются на малых масштабах. «Облака» быстро рассеиваются из-за турбулентных движений, а на самых больших масштабах они продуцируют флуктуационные спиральные структуры, наблюдаемые в галактиках. Так же было отмечено, что среднеквадратичные отклонения в скоростях эмиссионных линий туманности Ориона увеличиваются с прогнозируемым разделением как степенной закон с силой α от 0,25 до 0,5, что приводит к тому, что газ является турбулентным с Колмогоровским энергетическим каскадом со значениями α=0,33. В работе [74] позже получили более крутую функцию $\alpha \sim 0{,}66$, используя лучшие данные, и предложил, что это было результатом сжимаемой турбулентности. Одной из первых статистических моделей непрерывного и коррелированного распределения газа была [75], который применил его к флуктуациям в яркости поверхности Млечного пути. Минковский назвал МС «абсолютно хаотичной массой ... всех возможных форм и размеров ... разбитой на многочисленные нерегулярные части».

Эти ранние предложения в отношении повсеместно встречающейся турбулентности долгое время не могли найти достаточно достоверное, наблюдательное подтверждение. Межзвездные линии абсорбции и эмисиии выглядели слишком гладкими, чтобы исходить из нерегулярной иерархии структур – вопрос, который остается открытым до сих пор. Глобулы выглядели слишком равномерными и округлыми, что указывало на наличие равновесия. Оорт и Спитцер [76] не были согласны с моделью фон Вейцзёкера, потому что считали, что энергия вращения галактик не может каскадироваться до масштабов линий облачности без сильной диссипации в отдельных столкновениях облаков. Аналогичные опасения по поводу диссипации продолжают обсуждаться, и пой сей день. Также, в работе было отмечено, что морфология МС оказалась на первый взгляд, неестественной для турбулентности: «вместо наличия непрерывных вихрей мы наблюдаем

концентрированные облака, которые часто разделены большими пространствами пренебрежимо малой плотности». Ожидалось, что турбулентность будет похожа на модель во времени, с вихрями в несжимаемой жидкости, которые заполняют пространство. Но никак не сегодняшнюю модель с большим количеством массы, сжатой до небольшой доли объема во фронтах ударных волн. Попытки показать иерархию в подобных облаках приводят к разделению на два основных типа: большого (70 пк) и маленького (3 пк). Те же категории показаны и в работе [77].

Наличие турбулентности, как факта, широко принято для небольших масштабов. Наблюдения межзвездной переизлучения на радиоволнах предполагает наличие коррелированных структур порождаемые турбулентностью в ионизированном газе [78]. В таких же масштабах космическими лучами должны возбуждаться и магнитная турбулентность [79]. Однако было и остается непонятным физическая связь между этими малыми по масштабу флуктуациями и крупномасштабными, организованными движениями в холодном и нейтральном газе.

Плотные структуры на разрешимых масштабах стали больше пхожи на организованные структуры только после того, как Ларсон в работе [80] определил степенные корреляции между размерами молекулярного облака и ширинами линий, которые напоминают закон масштабной инвариантности. Вскоре, за работой Ларсона последовали более детальные наблюдения, которые показали наличие похожих корреляций [81-83]. Эти движения считались турбулентными из-за их степенной природы. Несмотря на открытый вопрос о времени затухания, было мало подтверждений того, что турбулентность в больших масштабах может также образовывать те же структуры, для которых измерялись ширины линий. Ряд наблюденияй с того времени показали наличие этого, ожидаемого перехода [84]. Однозначно можно сказать, что структурные отношения в ГМО показывают универсальность как физических условий внутри облака, так и особенности взаимодействия облаков с окружающим веществом.

Наибольший прогресс в данном вопросе был достигнут, когда инфракрасный астрономический спутник IRAS начал наблюдать межзвездные «перистые облака» в эмиссии при длине волны равной 100μ [85]. Эти облака в основном являются прозрачными для оптических длин волн, и поэтому они должны были быть разделены на отдельные части, однако, как было видно, они являются перекрещивающимися структурами и больше схожи с туманностями. Аналогично сложные структуры присутствовали даже в IRAS-картах темных туманностей, таких как Телец, такие же наблюдались и на картах молекулярных облаков, таких как область Ориона [86]. Широкое поле зрения и хороший динамический диапазон этих, новых исследований, окончательно позволили использовать и молекулярные облака как инструмент, чтобы выявить их полную структурную сложность, так же как оптические туманности и темные облака. Вклад работы [87] в данном направлении исследований стал неожиданным открытием. Спектры мощности для широко распространенного

излучения HI оказалась сравнима со спектром мощности Колмогорова для скорости в несжимаемой турбулентности. А скорости, измеренные по данным ^{12}CO в диапазоне больших шкал [88,89] также коррелировали со структурами.

Распространенность нитеобразных структур в межзвездной среде может быть объяснена теорией турбулентности, что подтверждается большинством симуляций. Некоторые нити в межзвездной среде сформированы не только за счет турбулентности, но и в результате расширяющихся оболочек, кометных хвостов пораженных облаков или шоковых областей в спиральных волнах плотности [90], и это происходит с аналогичными морфологиями в моделировании турбулентности. Выдающиеся предположения о происхождении этих завихрений включают в себя косые удары или ударные пересечения, расширяющегося газа вдоль линий магнитного поля, зацепленного винтовыми магнитными полями в плотной крупномасштабной структуре. Нитеобразная структура в основном является результатом ударных взаимодействий [91]. Также в работе [92], подчеркивается роль выравнивания магнитного поля, при котором нити все еще находились в сходящихся потоках. Однако нитеобразные структуры также преобладают при малом числе Маха, в немагнитных моделях [93].

Элмегрин предположил [94], что плотные облака или облачные ядра могут образовываться в сталкивающихся турбулентных газовых потоках и что гравитационные неустойчивости в шоковых зонах могут привести к коллапсу и образованию звезд. Формирование самогравитирующих конденсаций в сходящихся потоках было предложено до этого, но было неясно, могут ли сжатые области в турбулентном потоке быть достаточно большими и жить достаточно долго, чтобы свернуться гравитационно до рассеяния. Работа [95] подтвердила, что максимумы плотности в турбулентных потоках совпадают с резкими скачками скорости, свидетельствующими об образовании шоковой волны. Другие симуляции показали, что плотные области обычно образуются при столкновении косых потоков и пересекающихся ударах [96]. Аккреция и столкновения часто следуют за тем, чтобы все больше газа поступало в это гравитирующее состояние плотного облака. Этот процесс может существовать лишь до тех пор, пока излучения образовавшихся звезд в облаке становится достаточно интенсивным, чтобы рассеять и отодвинуть оставшийся газ своим световым давлением.

Один из ключевых моментов моделирования межзвездной среды состоит в том, чтобы учитывать коллапс и фрагментацию облака, для того чтобы сформировать звездный кластер, и вычислить полученную начальную функцию массы звезд, цель, которая до недавнего времени было сложно достичь из за серьёзных требований к разрешению. Первые исследования такого типа не включали в себя самогравитацию, но показали, что полученные ядра будут разрушаться, если бы она присутствовала, учитывая их массу и плотность [96]. Модели самогравитирования подробно иллюстрируют процесс [91,97] включая магнитные поля [98,99]. Основным результатом этих исследований является демонстрация того, что турбулентность может подавлять глобальный коллапс,

тогда как локальный коллапс все еще происходит в ядрах, которые образуются именно по причине наличия турбулентности и самогравитации. Этот результат был найден даже для магнитных моделей, где локальный коллапс можно было подавить только в том случае, если поле было настолько сильным, что оно могло бы поддерживать все облако в целом [100].

Исследования спектра масс коллапсирующих ядер в немагнитных, самогравитирующих моделях турбулентности [101] показали хорошее согласие с общей формой начальной функции масс (НФМ) для звезд [102]. Интересно, что примерно аналогичные массовые спектры кластеров были найдены в симуляциях, включая самогравитацию, но пренебрегая магнитными полями [101], симуляции, которые включают магнитные поля, но не самогравитацию [103], и модели которые включают оба эффекта [104].

Молодые протозвездные кластеры – это места подавляющего большинства существующих областей звездообразования в Галактике. Протокластеры, являющиеся первичными местами рождения звезд в молекулярных облаках, являются многообещающей лабораторией для изучения происхождения и ранней эволюции звезд и планетных систем [50]. Одна из конкретных проблем которую нужно понимать – это происхождение массы являющейся источником питания для звезд, которые образуются в этих кластерах. Вся ли масса уже сконцентрирована на месте до рождения первых звезд, или существует продолжительный период, в течение которого аккреционный материал непрерывно подпитывает процесс звездообразования [105].

Последние наблюдения, в частности с использованием высокочувствительных данных дальней инфракрасной области полученных на Herschel, показывает, что нитевидные структуры являются вездесущими и встречаются повсеместно в молекулярных облаках [106,107]. Более того, согласно «глобулярно-нитевому» сценарию звездообразования [108,109], нитевидные структуры в межзвездной среде представляют собой первый шаг на пути к прекластерному сгущению а также появлению предзвездных ядер, и в конечном счете, к звездообразованию. Наиболее плотные нити фрагментируются в сгустки и плотные ядра в результате гравитационной неустойчивости [110]. Более того, согласно высокочувствительным изображениям Гершеля, большинство звездных образований происходит на нитевидных структурах [109]. Поэтому разумно предположить, что рост кластеров происходит главным образом за счет аккреции материала нитевидных структур на эти, первые зачатки звезд.

Рост кластеров или ядер путем аккреции нитевидных структур наблюдается в ряде численных моделей, например [92] которые первыми рассмотрели аккрецию нити и показали, что их модель согласуется с наблюдениями молекулярного облака S106. Акреция на плотные нити также наблюдается при численном моделировании [111]. Они рассмотрели поле скоростей нитевидных структур и их окрестностей, а так же как нити перенаправляют акрецию газа в направлении к вмороженным (вкрапленным) ядрам. В данных наблюдениях [105] выявлены градиенты скоростей в

направлении к центральному стоку и рассчитаны скорости течения материи вдоль нитей соответствующие скоростям локального звездообразования. Тем не менее, по-прежнему недостаточно наблюдательных свидетельств, позволяющие четко распознать аккрецию нитей. Частично это связано с тем, что трудно различить вклад других видов движений (например, вращения) и сопутствующих процессов звездообразования, например оттока, в наблюдаемые скорости. Кроме того, движения диффузного газа вокруг нитей также необходимо разделить, чтобы определить собственные движения нитей.

Системы нитевидных кластеров, такие как «нить интегральной формы» (НИФ) в облаке Орион А, представляют собой уникальную возможность в понимании процессов формировании кластеров. Комплекс Ориона – это ближайшая и, вероятно, наиболее изученная область формирования звезд высокой массы. Орион А является самым крупным молекулярным облаком и занимает площадь около ~31,5 град^2 на небесной сфере [107,112]. Нить интегральной формы (НИФ) в комплексе Ориона – это компактный хребет в северной части кометного облака Орион А [113-115]. На расстоянии около 383 пк [116] его можно наблюдать с хорошим линейным разрешением даже с помощью радиотелескопа скромного размера. Облако Орион А расположено примерно на 15 градусов ниже плоскости Галактики, что приводит к менее зашумленному фону, что обычно встречается для объектов, расположенных вдоль плоскости галактики.

В работе [117] был осуществлен обзор НИФ с использованием однородных и полностью дискретных карт NH_3 и рассмотрена морфология, фрагментация, кинематика и температурные свойства в этого региона. Однако детальная кинематика в НИФ до сих пор не изучена.

1.3 Современные проблемы в классификации газопылевых звезд

Двойственность как объяснение некоторых наблюдаемых свойств горячих звезд с сильной эмиссией типа Be, таких как быстрое вращение и наличие околозвездных дисков, была предложена почти 40 лет назад. Несмотря на изначальное отсутствие большого количества наблюдательных данных, эта гипотеза приобрела прочное обоснование с появлением спектроскопии высокого разрешения. Многие яркие звезды Be были признаны в качестве основных компонентов двойных систем за последние два десятилетия.

Первая звезда с эмиссионными линиями в своем спектре γ Кассиопеи была обнаружена с помощью визуальной спектроскопии почти 150 лет назад. Было обнаружено, что несколько десятков других ярких звезд показывают яркие и темные линии к концу 19-го века. Первоначально наличие линейного излучения было единственным свойством, которое отличало их от других звезд. Эти звезды образовали отдельный класс звезд Be, а опубликованный список из 90 горячих эмиссионных звезд содержал несколько звезд типа O, и сверхгиганты B типа. Позже выяснилось, что многие из них имеют светимость близкую к звездам главной последовательности и быстрое вращение. Со временем стало ясно, что звезда Be – это звезда типа B, окруженная газообразным диском. Большинство звезд Be считалось одиночными, и возможность их двойственности не рассматривалась вообще до 1970-х годов. Поскольку теперь считается, что большинство массивных и горячих звезд рождаются, по крайней мере, в парах, естественно ожидать, что заметная часть звезд Be может быть членами двойных систем.

Гипотеза для объяснения быстрого вращения звезд Be путем массопереноса между компонентами в бинарных системах была предложена в работе [118]. Механизм раскрутки включал в себя передачу момента количества движения компоненту, который позже наблюдалась как звезда Be. Вскоре после того, как гипотеза была предложена [119], теоретически определено, что свойства только от 5 до 30% всех звезд Be могут быть объяснены этим сценарием. Существует также вероятность того, что некоторые звезды Be могли быть раскручены во время их формирования.

Почти 30 лет назад был составлен каталог из 1159 Be звездных кандидатов от самых ярких до таких слабых, как ~13 m. Оказалось, что более половины его содержимого либо представлено звездами эмиссионных линий других классов (например, супергигантами и звездами Вольфа-Райе), либо объектами с профилями линий, которые недостаточно хороши для классификации их как Be. В качестве побочного продукта этого исследования составлен список из ~340 наиболее ярких звезд Be (магнитуда, или звездная величина в фильтре $V \leq 8.3$ m), собраны последние фотометрические, спектроскопические, поляриметрические и интерферометрические данные для них и исследованы двойные системы из этого отбора.

В работе [120] опубликован список, содержащий 16 спектроскопически обнаруженных двойных звезд Be, три из которых взаимодействовали. В то же время работа [121] показала список из почти 160 бинарных звезд, из которых 28

были спектроскопическими двойными Be. Недавно [122] используя спектры с высоким разрешением обнаружили еще 17 двойных звезд Be среди нескольких сотен горячих звезд. Последние нуждаются в дальнейшем подтверждении и дополнительных исследованиях, потому что заключения о двойственности были сделаны на основе присутствия любой наблюдаемой изменчивости в спектральных линиях.

Анализируя все эти списки и просматривая публикации по другим звездам Be, обнаружено, что среди звезд Be имеется 67 двоичных объектов более ярких, чем V=4, и 245 Be звезд ярче, чем V=8. Не каждая двойная Be звезда имеет измеренный орбитальный период. Некоторые из них представляют собой визуальные двойные системы, а некоторые другие были обнаружены интерферометрически [123]. Спектроскопические периоды некоторых зарегистрированных двоичных систем нуждаются в пересмотре. Один из таких случаев, β CMi, описан в работе [124]. Информация о самых ярких двойных Be звездах представлена в Таблице 1.3.1. Тем не менее, основной вывод из этой статистики состоит в том, что, более 50% самых ярких звезд Be являются двоичными, и нет оснований полагать, что эта статистике может быть распространена для более слабых звезд.

Таблица 1.3.1 – список самых ярких двойных звезд Be

Name	MK	V	EW(Hα)	Period	Sep.
α Eri	B3 V	0.5	~3	15 years	≤150
δ Sco	B0.3 IV	1.6-2.3	0-25	10.8 years	6−200
γ Cas	B0 IV	2.1-2.8	20-30	203.5 days	9.0
δ Cen	B2 IV	2.6	~40		68.7
η Tau	B7 III	2.9	~6	4.2 days	
α Ara	B2 V	2.95	33	74 days	
ζ Tau	B4 III	2.9-3.0	5-20	132.9 days	9.1
μ Cen	B2 V	3.0-3.5	Weak	IR-companio	4637
η Ori	B1 V	3.4	Weak	triple	
o And	B6 III	3.6	Weak	33.1 days	1.6
17 Tau	B6 III	3.6	Weak	4.3 days	
β Mon A	B3 V	3.8	~20	visual	3000
κ Dra	B6 III	3.9	~20	61.55 days	

Информация о столбце: 1 – название звезды, 2 – тип МК, 3 – визуальная яркость, 4 – эквивалентная ширина линии Hα, 5 – орбитальный период, 6 – расстояние компонентов в мили угловых секундах.

У наиболее ярких звезд типа Be статистически обнаружены тенденции к увеличению двойственности таких объектов с увеличением мощности линии Hα [125]. Хотя этот результат получен из статистики небольшого числа, он может указывать на то, что двойственность характерна для звезд Be с самыми сильными спектрами эмиссионных линий. Также эта характеристика может

использоваться для целей поиска признаков двойственности. В то же время звезды Be со слабыми линиями могут быть как одиночными, так и двойными. Никакое объяснение того, как двойственность делает более эффективными спектры эмиссионных линий не предоставляется, однако, наблюдения на большом промежутке времени этих объектов, с сильными эмиссионными линиями определенно должны дать ответы.

Редкие данные об орбитальных периодах двойных Be также позволяют сделать определенные выводы. График максимальной эквивалентной ширины линии Hα в спектрах бинарных Be по сравнению с орбитальными периодами показывают аналогичную зависимость и для Be/рентгеновских двойных [126], имеющие спутник типа O или раннего B-типа. Звезды позднего типа B (B5-B8) показывают сходную зависимость, но с более слабыми линиями Hα для тех же периодов орбиты. Это может быть связано с неспособностью более холодных звезд ионизировать весь околозвездный диск. Используя эти отношения, можно приблизительно оценить возможный орбитальный период. Например, предварительный период, найденный из V/R-вариаций линии Hα в β CMi [124], согласуется с отношением для поздних объектов типа B и его средней эквивалентной шириной Hα ~10 Å.

Качественно эти отношения можно объяснить большим объемом вещества, имеющимся в диске более широких линий, двойных систем. Объекты на длинно периодичных эксцентрических орбитах, например, δ Sco, не вписывались бы в эту картину, потому что потеря массы от первичных звезд в них может быть увеличена во время очень близких периодов. Кроме того, структура диск могла быть сильно нарушена во время эволюции подобной системы.

В настоящее время используется несколько методов для выявления двойственности звезд Be. Регулярные фотометрические вариации наблюдаются в затменных системах, но такие двойные пары Be очень редки. Спектроскопически они могут быть распознаны, если наблюдаются следующие явления: регулярные радиальные изменения скорости линий излучения или поглощения. Регулярные вариации пиковых значений интенсивности (вариации V/R) в эмиссионных линиях, как правило, в линии Hα, в редких случаях наблюдение составных спектров.

До сих пор только 4 Her и π Aqr являются единственными двойными, для которых орбитальный период был обнаружен двумя независимыми спектроскопическими методами. Хотя периодические вариации V/R наблюдаются в ряде звезд Be, они коррелируют с орбитальной фазой только для объектов со слабыми линиями. Объекты же наподобие γ Cas и ζ Tau с сильными линиями показывают гораздо более длительные периоды вариаций V/R по сравнению с орбитальными периодами. Этот эффект может быть обусловлен различными типами возмущений, вызванных приливным силами и взаимодействием между компонентами.

Трудности применения спектроскопических методов включают в себя низкоамплитудные радиальные изменения скорости. Например, около ~7 км/с

для γ Cas [127], долгосрочные апериодические тенденции в средней точке кривой радиальной скорости (γ-величина), наличие более двух компонентов (известные тройные звезды Be – o Cas и 66 Oph, a o And - четырехкратная система) и возможная интерференция орбитального периода и периода V/R, в случае, если они различны. Не многие звезды Be наблюдались долго и достаточно часто, чтобы окончательно использовать предложенные методы. Для некоторых объектов были обнаружены долгосрочные вариации V/R, например, 48 Lib, но двойственность для нее не подтверждена.

Двойные системы также были обнаружены или подтверждены интерферометрией. Примеры включают δ Sco, 66 Oph, o Cas. Объекты с большими эксцентрическими орбитами или со сравнимой яркостью компаньона являются лучшими целями именно для интерферометрических исследований, чем кратковременные двойные с большими коэффициентами яркости.

Анализ данных 340 звезд Be ярче, чем V~8m, показывает, что двойственность для этого класса объектов должна быть более 50% на основе статистики для самых ярких и наиболее хорошо изученных из них. Существует также тенденция к тому, что звезды Be с сильной эмиссией являются основными компонентами в двойных (или мульти компонентных) системах. Говоря иначе, сильная линия Hα может быть показателем двойственности системы. Предварительная оценка соотношений между эквивалентными ширинами линии Hα и орбитальными периодами представлены для Be звезд, ранних (B0-B4) и поздних (B5-B9) классов. Связь для ранних объектов типа B очень похожа на отношения, найденные для двойных систем типа Be/рентгеновские двойные [126]. Объекты позднего B-типа показывают аналогичный наклон отношения, но их линии Hα слабее для тех же орбитальных периодов, вероятно, из-за более низкой способности центральных звезд ионизировать околозвездный диск.

Как видно из проведенного обзора предложенные методы основаны на выявлении статистических и эмпирических закономерностей количественно из наблюдаемых спектров звезд.

Среди звезд типа Be выделяются звезды имеющие эмиссию в спектрально запрещенных областях. Эти объекты, обозначаемые B[e] определяются как звезды, одновременно имеющие наличие излучения запрещенной линии с низким возбуждением и сильного инфракрасного избытка в спектрах звезд раннего типа. Он был обнаружен в нашей Галактике 30 лет назад в ходе раннего исследования инфракрасного неба и первоначально идентифицирован в 65 галактических объектах, из которых почти половина оставалась неклассифицированной. Это явление связано с объектами, находящимися на разных этапах звездной эволюции, от зародышей и звезд главной последовательности до стадий планетарных туманностей. Для звезд с явлением B[e] предлагается новая классификация, основанная на времени образования пыли в их околозвездных оболочках. Большинство неклассифицированных галактических звезд B[e] можно считать двойными системами, которые в настоящее время подвергаются или недавно прошли фазу быстрого

массообмена, что связано с сильной потерей массы и образованием пыли. Для неклассифицированных звезд B[e] предлагается новое имя, звезды FS CMa и новые критерии классификации.

Звезды класса FS CMa представляют собой группу из приблезительно 70 объектов, ранее известных как неклассифицированные звезды с явлением B[e]. Их очень сильные спектральные эмиссионные линии в сочетании с полной светимостью указывают на их парную природу. Они обладают сильными ИК-избытками излучения из-за переизлучения околозвездной пыли, что подразумевает распределения в виде диска. Исследование звезд данного класса в работе [128] выявил нейтральные металлические линии, которые всегда включают в себя Li Iна длине волны 6708 A˚, в спектрах некоторых из объектов FS CMa, есть указания на присутствие прохладной, второй компоненты.

Одна из первых фотометрических наблюдений в оптическом и ближнем инфракрасном диапазоне спектра, выполненная в 80 годы, показала, что около 10% из почти 700 горячих звезд с сильной эмиссией демонстрировали запрещенные линии и сильные инфракрасные избытки в РЭС из-за излучения околозвездной пыли [129]. Эта группа стала называться звездами «Bep», чтобы отличить их от классических звезд типа Be, которые показывали меньшие ИК-избытки, которые были результатом излучения околозвездного газа. Другое обозначение группы, B[e] звезд, отражает только наличие запрещенных линий, и не показывает избытка в ИК диапазоне. В работе [130] заключили, что явление B[e] наблюдается в четырех классах звезд с известным эволюционным статусом: звезды главной последовательности, звезды Herbig Ae/Be, симбиотические двойные, компактные планетарные туманности и некоторые сверхгиганты, например η Car. В то же время 30 первоначальных членов группы были объявлены неклассифицированными объектами с наличием феномена B[e].

Основная сложность классификации даных объектов заключалась в отсутствии спектральных линий из звездной атмосферы типа B из-за сильного излучения околозвездной материи, а также недостаточности данных, которые также затрудняли классификацию. Свойства этих объектов были критически оценены только в работе [131], в котором были выведены основные критерии описывающие особенности группы следующим образом: 1) ранний B-тип и соответствующий ему оптический континуум, ранний A-тип с сильными эмиссионными линиями водорода, Fe II, [O I], а иногда и [Fe II] и [O III] в которых также могут присутствовать атмосферные линии поглощения горячей звезды, которые часто «заливаются» околозвездным континуумом; 2) большой ИК-избыток, который достигает пика при 10-30 мкм и резко уменьшается с увеличением длины волны; 3) локализация звезд за пределами звездообразующих областей; и 4) наличие второй компоненты, который может быть тусклой звездой или вырожденным объектом.

Также, несколько предположений и оценок их эволюционного статуса были опровегрнуты, а группа была переименована в объекты типа FS CMa, по названию объекта прототипа B[e]. В частности, статус звезд которые

предшествуют главной последовательности был отвергнут из-за их местоположения в дали от областей формирования звезды и более резкого снижения среднего и дальнего ИК излучения, чем длина волны молодых звезд. Кроме того, объекты FS CMa, скорее всего, не являются протопланетарными туманностями, которые показывают гораздо меньшие избытки ИК-излучения в дальней зоне.

Группа названная FS CMa изначально содержала 23 объекта по данным [129]. Семь объектов, оставшихся от 30 неклассифицированных, по-прежнему имеют неопределенный статус из-за малого количества данных. К группе было прибавлено еще 10 объектов, найденных в базе данных IRAS, путем кросскорреляционного отождествления с каталогами оптических наблюдений [131]. Еще 20 кандидатов были найдены в гамбургском обзоре звезд с наличием эмиссионных линий [132], который был также перекрестно коррелирован с каталогом NOMAD [133]. В настоящее время около 20 кандидатов, найденных в NOMAD через использование нескольких фотометрических критериев и соотношений [131], наблюдаются спектроскопически для подтверждения наличия излучения в запрещенных линиях.

В работе [128] определено, что излучение Hα в большинстве объектов FS CMa на порядок сильнее, чем у классических звезд Be одного и того же спектрального типа. Это требует скорости потери массы больше чем $M \geq 10^{-7} M_{\odot}$ в год, поскольку они являются одиночными звездами. Теория предсказывает такие показатели только для одиночных супергигантов со светимостями $L \geq 105\ L_{\odot}$ [134]. Поэтому естественно предположить, что объекты FS CMa представляют собой кратные, а часто двоичные системы, которые испытывают масса перенос через потоки за полость Роша, по меньшей мере, хотя бы одного из компонентов. Массовый перенос должен быть неконсервативным, чтобы объяснить большое количество образованной в этом сценарии околозвездной пыли, что также отмечается в наблюдаемых системах.

Хотя бинарный сценарий выглядит наиболее вероятным, непросто утверждать двойственность объектов группы [135]. Наиболее очевидным является MWC 623 с составным спектром первичного раннего типа B и вторичной компоненты K-типа, аналогичной яркости. Значительно слабые признаки сложного спектра были обнаружены в 10 других объектах. Орбитальные периоды были измерены только для двух из них: CI Cam – линия He II 4686 A, 19,41 дня, и MWC 728 – B5e + G8, металлические линии, 27,5 дня [136]. Остальные 8 объектов с резкими звездными линиями, в том числе Li I 6708 A, происхождение которых в эволюционирующих звездах все еще находятся на стадии обсуждения: V669 Cep, FX Vel, AS 174, IRAS 00470 + 6429, IRAS 07080 + 0605, IRAS 17449 + 2320, IRAS 07377 - 2523 и AS 386. Двойственность трех наиболее ярких объектов FS CMa (FS CMa, HD 50138 и HD 85567) была обнаружена спектрометрией [137], Спектроскопические исследования звезды HD 85567 в работе [138] подтвердили двойственность системы.

Недавнее открытие двух объектов FS CMa, которое не показали признаков наличия холодного вторичного компаньона в ближней ИК-области, в галактических кластерах [140] интерпретировалось как следствие слияний двойных систем. Хотя эта идея представляется возможной, второстепенная компонента все еще может быть не обнаружена из-за ее слабости относительно первичной и светимости звезды B-типа в околозвездном континууме. В любом случае этот результат только усиливает подтверждение двойственного характера группы FS CMa.

Основной проблемой в исследовании группы звезд FS CMa проблема однозначной классификации остается открытой. Наличие множества обзоров в световых фильтрах дает возможность легко оценить распределение энергии в спектре (РЭС), однако дальнейшее спектроскопическое подтверждение остается затрудненной из за недостаточности наблюдательных данных.

1.4 Фрактальность структуры скоплений галактик

Космологический принцип, предполагающий, что Вселенная статистически однородна и изотропна на достаточно больших масштабах, является одним из фундаментальных предположений современной космологии. Это предположение не может быть доказано в строго математическом смысле, но может быть подтверждено из различных космологических наблюдений. Тестирование предположения о статистической однородности и изотропии важно, поскольку наши интерпретации различных космологических наблюдений основаны на нашем современном понимании Вселенной, которое в свою очередь опирается на космологический принцип. Однородность и изотропия - это два разных, но связанных с ними аспекта, которые могут или присутсвовать или отсутствовать в системе. Вселенная может быть однородной без изотропии или может быть изотропной вокруг точки без однородности. Но изотропия вокруг каждой точки гарантирует однородность.

Общеизвестно, что наиболее убедительным доказательством изотропии является почти однородная температура космического микроволнового фонового излучения CMB по всему небу [141-143]. Однако CMB не является полностью изотропным. За многие годы многие исследования показали асимметрию мощности и маловероятные выравнивания низких мультиполей [144-149]. Асимметрии, обнаруженные в WMAP, в значительной степени объяснялись недостатками аналитической обработки [150] и деформацией луча наблюдения [151]. Однако недавний анализ данных PLANCK [152] показал, что асимметрия мощности сохраняется в масштабах, соответствующих $l \sim 600$ пк, а отклонения от изотропии имеют статистическое отклонение более 3σ. Дальнейший анализ с использованием многодиапазонных наблюдений [153] подтвердили асимметрию мощности и показали, что погрешности статистической обработки данных WMAP недостаточны для полного объяснения неоднородностей. Другие доказательств, которые говорят в поддержку изотропии, вытекают из изотропии в угловых распределениях ярких радиоисточников [154], изотропии на рентгеновском фоне [155-158], изотропия в распределении сверхновых [159,160] и изотропия в распределении нейтрального водорода [161]. Хотя и имеется большой набор данных о статистической изотропии Вселенной в больших масштабах, этот вопрос все еще остается открытым, в следствии наличия иных наблюдений, показывающие значительную анизотропию. Например, данные по сверхновыми звездами типа Ia свидетельствуют о статистической анизотропии [162-166]. Исследования радиоисточников в работе [167] и функцией светимости галактики в работе [168] также указывают на существование анизотропии. Если даже списать эти результаты на наличие систематических ошибок, остается вероятность, что именно они могут стать основ причиной для пересмотра предположения о наличии самой космической изотропии. В современной космологии произошел бы существенный сдвиг парадигмы, если исключить из космологического принципа изотропию основываясь на наборах данных, высокой статистической надежности.

Однако, существование изотропии вокруг нас все еще не гарантирует однородность Вселенной. Пространственную однородность можно утверждать из изотропии только тогда, когда более поздняя конфигурация вокруг каждой точки будет являться гладкой функцией положения [169].

Мы видим структуры во Вселенной, начиная от планет, звезд и галактик до групп, кластеров и сверхскоплений, охватывающих широкий диапазон масштабов. Нынешняя Вселенная выглядит очень неоднородной на малых масштабах, и важно проверить, продолжают ли сохраняться такие неоднородности в больших масштабах. Факт наличия крупномасштабной неоднородности имеет ряд следствий ставящих под угрозу современное понимание космологии [170-171]. Неоднородности через механизм обратной реакции могут дать альтернативное объяснение глобального космического ускорения без необходимости в дополнительном компоненте темной энергии [172-174]. Наличие войдов, больших пустот, также могут быть причиной наблюдаемого ускоренного расширения Вселенной [175]. К счастью, такие модели могут быть ограничены наблюдениями, такими как SN, CMB, BAO и измерениями расстояния по угловому диаметру и параметром Хаббла [176-182].

Исследования распределения галактик отображает трехмерное распределение во Вселенной. Если наша Вселенная однородна, то статистические свойства распределений галактик в конечном объеме должны быть независимы от местоположения этого объема во Вселенной. Одним из простых инструментов, описывающей статистические свойства распределений галактик является двухточечная корреляционная функция [183], которая измеряет избыточную вероятность определения пары точек, разделенных расстоянием r по сравнению со случайным, пуассоновским процессом. Двухточечная корреляционная функция на малых масштабах $0.1\ \text{Мпк} \leq r \leq 10\ \text{Мпк}$ хорошо описывается степенным законом вида $\xi(r) = (r/r0)^{-\gamma}$, с характерной длиной корреляции r0 ~5 – 6 Мпк и наклоном $\gamma \sim 1{,}7$ - 1,8 [184,185]. ξ (r) обращается в нуль в масштабах > 20 Мпк, что согласуется с крупномасштабной однородностью. Однако проблема с анализом корреляционных функций заключается в том, что она предполагает среднюю плотность в масштабе исследования, которая не является определяемой величиной ниже шкалы однородности. Большинство статистических исследований однородности, проведенных до сих пор, основаны на методе расчета числа пар n (<r) в сфере радиуса r и последующего его масштабирование по r до перехода к однородности. Если показатель масштабирования (размерности) приближается к значению ~ 3 в некотором масштабе, он и считается переходом к однородности, указывающий на то, что распределение однородно и на больших масштабах [186,187]. Фрактальный анализ [188] использует масштабирование различных моментов n (<r) для определения характерного масштаба или размера области однородности. Различные исследования, проведенные подобными методами, утверждают, что существует переход к однородности на достаточно больших масштабах 70 -

150 Мпк [189-191], тогда как другие исследования, утверждают отсутствие какого-либо подобного перехода [192-194]. Исследования галактик последних десятилетий [195,196] позволили увидеть распределение миллионов галактик находящихся в миллиардах световых лет, тем самым предоставляя уникальную возможность проверить предположение об однородности на больших масштабах. Исследование Слоуновского цифрового обзора неба (SDSS- Data Release 12) достигло своей конечной стадии и в настоящее время охватывает более трети всей небесной сферы [197]. Это дает нам возможность проследить распределения галактик в огромных объемах по все Вселенной, и проанализировав статистические свойства проверить однородность Вселенной с большей достоверностью. В работе [198] приводится метод, основанный на энтропии Шеннона для определения характеристик неоднородностей, и его приложение к некоторым результатам моделирования по методу Монте-Карло неоднородных распределений, N-тел, которые показывают, что предложенный метод обладает большим потенциалом для проверки крупномасштабной однородности по данным наблюдений красного смещения галактики.

Для тестирования изотропии для различных типов наборов данных была разработана специальная статистика [198-201]. В недавней работе [202] указанный метод применен к распределению галактик из Слоуновского цифрового обзора неба по 12 версии опубликованных данных, и обнаружино, что неоднородности в распределениях галактик сохраняются, по крайней мере, до масштаба в 120 Мпк. Последующий анализ распределения [203] с использованием улучшенного метода показал, что распределение однородно за пределами шкалы длины ~ 150 Мпк. Такой метод также может быть легко распространен на двумерные карты, такие как CMB, и может быть также подходящим образом адаптирован для тестирования изотропии гравитационных волн, космических лучей, рентгеновского или радио-неба.

Как показали наблюдения наблюдениях вспышек сверхновых SN типа Ia на больших расстояниях около 1000 Мпк., галактики и скопления галактик находятся под воздействием однородного в пространстве фона темной энергии, что приводит к ускоренному расширению Вселенной. Исследования анизотропии космического микроволнового фона (CMB) в работе [204] показывает, что глобальная плотность темной энергии должна составлять порядка $\rho_\Lambda=0{,}7\times10^{-29}$ г/см^3, а это в свою очередь составляет почти 3/4 от общего энергетического содержания Вселенной. Близкое значение космологической постоянной было определено в работе [205], основанного на анализе существующих верхних пределов анизотропии космического микроволнового фона. Согласно простой и вполне вероятной интерпретации, принятой в рамках стандартной космологической модели, темная энергия отображается космологической постоянной Эйнштейна, а ее плотность равна $\rho_\Lambda=\Lambda c^2/8\pi G$, где G – гравитационная постоянная. Если данное утверждение верно, то темная энергия не что иное, как энергия космического вакуума по Глейнеру, и она может быть описана макроскопически, как совершенно равномерно распределенная жидкость с уравнением состояния $p_\Lambda=-\rho_\Lambda$ (где, p_Λ – давление

темной энергии, скорость света принято равной c=1). Именно эта, стандартная интерпретация, подразумевает, что темная энергия влияет на Вселенную в целом и существует повсеместно в пространстве с одинаковой плотностью и давлением.

Темная энергия, рассматриваемая как вакуум, создает силу обратную гравитации, в нынешнюю космическую эпоху антигравитация преобладает над гравитацией материи для глобальной Вселенной, рассматриваемой как единое целое. Ответ на вопрос могут ли динамические эффекты темной энергии быть сильными и в меньших масштабах приведен в работе [206]. Наличие местных динамических эффектов темной энергии были впервые показаны в этой работе. Исследования локальной группы галактик и оттока расширения карликовых галактик вокруг него показали, что анти тяготение может доминировать над гравитацией уже на расстояниях 1-3 Мпк, характерное расстояние от барицентра группы [207]. Было также продемонстрировано, что это наименьший астрономический масштаб, на котором антигравитация, создаваемая темным энергетическим фоном, может быть сильнее гравитационных эффектов создаваемой барионной материей.

Более поздние работы [208] показывают, что ближайший богатый кластер из галактик, кластер Девы, а потоки разбегания вокруг этого пространства образуют систему, которая представляет собой масштабно инвариантную систему, похожей на локальную группу, с ее расширяющейся средой. Это доказывает, что в объеме кластера доминирует гравитация материи, а антигравитация темной энергии сильнее гравитационной силы в объемах, лежащих за кластером Девы, на характерных расстояниях 10-30 Мпк от центра кластера. В обоих случаях ключевым физическим параметром системы является ее «радиус нулевой силы тяжести», которая по сути является расстоянием (от центра системы), где гравитация вещества и темная энергия антигравитации точно уравновешивают друг друга. Гравитационно связанная система может существовать только в сфере этого радиуса; вне сферы динамика разбегающегося потока задается антигравитацией темной энергии.

В работе [209] с помощью оптических, рентгеновских и данных линзирования на 33 рассеянных кластерах галактик были изучены следы темной энергии в вириальной структуре кластеров. Было предложено свойство для сферически коллапсирующей системы, где темная энергия не собирается в комки вместе с темной материей, а распространена однородно [210]. Изучен сферический коллапс в моделях квинтэссенции, в которых скорость звука равна нулю. Статические, учтойчивые решения для различных конфигураций и их динамическая устойчивость на фоне космологической константы были исследованы численно в работе [211].

Подход к изучению кластеров галактик необходимо выполнять с учетом космического фона, темной энергии, в которое эти объекты вложены. Предпологая, что темная энергия описывается космологической постоянной можно показать, что динамические эффекты, создаваемые антигравитацией начинают доминировать уже в кластерах [212]. В частности, основные

физические параметры гало в темной материи в кластерах определяются темной энергией: (1) радиус отсечки ореола практически равен радиусу нулевой силы тяжести, при котором гравитация темного вещества сбалансирована антигравитацией темной энергии; (2) усредненная по гало плотности равна двум плотностям темной энергии; (3) плотность ореола (отсечка) – это плотность темной энергии с числовым коэффициентом порядка единицы, также зависящая от профиля самого ореола. Гравитационная потенциальная яма для кластера, в которм движутся частицы темного гало, а также галактики и плазма, зависят от темной энергии как: максимум потенциала находится на радиусе равной, радиусу нулевой гравитации самого кластера.

Эффекты темной энергии были обнаружены в 1998-1999 гг. на основе астрофизических наблюдений вспышек сверхновых звезд типа 1А на чрезвычайно больших расстояниях около 10 Гпк, на краю наблюдаемой Вселенной [213,214]. В отличие от ранее известных видов энергии (барионов, темной материи, космического микроволнового фона), темная энергия создает универсальную силу отталкивания или антигравитацию вместо гравитации. На сегодняшней стадии космологической эволюции эта сила антигравитации является сильнее гравитации в масштабах всей Вселенной. Прямым доказательством этого является то, что глобальное космологическое расширение ускоряется, как это было впервые установлено в работах [213,214]. Физическая природа темной энергии, а также ее микроскопическая структура пока неизвестны. Это на сегодняшний день остается важнейшей проблемой современной фундаментальной физики и астрономии.

В 2000 г. обнаружено, что эффективные исследования темной энергии также возможны в непосредственной близости от нашей Галактики [206,207]. На характерных расстояниях 1-3 Мпк имеется около двух десятков карликовых галактик, которые без исключения «убегают» от нашей галактики [215]. Этот локальный поток галактик, был известен еще со времен Слайфера и Хаббла. Он начинается вблизи внешней границы локальной (местной) группы галактик, которая включает вместе с нашей Галактикой и одинаково массивной М31 около пятидесяти меньших галактик. Если темная энергия заполняет все пространство Вселенной, то она также должна создавать локальное поле антигравитации в области локальной группы, что может быть причиной наличия локального потоке расширения. Оказывается, что в области локального течения антигравитация сильнее гравитации, создаваемой «обычным», гравитирующим веществом [208]. Таким образом, динамические эффекты темной энергии столь же эффективны в локальном потоке, как и у горизонта Вселенной.

Наблюдения телескопом Хаббла (HST), 6-метровым телескопом Специальной астрофизической обсерватории (SAO) и другими крупными инструментами, выполненные группой исследователей под началом Караченцева показали, что расширяющиеся потоки галактик существуют также вблизи ряда близлежащих групп и кластеров галактик [216,217]. Эти локальные

течения имеют пространственные масштабы около 1 Мпк вблизи групп галактик и около 10 Мпк вокруг кластеров галактик. Они образуют особый класс движений в общем разбросе разнообразия внутри куба космической однородности на расстояниях до 100-300 Мпк. Отличительным свойством этого динамического поведения является довольно большая степень упорядоченности и наблюдаемой кинематической регулярности: лучевые скорости галактик в типичном «потоке убегания» следуют линейному соотношению скорости и расстояния по закону Хаббла, V=HR, где V – скорость, относительная центра группы или центра кластера, а R – расстояние от центра. Численное значение скорости расширения, измеренное в локальной области равно постоянной Хаббла H. В свою очередь, эта постоянная близка к космологическому значению константы Хаббла на данную эпоху, H_0=70 км/с*Мпк. Эти и другие представленные в статье особенности потоков хорошо описаны и объяснены теорией локальных динамических эффектов темной энергии [212]. Наблюдательные данные в рамках этой теории ясно показывают, что ключевую роль в динамике потоков разбегания играет антигравитация, созданная общим «темно-энергетическим» фоном [218], и позволили получить первую независимую, эмпирическую оценку плотности темной энергии на масштабах до 10 Мпк. Оказывается, что глобальная и локальная плотности темной энергии равны в пределах ошибки измерения [219].

Внешние потоки галактик наблюдаются вокруг групп галактик на пространственных масштабах более 1 Мпк и вокруг скоплений галактик на масштабах более 10 Мпк. Используя последние данные космического телескопа Хаббла (HST), в работе [220] были построены две синтетические фазовые диаграммы скорость-расстояние: один для четырех потоков по шкалам групп галактик, а другой для двух потоков на масштабах кластеров. В обоих случаях антигравитация, создаваемая космическим фоном темной энергии, сильнее, чем гравитация, создаваемая материей в рассматриваемом объеме. Антигравитация ускоряет течения и вводит масштабно инвариантный фазовый аттрактор, общий для всех масштабов, что соответствует линейному соотношению скорость-расстояние и местному закону Хаббла. В результате пучок траекторий оттока в основном следует траектории аттрактора. Сравнение двух диаграмм показывает универсальную самоподобную природу оттоков: их фазовая структура в безразмерных переменных существенно не зависит от их физических и пространственных масштабов, которые в этих двух диаграммах отличаются примерно в 10 раз!

Согласно этим выводам расширение Вселенной описывается пропорциональностью скорости изменения по времени расстояния наблюдения галактики самому расстоянию. Значение коэффициента пропорциональности – постоянная Хаббла определено наблюдениями с точностью около 5% [221]. В релятивистской космологии временная зависимость кривизны пространства определяется из уравнений Эйнштейна для гравитационного поля. Известны модели с различной кривизной: нулевой (евклидовая), положительной (закрытая), и отрицательной (открытая), все они приводят к особенности –

Большому взрыву [222]. Для описания ускоренного расширения Вселенной в уравнения Эйнштейна добавляется космологическая постоянная Λ, осмысление которой привело бы к возможностям описания наблюдений.

Отметим только работы [223,224], где получены наилучшие соответствия с наблюдениями. В работе [223] предлагается топология Вселенной в виде додекаэдрального пространства Пуанкаре, из-за конечности ширины спектра которого можно описать анизотропию плотности энергии реликтового излучения. Однако в основу рассуждений принято измеренное значение постоянной Хаббла. В работе [224] описана диаграмма скорость-расстояние до галактик по данным телескопа «Hubble space telescope» нелинейной теорией, включающей силу «всемирного антитяготения», пропорциональной космологической постоянной.

Несмотря на огромное количество исследований по этим проблемам [225,226] не удается описать теоретически, без привлечения необоснованных постоянных, основные факты наблюдательной космологии: закономерности скучивания галактик, хаотического расположения галактик вблизи областей нулевой гравитации, ускоренное разбегание галактик, возможность существования глобальной постоянной Хаббла и т.д. Исследователи указывают [222-225] необходимость такой теории пространства-времени, которая ставила бы топологию мира в соответствие с развивающимися в нем физическими процессами. В недавней работе [226] космологическая постоянная ΛCDM модели связывается с коэффициентом масштабной инвариантности пространства, который тоже может привести к описанию ускоренного расширения Вселенной.

1.5 Выводы из обзора литературы

Методы теории динамического хаоса могут быть широко использованы для исследования астрофических явлений. Это связано с наличием сложного, хаотического движения приводящего к формированию наблюдаемых спектров и структур. Такие свойства могут наблюдаются как на начальных стадиях звёздообразования, в молекулярных облаках и протозвёздных туманностях, так же и в уже сформировавшихся звездах и их комплексах. Описанные характеристики приводят к формированию масштабно-инвариантных структур и динамики, являющихся своего рода аттракторами, как и в случае динамической, хаотической системы. Распространяя такой подход до масштабов Вселенной, можно заметить наличие фрактальности и иерархического строения кластеров галактик.

С точки зрения информационно-энтропийного анализа возможна количественная классификация астрофизических явлений. Этот подход реализуем через исследование звездного излучения и распределения вероятностных характеристик систем.

Вывод по пункту 1.1

Метод Информационно-энтропийного анализа может быть использован для оценки уровня хаотичности системы. Данный подход может быть распространен на широкий спектр масштабно-инвариантных, фрактальных процессов и объектов в астрофизике.

Критерии, предложенные Жанабаевым З.Ж. позволяют на основе нормированной информационной энтропии Шеннона делать выводы о природе процесса. Данные критерии могут быть использованы для классификации различных процессов по степени порядка и хаоса.

В настоящей диссертационной работе использование данного критерия для определения хаотических закономерностей в газопылевых облаках, звездах и скоплениях галактик выбрано как наиболее эффективный метод для определения хаотических закономерностей.

Вывод по пункту 1.2

Наличие турбулентности в межзвездной среде и ее значительный вклад в звездообразования в молекулярных облаках несомненный факт. Существует множество подходов к оценке степени турбулентности и ее описания как для звездных кластеров и плотных ядер, так и для космических нитей, подпитывающий процесс звездообразования.

Однако, до сегодняшнего дня, для описания и оценки турбулентности в молекулярных облаках и протозвездных туманностях не был использован информационно-энтропийный подход, а исследования ограничивались лишь поиском систематических закономерностей. Можно предположить, что оценка информационной энтропии по дисперсиям скоростей в облаке и последующая ее классификация будет способствовать определению областей самоорганизованного движения. В свою очередь такие области будут характеризоваться наличием аккреционных потоков, приводящих к первичному звездообразованию.

Вывод по пункту 1.3

Исследование последних 40 лет позволило выделить особый класс объектов по прототипу FS CMa. Это горячие звезды раннего спектрального класса B показывающее сильную эмиссию в бальмеровской серии линии Hα а также имеющие эмиссии запрещенных линий. Такой наблюдательный эффект объясняется наличием газа и пыли в околозвездном пространстве а также двойственной природой таких систем.

На данном этапе исследований существует сложности классификации таких объектов на классы типа Be и B[e]. Связано это в первую очередь с недостаточностью спектроскопических исследований высокого разрешения для каждой из отдельных звезд. Однако данные по РЭС для этих звезд доступны в большем объеме. Но, несмотря на это, поиск, определение и выделение таких звезд в тип B[e] актуальная задача. Так как большинство звезд такого деления не подтвердили себя в детальных спектроскопических исследованиях. В связи с этим, можно поставить задачу о применении метода, который бы позволил классифицировать эти звезды количественно.

Вывод по пункту 1.4

Универсальный вид космической антигравитирующей силы, повторяющийся на различных масштабах группы, скопления галактик и их кластеров напоминают иерархически вложенную систему, где динамика, создаваемая антигравитацией для отдельных групп – кажется вложенной, и аналогична для больших масштабов, вплоть до размеров сверхскоплений кластеров. Таким же является определения для фрактальных объектов, когда части целого имеют качественно аналогичные свойства, как и все целое. Эти свойства – масштабно-инвариантны.

Учитывая вышесказанное, мы поставили цель построить нелинейную геометрическую модель расширения Вселенной без привлечения понятия темной энергии, которая бы соответствовала наблюдениям, и определить асимптотическое (глобальное) значение постоянной Хаббла.

2 ИНФОРМАЦИОННО ЭНТРОПИЙНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ХАОТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

2.1 Информационные критерии масштабной инвариантности и приложение метода информационного анализа к астрофизическим процессам

В этой главе представлен предложенный Жанабаевым З.Ж. критерии оценки хаотичности системы. Также приведены результаты практических расчетов для различных фрактальных объектов, квазирегулярных, хаотических и стохастических сигналов и методы нормировки информационой энтропии в одномерном, двухмерном и трехмерном случаях [227].

Обычно определение сложного понятия формируется через перечень его основных свойств. Информация $I(x)$ статистической реализации некоторой физической величины x является положительной величиной и определена при наличии неравновесности по x. Если $P(x)$ является вероятностью появления величины x, то выражение для количества информации описывает эти свойства следующей формулой.

$$I(x) = -\ln P(x). \tag{2.1.1}$$

Повторяемость и неравновесность процесса учитывается условием $0 < P(x) < 1$. По определению взаимная информация, переданная по каналу связи сигнала с характеристикой x = x(t) определяется разностью одномерной и условной энтропии Шеннона [35]:

$$I(x;y) = S(x) - S(x|y), \tag{2.1.2}$$

где y(t) – характеристика приемника. Безусловная энтропия Шеннона определятся как

$$S(x) = -\sum_{i=1}^{N} P(x_i)\ln\big(P(x_i)\big), \tag{2.1.3}$$

где $P(x_i)$ – вероятность попадания в i-ую ячейку с относительным размером δ, значения переменной x. Условная энтропия S(x/y) имеет вид:

$$S(x/y) = -\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{M} P\big(x_i, y_j\big)\ln\Big(P\big(x_i|y_j\big)\Big), \tag{2.1.4}$$

где $P(x_i|y_j)$ – условная вероятность. Взаимная информация отлична от нуля только при наличии корреляций между величинами x(t), y(t). С целью приложения данного утверждения к астрофизическим спектрам, по аналогии с динамическими системами, можно принять y(t) = x`(t), т.е. производную x(t) принять как вторую переменную.

Вместо одномерной энтропии Шеннона S(x) в данном случае, можно пользоваться двумерной, полной энтропией S(x,y) и Формулу (2.1.2) записать в виде

$$I(x|y) = S(x,y) - S(x|y) > 0,$$
$$S(x,y) = -\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{M} P(x_i,y_j)\ln\left(P(x_i,y_j)\right) \qquad (2.1.5)$$

где $P(x_i,y_i)$ – вероятность попадания в фазовом пространстве (x,y) в ячейки с равными размерами δ по сторонам. Обозначение I(x|y) подчеркивает роль условия в определении информации, а не корреляций, как в формуле (2.1.2).

Использование S(x,y) вместо S(x) лучше обеспечивает условие положительности условной информации I(x|y)>0, так как всегда S(x,y) > S(x). Формула (2.1.5) более помехоустойчива в этом смысле, чем формула (2.1.2). Нормируя двумерную информацию и энтропию на полную энтропию, из формулы (2.1.2) можно получить

$$\tilde{I}(x|y) + \tilde{S}(x|y) = 1,\ \ \tilde{I}(x|y) = I(x|y)/S(x) + S(y),$$
$$\tilde{S}(x|y) = S(x|y)/S(x) + S(y), \qquad (2.1.6)$$

удобное соотношение для анализа вероятностных процессов в виде своеобразного закона сохранения условных информации и энтропии. Из формул (2.1.4), (2.1.5) следует, что информационная энтропия является средним значением информации. Поэтому формулу (2.1.2) мы примем за основное определение информации. При переходе к непрерывной переменной x, вводя плотность вероятности $f(x) = dP(x)/dx$, по формуле (2.1.3) значение энтропии стремится к бесконечности.

Поскольку есть необходимость в определении масштабно – инвариантных закономерностей, то можно принять за определяющую независимую переменную саму информацию. Выражая статистические характеристики процесса через информацию, можно искать новые свойства информации, не зависящие от масштаба измерения. После этого можно говорить о вероятности реализации информации $P(I)$ согласно формуле (2.1.1):

$$P(I) = e^{-I}. \qquad (2.1.7)$$

Для вероятности $P(I)$ и плотности вероятности $f(I)$ имеем формулы:

$$0 \le P(I) \le 1,\ 0 \le I \le \infty;\ \int_0^\infty f(I)dI = 1,\ P(I) = \int_I^\infty f(I)dI. \qquad (2.1.8)$$

Из формул (2.1.7), (2.1.8) следует $f(I) = P(I) = e^{-I}$. Функция вероятности реализации информации $P(I)$ совпадает с функцией распределения плотности вероятности информации $f(I)$. Именно информация, определенная по формуле (2.1.1), обладает масштабной инвариантностью: часть и целое имеют

одинаковый закон распределения. Информационную энтропию распределения значений информации $S(I)$ определяют как среднее значение информации по ансамблю:

$$S(I) = \int_I^{\infty} If(I)dI = (1+I)e^{-I}. \quad (2.1.9)$$

Для $0 \leq I \leq \infty$ имеем $1 \geq S \geq 0$, т.е. энтропия нормирована на единицу. Конечное значение энтропии непрерывного множества может быть получено путем введения некоторой меры. В качестве меры принимается плотность вероятности распределения самой информации (2.1.9), который справедлив для любой природы информации и для любого способа (взаимной, условной) ее определения.

Пользуясь известным функциональным уравнением, которому удовлетворяет некоторая характерная функция $g(x)$ с масштабно – инвариантным свойством:

$$g(x) = \alpha g\big(g(x/\alpha)\big), \quad (2.1.10)$$

где α – масштабный множитель, утверждается, что любая непрерывная функция в своей неподвижной точке удовлетворяет уравнению (1.1.10). Принимая в качестве характерных функций информацию и энтропию I($f(I)$) и $S(I)$, определяют их неподвижные точки:

$$I = f(I),\ I = e^{-I},\ I = I_1 = 0.567, \quad (2.1.11)$$

$$S(I) = I,\ (1+I)e^{-I} = I,\ I = I_2 = 0.806, \quad (2.1.12)$$

Эти неподвижные точки являются единственно устойчивыми, так как они являются также и пределами бесконечных отображений, достигаемых при любых начальных значениях I_0, рисунок 1.1.1:

$$I_{i+1} = f(I_i),\quad \lim_{i\to\infty} exp\big(-exp(\ldots - exp(I_0)\ldots)\big) = \mathrm{I}_1, \quad (2.1.13)$$

$$I_{i+1} = S(I_i),\quad \lim_{i\to\infty} exp\big(-exp(\ldots - exp(\ln(I_0+1) - I_0)\ldots)\big) = \mathrm{I}_2, \quad (2.1.14)$$

где число скобок равно $i+1$.

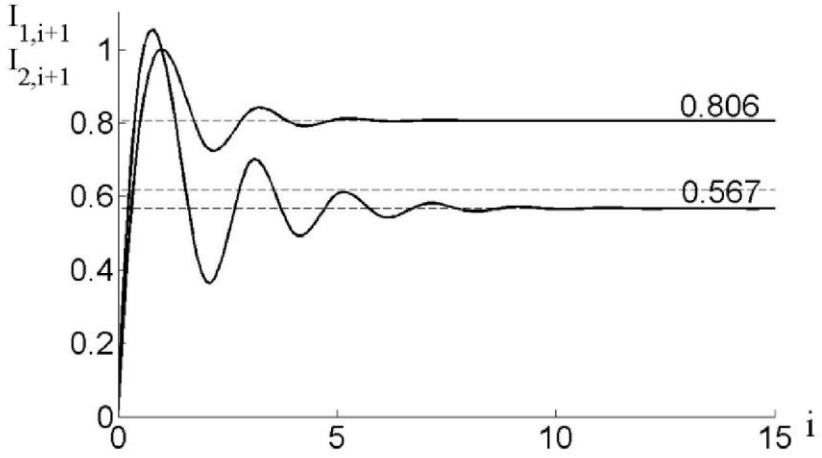


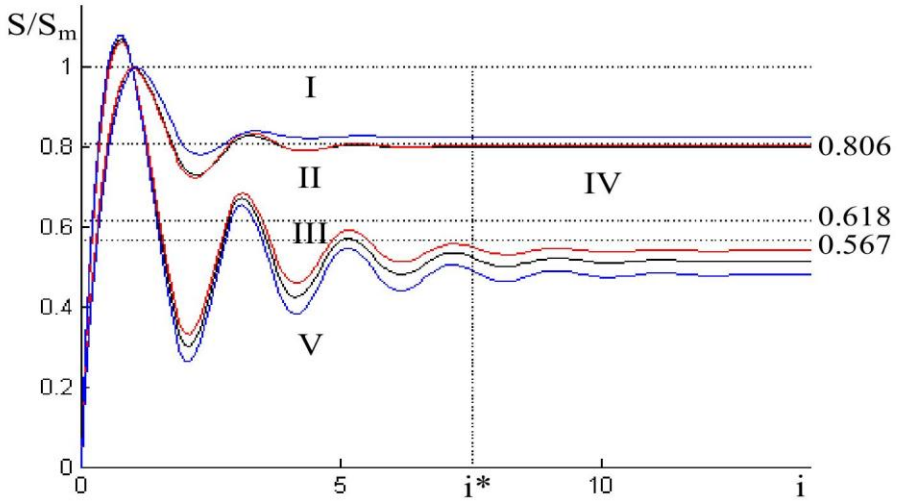
Рисунок 2.1.1 – Установление неподвижных значений информации и энтропии.

Возможны различные толкования физического смысла чисел $I_1 = 0.567$, $I_2 = 0.806$. Числа I_1, I_2 могут быть рассмотрены как аналога числа Фибоначчи $I_{20} = 0.618$ (“золотого сечения” динамической меры), соответственно, для статистических систем, характеризуемых информацией и энтропией. Действительно, из формулы (2.1.12) при $I \lesssim 1$ выводится

$$(1 + \mathrm{I})(1 - \mathrm{I}) = \mathrm{I},\ \mathrm{I}^2 + \mathrm{I} - 1 = 0,\ \mathrm{I} = \mathrm{I}_{20} = 0.618, \qquad (2.1.15)$$

также при $I \ll 1$ из (2.1.12) имеем $e^{-I} = I$, $I = I_1$. Видно, что закономерности динамического равновесия, самоподобия информации и энтропии систем присутствуют в одной формуле (2.1.12).

Число I_2 является минимальным значением нормированной многомерной энтропии, достигаемым при переходе к самоподобию. Представлены значения информации ($I_1 = 0.567$) и информационной энтропии ($I_2 = 0.806$) в неподвижных точках через функции плотности вероятности реализации. Раскрыт смысл этих величин в виде критериев самоподобия фракталов и хаотических сигналов различной размерности. Обобщая вышесказанное, все процессы и объекты с хаотическими, масштабно-инвариантными свойствами можно классифицировать на основе их нормированной энтропии по степени хаоса и порядка, опираясь на диаграмму на рисунке 2.1.2.



Процессы: I – шумоподобные, II − самоаффинные, III − самоподобные, IV− самоорганизованные, V − неоднородные

Рисунок 2.1.2 – Эволюция энтропии по итерации и классификация на основе информационных критериев.

С другой стороны, для неравновесных процессов (неоднородных объектов) критерии информационного самоподобия I_1, I_2 могут отличаться от теоретических значений. Можно получить результат $I_1 = 0.4649$ как отклонение от $I_1 = 0.567$ [34]. В данном случае необходимо учесть влияние некоторого параметра, учитывающего отклонения от равновесности самого объекта или системы в целом. Это возможно через учет параметр неоднородности $q \to 0$ по статистике Цаллиса, по формуле (2.1.16).

$$\mathrm{I}_{1q,i+1} = \left(1 - (q-1)\mathrm{I}_{1,i}\right)^{\frac{2-q}{q-1}} \tag{2.1.16}$$

В статистике Цаллиса используется функция экспоненты типа $\exp_q(x)$, которая при $q \to 1$ переходит в обычную экспоненту. При значении параметра $q \to 0$ в статистике Цаллиса самоподобное значение информации стремится к значению $I_1 \to \gamma = 0.4649$. Тем самым скейлинг $\gamma = 0.4649$ есть предельный случай масштабной инвариантности в динамике хаотических систем. Отметим также, что результат $\gamma = 0.4649$ соответствует показателю скейлинга для анизотропного фрактала, предложенного Жанабаевым З.Ж. [ссылка в дальнейшем 269]. Теоретическое значение: $D = \ln 5/\ln 3$, $\gamma = D - d = D - 1 = 0.4649$. Данный критерий также может описывать переход от регулярной динамики к фрактальности и структурности. Это следует из спектра обощенной мультифрактальной размерности Реньи с тем же параметров мультифрактального момента q. При $q \to 1$ говорят об информационной размерности, при $q \to 0$ о фрактальной размерности и размерности Хаусдорфа - Минковского.

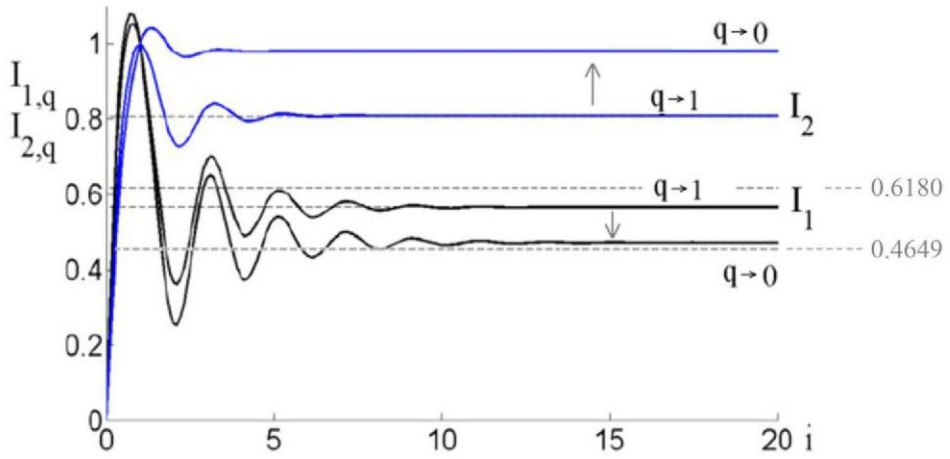


Рисунок 2.1.3 – Диаграмма эволюции информации I_1 и энтропии I_2 при различных значениях параметра неоднородности q согласно теории по работе [34].

Нормированную энтропию хаотических объектов в трехмерном пространстве (x,y,z) можно определить в виде

$$\tilde{S}(x,y,z) = S(x,y,z)/(S(x)+S(y)+S(z)), \tag{2.1.17}$$

так как максимальное ее значение равна аддитивной сумме энтропий компонент. Поэтому имеет место

$$I_2 \le \tilde{S}(x,y,z) \le 1. \tag{2.1.18}$$

Число I_1 удобно определить для условной информации геометрического объекта

$$I(y/x) = S(y,x) - S(y/x) = S(x) + S(y/x) - S(y/x) = S(x), \quad I(x/y) = S(y) \tag{2.1.19}$$

Самоподобное значение информации (число I_1) является минимальным значением нормированной одномерной энтропии двумерного объекта:

$$I_1 \le \tilde{S}(x) < I_2, \ \ \tilde{S}(x) = S(x)/(S(x)+S(y)). \tag{2.1.20}$$

Наконец, переход к хаосу, статистическим закономерностям в одномерном случае характеризуется интервалом

$$0 < \tilde{S}(\delta) \le I_1, \ \ \tilde{S}(\delta) = S(\delta)/\ln(1/\delta) \tag{2.1.21}$$

где, $\tilde{S}(\delta)$ – нормированная энтропия разбиения Шеннона по относительному масштабу измерения δ. Из теории мультифракталов [228]

известно, что $\tilde{S}(\delta)$ является также информационной размерностью множества, содержащего меру. Из вышесказанного следует смысл чисел I_1, I_2 в виде границ разделения дробных частей размерностей самоподобных множеств с топологическими размерностями d = 1 ([0,I_1)), d = 2 ([I_1,I_2)), d = 3 ([I_2,1)).

Необходимо убедиться в существовании критериев самоподобия информации I_1 и энтропии I_2 в природных явлениях. Универсальным свойством масштабной инвариантности явно обладают фрактальные объекты и процессы. Однако основную характеристику таких объектов – фрактальную размерность однозначно определить из эксперимента не удается: результаты различных методов (клеточная, внутренняя, и др. виды размерности) заметно отличаются [229]. Поэтому мы вначале воспользуемся моделями 17-ти геометрических фракталов с известными теоретическими размерностями от 1,26 до 2,0 [230].

Все изучаемые предфракталы (иерархические поколения) номера n были описаны одинаковым количеством точек $N = 2^{18}$ и вписаны в квадраты с одинаковыми размерами. Информационная энтропия предфрактала определялась через вероятности попадания точек в квадратные ячейки с относительным масштабом $\delta = 10^{-3}$.

Мы выбрали для всех фракталов n = 6, $\delta = 10^{-3}$, при которых самоподобные нормированные значения энтропии можно считать независимыми от n, δ с погрешностью менее одного процента.

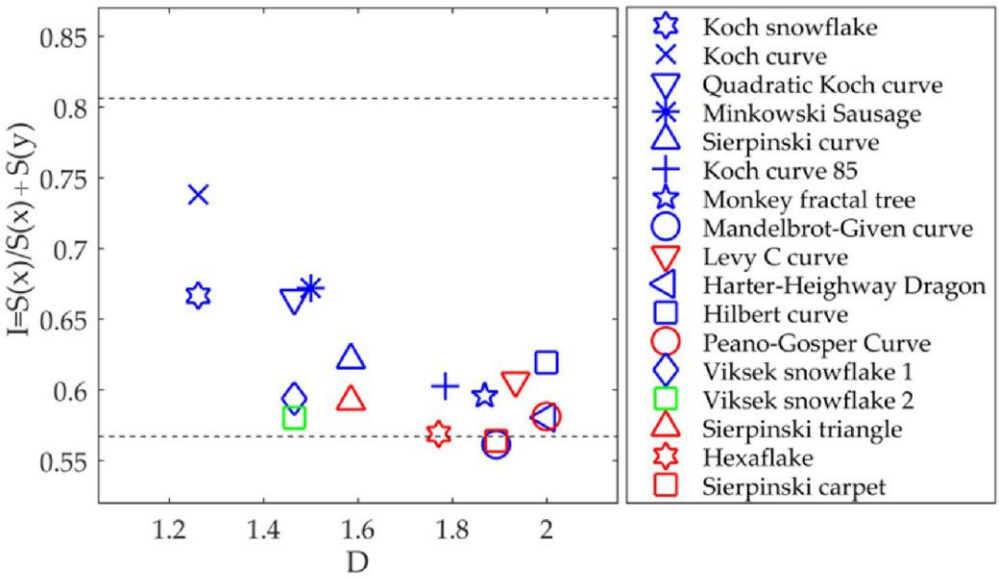


Рисунок 2.1.4 – нормированная информационная энтропия (условная информация) $\tilde{S}(x)$ для фракталов с размерностями D.

На рисунке 2.1.4 представлены значения нормированной информационной энтропии 17 фракталов с указанием их сокращенных названий, соответствующим общепринятым в литературе [230]. Подтверждается существование теоретического интервала [I_1,I_2). Нормированная одномерная энтропия (условная информация) для всех фракталов меньше I_2 и приближается к самоподобному значению I_1 с ростом их размерности D_0. Выбор S(x) или S(y)

соответствует нефрактальной (n = 0) длине x или y. Условная информация зависит от двух переменных, поэтому интервал $[I_1,I_2)$ включает самоподобие информации.

Для проверки существования всех энтропийных интервалов самоподобия (2.1.18), (2.1.20), (2.1.21) воспользуемся нелинейными отображениями, имеющие хаотические сигналы. Одномерное логистическое отображение и двумерное отображение Хенона описываются формулами [231]:

$$y_{i+1} = ry_i(1 - y_i), \tag{2.1.22}$$

$$\begin{aligned} x_{i+1} &= 1 - ax_i^2 + y_i, \\ y_{i+1} &= bx_i. \end{aligned} \tag{2.1.23}$$

где, r; a,b – параметры. Воспользуемся также новым трехмерным отображением с параметрами R, R_*,γ.

$$\begin{aligned} x_{i+1} &= R\left(\left|1 - \frac{y_i}{R_*}\right|\right)^{-\gamma} \\ y_{i+1} &= R\left(\left|1 - \frac{z_i}{R_*}\right|\right)^{-\gamma} \\ z_{i+1} &= R\left(\left|1 - \frac{x_i}{R_*}\right|\right)^{-\gamma} \end{aligned} \tag{2.1.24}$$

Отображение (2.1.24) выводится из требования нелинейности фрактальной меры с компонентами x,y,z и γ = D-d имеет смысл разности фрактальной и топологической размерностей. Виды хаотических сигналов отображений (2.1.22), (2.1.23) известны [231], поэтому на рисунке 2.1.5 представлен только хаос значений x,y,z согласно системе (2.1.24).

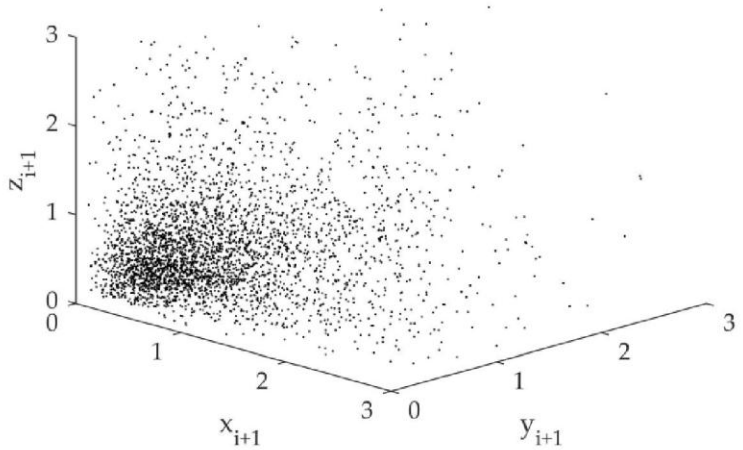


Рисунок 2.1.5 – Хаос 3-х мерного отображения (2.1.24) с параметрами R = 0.77, R_* = 1.1, γ = 0.2-0.57 с шагом 10^{-2} и начальными условиями x_1 = 1, y_1 = 1.1, z_1 = 0.9. Число отсчетов N = 2^{18}, число итераций достижения аттрактора $i_{max} = 10^3$.

На рисунке 2.1.5 представлены нормированные значения одномерной, двумерной, трехмерной информационной энтропий соответствующие формулам (2.1.22), (2.1.23), (2.1.24). В качестве общего параметра порядка, приводящего к бифуркациям, принята сумма дисперсии переменных:

$$\sigma^2 = \sum_{j=1}^{3} \sigma_j^2, \ \ \sigma_j^2 = \langle x_j^2 \rangle - \left(\langle x_j \rangle\right)^2, \ \ x_j = (x, y, z). \qquad (2.1.25)$$

В зависимости от параметров отображений могут реализовываться различные сигналы, которые можно отнести к процессам, как квазирегулярные ($[0,I_1)$), хаотические ($[I_1,I_2)$), стохастические ($[I_2,1)$). Возможны переходы между этими режимами. Это видно из примеров бифуркационных диаграмм, показанных на рисунке 2.1.6. Сгущения линий при малых значениях дисперсии (переход к хаосу) больше в трехмерном случае, чем в низкоразмерных случаях. Перемежаемость (чередование порядка и хаоса) чаще наблюдается в одномерном случае, чем в двумерных и трехмерных динамических системах. Таким образом, рисунки 2.1.4 и 2.1.6 наглядно подтверждают существования информационных критериев самоподобия I_1, I_2.

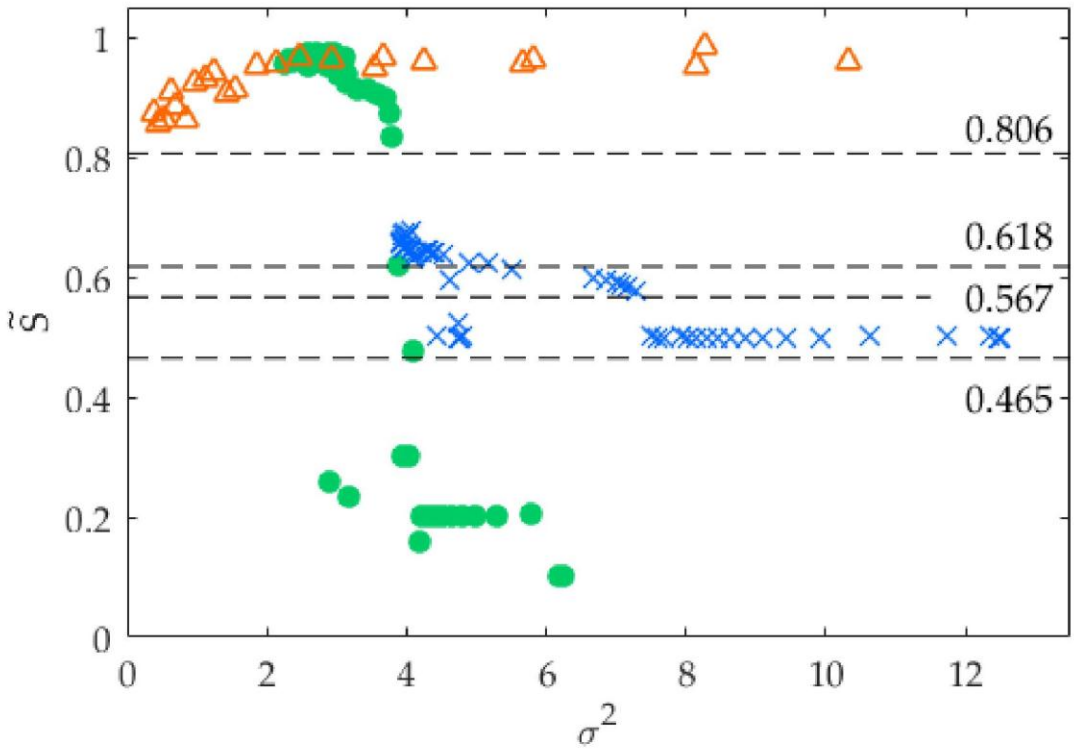


Рисунок 2.1.6 – Нормированные информационные энтропии модельных отображений: (2.1.22) ▪ – S(x)/ln(1/δ); (2.1.23) × – S(x,y)/S((x)+S(y)); (2.1.24) Δ – S(x,y,z)/(S(x)+S(y)+S(z)). Число точек $N = 2^{18}$, масштаб разбиения $\delta = 10^{-3}$.

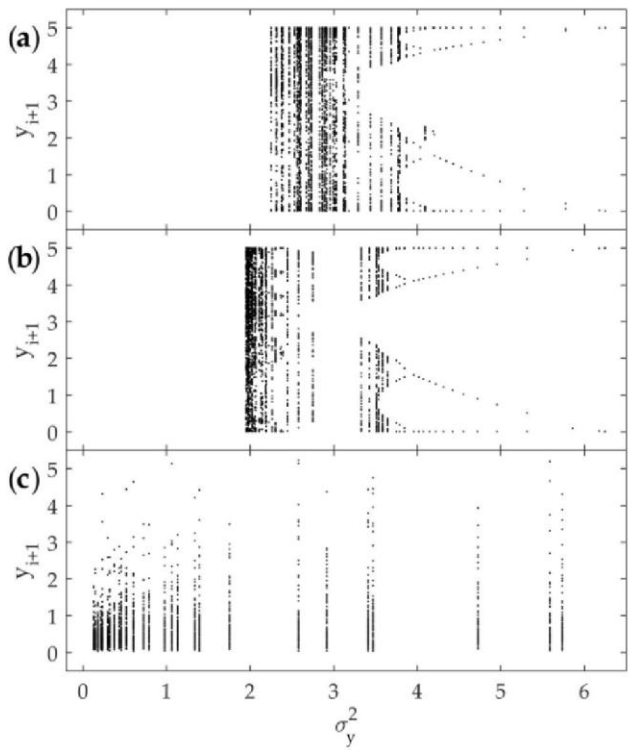


Рисунок 2.1.7 – Бифуркационные диаграммы отображений. (**a**) – (2.1.22), r = 3.2-4.0; (**b**) – (2.1.23), b = 0.3, a = 0.5-1.42; (**c**) – (2.1.24), R = 0.77, R_* = 1.1, γ = 0.2-0.57. Во всех случаях шаг по параметрам 10^{-2}, начальные значения переменных y_0 = 1. Число отсчетов N = 2^{18}, число итераций для достижения устойчивой траектории на аттракторе $i_{max} = 10^3$.

Основные выводы

Исходя из полученных выше результатов, мы можем убедится, что информационные и энтропийные критерии самоподобия фракталов и хаотических сигналов могут быть применены для количественного анализа. Информация и энтропия, как меры порядка и беспорядка, имеют универсальную применимость. Фрактальную структуру могут иметь аттракторы динамических систем, например звезды, динамика молекулярных облаков, включая турбулентность и скоплений галактик. Хаотическими могут быть астрофизические, регистрируемые от таких источников сигналы.

Установленные в настоящей главе энтропийные крийтерии различают квазирегулярные, хаотические, стохастические процессы в значительно узких интервалах, чем в случаях использования других известных характеристик хаоса, например, по сравнению с единичным интервалом разности фрактальной и топологической размерностей.

Показано, что самоподобие имеет место, если нормированная на единицу информационная энтропия S принимает значения в интервалах [0,I1), [I1,I2), [I2,1), соответствующих топологическим размерностям квазипериодических, хаотических, стохастических объектов от 1 до 3. Правомерность этих выводов доказана вычислением S иерархических множеств известных фракталов и нелинейных отображений.

2.2 Характеристики звезд с газопылевыми оболочками

Методика обработки спектров в оптическом диапазоне электромагнитных волн, а также фотометрическая редукция (первичная обработка результатов наблюдений) были выполнены с использованием стандартных методов.

Для анализа спектров объекта AS386 требуется их получение из кадров ПЗС-матрицы, установленной на телескопе [232]. Для этого был использован программный пакет IRAF (Image Reduction and Analysis Facility). Для проведения первичной обработки отснятых спектров получения спектров используются 5 типов кадров: спектр объекта (Рис. 2.2.1А), bias или ток считывания (Рис. 2.2.1Б), Торий аргоновый (ThAr) спектр сравнения (Рис. 2.2.1В), dark – темновой ток (Рис. 2.2.1Г) и кадр плоского поля (Рис. 2.2.1Д).

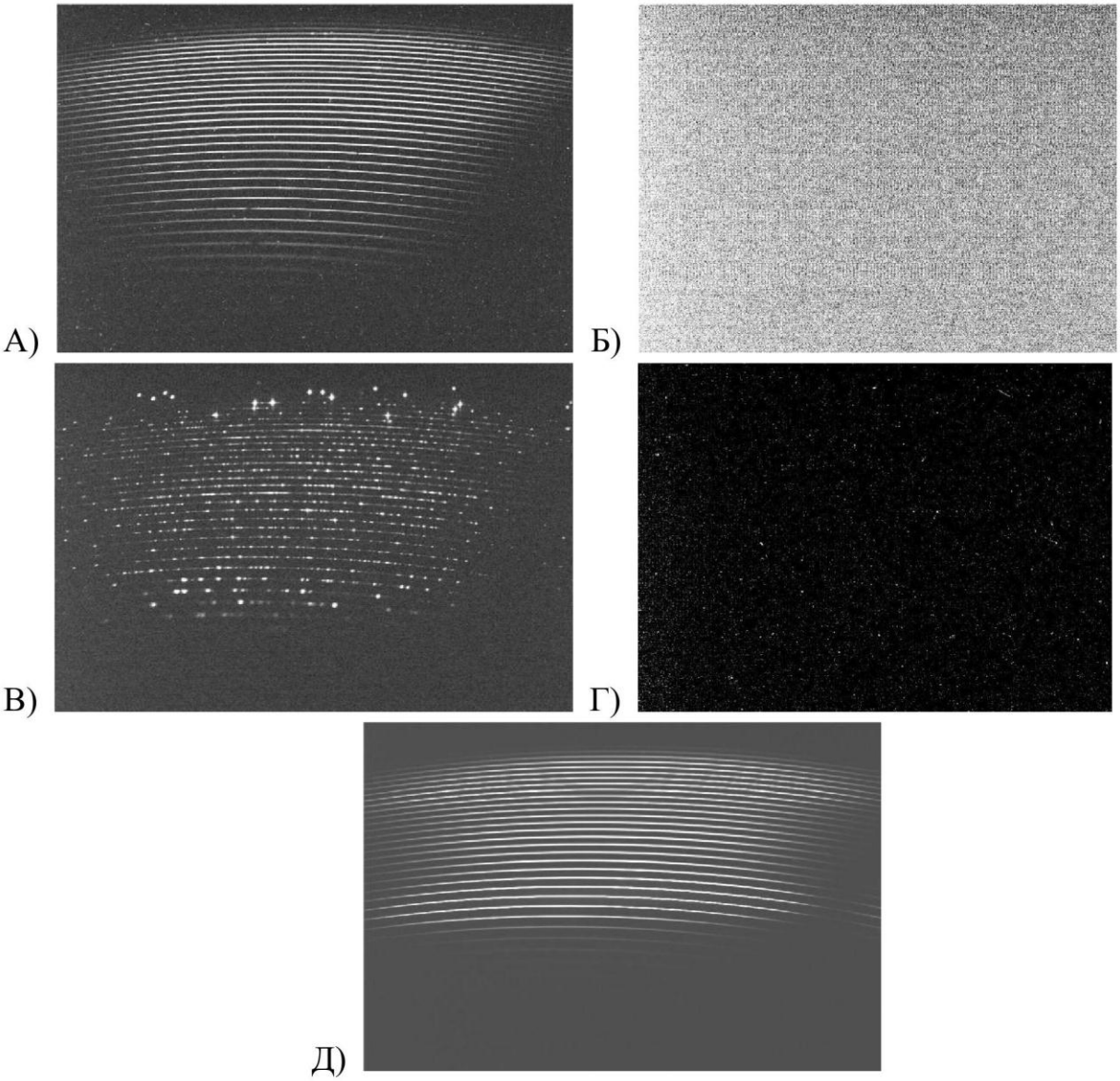
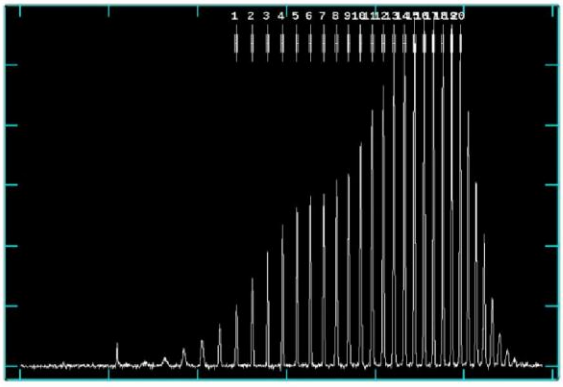


Рисунок 2.2.1 – 5 типов кадров необходимые для проведения первичной редукции остнятых на ПЗС матрицу данных. Спектр объекта А), bias или ток считывания Б), ThAr спектр лампы сравнения В), dark – темновой ток Г) и кадр плоского поля Д).

Полный процесс первичного анализа данных или как принято называть его – редукция, состоит из последовательности операций, которые приведены и описан далее.

Ток считывания снимается с экспозицией в 0 секунд, а темновой ток – с экспозицией равной экспозиции, каким снимается кадра объекта. Экспозиция кадра лампы сравнения выбирается исходя из ее параметров, в том числе яркости лампы. Так как все данные собираются на ПЗС устройства, необходимо устранить аддитивные и систематические ошибки самого ПЗС прибора. Для этого из кадра с лампой сравнения и плоского поля вычитается ток считывания, а из кадра объекта – темновой ток, в котором также содержится ток считывания. Пиксели с завышенной или заниженной яркостью также устраняются, а их значение определяется как среднее из значений соседних пикселей. Также проводится очистка кадра от космических лучей посредством встроенного пакета crreject или программой для языка CL lacos_spec.cl. Вторым шагом является устранение мультипликативных ошибок посредством кадра плоского поля. Для этого полученный кадр спектра объекта необходимо разделить на кадры плоского поля. Так, исправляется неравномерность чувствительности пикселов в наблюдаемом поле объекта.

После первичной редукции можно выделять спектр из получившегося чистого кадра. В центре кадр «разрезается» поперек оси дисперсии, после чего необходимо выделить ширину для каждого порядка, представленного на рисунке 2.2.2. Как и в фотометрических измерениях, апертура должна быть достаточно широкой, чтобы получить максимальное количество полезной информации, но достаточно узкой, чтобы не вобрать слишком много шума. В данном случае апертуры выделялись на половине высоты от максимальной интенсивности или мощности сигнала (FWHM – Full Width at Half Maximum).

А) 

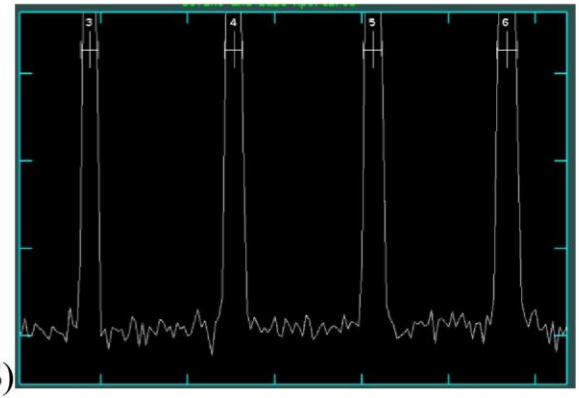
Б) 

Рисунок 2.2.2 – поперечный разрез по оси дисперсии полученного снимка для выделения полезного согнала А), увеличенный участок рисунка А для определения ширины апертуры по ширине линий на половине максиума свечения.

После выделения апертур необходимо определить полиномиальную функцию, которая будет описывать форму спектра на кадре. Эта процедура выполняется из-за того, что в большинстве случаев конструкционные особенности оптической аппаратуры не позволяют получить порядки на матрице в виде прямых линий. В качестве таких функций используются полиномы Чебышева или Лежандра от 4 порядка и выше Рисунок 2.2.3.

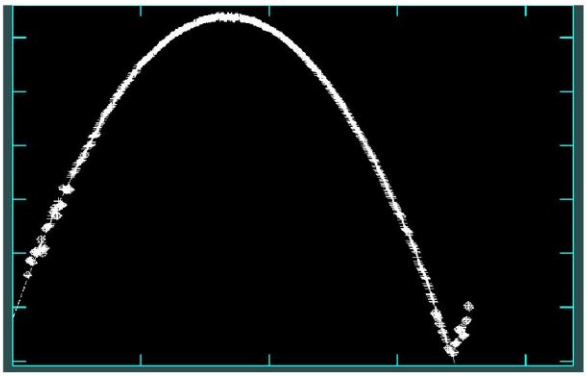


Рисунок 2.2.3 – Полином для аппроксимации формы спектра.

С помощью выделенных порядков также извлекается спектр лампы сравнения ThAr, в которой положение спектральных линий позволит построить дисперсионное соотношение для конкретного кадра. Лампы снимаются до и после наблюдения объекта, после чего комбинируются в один кадр с помощью медианы. Это позволяет избавиться от случайных ошибок в виде малых смещений. Пример спектра лампы ThAr в одном из порядков приведен Рисунок 2.2.4.

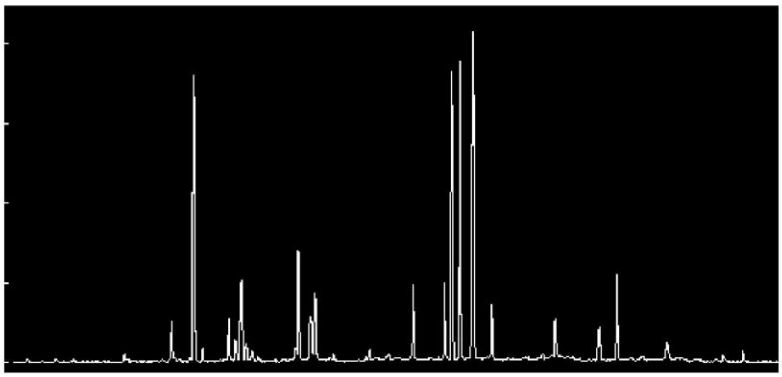


Рисунок 2.2.4 – Пример спектра лампы ThAr в одном из порядков.

Дальнейший этап заключается в идентификации линий в спектре лампы сравнения и соответствующем атласе, задавая как минимум 8-9 линиям в порядке длины волн. После этого при достижении оптимального дисперсионного соотношения, меняя порядки и функцию двумерного полинома, программно расставить остальные линии. Отклонение значений

полинома от значений из атласа должно составлять не более чем 0.04Å Рисунок 2.2.5

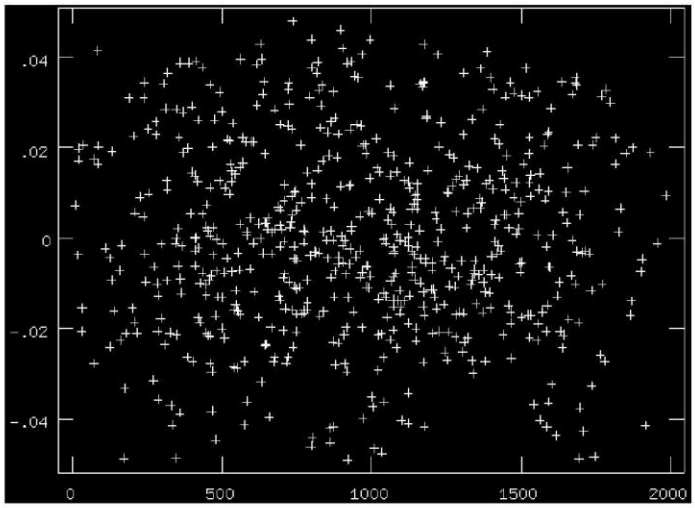


Рисунок 2.2.5 – Отклонение отождествленных линий спектра от данных карт атласов.

Следующим шагом извлекается спектр объекта из соответствующего кадра, к нему применяется найденное дисперсионное соотношение. Таким образом, мы получаем спектр, откалиброванный по длине волны, однако все еще в инструментальных отсчетах. Для его приведения к абсолютному потоку используется калибровка по другой звезде, являющейся вторичным стандартом. На Рисунке 2.2.6 приведен порядок спектра с линией He 5875 Å, Na 5890 Å и 5896 Å.

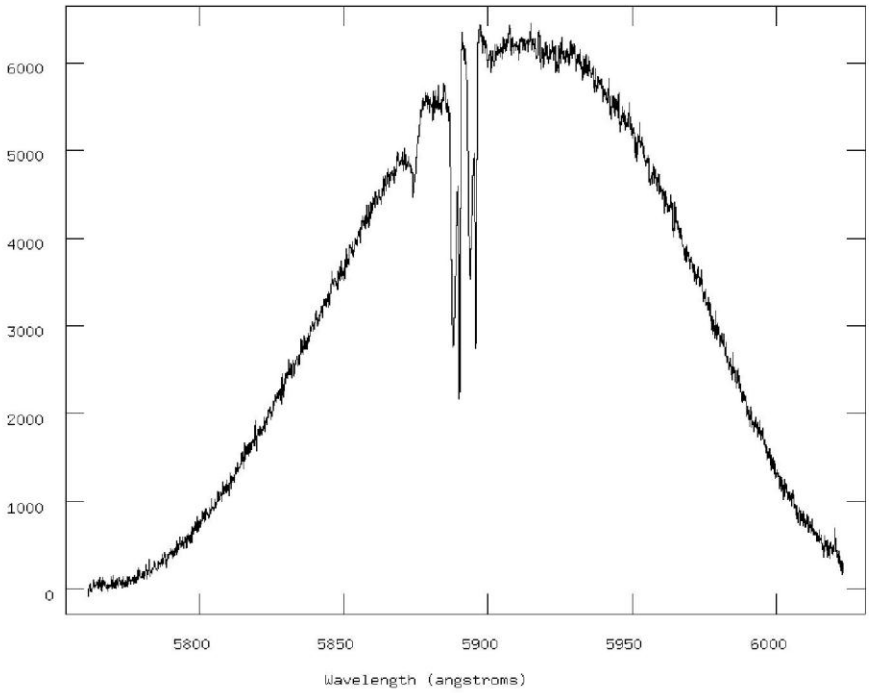


Рисунок 2.2.6 – Участок отождествленного спектра объекта по результату первичной обработки сырых кадров.

В спектрах звезды имеются как эмиссионные линии, так и линии абсорбции, которые образуются в атмосферах звезд B-типа. На рисунке 2.2.7 представлены участки спектра горячих звезд с запрещенными линиями, предоставляющий наибольший интерес для изучения и получения информации о структуре и фундаментальных параметрах объектов.

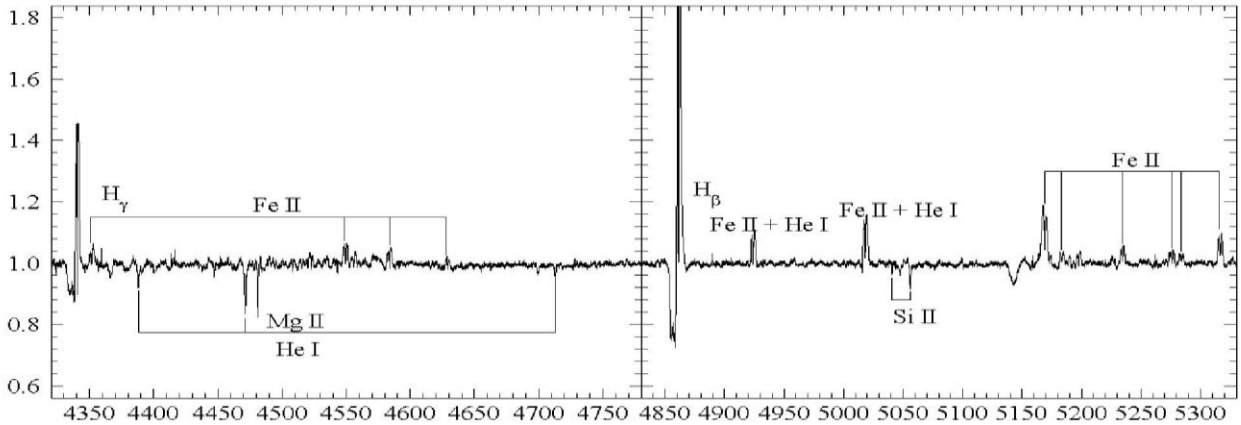


Рисунок 2.2.7 – Участок спектра звезды приведенная в стандартную шкалу. Ось X – длина волны с гелиоцентрической поправкой в Ангстремах, ось Y – интенсивность излучения, приведенная к локальному континууму.

Определению информационно энтропийных характеристик из спектров звезд и ее последующая классификация была выполнена в ранних работах [233-237]. В работе [233, 235] были рассчитаны нормированные значения информационной энтропии для звезд с различной температурой, находящиеся на главной последовательности. Очевидно, что РЭС для таких звезд имеет форму планковского распределения и их энтропия связана с «расширением» профиля. Это показало, что звезды главной последовательности целиком лежат в области самоорганизации, а нормированная энтропия снижается с ростом температуры. Работы [234, 236, 237] продемонстрировали, что сильные эмиссионные линии в спектрах горячих звезд приводят к снижение энтропии ниже областей самоорганизации а метод расчета условной энтропии для оценки по двум переменным является наиболее точной методикой.

Для определения информационно энтропийных характеристик из спектров звезд и для последующей их классификации в качестве FS CMa были использованы РЭС Be звезд предварительно обработанные и приведенные в единицы стандартного потока в абсолютных энергетических значениях Рисунок 2.2.8. Особенностью РЭС для звезд FS CMa является резкое падение энергии в инфракрасной области спектра с увеличением длины волны. Для обработки РЭС в приведенном виде использование информационной энтропии от 2-х переменных (формула 2.1.4) будет наиболее предпочтительной. Так как оценка профилей станет возможна с привязкой к длинам волн.

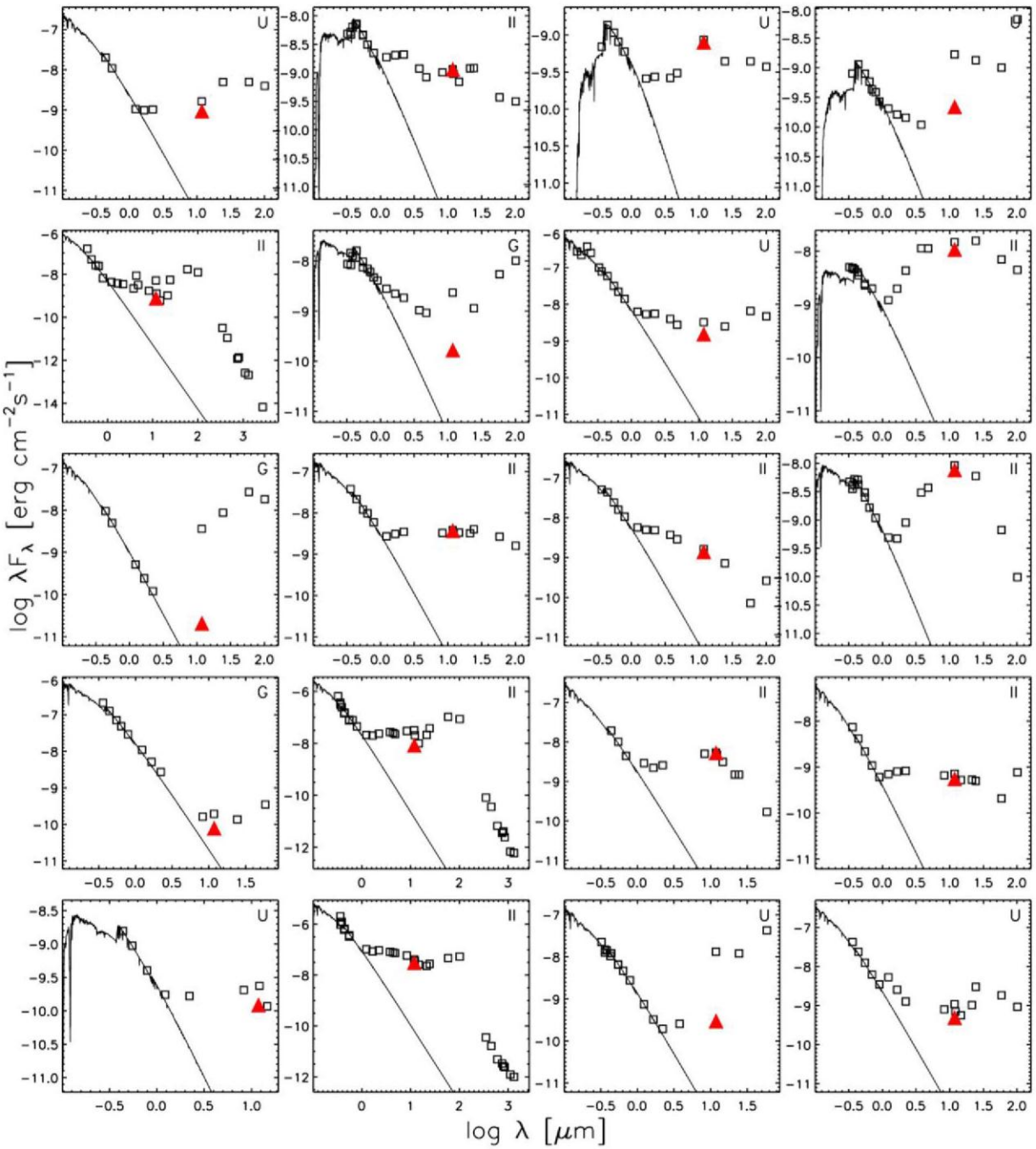


Рисунок 2.2.8 – Распределение энергии в спектре звезд типа Be.

Недавние частые спектроскопические наблюдения некоторых объектов FS CMa выявили значительные вариации профилей Бальмера на временной шкале дней, которые не кажутся правильными рисунок 2.2.9. Это подразумевает переменную потерю массы от горячего компонента, хотя непрерывный массоперенос из-за переполнения полости Роша еще не подтвержден. Эти нерегулярные изменения могут ввести в заблуждение и препятствовать определению свойств системы. Вследствие чего при расчета энтропии измеренные значения энергии в данных участках спектра были опущены. Результаты расчета приведены на рисунке 2.2.10.

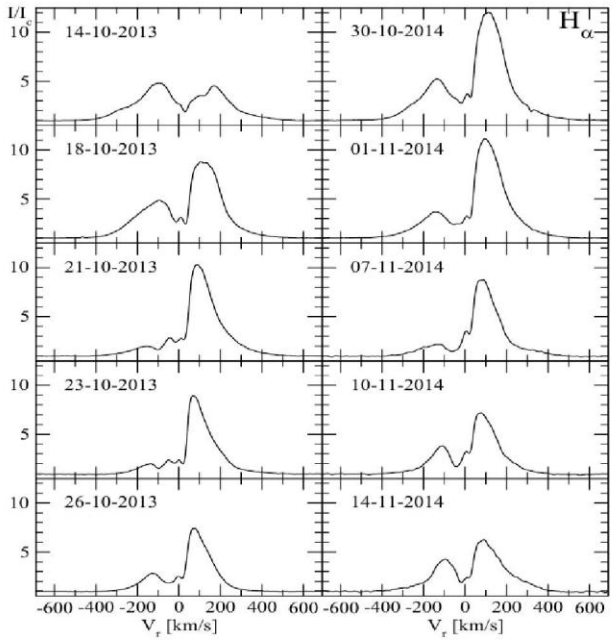


Рисунок 2.2.9 – Быстрые вариации линии Hα в спектре звезды типа FS CMa MWC 728.

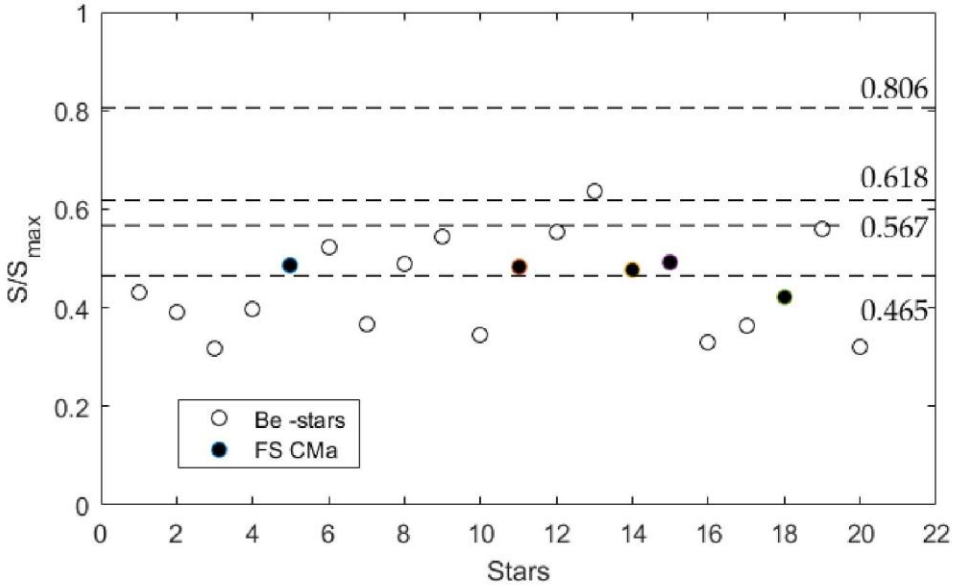


Рисунок 2.2.10 – Нормированная информационная энтропия спектров горячих звезд с сильной эмиссией типа Be.

Полученные результаты говорят о возможности классификации звезд FS CMa и выделения их из большего класса Be в случае, так как информационная энтропия находится в области значений самоподобия по теории информации, а также с учетом статистики Цаллиса, т.е. описывает структурность с масштабной инвариантностью (фрактальностью).

2.3 Информационно-энтропийные характеристики протозвездных облаков

Молодые протозвездные кластеры (вложенные звездные кластеры) отвечают за подавляющее большинство звездных формирований, которые в настоящее время происходят в Галактике. Недавние наблюдения указывают на сценарий, в котором нитевидные структуры в межзвездной среде представляют собой первый шаг к образованию предкластерных сгустков, уплотнений, и приводят к звездообразованию. Вопрос о непрерывном питании нитеобразных структур процесса звездообразования материей при аккреции на кластер все еще остается открытым. В этой главе рассматривается исследование центрального гребня «нити интегральной формы» (НИФ) расположенного в молекулярном облаке Ориона и предзвездных сгустков, образующихся на периферии нити по данным спектральных линий молекулярных переходов для NH_3, ^{12}CO, ^{13}CO и N_2H+ статистическим и информационно-энтропийным методами [238].

Молекула монооксида углерода ^{12}CO имеет довольно низкую критическую плотность образования (≃600 см-3 для перехода CO (1-0)), что дает возможность трассирования низкоплотного холодного газа. В частности, линии молекулы монооксида углерода показывают общее распределение молекулярного газа в областях звездообразования.

NH_3 – трассер температуры, а также индикатор повышенной плотности газа (n = 10^3 см$^{-3}$ для перехода NH (1-1). Концентрация данной молекулы достаточна для трассирования высокоплотных молекулярных сгустков. Важной особенностью молекулы аммиака является возможность определения кинетической температуры и плотности газа.

Работа по сбору наблюдательного материала в радиодиапазоне электромагнитных волн проводилась на параболической антенне диметром 25 метров, расположенном на горе Наньшань при Синьцзянской астрономической обсерватории автором диссертационной работы в период прохождения зарубежной научной стажировки. Эффективный диаметр принимающей антенны равен 24,83 метрам. В качестве регистрирующих детекторов используется сетка супергетеродинов в диапазонах C и K. В таблице 2.3.1 ниже приведены длины волн для различных молекулярных соединений, наблюдаемых в обсерватории.

Таблица 2.3.1 – Длина волн основных молекулярных соединений, наблюдаемых в Синьцзянской радиоастрономической обсерватории.

Молекулярные соединения	Длина волны приемника
Формальдегид (CH_2O)	6 см (C Диапазон)
Аммиак (NH_3)	1.3 см (K Диапазон)
Водный мазер (H_2O)	1.3 см (K Диапазон)

Наблюдения проводятся в режиме OTF (on-the-fly) предназначенном для спектральных линий. Иногда этот режим также называют SL-OTF (Spectral-Line On-The-Fly). В этом режиме луч телескопа перемещается по источнику с постоянной скоростью, а сбор данных проводится каждые 1 или 2 секунды, в зависимости от частотных каналов. Можно выбрать любое направление сканирования, а карты могут быть построены как по строкам, так и по столбцам. Отдельные линии могут иметь произвольную длину волны. Этот режим наблюдения обеспечивает лучшую однородность данных и более эффективное использование времени наблюдения. В данном режиме одновременно может быть использовано до 4-х приемных устройств. В качестве регистрирующего устройства в данном случае выступает фильтр и автокоррелятор. SL-OTF метод, в его нынешнем виде, на телескопах диаметром менее 30м удобен для отображения линий, которые достаточно устойчивы и не являются слишком широкими. Регионы для картирования могут иметь размеры от нескольких диаметров луча до нескольких минут дуги (угловых минут). Также, путем объединения нескольких карт, возможен синтез участков с размерами порядка 10 минут дуги. По методу SL-OTF не рекомендуется наблюдать очень слабые или очень широкие линии из-за возможных проблем с спектральными континуумами.

Представленные в диссертации наблюдения НИФ на длине волны NH_3 (23,694495 ГГц) были получены в январе 2014 года и июле-августе 2017 года на 25-метровом радиотелескопе, управляемой Синьцзянской астрономической обсерваторией Китайской академии наук. Этот телескоп имеет ширину луча (полная ширина при половине максимума, FWHM) около 2' (0,22 парсека на расстоянии 383 парсек [116]) и разрешение по скорости 0,098 км/с на, предоставляемое 8192 канальным цифровым фильтром в режиме полосы пропускания 64 МГц. Спектральные потоки калибровались периодически. Каждые 6 сек., путем подачи сигнала от шумового диода. Наведение и ведение телескопа обеспечивает точность не менее 18 сек.дуги. В качестве приемного устройства с системной температурой около 50°К на частоте 23 ГГц использовался супергетеродин с каналами двойной поляризации в диапазоне 22-24,2 ГГц. Карты наблюдений сведены с использованием режима on-the-fly (OTF) при размере сетки 6' на 6' (минут уг. дуги) и с шагом в 30" (сек уг. дуги) при отличных погодных условиях и на высоте объекта выше 20° над горизонтом.

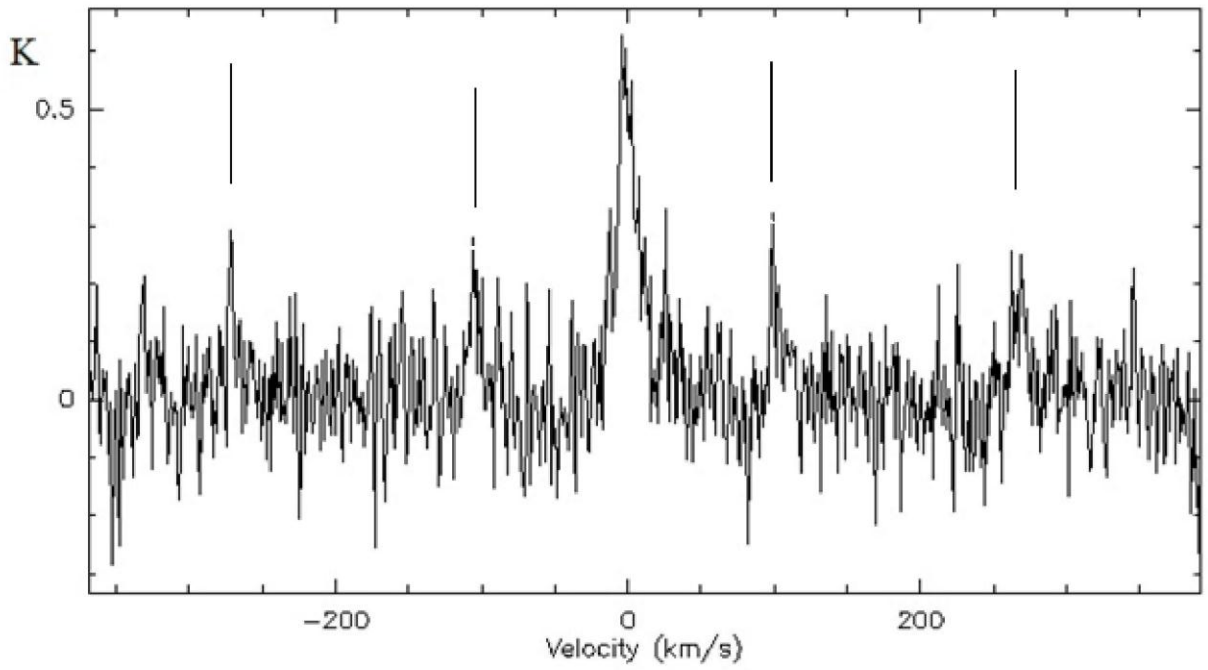


Рисунок 2.3.1 – Спектральные линии излучения перехода NH_3 (1-1) на частоте 23,694495 ГГц полученные во время наблюдений на Синьцзянской астрономической обсерватории в Наньшане. Помимо основного, эмиссионного компонента расположенного по центру, можно также наблюдать свойственные для перехода NH_3 (1-1) еще 4 компонента, отмеченные на графике.

Спектры ^{12}CO и ^{13}CO, получены из базы данных, наблюдались на телескопе IRAM с диаметром основной принимающей поверхности равной 30 м и расположенном в Пико-Велета, Испания, в марте, апреле и октябре 2008 года. Данные регистрировались с помощью блока приемников HEterodyne Receiver Array (HERA – это девять приемников с двойной поляризацией, расположенные в форме сетки 3 на 3 с интервалом в 24") отдельной в каждой из поляризаций. Регистрирующая аппаратура была настроена на линию ^{12}CO (2-1) на частоте 230,5 ГГц и ^{13}CO (2-1) на частоте 220,4 ГГц при этом имела ширину луча около 11" (0,02 пк на расстоянии 383 пк). Эффективность основного луча составила 0,524 и 0,545 для ^{12}CO (2-1) и ^{13}CO (2-1) соответственно. В качестве вспомогательного оборудования использовался VErsatile Spectrometric and Polarimetric Array (VESPA) обеспечивающая спектральное разрешение 320 кГц (то есть разрешение по скорости равной 0,4 км/с). Карты также были сведены в режиме OTF с 5" интервалом по прямому восхождению и 12" по склонению [239].

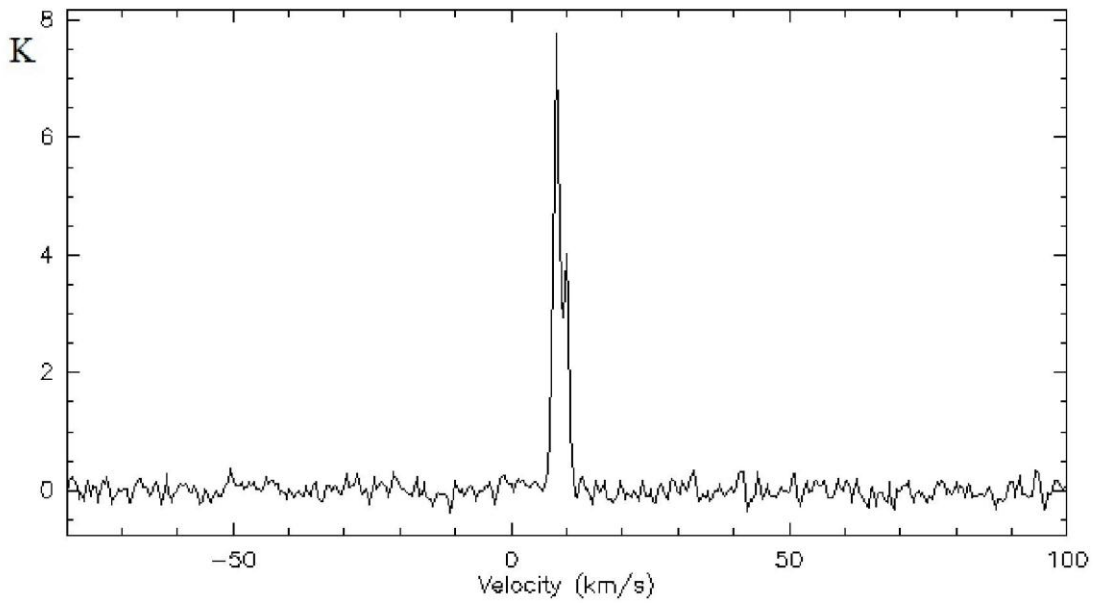


Рисунок 2.3.2 – Спектральная, эмиссионная линия перехода ^{12}CO (2-1) на частоте 230,5 ГГц согласно данным телескопа IRAM. Заметное расщепление профиля линии связано с кинематикой области.

Данные наблюдения N_2H+ (1-0) на частоте 93,1737767 ГГц получены с использованием 45-метрового радиотелескопа Радиостанции Нобейама в период с 11 мая по 20 мая 2005 года и с 4 по 9 марта 2007 года. Используемый приемник BEARS является 25-элементной сеткой в фокальной плоскости. Ширина луча при половине мощности для пучка элементов BEARS составляет 17,8" ± 0,4" (0,03 пк на расстоянии 383 пк), а спектральное разрешение 37,8 кГц (что соответствует 0,12 км/с) на частоте 93 ГГц [240].

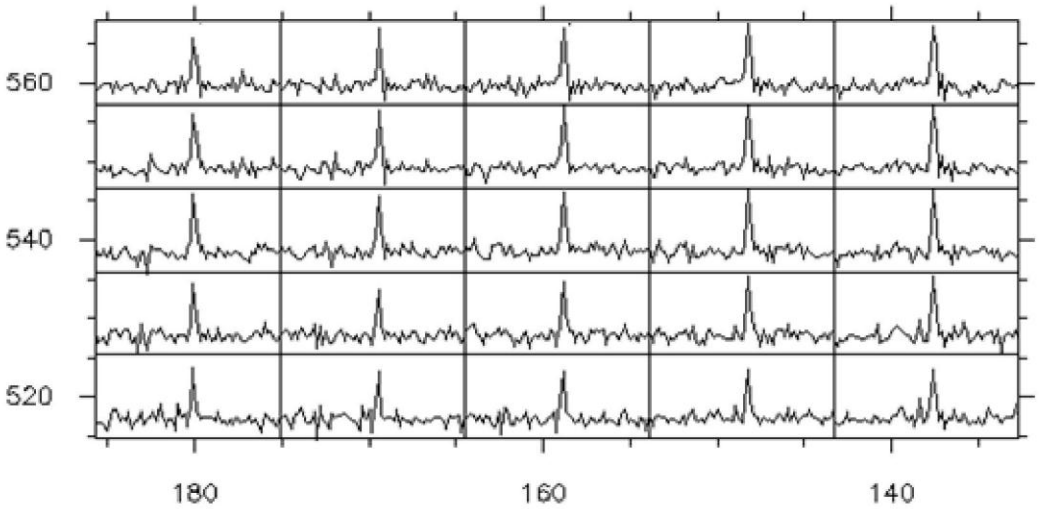


Рисунок 2.3.3 – Данные наблюдения N_2H+ (1-0) на частоте 93,1737767 ГГц получены с использованием 25 элементного приемник BEARS. По осям X и Y отложены относительные смещения координат наблюдений в угловых секундах по прямому восхождению и склонению соответственно. Координаты опорной точки наблюдения равны $\alpha=05^h35^m14.49^s$, δ=-05°22’29.3”.

Карта NH_3 (1,1) со скорость-интегральной интенсивностью линии (нулевой момент) представлена в виде оттенков серого и контуров на левой панели рисунка 2.3.4. Расчет подобной энергетической единицы сводится к формуле $K \cdot \int v\, dv$, где K – температура в градусах кельвин, а интеграл взят по форме кривой гаусса, наиболее соответствующим форме кривой спектральной линии в координатах скорость-температура. В англоязычной литературе этот показатель называется интегрированной интенсивностью. А переход к скоростному представлению спектров из частотного выполняется с учетом эффекта доплера для линий с выбранной частотой. Диапазон интегрирования по скоростям составляет от 6,5 до 12,5 км/с для покрытия все ширины основной линии NH_3 (1,1). Конкретнее, это центральный пик, из 5-ти наблюдаемых на рисунке 2.3.1. Контуры начинаются со значения 0,18°К*км/с (4σ, толстая серая линия расположенная по внешнему периметру) и поднимаются с шагом 0,18°К*км/с (тонкие серые линии). σ равно rms*ΔV*√N, где «rms» - среднее квадратичное отклонение данных основного канала, экспортируемый из базовой линии, при помощи программы CLASS из пакета GILDAS для всех спектров, ΔV - интервал канала (разрешение по скорости), а N – количество каналов в диапазоне интегрированных скоростей (от 6,5 до 12,5 км/с). Границы исследуемой области обозначены зелеными, пунктирными линиями. Красная линия в правом верхнем углу левой панели иллюстрирует масштаб 1 пк на расстоянии 383 пк. [116]. Вся карта полностью состоит из 45 240 сырых спектров, охватывающих область около 1.2 градуса в склонении и около 0.6 градусов в прямом восхождении. Правая панель на рисунке 2.3.4 отображает интенсивно-взвешенную скорость (первый момент, цветное изображение), иначе называемую полем скоростей, наложенную на контуры интегрированной интенсивности NH_3 (1,1), такой же, как на левой панели этого рисунка. Четкий градиент скорости можно увидеть вдоль основной части НИФ на изображении первого момента.

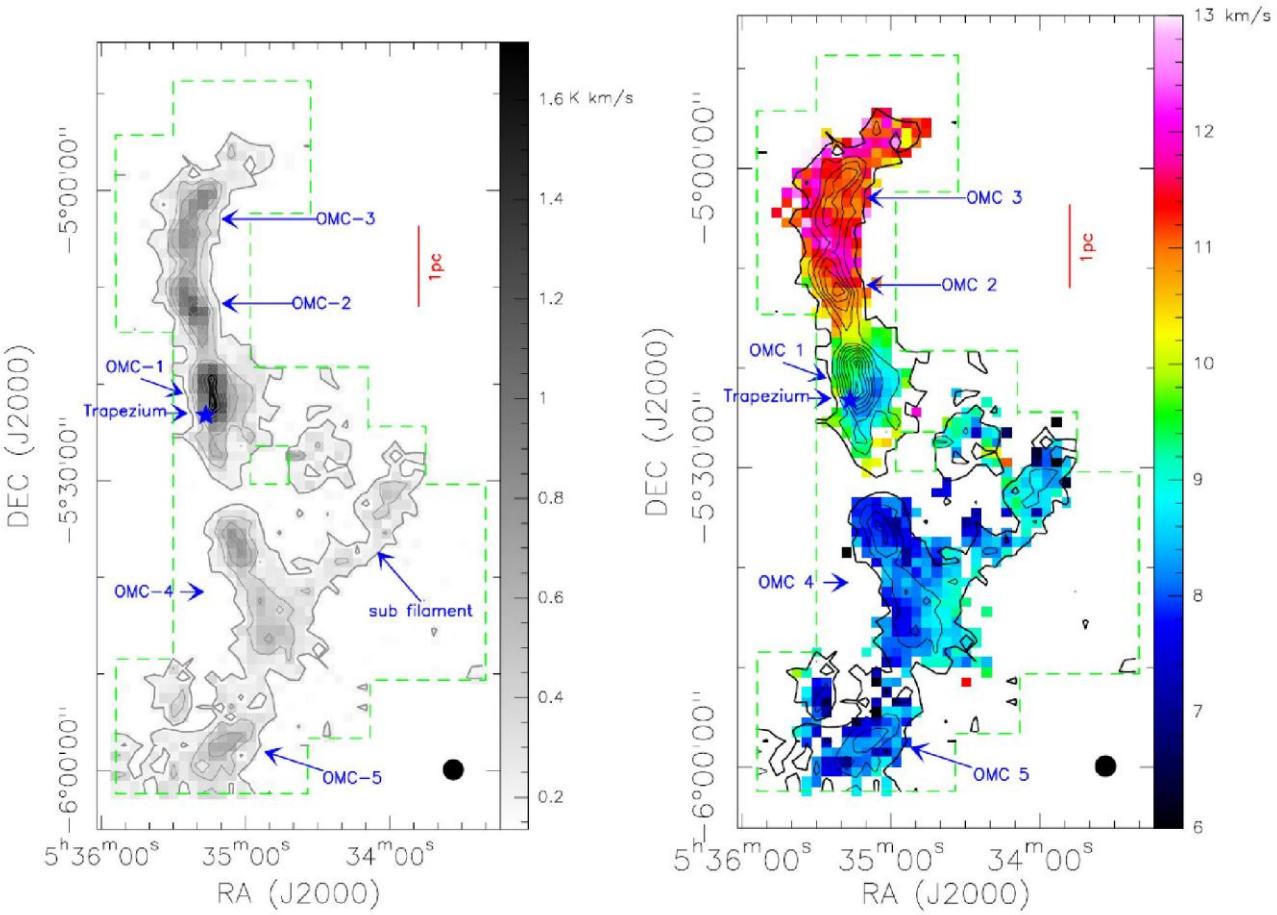


Рисунок 2.3.4 – Панель слева: карта интегрированной интенсивности (нулевой момент) NH_3 (1,1). Диапазон скоростей интегрирования каждой панели составляет от 6,5 до 12,5 км/с. Контуры начинаются со значения 0,18°К*км/с (4σ) и поднимаются с шагом 0,18°К*км/с. Пределы рассматриваемой области обозначены зелеными пунктирными линиями. Синяя звезда на каждой панели указывает на кластер Трапеции, а черные заполненные круги внизу справа иллюстрируют размер луча при половинной мощности. Панель справа: Интенсивно-взвешенная (первый момент или же поле скоростей) карта скорости НИФ. Наложенные контуры такие же, как и на левой панели.

На каждой панели, изображенной на рисунке 2.3.4 кластер Трапеции был помечен как голубая звезда, а луч на половине мощности изображен как черный заполненный круг внизу справа. Известные скопления ОМС с 1 до 5 [241] обозначены на левой панели. На карте нулевого момента NH_3 (1,1) показана «интегральная» морфология (форма подобная «f»), как это было впервые отмечено в ^{13}CO [86]. Хребты, определенные на картах нулевого момента ^{12}CO и ^{13}CO также представлены на рисунке 2.3.5 [239]. Все эти наблюдения показывают сходные морфологии основного Хребта, так же, как наблюдения на частоте NH_3 (1,1).

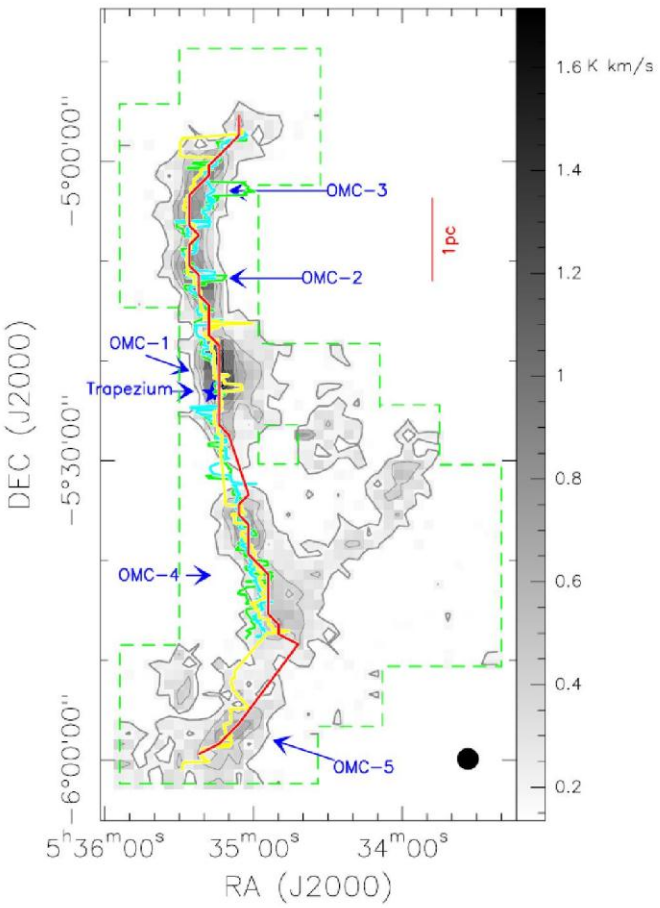


Рисунок 2.3.5 – Центральные хребты, полученные из NH_3 (красный), ^{12}CO (зеленый), ^{13}CO (голубой) и N_2H+ (желтый). Контуры такие же, как на рисунке 2.3.1 (левая панель).

Следующей задачей является определение структуры скоростей вдоль центрального хребта НИФ. Чтобы определить местоположение этого центрального хребта, мы воспользовались методикой предложенной в работе [105], сначала рассматривая только спектральные линии с интегрированной интенсивностью, которая в 5 раз выше от уровня ожидаемого шума (спектральная, средне квадратичная ошибка кратная квадратному корню из числа скоростных каналов). Кроме того, в спектрах должны быть как минимум два соседних спектральных канала эмиссии, которая также превышает в 5 раз среднею квадратичную ошибку спектра. Затем мы ищем местоположение пика по интенсивности линий интегрируемой по скорости вдоль каждого горизонтального разреза через нить. Наконец, мы исключаем несколько точек, которые находятся далеко от основной структуры нити.

Полученные таким образом местоположения хребта в NH_3 (красная линия), в ^{12}CO (зеленая линия), в ^{13}CO (голубая линия) и гребень N_2H+ (желтая линия) представлены на рисунке 2.3.5. Во-первых, как мы видим на рисунке, эти хребты, полученные с разными трассерами, находятся в непосредственной близости, но они также показывают некоторые отличия друг от друга. Существенной особенностью является то, что волнистость присутствует во всех

хребтах. Кроме того, в хребтах, полученных из разных трассеров, имеется большое смещение относительно друг друга, то есть в OMC-3 хребет N_2H+ (желтый) и хребет NH_3 (красный) значительно смещены относительно гребней CO (зеленый и голубой). В работе [115] отмечено, что распределение газа в гребне (а также его скорость) имеют волнообразное поведение и выдвинуто предположение что волнистость, может быть следствием эффектов создаваемых формирующимися протозвездами, назвав его механизмом «рогатки». Хотя этого нельзя наблюдать непосредственно из рисунка 2.3.5, эти колебания и смещения могут исходить от собственных осцилляций нити, связанного с выталкиванием создаваемыми протозвездами в протокластерах, согласно предложению о сценарии рогатки в работах [115, 242].

Поскольку NH_3 может быть усилен горячим плотным газом [243], он будет менее загрязнен диффузным газом. Поэтому можно принять хребет, определенный через NH_3 как ориентир для всей НИФ.

Чтобы количественно исследовать градиент скорости, проходящий вдоль основной части НИФ мы предприняли следующие шаги:

1. После исключения спектральных данных со слабым отношением сигнал/шум (S/N), мы также исключаем диффузные компоненты вокруг НИФ, рассматривая только данные в пределах 4' (или радиус 0,45 пк при расстоянии 383 пк) от центрального гребня нити определенного через NH_3.

2. Мы сглаживаем спектры NH_3 (1,1) с использованием встроенного метода GILDAS «NH_3 (1,1)», который может сгладить все 18 компонентов одновременно. Спектры ^{12}CO и ^{13}CO сглаживаются с использованием однокомпонентного метода GILDAS со встроенным методом GAUSS. Аналогично, спектры N_2H+ J=1-0, F=2-1 сглаживаются с использованием встроенного метода GILDAS «HFS», который может сглаживать все семь компонентов одновременно с их теоретическими коэффициентами интенсивности и частотными разделениями.

3. Градиент скорости вдоль НИФ сглаживается в соответствии с процедурой, описанной в [42], предполагая простую линейную форму для скоростей центроидов:

$$v_{LSR} = v_0 + a \times \delta\alpha + b \times \delta\beta \tag{2.3.1}$$

где $\delta\alpha$ и $\delta\beta$ являются смещениями в прямом восхождении и склонении соответственно (в радианах), а v_0 представляет систематическую скорость облака. Тогда градиент скорости задается величиной

$$\nabla v = \frac{\sqrt{(a^2+b^2)}}{D} \tag{2.3.2}$$

на расстоянии D и направлением возрастающей скорости на

$$\theta = \tan^{-1}\left(\frac{a}{b}\right) \tag{2.3.3}$$

Чтобы определить градиент скорости, была использована подпрограмма Python LMFT [244] для определения наилучших значений для констант a, b и v0, а затем для преобразования градиентов угловых скоростей в физическую шкалу, предполагая расстояние 383 пк. Полученные значения ∇v и θ для NH_3 составляют 0,57 км/с пк$^{-1}$ и 28,0° соответственно. Аналогичным образом определены градиенты скорости по линиям ^{12}CO, ^{13}CO и N_2H+. Для ^{12}CO, ∇v и θ составляют 0,55 км/с пк$^{-1}$ и 14,2 градусов соответственно для ^{12}CO. Для ^{13}CO, ∇v и θ составляют 0,58 км/с пк$^{-1}$ и 15,9 градусов соответственно. Для N_2H+, ∇v и θ составляют 1.09 км/с пк$^{-1}$ и 60.5 градусов соответственно. Направление и величина сглаженных градиентов к северу лишь незначительно отличаются для всех молекул, кроме N_2H +. Возможно, это может быть исключением для N_2H+ по причине плохого отношения S/N.

Используя хорошо определенные хребты, мы можем оценивать градиент скорости на основе движения газа вблизи гребней НИФ (в пределах 4'), что в значительной степени исключает газ, который может не быть частью НИФ. Полученный градиент скорости согласуется с предыдущим исследованием для этой области (например, [86]). Это указывает на то, что диффузный газ и основная часть НИФ являются совместно вращающейся структурой. Мы предполагаем наклон на 60° относительно луча наблюдения, который представляет собой средний наклонен случайно ориентированной нити [245]. В дальнейшем мы принимаем проекционный градиент скорости как 0,57/sin(60°) ~ 0,7 км/с пк$^{-1}$.

Происхождение градиента скорости в НИФ остается до сих пор открытым вопросом [112] утверждают, что этот градиент скорости является результатом общего вращения. В работе [246] заявлено, что этот градиент скорости есть следствие общего аккреционного потока к ОМС-1. Если аккреционный поток ведет в центральный ОМС-1 можно интерпретировать наблюдаемый градиент скорости вдоль ISF как сжатие.

Нитевидные структуры молекулярных облаков предлагаются в качестве каналов аккреции для их собственных сгустков, которые, как полагают, приводят к наблюдаемому пилообразному распределению скоростей вдоль хребта нити [247]. Однако, такой вид распределения скоростей может также возникать в результате обратной реакции кластеров (ядер) в нитях или соседних областей HII и не обязательно должно исходить от аккреционного потока.

Поэтому в данной работе предлагается новый метод определения аккреционных потоков вдоль НИФ относительно местоположений сгустков при использовании разностей скоростей между молекулярными трассерами с различной оптической глубиной. Для этой цели рассмотрена последовательность спектров нити в пределах 1' от пикового гребня NH_3, а также были исключены любые спектры с низким отношением S/N. В каждом месте вдоль хребта ISF разности скоростей между спектрами ^{13}CO и ^{12}CO, а также значениями NH_3 и ^{12}CO, N_2H+ и ^{12}CO представлены на рисунке 2.3.6 как зеленые, синие и красные линии соответственно. Расположение скоплений

OMC-1, OMC-2, OMC-3, OMC-4-1 и OMC-4-2 также обозначено на рисунке 2.3.6. Видно, что все скопления находятся вблизи локальных экстремумов флуктуации разности скоростей. Тот факт, что все скопления обнаружены вблизи локальных экстремумов, можно объяснить аккреционными потоками к каждому протокластеру, аналогичные интерпретации предложены в работах [247,248]. Однако, как предложил [242], кластеры также могут быть сформированы механизмом «рогатки». Такое распределение скоростей можно также объяснить осцилляциями нити. Более того, [115] уже показали, что хребет скорости газа в ^{13}CO значительно смещается от хребта N_2H+.

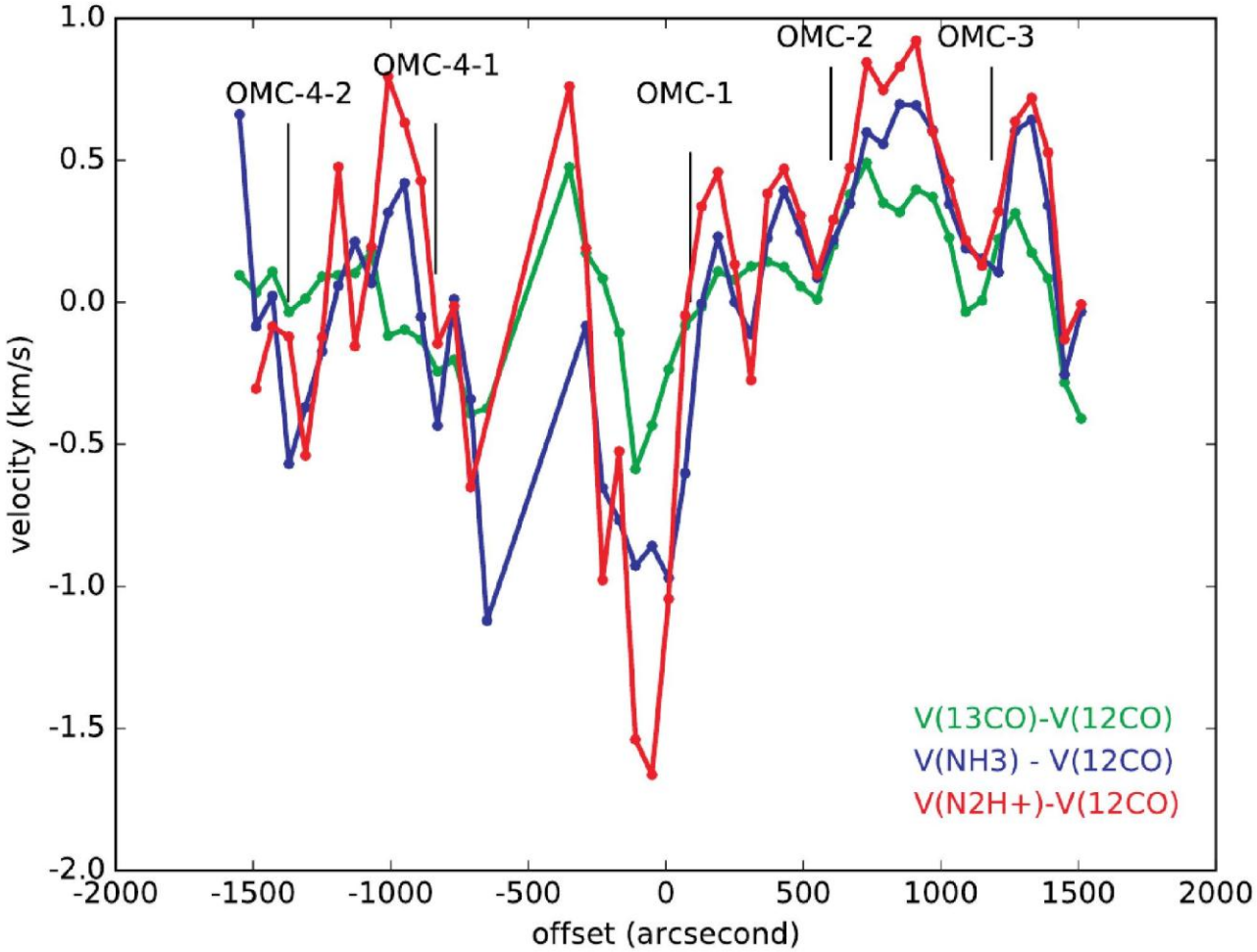


Рисунок 2.3.6 – Отклонения скорости центроида между 13CO и 12CO (зеленый), NH3 и 12CO (синий) и N2H + и 12CO (красный).

Однако эффекты связанные с оптической глубиной могут потенциально играть значимую роль в этой, наблюдаемой разнице. Так как более тонкие данные по NH_3 и N_2H+ можно корректировать по оптической глубине, подобная коррекция не применима к данным ^{12}CO. Кроме того, следует отметить, что, в отличие от покоящейся нити, например, L1517, НИФ является активной зоной формирования звезды. Здесь имеется множество протозвезд, вкрапленных в нить [249]. То есть отклонения скоростей, а также волнистость в гребнях НИФ могут быть обратная реакция формирований протозвезд.

Расчет нормированной информационной энтропии вдоль нити с применением критериев хаотичности системы коррелируют с результатом, полученным путем сравнения относительных скоростей по различным трассерам с учетом поправки на градиент скорости [250]. Таким образом, можно выделять области в молекулярных облаках, для которых характерно самоорганизованное движение используя молекулярные трассеры по отдельности. Протозвездные кластеры и приводящие к их формированию плотные сгустки вещества протозвездные ядра (комки) образуют области увеличивающейся плотности, нарастающие через стечения вещества вдоль нити, что также наблюдаются в их спектральных характеристиках. Это поведение можно проследить через увеличение информационной энтропии для сгустков, относительно других областей. Случай, когда нормированное значение энтропии для исследуемого участка принадлежит области самоорганизации по критериям, предложенным Жанабаевым З.Ж можно рассмотреть как протозвездный кластер (рисунок 2.3.7).

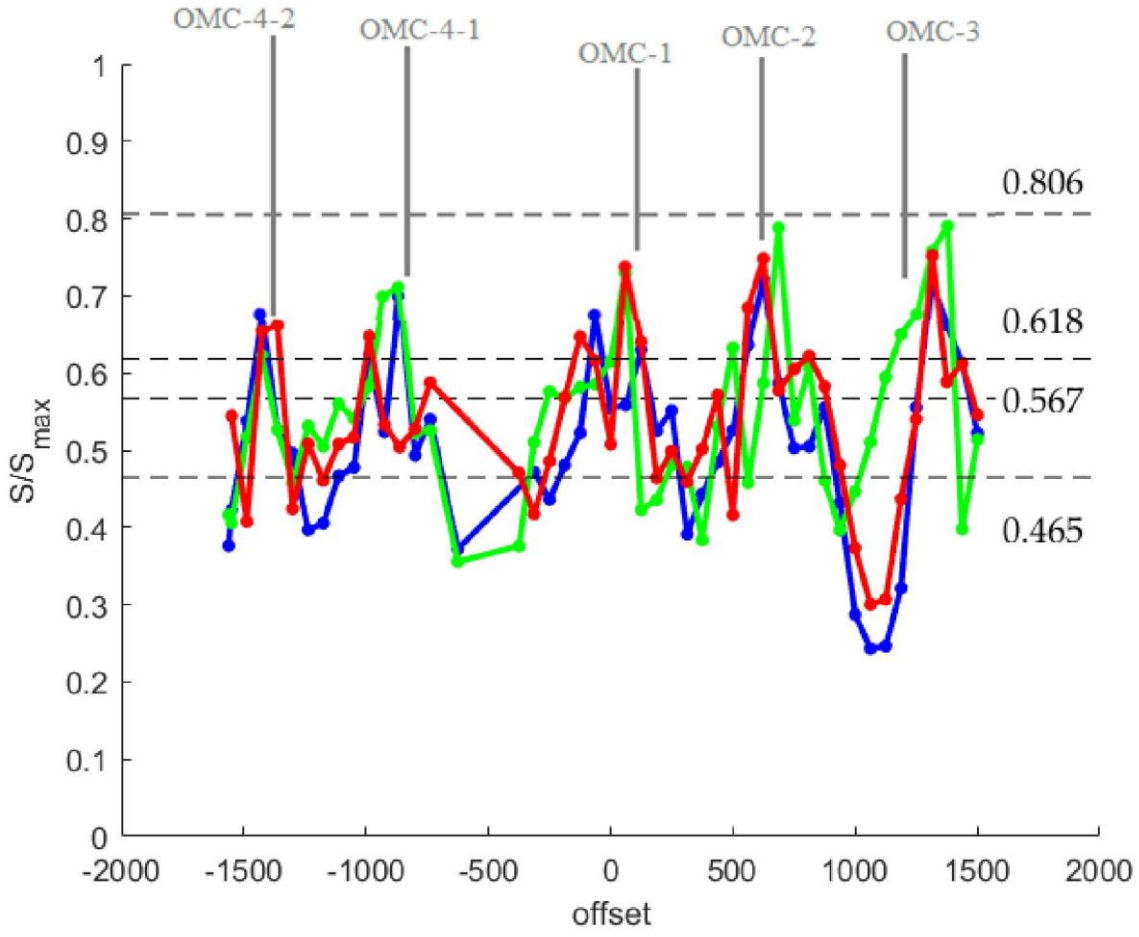


Рисунок 2.3.7 – Нормированная информационная энтропия вдоль основного хребта нити интегральной формы в комплексе Орион А NH_3 (красный), ^{12}CO (зеленый), ^{13}CO (голубой) и N_2H+ (желтый)

Как видно из рисунка, энтропия для областей протокластеров самоорганизовано, не зависимо от того, какой трассер был выбран. К тому же, как было отмечено в обзоре, этот метод является высокоэффективным для выявления общих, масштабно-инвариантных характеристик различных объектов и процессов, какими можно считать аккреционные движения на протозвездные ядра и кластеры.

Так как, одним из преимуществ информационно-энтропийного метода является отсутствие необходимости в мультиспектральных исследованиях. Следует, что для определения областей активного формирования звезд достаточны данные лишь по единичным трассерам, а мультиспректральный анализ лишь повысит надежность результатов. Логично, что оптическая глубина различных элементов будет влиять на результат, однако если масштабная инвариантность сохраняется, то результаты можно оценить как подобные. По определенным данным методом участкам можно выборочно проводить дальнейшие исследования с привлечением дополнительных, наблюдательных данных. Это позволяет сэкономить время, обычно используемого для сопоставления различных каталогов между собой и проведение кросскорреляционных выявления источников с целью поиска и обнаружения участков звездообразования. Данный вопрос особенно актуален для инфракрасных карт, которые не являются столь объемными, какими являются обзоры радионаблюдений, вследствие высокой точности и связанного с этим малого угла обзора таких карт. Иными словами, информационно-энтропиный метод, примененный на каталогах радионаблюдений, может указывать на потенциально области имеющие зародыши областей звездообразования и их кластеров.

Используя спектры ^{12}CO, ^{13}CO, NH_3 и N_2H+ мы исследовали кинематическую структуру нити интегральной формы чтобы получить более четкое представление о том, способствуют ли нитеобразные структуры в молекулярных облаках аккреции на ядра. Похожие попытки были предприняты в работе, например [251,252]. Чтобы определить наличие аккреционного потока вдоль НИФ к сгусткам, мы использовали разность скоростей различных молекулярных трассеров. А также применили новый информационно-энтропийный метод. Обнаружено, что скопления расположены вблизи локальных экстремумов разностей скоростей. И их нормированная энтропия лежит в области самоорганизации. Это можно объяснить аккреционным потоком, направленным в каждый из протокластеров.

Выдвигаемый метод классификации по нормированным значениям информационной энтропии может быть эффективно применен для определения областей, для которых характерно самоорганизованное движение и наличие структурности, как упоминалось выше. Потенциально эти области могут быть локализованы как кандидаты в области где может происходить формирования звезд. Для подтверждения данного утверждения были использованы данные радиоастрономических и инфракрасных наблюдений. Проведен анализ радиоданных и обнаружены соответствия по инфракрасным каталогам.

Был проведен статистический анализ с целью обнаружения областей звездообразования информационно-энтропийным методом. В качестве наблюдательных данных были выбраны обзоры Аммиака NH_3 выполненные на 100м телескопе GBT [253,254], и углеводорода 12CO получены в обзорах на 30м телескопе IRAM [239].

Для определения плотных предзвездных ядер был выбран минимальный размер ячеек разбиения равный разрешающей способности телескопа. Из работ [255] за ранее известны ожидаемые размеры предзвездных скоплений и масштабы структур которые могли бы наблюдаться в них. Размеры ячеек принимались равным максимальному разрешению телескопа. Расчет разрешающей способности телескопа для определенной длины волны составляет в радианах:

$$\theta = 1{,}22\ \frac{\lambda}{D}, \qquad (2.3.4)$$

где, θ – разрешение в радианах, λ – длина волны в метрах и D – диметр апертуры радиотелескопа в метрах.

Данные по Аммиаку NH_3 получены для частоты 23,69 ГГц. Разрешающая способность 25м телескопа Урумчи составляет около 2' (118" – 0,2200пк на расстоянии 383пк), для данных, собранных на 100м телескопе GBT (Green Bank Telescope) разрешение – 0.5' (31.7" -0,0565 пк на расстоянии 383пк). Данные по ^{12}CO получены на 30м телескопе IRAM имеют разрешение 11" что соответствует 0,02 пк на расстоянии 383 пк.

На рисунке 2.3.8 – приведена температурная карта обзоров, выровненные по координатам, и наложенные друг на друга. Красной линией указаны контуры обзоров Монооксида углерода, синими – обзоры Аммиака. Оси по абсциссе и ординате указывают на относительный сдвиг, по прямому восхождению и склонения соответственно. Координаты центра равны $\alpha=05^h35^m14.49^s$, δ=-05°22’29.3”.

Средняя температура областей звездообразования, содержащие пред звёздные ядра составляет в среднем – 19°K (рисунок 2.3.9), разброс температур отдельных ядер лежит в области 13,9-50°K. Для областей, где пыль и газ еще не успели сформировать ядро, и находятся на стадии плотных сгустков, средняя температура составляет 8,6°K (рисунок 2.3.10), а разброс находится в пределах от 4,4-18,6°K для отдельных сгустков определенных в инфракрасном каталоге Салджи [256]. Наглядный пример горячей области уже сформировавшее ядро приведен на рисунке 2.3.11. Эта карта интегрированной интенсивности по молекулярной линии NH_3 (1-1) для области определенной по данным инфракрасного каталога [256].

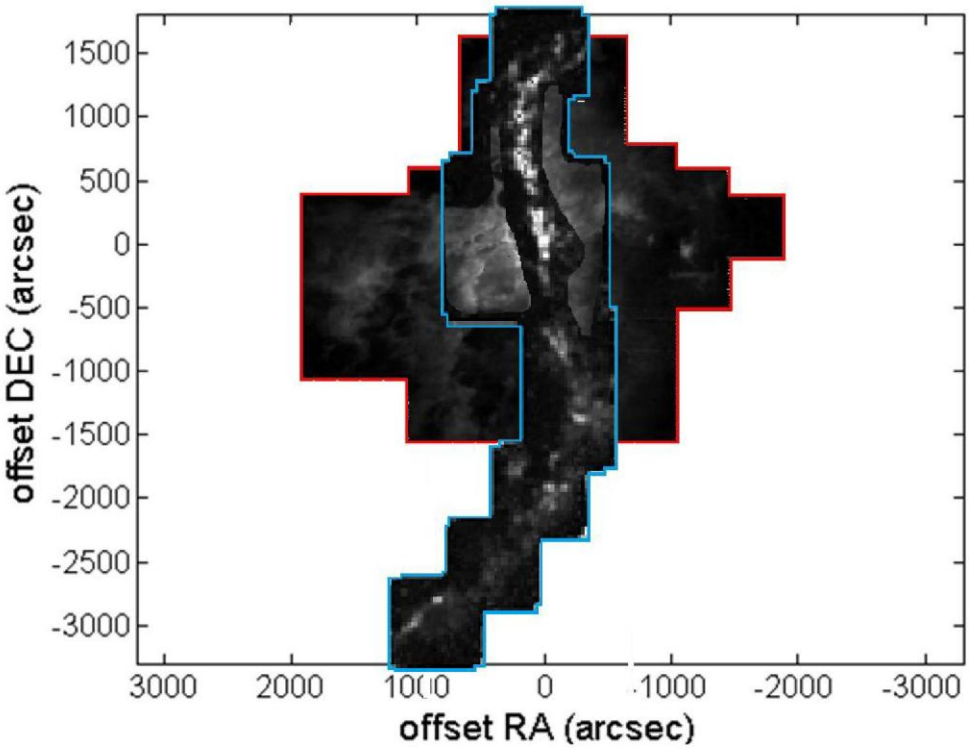


Рисунок 2.3.8 – Карта интенсивности пиковой температуры по молекулярной линии ^{12}CO красный (широкий) контур, по NH_3 синий (выский) контур. По оси OX и OY отложены относительные координаты по прямому восхождению и склонению соответственно. Точке (0,0) соответствует экваториальная координата α=05^{h}35^{m}14.49^s, δ=-05°22’29.3”.

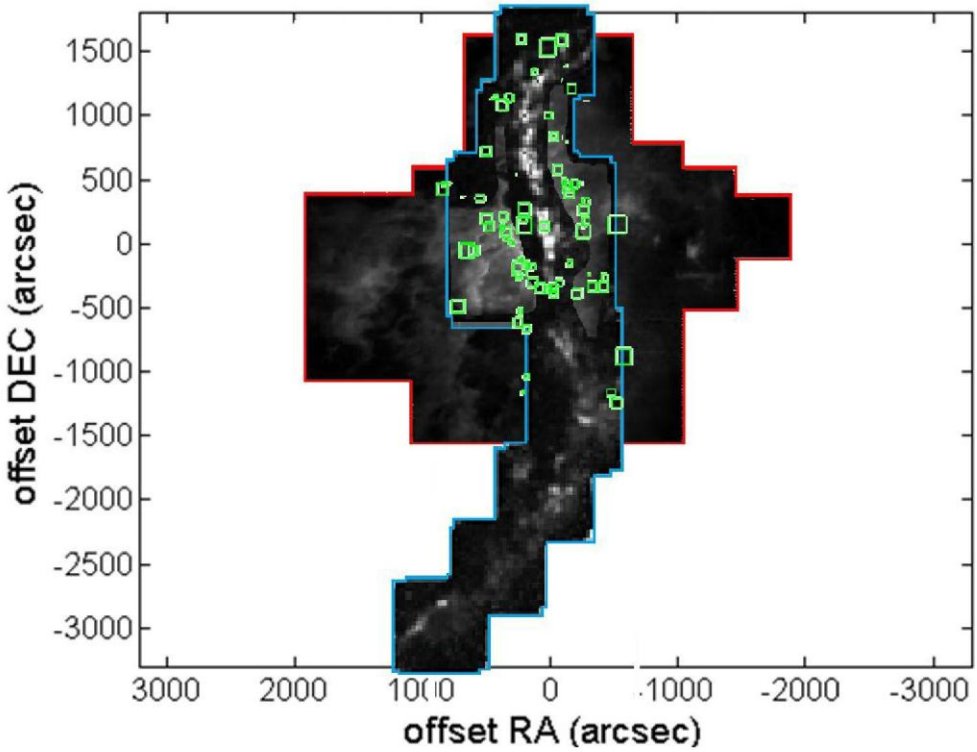


Рисунок 2.3.9 - Карта распределения предзвездных ядер по инфракрасному каталогу Салджи [256].

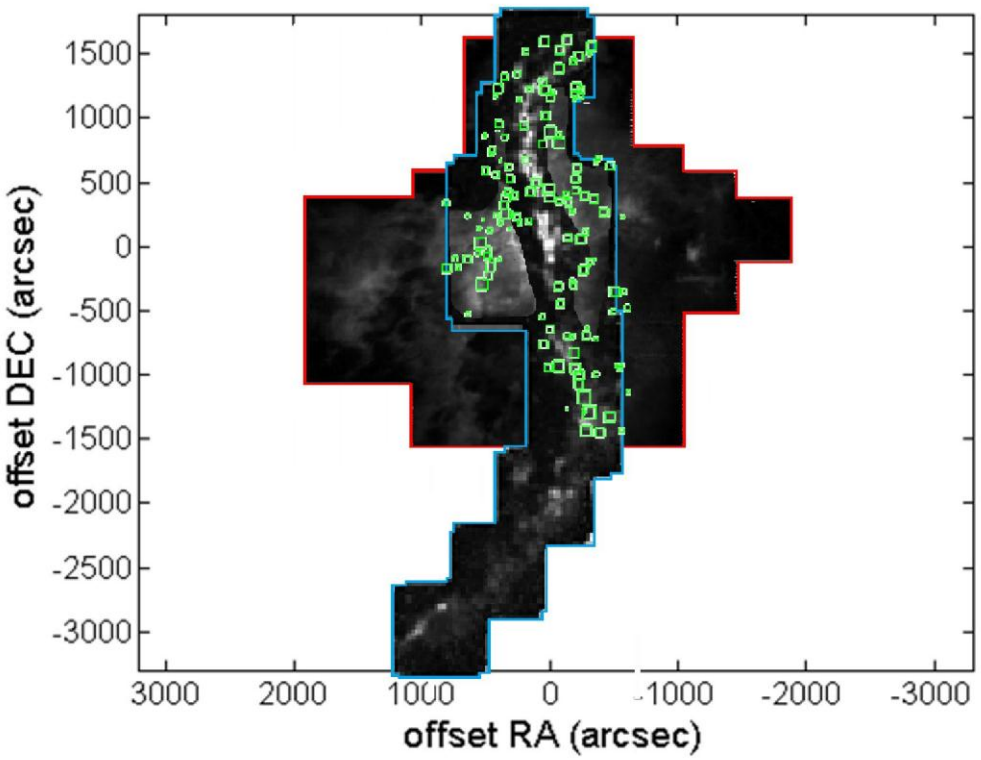


Рисунок 2.3.10 - Карта распределения сгустков, не имеющих сформированного ядра по инфракрасному каталогу Салджи [256].

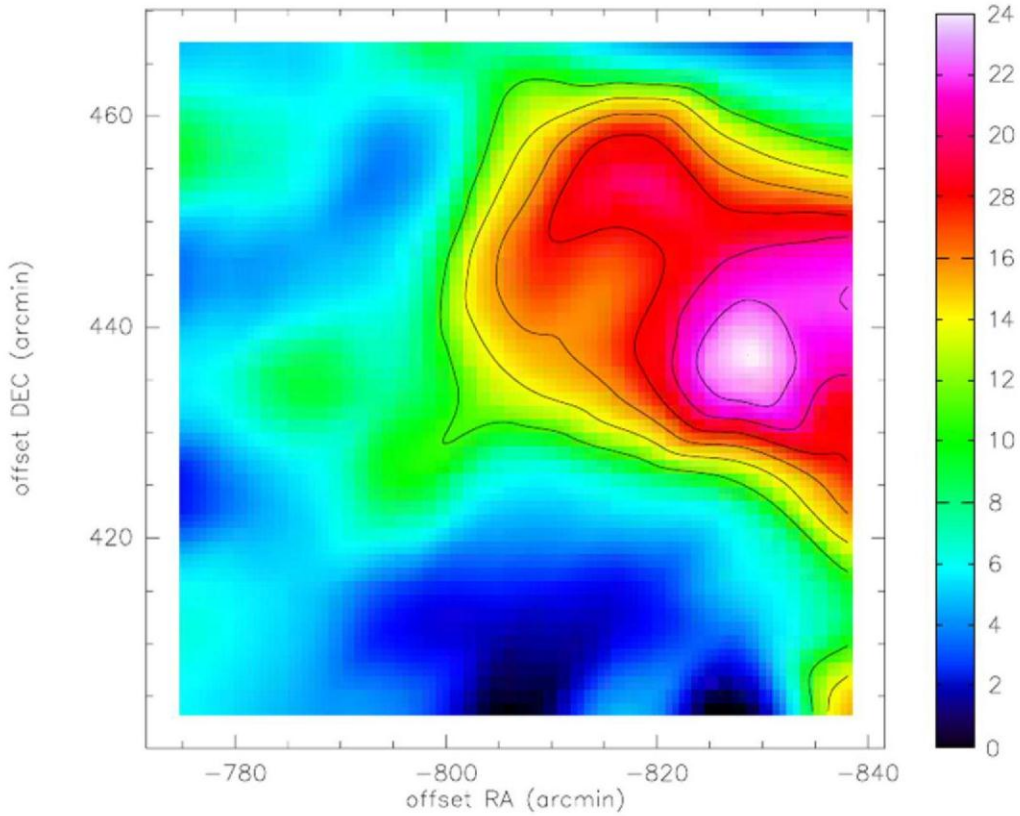


Рисунок 2.3.11 – Карта интегрированной интенсивности для NH_3 (1-1). Наблюдается уплотнение газа и пыли с температурой в максимуме 24°К

Из каталога были выделены спектры с высоким уровнем отношения сигнал/шум и наиболее протяженные из них с целью обеспечения достаточного разрешения радиотелескопов. Для каждой области информационно энтропиыйный анализ был проведен по измеренным спектрам, а их зависимость от хаотичности движения был определен через расчет дисперсий скоростей определенного через ширину линий на половине максимума.

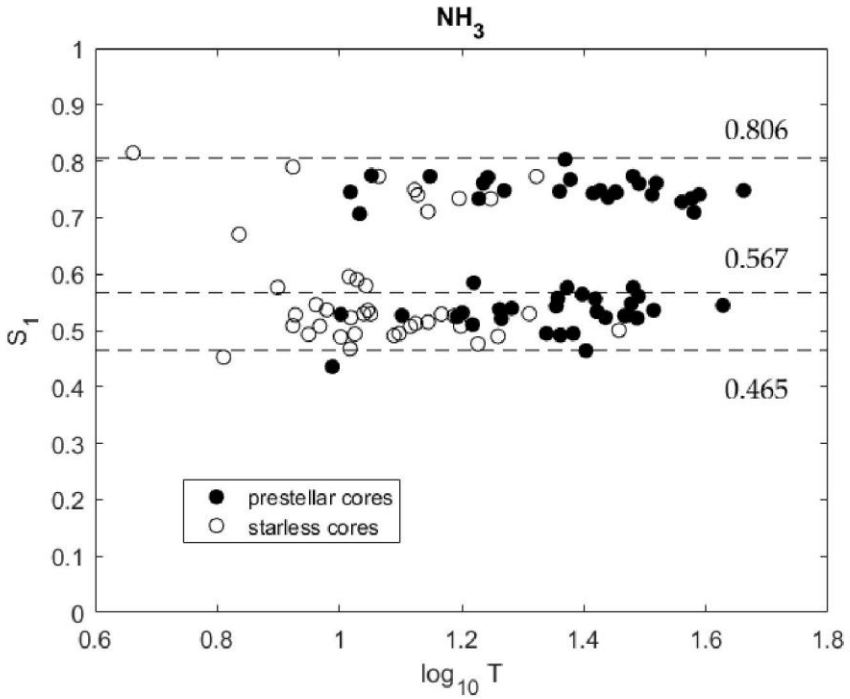


Рисунок 2.3.12 – Нормированные значения информационной энтропии для спектров NH_3 (1-1) областей звездообразования в молекулярном облаке. Наблюдается четко различие спектров по критериям само подобия информации и энтропии, однако метод не демонстрирует различия от температур.

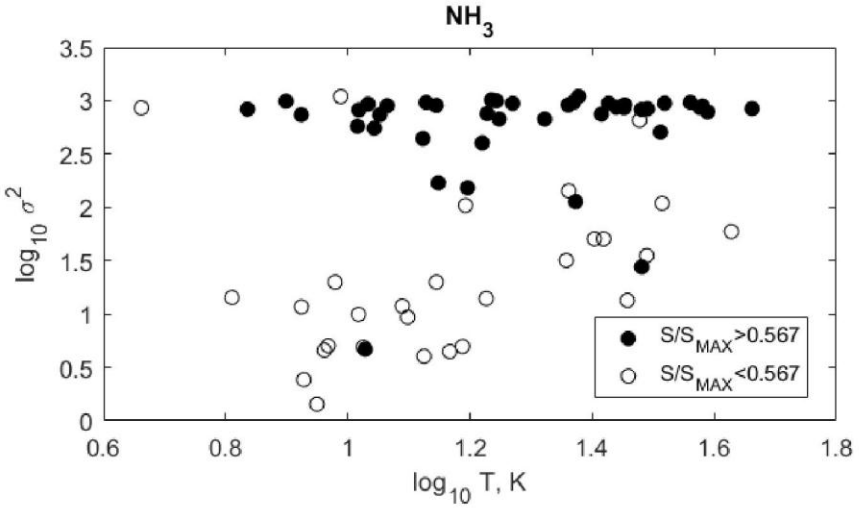


Рисунок 2.3.13 – Результат аналогичный предыдущему показывает наличие дисперсии выше чем $\log_{10} \sigma^2 > 2.4$ что может стать показателем наличия кластеров образования звезд в молекулярных облаках на линии NH_3 (1-1).

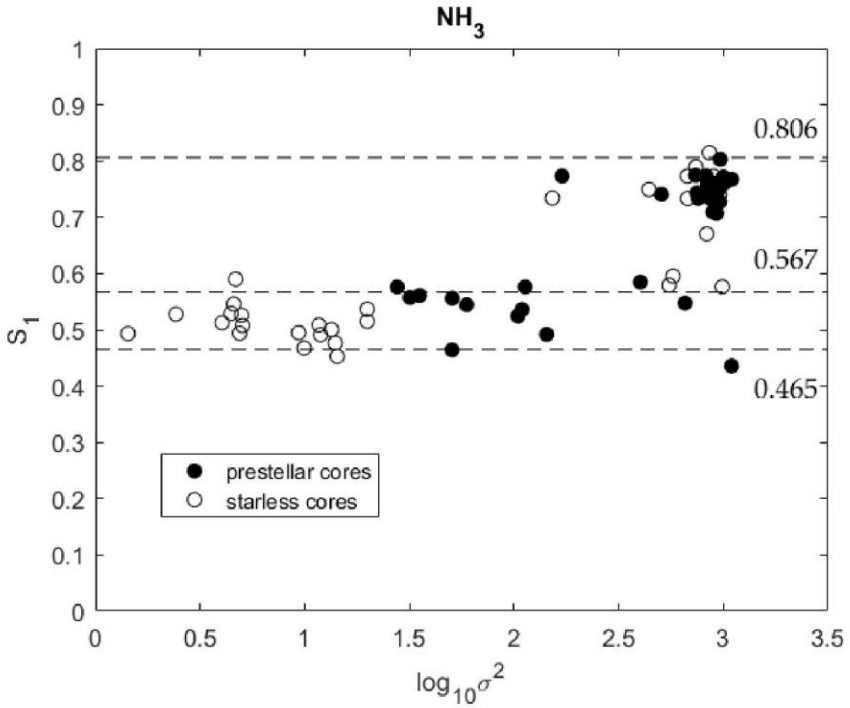


Рисунок 2.3.14 – Однако, более 85% предзвездных ядер, определенные как самоорганизованные из рисунка 2.3.12 демонстрирует высокие значения дисперсий скоростей.

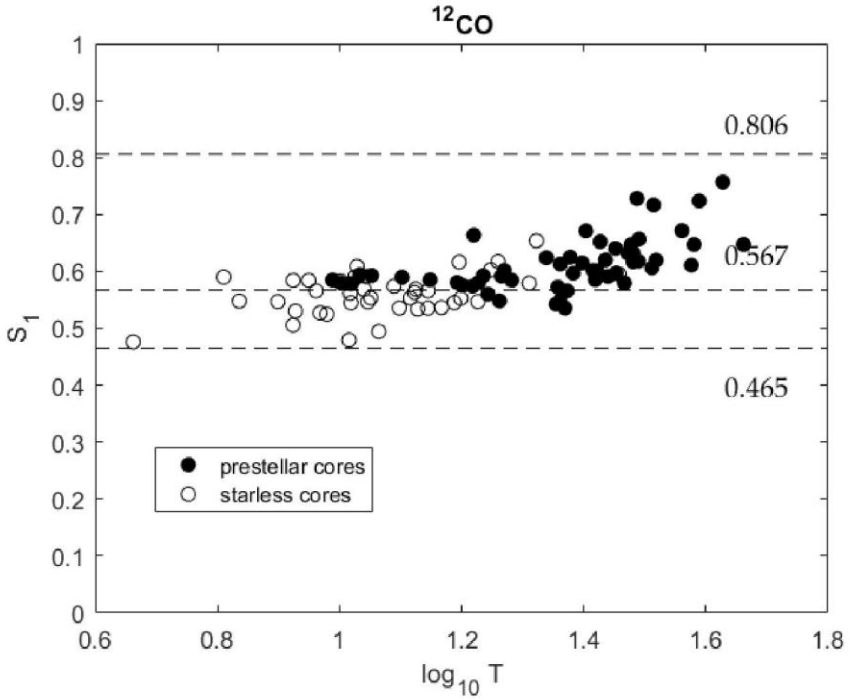


Рисунок 2.3.15 – Зависимость на линии моно оксида углерода наоборот, демонстрирует возможность определения предзвездных ядер в молекулярных облаках через значение нормированной энтропии. Также наглядна температурная зависимость.

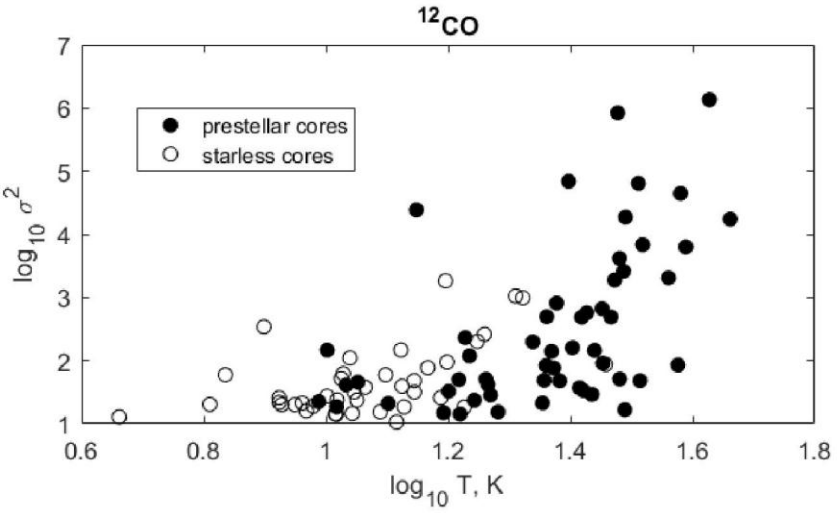


Рисунок 2.3.16 – Диспресия скоростей для предзвездных ядер и уплотнений имеют различный степенной показатель, котрый круче для более горячих областей.

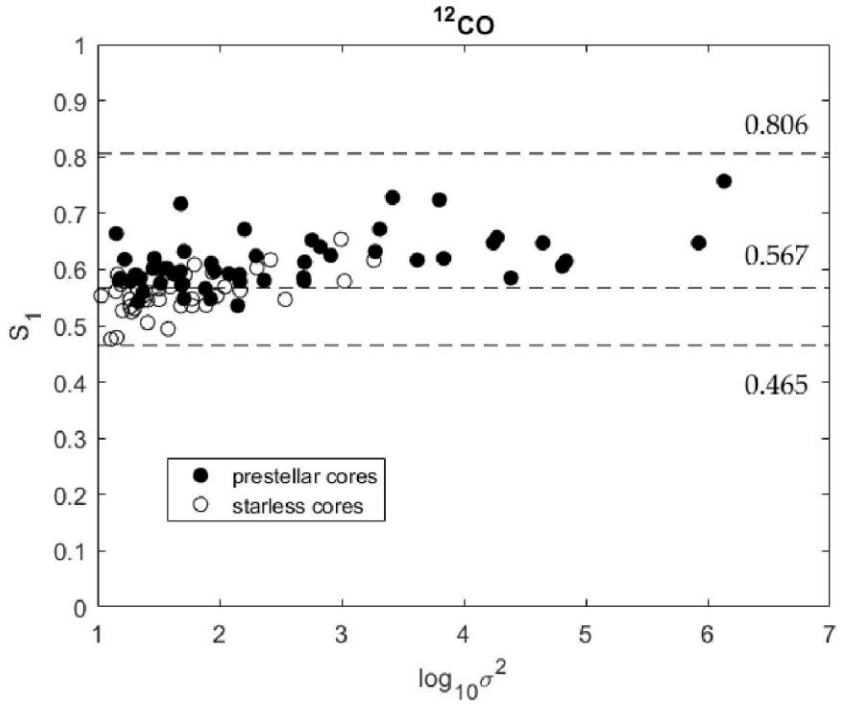


Рисунок 2.3.17 – С ростом энтропии подобно результату на рисунке 2.3.14 увеличивается и дисперсия скоростей.

Высокий показатель дисперсии связан в первую очередь с площадью области, которая часто превышает в 3 раза размер самого ядра, определенного на расстоянии 3σ от максимума. А также, в случае моно оксида углерода влияет также его концентрация.

Заключение по главе

Впервые о наличии организованных структур в молекулярных облаках универсальных на различных масштабах заговорили после статистических работ Ларсона. В этой работе было определено зависимость дисперсий скоростей от размеров и массы молекулярных облаков.

Ларсон в своей работе предложил три эмпирических соотношения для ближайших молекулярных облаков Млечного Пути. Данные соотношения отражают основные характеристики ГМО в следующем виде:

- Размер сгустка $R^{b1}{\sim}\sigma$, дисперсии на луче зрения. $b1$ – первое соотношение, которое показывает, что структура облаков поддерживается турбулентностью.
- Вириальная масса сгустка $M{\sim}L^{b2}$ светимости. $b2$ – второе соотношение показывает, что ГМО – структуры, находящиеся в вириальном равновесии.
- Масса сгустка (или светимость) $L{\sim}R^{b3}$ размер. $b3$ – третье соотношение, которое говорит о том, что средняя поверхностная плотность сгустков постоянна для индекса $b3 = 2$.

Волнообразное поведение профиля движения присутствует во всех хребтах. В хребтах имеет место большое смещение относительно друг друга при наблюдении с разными элементами, или же трассерами, как их принято называть в англоязычной литературе. Мы установили общую, проекционную скорость для НИФ и обнаружили, что полученный градиент скорости составляет около 0,7 км/с на парсек, который может быть результатом общего сжатия всего облака, целиком. Используя отклонения скорости для каждого трассера, мы также обнаруживаем, что плотные комки в ОМС с 1-5 расположены вблизи локальных экстремумов флуктуаций скоростей, что также было установлено расчетом информационной-энтропии для этих участков вдоль нити. Это может быть свидетельством наличия самоорганизованного движения, приводящего к акреции газа по направлению к каждому комку вдоль НИФ.

Правомерность использования предлагаемого метода апробирована на главном хребте нити интегральной формы в работе [250]. В которой обнаружение локальных экстремумов скоростей по различным трассерам, отражающие аккрецию вещества на плотные ядра сопровождаются увеличением нормированной информационной-энтропии исследуемой области. Данный критерий выполняется для всех элементов, в линиях которых проводилось исследование.

Данный подход был также расширен и на плотные сгустки содержащие протозвездные ядра и без них полученных по данным инфракрасных наблюдений. Информационно энтропиыйн метод количественной классификации с высокой степенью точности позволил оценить степень хаотичности в каждой из них и разделить сгустки содержащие протозвездные ядра от сгустков без них.

Информационная энтропия предлагается как новый критерий для поиска сгустков и ядер в молекулярных туманностях по распределениям скоростей

отдельных молекулярных линий без привлечения данных инфракрасных исследований, как это принято при стандартном подходе. Преимущество данного решения кроется в возможности быстрого, первичного обнаружения ядер на основании только лишь обзора в спектре одиночных линий, статистически. Далее, более детальную выборку можно составить исходя из полученных результатов по представленным методом. Пригодность этого метода апробирована на последнем, опубликованном, инфракрасном каталоге сгустков в облаке Ориона [256], большая часть определенных в каталоге предзвездных ядер подтверждена предлагаемым методом.

По результатам анализа спектров NH_3 было установлено значение дисперсий скоростей отличающего предзвездные кластеры от пока еще не сформирорвашихся участков $\log_{10}\sigma^2 > 2.4$. Область самоорганизации является показателем наличия структурности по данным ^{12}CO.

Разработанный, статистический подход количественной классификации будет применен в обзорах галактического аммиака, проводимом на 25м телескопе обсерватории Синьцзян в программе обсерватории 2018-2020. Целью использования данного метода является поиск и выявление областей звездообразования статистически, для сужения выборки и дальнейшего, более детального изучения, отождествления по другим каталогам.

Из вышесказанного можно заключить, что энтропия вне зависимости от исследуемого элемента, в частоте которого ведется наблюдение, может служить критерием оценки уровня хаотичности в молекулярных облаках и в областях звездообразования, связанных с плотными сгустками и пред-звездными ядрами. Нормированная энтропия Шеннона в этом случае, может отражать степень хаотичности и структурности в самоорганизованных потоках, например, вызванных аккрецией вещества.

Для молекул, наблюдаемых при большей оптической глубине данный критерий проявляется четче, и разность нормированных энтропий для областей высокой плотности с предзвездными ядрами и без них увеличивается. Данный эффект может быть объяснен более высокими темпами аккреции в областях лежащих ближе к центру сгустков.

3 НЕЛИНЕЙНАЯ ФРАКТАЛЬНО-ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

3.1 Нелинейная фрактальная мера. Бифуркационная картина и общие свойства фрактальной меры.

В данной главе приведены результаты исследований отображения нелинейной фрактальной меры [257]. Бифуркационна диаграмма построена для значений локальных экстремумов X_{max}, X_{min} и относительной разности масштаба измерения δ. Показано существование сложных циклов при относительно малом значении числа итераций. При большом числе итераций результат имеют вид схожий с известной картиной бифуркаций Фейгенбаума.

Отображение нелинейной фрактальной меры находит применение в широком спектре научно-исследовательских работ, включая такие направления как нейрофизика, космология, нанотехнологии [258-261]. На основе такого отображения возможно описание структурности в наноразмерных полупроводниках, моделирование колебаний электрического потенциала нейронов, распределение галактик в кластерах и скоплениях, конструирование различных генераторов хаоса, шифрование и кодирование передаваемой информации и т.д.

На сегодняшний день бифуркации в зависимости от управляющих параметров для данного отображения не изучены. Построение бифуркационных диаграмм и определение качественных режимов хаотизации меры, выявление локальных особенностей и закономерностей выявит динамику отображение и поможет последующему ее приложению для конкретных задач.

Главная особенность данного отображения отличающийся от существующих отображений в методе определения фрактальной меры, где отсутствует необходимость задания масштаба измерения δ. Достигается это путем определения δ через саму меру, говоря иначе, масштаб измерения зависит от измеряемой величины [262]. Такой подход характеризует поведение физической величины вблизи своих критических значений. Поясним это далее, отталкиваясь от общеизвестных определений.

Согласно формуле Хаусдорфа, фрактальная мера (длина $X(R)$) определяется как:

$$X(R) = R\left(\frac{\Delta X}{R_*}\right)^{d} \cdot \left(\frac{\Delta X}{R_*}\right)^{-D} = R\left(\left|1 - \frac{X}{R_*}\right|\right)^{-\gamma}, \Delta X = |X - R_*|, \gamma = D - d. \quad (3.1.1)$$

где, d – топологическая размерность, D – фрактальная размерность, R – регулярная длина, R_* – величина критического значения для R, γ – показатель скейлинга, разность фрактальной и топологической мер. Новизной является определение масштаба измерения, выражения в скобке, как функцию зависящий от самой меры в виде разности $\Delta X = |X - R_*|$. Затем, формулу (3.1.1) перепишем в дискретном виде с целью описания эволюции меры при наличии внешних возмущений:

$$X_{i+1}(R) = R\left(\left|1 - \frac{X_i}{R_*}\right|\right)^{-\gamma}, \qquad (3.1.2)$$

где, i – количество итераций.

Реализации отображения (3.1.2) могут быть как регулярными, так и хаотическими (Рис. 3.1.1) Из рисунка видно, что хаотизация реализаций имеет место при близком значении $R_* \approx R$.

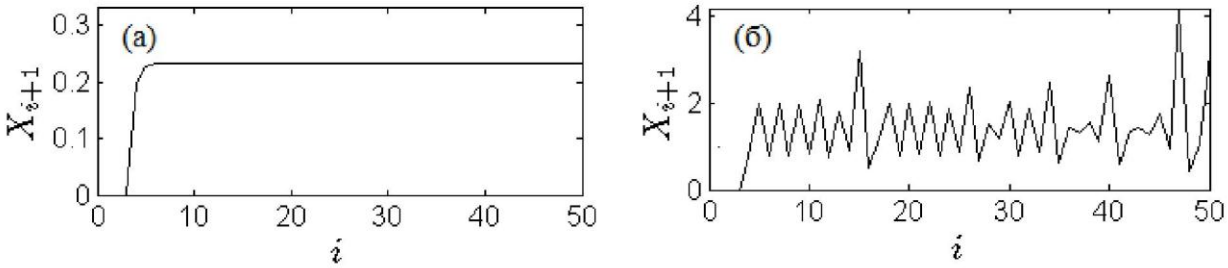


Рисунок 3.1.1 – Реализация отображения (3.1.2) с параметрами $\gamma = 0.567$, $R_* = 1, X_1 = 1$, (а) – $R = 0.2$, (б) – $R = 0.8$.

Далее мы примем $i = 10^3$, $X_1 = 1$. Считается, что число итераций будет достаточным для выхода системы на аттрактор, на котором зависимость от начальных условий уже не столь существенна и нет качественных изменений системы. Было выявлено, что поведение систем (3.1.2) зависит не от отдельных значений R_* и R как отдельных параметров, а определяется их соотношением [263], поэтому управляющими параметрами являются R_* и γ.

Параметр γ может принимать значение в диапазоне $0 \le \gamma < 4$ теоритически. Для регулярных объектов (D=d) γ=0, для известных фракталов $0 < \gamma < 1$.

Режимы хаотических колебаний системы (3.1.2) реализуются при определенных отношениях R_* к R (Рис. 3.1.2). В заштрихованной области, ограниченной R_{*1} – минимальным и R_{*2} – максимальным значениями параметра R_* при фиксированном R, наблюдаются хаотические режимы отображения. Вне этой области поведение систем переходит в регулярное.

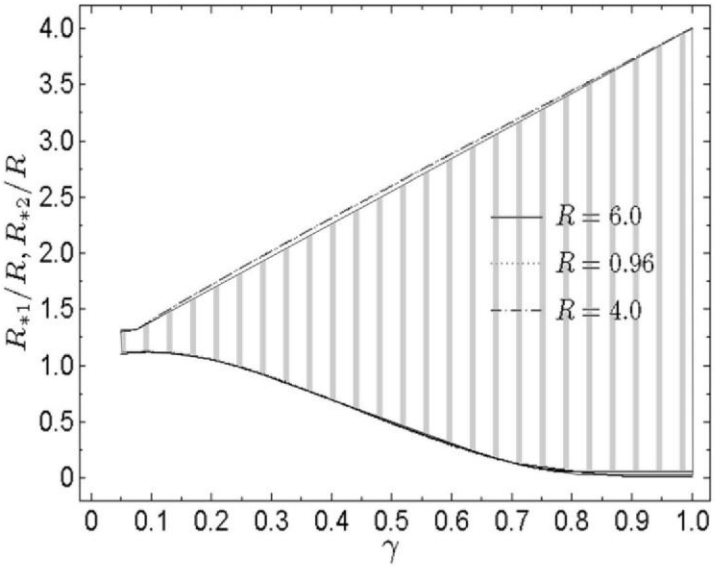


Рисунок 3.1.2 – Области возникновения хаотических значений $X_{i+1}(R)$. R_{*1} – минимальное, R_{*2} – максимальное значения.

Как видно из полученных результатов, различные режимы системы определяются значениями параметров $R_*,\ R,\ \gamma$. Область изменения параметров $R_*,\ R$, при котором наблюдается хаотическое колебание, строго ограничены отношением этих параметров. Переход к хаосу осуществляется через параметр разности фрактальной и топологический меры γ.

3.2 Описание ускоренного расширения Вселенной фрактальной моделью

Как было указано в обзоре, галактики местной группы (Приложение А) рисунок 3.2.1 формируют кластеры, в которых преобладает гравитация и менее плотные участки между кластерами, где доминирует антигравитиация, создавая поток разбегания галактик рисунок 3.2.2.

Местная группа – гравитационно связанная квазистационарная система с полной массой $M = (2-3) \times 10^{12} M_{\odot}$ [206]. Эту массу составляют барионное вещество звезд и межзвездной среды, а также тёмная материя, сосредоточенная в протяженных гало двух гигантских галактик группы (Млечный путь и Андромеда). Вне группы на расстояниях 1-3 Мпк от ее центра масс наблюдаются 24 карликовые галактики – движущихся в направление от группы

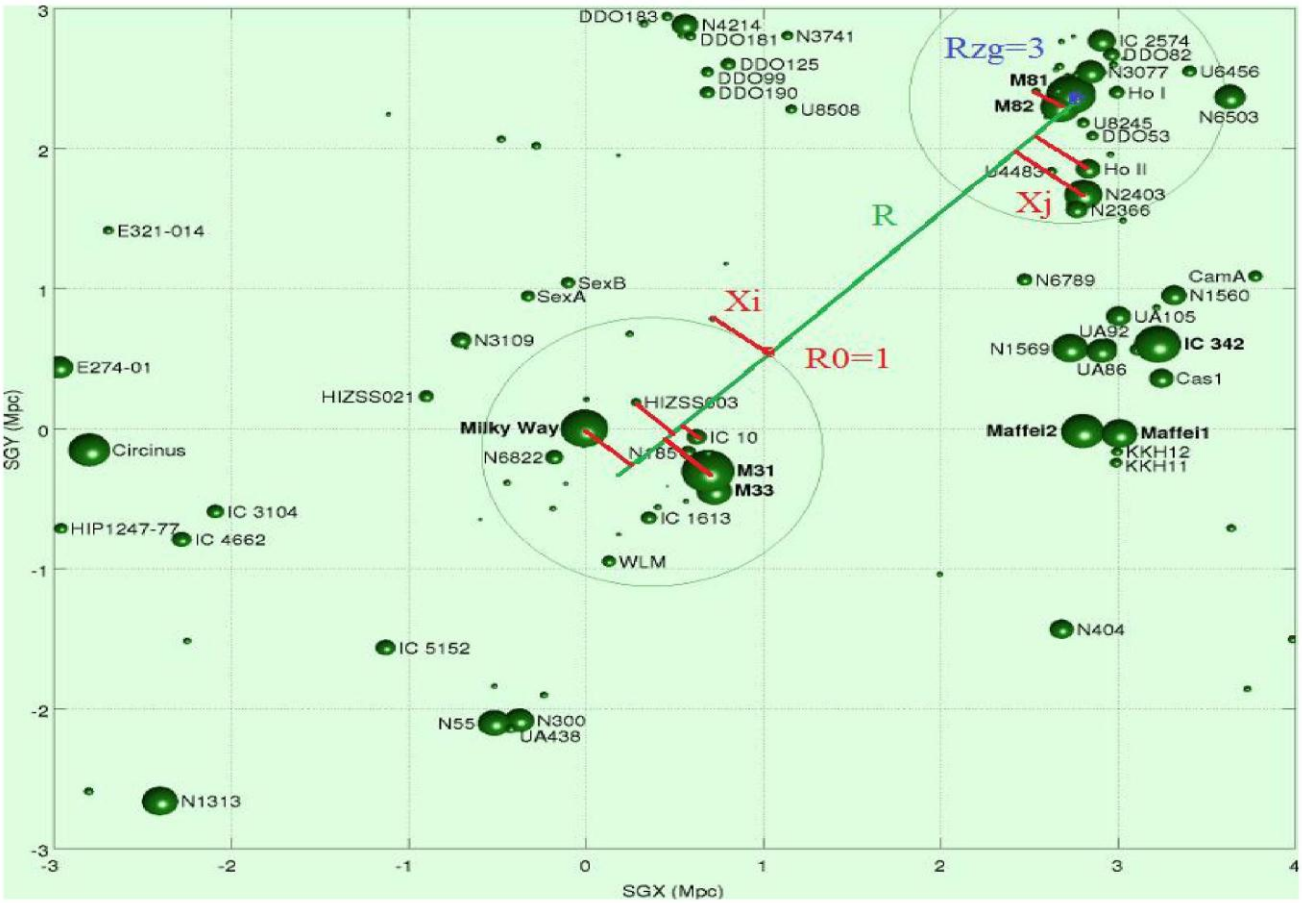


Рисунок 3.2.1 – распределение галактик местной группы и ближайших соседей по статье Чернина [206]. Галактики, между которыми сила тяготения преобладает над силой «отталкивания» помещены в круги. Направление от барицентров галактик местной группы к группе M81/M82 отмечено линией с указанием количества расстояний «нулевой гравитации» до соседней группы.

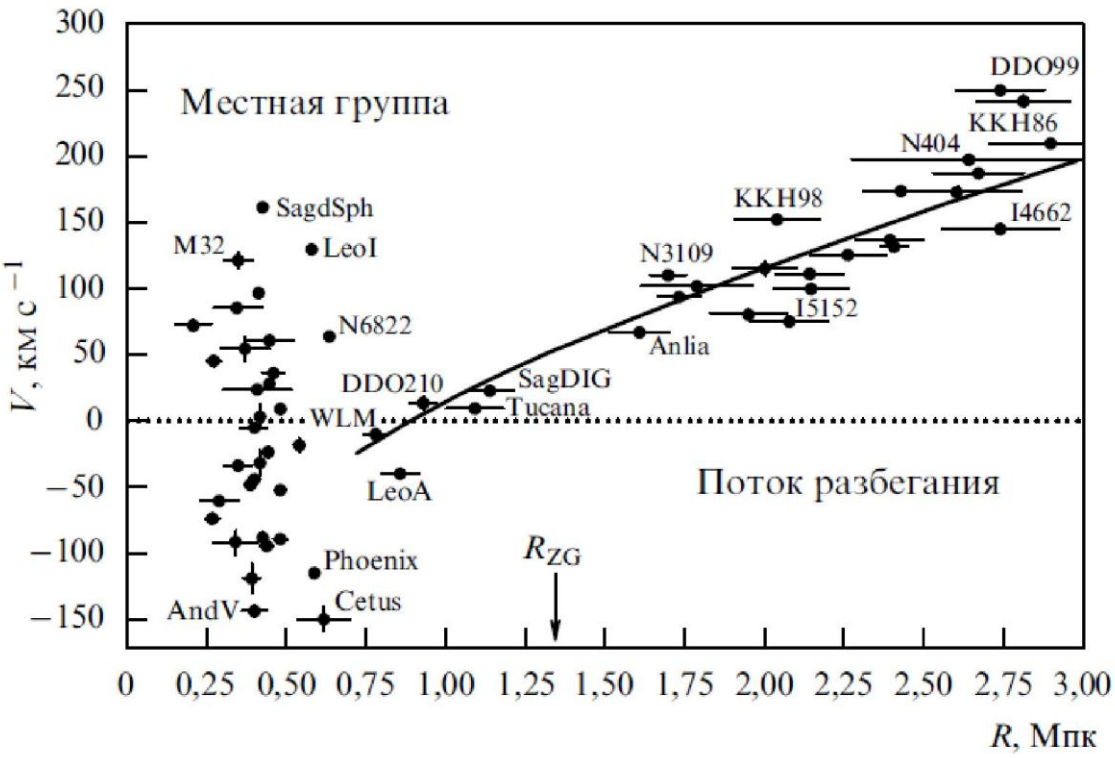


Рисунок 3.2.2 –Скорости и расстояния до отдельных галактик входящих в местную группу и составляющий поток разбегания согласно работе [206].

В данной главе предлагается применение идеи о поведении физической величины вблизи ее критических значений в виде нелинейной фрактальной меры для описания наблюдаемой динамики галактик. В качестве критического значения расстояния от точки наблюдения приняты размеры расстояния нулевой гравитации. Этот подход к задаче космологии связывает структуры пространства с распределением материи.

3.2.1 Координата и расстояние галактики

Рассмотрим распределение галактик в однородном изотропном пространстве на фоне гравитационных волн, возмущенных флуктуациями плотности космической материи и распространяющихся с некоторой скоростью $v_0(t)$. Тогда координата галактики R (рис. 3.2.1.1) в любом направлении определена с точностью ΔR в силу волнового характера распределения галактик в пространстве.

Из-за флуктуаций космической материи, гравитационного взаимодействия галактик возникают локальные неоднородности – скучивание (кластеризация) галактик. По этой причине существуют расстояния R_* от барицентра кластера B_i до его границы с нулевой гравитацией. Распределение галактик вокруг R_* будет, очевидно, неравномерным из-за уже отмеченных условий: флуктуации космической материи и неоднородности гравитационного воздействия. Мы будем пользоваться также наблюдаемым в природе важным фактом фрактальности геометрии кластеров – подобия галактик малых и больших масштабов.

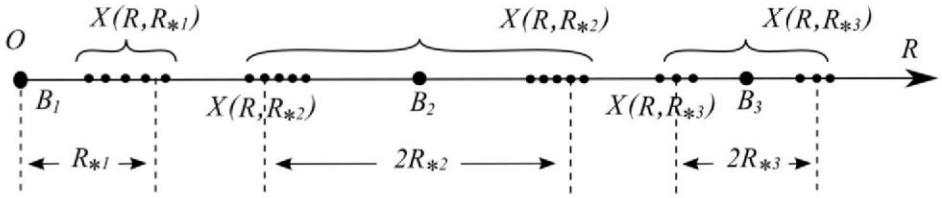


Рис. 3.2.1.1 – Наблюдаемые расстояния $X(R, R_*) \geq R$ до галактик с координатой R вблизи точек нулевой гравитации R_* в любом направлении от точки наблюдения O. Хотя $R_{*3} < R_{*2}$, R_{*3} расположено дальше, чем R_{*2}, и его влияние на значение $X(R)$ будет мало, так как скачкообразные выбросы $X(R)$ наблюдаются при $R \sim R_*$. Поэтому для построения масштабно – инвариантной модели глобального расширения Вселенной можно принять нумерацию R_{*j}, где $j = 1,2, \ldots$ – последовательность целых чисел.

Скорость $v(t)$ изменения координаты галактик $R(t)$ в этой выбранной системе будет по определению равна нулю, однако, если расстояние до галактики $X(R, R_*)$ будет отличаться хаотически от R, то можно говорить о ненулевой скорости галактик в единицах $v_0(t)$. Определение скорости галактик в условной единице $v_0(t)$ позволяет заменить обычную временную единицу $(1/\text{с})$ измерения постоянной Хаббла H на пространственную $(1/\text{м})$, что удобно для выделения геометрического анализа от пространственно-временного. Обычно H определяют в единицах $(\text{км/с})/\text{Мпк}$, следовательно, можно принять $v_0(t) = 1$ км/с. При выборе малого значения $\Delta R = |R - R_*|$ фрактальная мера – расстояние $X(R, R_*)$ будет всегда больше, чем регулярная мера – координата R. Следовательно, скорость изменения $X(R, R_*)$ может возрастать с ростом R, что соответствует ускоренному расширению Вселенной. Для использования этого факта в теории, вначале выясним масштабно – инвариантные характеристики иерархического скучивания галактик на фоне гравитационных волн [221].

3.2.2 Нелинейная геометрическая модель расширения Вселенной

Объекты, имеющие структурное и масштабно-инвариантное строение называются фракталами [228]. Начиная с работ Б. Мандельброта теория фракталов применяется для описания структуры Вселенной в больших масштабах [264]. Однако для более детального адекватного описания космологических наблюдений нужны новые понятия фрактальной геометрии.

Известные теории фракталов предполагают независимый выбор масштаба измерения меры (аддитивной геометрической, физической величины) от величины самой определяемой меры. Вблизи критических значений например, при $R \approx R_*$ мера сильно меняется, необходимо учесть указанную зависимость. Используя формулу Хаусдорфа фрактальную длину $X(R)$ определим в виде

$$\mathrm{X(R)} = \mathrm{R}\left(\frac{\Delta \mathrm{X}}{\mathrm{R}_*}\right)^{\mathrm{d}} \cdot \left(\frac{\Delta \mathrm{X}}{\mathrm{R}_*}\right)^{-\mathrm{D}} = \mathrm{R}\left(\left|1 - \frac{\mathrm{X}}{\mathrm{R}_*}\right|\right)^{-\gamma}, \Delta \mathrm{X} = |\mathrm{X} - \mathrm{R}_*|, \gamma = \mathrm{D} - \mathrm{d}, \qquad (3.2.2.1)$$

где d – топологическая, D – фрактальная размерность $X(R)$.

Формулу (3.2.2.1) необходимо анализировать с учетом флуктуаций $\xi(t)$ космической материи. Это равносильно переходу к дискретному отображению с шагом i пространственной эволюции [265]:

$$\mathrm{X_{i+1}(R)} = \mathrm{R}\left(\left|1 - \frac{\mathrm{X_i}}{\mathrm{R_*}}\right|\right)^{-\gamma} \qquad (3.2.2.2)$$

Индекс $i + 1$ в обозначении непрерывной функции $X_{i+1}(R)$ соответствует установившемуся режиму последовательности отображения (13) независимо от начальных условий. В терминах космологического уравнения [183] $X_{i+1}(R)$ определяет возможное расстояние до галактики с координатой R, правая часть формулы (3.2.2.2) – умножение R на масштабный фактор $a(R)$.

Метрика пространства нелинейно зависит от распределения материи (через свободный параметр R_*). С ростом параметров γ, R_* значения $X_{i+1}(R)$ хаотизируются (рис. 3.2.2.1a). Записывая формулу (3.2.2.2) в виде системы $X_{i+1} = f(Y_i)$, $Y_{i+1} = f(Z_i)$, $Z_{i+1} = f(X_i)$ можно анализировать трехмерную картину расширения Вселенной (рис. 3.2.2.1b).

Метрика пространства нелинейно зависит от распределения материи (через свободный параметр $\mathrm{R_*}$). С ростом параметров γ, $\mathrm{R_*}$ значения $\mathrm{X_{i+1}(R)}$ хаотизируются (рис. 6а). Формула (3) может быть записана в трехмерном виде для координат X, Y, Z:

$$\begin{aligned} \mathrm{X(R)} &= \mathrm{R}\left(\left|1 - \frac{\mathrm{Y}}{\mathrm{R_*}}\right|\right)^{-\gamma}, \\ \mathrm{Y(R)} &= \mathrm{R}\left(\left|1 - \frac{\mathrm{Z}}{\mathrm{R_*}}\right|\right)^{-\gamma}, \\ \mathrm{Z(R)} &= \mathrm{R}\left(\left|1 - \frac{\mathrm{X}}{\mathrm{R_*}}\right|\right)^{-\gamma}. \end{aligned} \qquad (3.2.2.3)$$

Таким образом, можно анализировать трехмерную картину расширения Вселенной (Рис. 6 б).

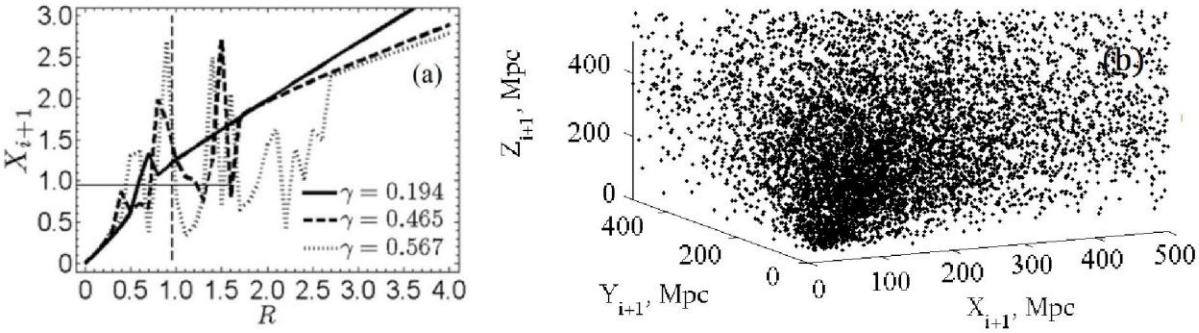


Рисунок 3.2.2.1 – a) хаотизация значений $X_{i+1}(R)$ с ростом показателя скейлинга (γ) при $R_* = 0.96$, число итераций отображения (3.2.2.2) равно 10^3; b) хаотическая картина распределения галактик в трехмерной системе (3.2.2.2) при $\gamma = 0{,}4649$, $R_* = 50 \div 250$.

Мы будем интересоваться асимптотическим поведением $X_{i+1}(R)$ для множества значений R_*, характерным для глобальной космологии. Поэтому значение постоянной Хаббла H не зависит от R_*.

Необходимо добавить дополнительное условие того, что в астрофизических данных точность прямого измерения больше, чем косвенного измерения ($\Delta R/R < \Delta H/H$) [266]. С целью установления закономерностей рассматриваемых волновых процессов сформулируем условия для используемых минимальных интервалов значений $\Delta H, \Delta R$ через k, λ для волновых процессов в следующем виде

$$\Delta \mathrm{H} = \mathrm{k},\ \Delta \mathrm{R} = \frac{\lambda}{\mathrm{a}},\ \lambda = \frac{2\pi \mathrm{a}}{\mathrm{k}},\ \Delta \mathrm{R} \cdot \Delta \mathrm{H} = 2\pi. \qquad (3.2.2.4)$$

Важно то, что именно при выборе $\Delta H = 2\pi$, соответствующего искомой закономерности волновой природы [267,268], должно наблюдается минимальное значение $D_* = 0.4649$. На форму длинных волн влияет неоднородность космического фона (флуктуации плотности вещества, излучения) что учтено в отображении (3.2.2.2). Направленное, возмущенное волновое движение галактик ($H > 0,\ \Delta H = 2\pi$) могло бы характеризоваться минимальным значением показателя скейлинга (масштабной инвариантности) $\gamma_* = D_* - d$, где d – топологическая размерность. Для множества точек $d = 0$.

Существует геометрическая модель фрактала со значением $\gamma_* = 0.4649$. Этот фрактал (рис. 3.2.2.2), названный анизотропным, был предложен Жанабаевым З.Ж. в работе [269] для описания турбулентности в пограничном слое. Позже [270] было экспериментально теоретически показано, что фрактальная антенна, построенная именно на фрактале с размерностью $D = d + \gamma$ ($D = \log 5 / \log 3$, $d = 1$, $\gamma = 0.4649$) обладает наилучшими электродинамическими, информационно-энтропийными характеристиками

На расстояниях вблизи нулевой гравитации ($R \approx R_*$) значения $X(R)$ в радиальном направлении достигает максимума с ростом номера предфрактала (порядка иерархии фрактала).

Хаусдорфова локальная размерность анизотропного фрактала $D_* = \ln 5 / \ln 3 = 1.4649$. Известны другие фракталы (Koch, Vicsek [228,271]) с такой же размерностью D_*, не зависящей от n, однако их топология не отражает специфику радиального волнового расширения. Дело в том, что размерность D множества иерархий анизотропного фрактала зависит от n. Только при правильном выборе ΔR в одном направлении, например, по условию (3.2.2.4) для волнового процесса следует ожидать $D = D_*$. Используемая нами модель в виде анизотропного фрактала является более подходящей к рассматриваемой задаче и с точки зрения информационно-энтропийного анализа: максимум всплеска достигается наименьшим количеством звеньев.

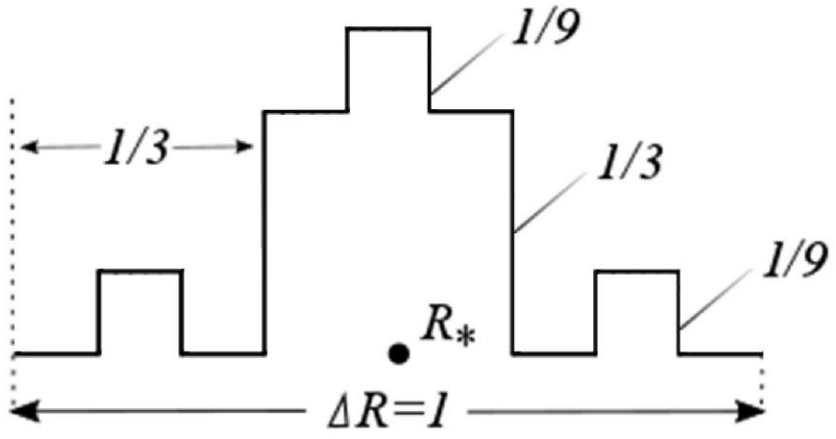


Рисунок 3.2.2.2 – Анизотропный фрактал 2-го поколения ($n = 2$), у которого линии в одном направлении (в вертикальном) не деформируются. В изотропном пространстве на фоне поперечных гравитационных волн в интервалах $R_* \pm \Delta R/2$ имеем фрактальные возмущения $X(R) > R$ в направлении по R. Значения $X(R)$ определяются высотой элементов n – предфракталов. Принято $\Delta R = 1$, в общем случае ΔR определяется из условия точности определения постоянной Хаббла по формуле (3.2.2.4).

3.2.3 Описание ускоренного расширения Вселенной и сопоставление результатов теории с данными астрофизических каталогов

В данной под главе приведены результаты расчета размерностей распределений по каталогам. Произведена проверка теоретических предположений.

Для массива скоплений определим корреляционные размерности D по формуле

$$\mathrm{D} = \lim_{\delta\to 0}\frac{\log \mathrm{C}(\delta)}{\log \delta},\ \ \mathrm{C}(\delta) = \lim_{\mathrm{N}\to\infty}\frac{1}{\mathrm{N}^2}\sum_{\mathrm{i}=1}^{\mathrm{N}}\sum_{\mathrm{j}=1}^{\mathrm{N}}\theta\big(\delta - \lceil \mathrm{x_i} - \mathrm{x_j}\rceil\big) \qquad (3.2.3.1)$$

где, δ – масштаб измерения, $C(\delta)$ – корреляционный интеграл, N – число точек множества, $\lceil x_i - x_j \rceil$ – расстояние между двумя парами точек, здесь $i \neq j$, $\theta(f)$ – функция Хевисайда. $\theta(f) = 1$ при $f > 0$ и $\theta(f) = 0$ при $f < 0$.

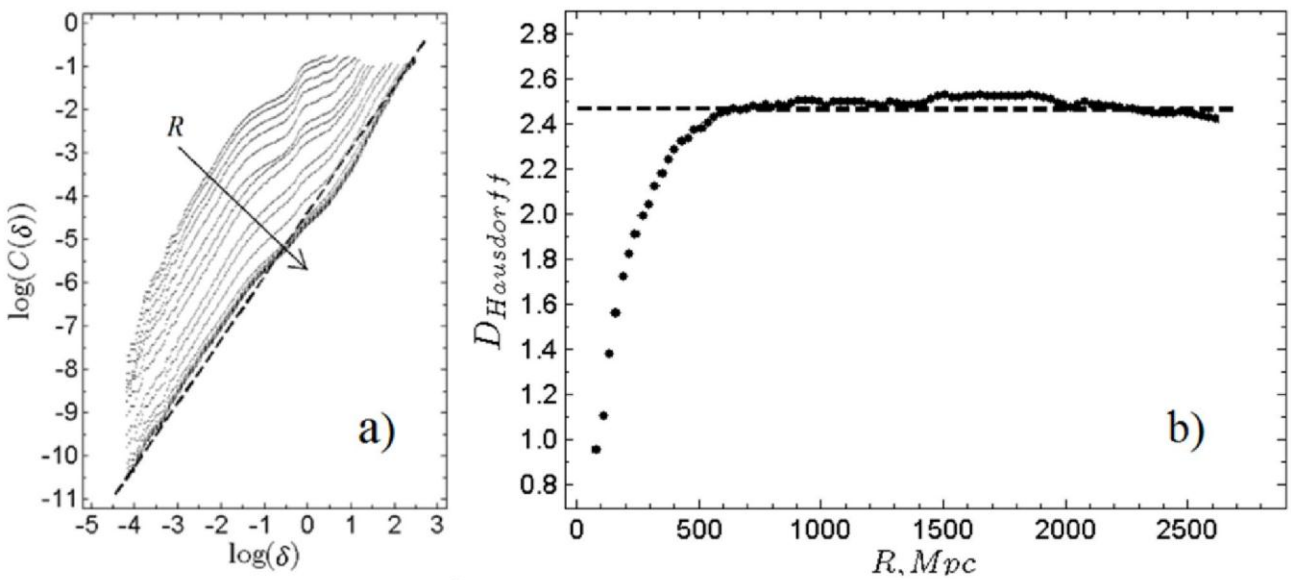


Рисунок 3.2.3.1 – a) Зависимость корреляционного интеграла от масштаба измерения по данным каталога [272], которая аппроксимируется штриховой линией $\log\big(C(\delta)\big) = D * \log(\delta)$, где D совпадает с теоретической размерностью $\gamma_* = 0.4649$, $0 < R \leq 11\ Mpc$. b) размерность Хаусдорфа D множества галактик с большим количеством элементов $N = 1.8 \cdot 10^6$ [197]. Пространственный шаг задан в интервале $10^{-6} \div 10^{-3}$. Точки получены для значений $\Delta R = 28{,}3\ Mpc$ при $\Delta H = 5.5\%$.

Действительно, размерность D_* устанавливается только в определенном пространственном масштабе наблюдения (рис. 3.2.3.1a) [273,274]. Рисунок (3.2.3.1b) показывает правомерность выбора модели фрактального распределения галактик в областях пространства с нулевой гравитацией. Множество галактик образует фрактальную поверхность ($d = 2$). Асимптотический показатель скейлинга соответствует его теоретическому значению $\gamma_* = D_* - d = 0.4649$.

Вблизи Местной группы ($1 \leq R \leq 3$ Мпк) нет темпа глобального расширения, $\gamma < \gamma_*$ (рис. 3.2.3.1a). Относительная скорость галактик $dX_{i+1}/dR = \frac{dX_{i+1}/dt}{dR/dt}$ может быть как положительной, так и отрицательной, в соответствии с астрофизическими наблюдениями [215]. Глобальное расширение Вселенной описывается значением $\gamma_* = 0.4649$. На рисунке 3.2.3.2 представлена диаграмма относительная скорость – расстояние для множества значений $10 \leq R_* \leq 200$, (в единицах Мрс). Принято $\Delta H = 5\%$ и получено $H = 74.9\ Mpc^{-1}$ для $\Delta R = 2\pi/\Delta H = 1.256\%$.

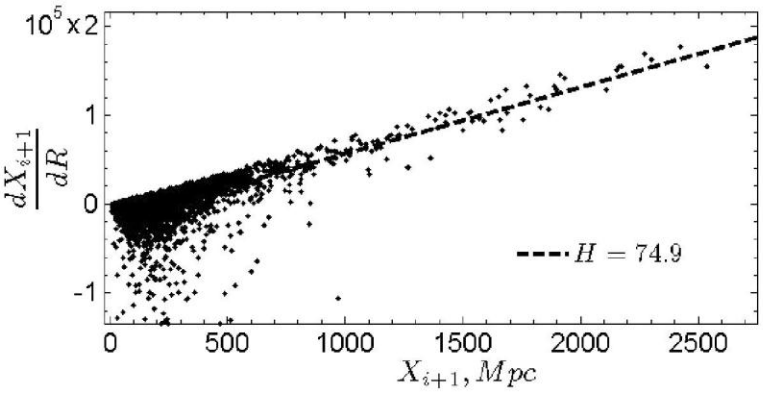


Рисунок 3.2.3.2 – Иллюстрация существования глобального значения постоянной Хаббла.

Вблизи Местной группы галактик (малые значения R_*) показатель скейлинга тоже мал ($\gamma < \gamma_*$). Скопления галактик характеризуются множеством больших значений R_*, имеет место асимптотика $\gamma \to \gamma_*$, максимальная радиальная скорость галактик определяется глобальным значением постоянной Хаббла H_0. Важно также то, что фрактальная размерность множества, значения X_{i+1}, получаемого отображением (3.2.2.2) без учета стохастического фона максимальна именно при $\gamma = \gamma_*$ с учетом условий (3.2.2.3).

В нашей пространственной модели ускорение проявляется в виде $H = H(R_*)$. На рисунке 3.2.3.3 представлены значения $H(R_*)$, определенные с различной точностью. Для сопоставления с теорией мы выбрали $R_* \sim R$, так как только в этих случаях проявляется различие расстояния от координаты [275]. Зависимость $H = H(R_*)$ имеет характер насыщения в согласии с уже отмеченной закономерностью стремления к асимптотике глобального значения H_0 с заданной точностью.

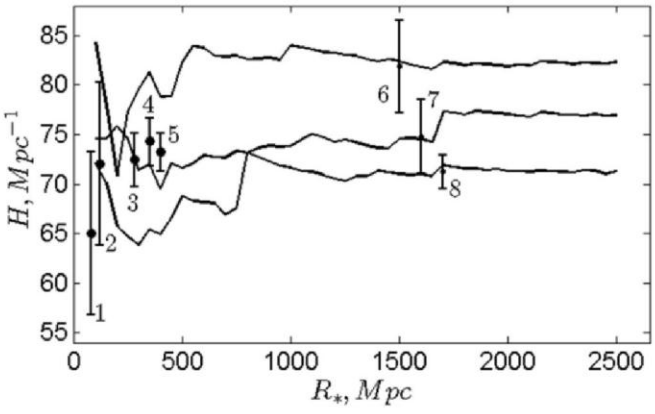


Рисунок 3.2.3.3 – Теоретические и наблюдаемые значения постоянной Хаббла: 1 – [276], 2 – [277], 3 – [278], 4 – [279], 5 – [266], кривые 6 ($\Delta H = 5{,}5\%$), 7 ($\Delta H = 5\%$), 8 ($\Delta H = 2{,}4\%$) – настоящая работа. В теории для случая $\Delta H = 2{,}4\%$ принято $\Delta R = \pi/\Delta H = 1.3\%$, для соблюдения условия $\Delta R < \Delta H$.

Перейдя к значению $H(1/c) = V_0 \cdot H(1/\text{м})$, можно анализировать временную эволюцию процессов в 4-мерном пространстве Минковского через характерное время $\frac{1}{H}$, хотя в космологии более доступны наблюдения изменений характеристик в пространстве. При этом по аналогии с формулой (3.2.2.3) можно пользоваться связью точностей измерений частоты и времени. Приведенный подход к определению H может быть полезным также для анализа процессов с большой плотностью и малым временем релаксации материи. В этих случаях аналог порогового параметра R_* должен быть выбран с учетом не только гравитационного, но и других, например, сильных взаимодействий.

Отметим также, что основы принятых в этом разделе теоретических положений соответствуют космологическим наблюдениям. Свойство масштабной инвариантности Вселенной также обосновано в работе [226].

Сформулируем несколько заключений. Вокруг галактических образований в пространстве с нулевой гравитацией галактики двигаются хаотически, их положения образуют фрактальное множество. Образование кластеров (скучивание) и их возможное фрактальное строение являются известным фундаментальным результатом физики открытых систем. Фрактальная размерность множества галактик в группах, кластерах, скоплениях соответственно возрастает. Предельное значение определено теоретически и соответствует результату обработки данных о структуре множества десятки миллионов галактик.

Скорость галактик относительно однородного изотропного фона с волновой структурой может быть как положительной, так и отрицательной в группах с малой фрактальной размерностью, с приближением к ее предельному значению – только положительной в выбранном направлении от наблюдателя в соответствии с измерениями.

Учет волнового характера распределения галактик определяет связь между точностью определения постоянной Хаббла и координаты галактики. Такой анализ позволяет описать ускоренное разбегание галактик до достижения глобального масштаба Вселенной, фиксируемое в космологических наблюдениях. Дальнейший рост пространственного масштаба и связанного с ним релятивистского красного смещения с нулевой частотой излучения приводит к ненаблюдаемой картине Вселенной. Глобальное расширение Вселенной можно рассматривать как хаотический, эргодический процесс, поэтому временная эволюция повторяет закономерности пространственной эволюции. Проблема бесконечных сил, возникающая при распределении вещества с нигде не исчезающей средней плотностью в теории гравитации Ньютона снимается рассмотрением кластеров галактик, разделенных пространством с нулевой гравитацией. Дискретные отображения фрактальной эволюции меры, использованные в настоящей теории, не содержат особенности, проявляемые в моделях метрики пространства по Эйнштейну. Метрика Вселенной описывается фрактальной геометрией, являющейся особой неевклидовой геометрией.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные в диссертационной работе исследования сводятся к следующим основным результатам:

1. Установленные в диссертационной работе энтропийные самоподобные критерии различают процессы в значительно узких интервалах, чем в случаях использования других известных характеристик хаоса, например, по сравнению с единичным интервалом разности фрактальной и топологической размерностей. Предложенный метод нормировки информационной энтропии квазирегулярных, хаотических, стохастических процессов на сумму значений одномерных, двумерных, трехмерных энтропий соответственно апробирован на примере хаотических отображений различной размерности и применен для количественного анализа фрактальных структур, динамики молекулярных облаков, включая турбулентность и скоплений галактик, а также астрофизических сигналов.

2. Информационные и энтропийные критерии самоподобия для фрактальных, хаотических, стохастических сигналов, установленные в работе, применены для количественной классификации молекулярных облаков, протозвездных туманностей, звезд с газопылевой составляющей по данным полученным на телескопах GBT, IRAM, NSRT, SPM и CFHT. Подкласс звезд типа Be, FS CMa показала значения нормированной информационной энтропии, вычисленной по РЭС, близкой к критерию $I=0.465$ на выборке из 20 звезд. Кинематика предзвездных ядер вдоль нить интегральной формы соответствует результату выполненного с применением предложенного метода. Локальные экстремумы в скоростях вещества по 4 различным трассерам, отражающие аккрецию вещества на плотные ядра сопровождаются увеличением нормированной информационной-энтропии исследуемой ядер, которая также лежит в области самоподобия для выбранных трассеров. По результатам анализа спектров NH_3 было установлено значение дисперсии скоростей разграничивающая предзвёздные сгустки от пока еще не сформировавшихся участков.

3. Образование кластеров (самоорганизация) и их возможное фрактальное строение являются фундаментальным результатом физики открытых систем. Вокруг галактических образований в пространстве с нулевой гравитацией галактики двигаются хаотически, их положения в глобальном масштабе образуют фрактальное множество. Фрактальная размерность множества галактик в группах, кластерах, скоплениях соответственно возрастает. Определена фрактальная размерность D=2.465 скоплений галактик в глобальном масштабе теоретической моделью и по каталогам галактик.

4. Предложена новая формула, описывающая поведение физической величины вблизи ее критических значений в виде нелинейной фрактальной меры. Результаты астрофизических наблюдений ускоренного расширения Вселенной могут быть описаны предложенной масштабно-инвариантной, нелинейной фрактальной моделью. Этот подход к задаче космологии

отличается от других современных исследований тем, что наиболее простым образом реализуется взаимосвязь структуры пространства с распределением материи. Модель описывает наблюдаемое расширения Вселенной через показатель скейлинга (разность фрактальных и топологических размерностей) $\gamma = D - d = 0.465$ и радиуса нулевой гравитации задаваемого в виде свободного параметра, который не входит в окончательный результат, соответствующий насыщению глобального расширения. Точность определения постоянной Хаббла взаимосвязана с точностью определения координаты галактики по соотношению неопределенностей для волновых процессов. При это расширение Вселенной рассматривается как хаотический, эргодический процесс, поэтому временная эволюция глобальной Вселенной повторяет закономерности пространственной эволюции.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Benguigui L. The different paths to entropy // European Journal of Physics. – 2013. – Т. 34. – №. 2. – С. 303.
2. Peng H., Long F., Ding C. Feature selection based on mutual information criteria of max-dependency, max-relevance, and min-redundancy // IEEE Transactions on pattern analysis and machine intelligence. – 2005. – Т. 27. – №. 8. – С. 1226-1238.
3. Pál D., Póczos B., Szepesvári C. Estimation of Rényi entropy and mutual information based on generalized nearest-neighbor graphs // Advances in Neural Information Processing Systems. – 2010. – С. 1849-1857.
4. Archer E., Park I. M., Pillow J. W. Bayesian entropy estimation for countable discrete distributions // The Journal of Machine Learning Research. – 2014. – Т. 15. – №. 1. – С. 2833-2868.
5. Hall P., Morton S. C. On the estimation of entropy // Annals of the Institute of Statistical Mathematics. – 1993. – Т. 45. – №. 1. – С. 69-88.
6. Miller E. G. A new class of entropy estimators for multi-dimensional densities // Acoustics, Speech, and Signal Processing, 2003. Proceedings.(ICASSP'03). 2003 IEEE International Conference on. – IEEE, 2003. – Т. 3. – С. III-297.
7. Kumar Sricharan D. W., Hero III A. O. Ensemble estimators for multivariate entropy estimation // IEEE transactions on information theory/Professional Technical Group on Information Theory. – 2013. – Т. 59. – №. 7. – С. 4374.
8. Bekenstein J.D. Black holes and information theory // Contemporary Physics. – 2004. – Vol. 45, № 1. – P. 31-43.
9. Bousso R. The holographic principle // Reviews of Modern Physics. – 2002. – Vol. 74, № 3. – P. 825.
10. Bousso R., Harnik R., Kribs G.D., Perez G. Predicting the Cosmological Constant from the Causal Entropic Principle // Physical Review D. – 2007. – Vol. 76, № 4. – P. 043513.
11. Eling C., Guedens R., Jacobson T. Nonequilibrium thermodynamics of spacetime // Physical Review Letters. – 2006. – Vol. 96, № 12. – P. 121301.
12. Jacobson T. Thermodinamics of Spacetime: The Einstein Equation of State // Physical Review Letters. – 1995. – Vol. 75, № 7. – P. 1260-1263.
13. Lomb N. R. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data // Astrophysics and space science. – 1976. – Т. 39. – №. 2. – С. 447-462.
14. Scargle J. D. Studies in astronomical time series analysis. II-Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data // The Astrophysical Journal. – 1982. – Т. 263. – С. 835-853.
15. Ferraz-Mello S. Estimation of periods from unequally spaced observations // The Astronomical Journal. – 1981. – Т. 86. – С. 619.
16. Stellingwerf R. F. Period determination using phase dispersion minimization // The Astrophysical Journal. – 1978. – Т. 224. – С. 953-960.

17. Marraco H. G., Muzzio J. C. An improved method to derive periods of cyclic phenomena // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. – 1980. – T. 92. – №. 549. – C. 700.

18. Cincotta P. M., Mendez M., Nunez J. A. Astronomical time series analysis. I. A search for periodicity using information entropy // The Astrophysical Journal. – 1995. – T. 449. – C. 231.

19. Cincotta P. M. et al. Astronomical time-series analysis—II. A search for periodicity using the Shannon entropy // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1999. – T. 302. – №. 3. – C. 582-586.

20. Nicolis G., Prigogine I. Self-Organization in Non-Equilibrium Systems. – New York: Wiley, 1977.

21. Kleidon A., Lorenz R.D. Non-Equilibrium Thermodynamics and the Production of Entropy in Life, Earth, and Beyond. – Berlin: Springer, 2004.

22. Martyushev L.M.; Seleznev V.D. Maximum entropy production principle in physics, chemistry and biology // Physics reports. – 2006. – T. 426, № 1. – C. 1-45.

23. Grandy W.T. Entropy and the Time Evolution of Macroscopic Systems. – Oxford: Oxford University Press, 2008.

24. Martyushev L.M. Entropy and Entropy Production: Old Misconceptions and New Breakthroughs // Entropy. – 2013. – T. 15, № 4. – C. 1152–1170.

25. Zhanabaev Z.Zh., Information properties of self-organizing systems // Rep. Nat. Acad of Science RK. – 1996. – № 5. – P. 14-19.

26. Schroeder, M.R. Fractals, chaos, power laws: Minutes from an infinite paradise; Courier Corporation: New York, NY, USA, 2009.

27. Grassberger P., Procaccia I. Measuring the strangeness of strange attractors. – The Theory of Chaotic Attractors, Springer: New York, NY, USA, 2004; C. 170-189.

28. Glansdorff P., Prigogine I. Structure, stability and fluctuations; NY Interscience: New York, NY, USA, 1971.

29. Klimontovich, Y.L. Information concerning the states of open systems. Physica Scripta 1998, 58, 549–555.

30. Prokopenko M., Gershenson C. Entropy methods in guided self-organisation. – 2014.

31. da Silva A. G., da Rocha R. Information-entropic analysis of Korteweg–de Vries solitons in the quark–gluon plasma // Physics Letters B. – 2017. – T. 774. – C. 98-102.

32. Bressan G. et al. Information entropy of earthquake populations in northeastern Italy and western Slovenia // Physics of the Earth and Planetary Interiors. – 2017. – T. 271. – C. 29-46.

33. James R. G., Crutchfield J. P. Multivariate dependence beyond shannon information // Entropy. – 2017. – T. 19. – №. 10. – C. 531.

34. Zhanabaev Z. Z., Kozhagulov Y. T., Khokhlov S. A. Scale invariance criteria of dynamical chaos // International Journal of Mathematics and Physics. – 2013. – T. 4. – №. 2. – C. 29-37.

35. Nicolis J. S. Dynamics of hierarchical systems: an evolutionary approach. – Springer Science & Business Media, 2012. – Т. 25.

36. Жанабаев З.Ж., Наурзбаева А.Ж., Алимгазинова Н.Ш., Бейсебаева А.С. Энтропийно-метрические характеристики астрофизических сигналов // Материалы 19-й международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». – Севастополь, 2009. – С. 2.

37. Scalo J., Elmegreen B. G. Interstellar turbulence II: implications and effects //Annu. Rev. Astron. Astrophys. – 2004. – Т. 42. – С. 275-316.

38. Bergin E. A., Tafalla M. Cold dark clouds: the initial conditions for star formation // Annu. Rev. Astron. Astrophys. – 2007. – Т. 45. – С. 339-396.

39. Elmegreen B. G. Star Clusters: Basic Galactic Building Blocks Throughout Time and Space (IAU Symp. 266), ed. – 2010.

40. Schmeja S., Kumar M. S. N., Ferreira B. The structures of embedded clusters in the Perseus, Serpens and Ophiuchus molecular clouds // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2008. – Т. 389. – №. 3. – С. 1209-1217.

41. Sánchez N., Alfaro E. J. The spatial distribution of stars in open clusters // The Astrophysical Journal. – 2009. – Т. 696. – №. 2. – С. 2086.

42. Pineda J. E., Rosolowsky E. W., Goodman A. A. The Perils of Clumpfind: the mass spectrum of substructures in molecular clouds // The Astrophysical Journal Letters. – 2009. – Т. 699. – №. 2. – С. L134.

43. Curtis E. I., Richer J. S. The properties of SCUBA cores in the Perseus molecular cloud: the bias of clump-finding algorithms // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2010. – Т. 402. – №. 1. – С. 603-619.

44. Sánchez N., Alfaro E. J., Pérez E. On the properties of fractal cloud complexes // The Astrophysical Journal. – 2006. – Т. 641. – №. 1. – С. 347.

45. Shetty R. et al. The Effect of Projection on Derived Mass-Size and Linewidth-Size Relationships // The Astrophysical Journal. – 2010. – Т. 712. – №. 2. – С. 1049.

46. Elmegreen B. G., Falgarone E. A fractal origin for the mass spectrum of interstellar clouds // The Astrophysical Journal. – 1996. – Т. 471. – №. 2. – С. 816.

47. Sánchez N., Alfaro E. J., Pérez E. The fractal dimension of projected clouds // The Astrophysical Journal. – 2005. – Т. 625. – №. 2. – С. 849.

48. Sánchez N., Alfaro E. J., Pérez E. Fractal dimension of interstellar clouds: Opacity and noise effects // The Astrophysical Journal. – 2007. – Т. 656. – №. 1. – С. 222.

49. Schneider N. et al. The link between molecular cloud structure and turbulence // Astronomy & Astrophysics. – 2011. – Т. 529. – С. A1.

50. Lada C. J., Lada E. A. Embedded clusters in molecular clouds // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. – 2003. – Т. 41. – №. 1. – С. 57-115.

51. Cartwright A., Whitworth A. P. The statistical analysis of star clusters // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2004. – Т. 348. – №. 2. – С. 589-598.

52. Goodwin S. P., Whitworth A. P. The dynamical evolution of fractal star clusters: the survival of substructure // Astronomy & Astrophysics. – 2004. – T. 413. – №. 3. – C. 929-937.

53. Schmeja S., Klessen R. S. Evolving structures of star-forming clusters // Astronomy & Astrophysics. – 2006. – T. 449. – №. 1. – C. 151-159.

54. Allison R. J. et al. Dynamical mass segregation on a very short timescale // The Astrophysical Journal Letters. – 2009. – T. 700. – №. 2. – C. L99.

55. Federrath C., Klessen R. S., Schmidt W. The fractal density structure in supersonic isothermal turbulence: solenoidal versus compressive energy injection // The Astrophysical Journal. – 2009. – T. 692. – №. 1. – C. 364.

56. Sanchez N. et al. The fractal dimension of star-forming regions at different spatial scales in M33 // The Astrophysical Journal. – 2010. – T. 720. – №. 1. – C. 541.

57. McKee C. F., Ostriker E. C. Theory of star formation // Annu. Rev. Astron. Astrophys. – 2007. – T. 45. – C. 565-687.

58. de La Fuente Marcos R., de La Fuente Marcos C. The fractal dimensions of the spatial distribution of young open clusters in the solar neighbourhood // Astronomy & Astrophysics. – 2006. – T. 452. – №. 1. – C. 163-168.

59. Sanchez et al., 2007; De la Fuente Marcos R., De la Fuente Marcos C. Hierarchical star formation in the Milky Way disk // The Astrophysical Journal. – 2009. – T. 700. – №. 1. – C. 436.

60. Bastian N. et al. Hierarchical star formation in M33: fundamental properties of the star-forming regions // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2007. – T. 379. – №. 4. – C. 1302-1312.

61. Dutta P. et al. H i power spectrum of the spiral galaxy NGC 628 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters. – 2008. – T. 384. – №. 1. – C. L34-L37.

62. Gieles M., Bastian N., Ercolano B. Evolution of stellar structure in the Small Magellanic Cloud // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters. – 2008. – T. 391. – №. 1. – C. L93-L97.

63. Odekon M. C. Characteristic Scales in Stellar Clustering: A Transition Near the Disk Scale Height // The Astrophysical Journal. – 2008. – T. 681. – №. 2. – C. 1248.

64. Sánchez N., Alfaro E. J. The fractal distribution of HII regions in disk galaxies // The Astrophysical Journal Supplement Series. – 2008. – T. 178. – №. 1. – C. 1.

65. Bonatto C., Bica E. Hierarchical structures in the Large and Small Magellanic Clouds // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2010. – T. 403. – №. 2. – C. 996-1008.

66. Elmegreen B. G., Kim S., Staveley-Smith L. A fractal analysis of the HI emission from the Large Magellanic Cloud // The Astrophysical Journal. – 2001. – T. 548. – №. 2. – C. 749.

67. Padoan P. et al. A new method to measure and map the gas scale height of disk galaxies // The Astrophysical Journal Letters. – 2001. – T. 555. – №. 1. – C. L33.

68. Kim S., Park C. Topology of HI Gas Distribution in the Large Magellanic Cloud // The Astrophysical Journal. – 2007. – Т. 663. – №. 1. – С. 244.

69. Willett K. W., Elmegreen B. G., Hunter D. A. Power Spectra in V band and Hα of Nine Irregular Galaxies // The Astronomical Journal. – 2005. – Т. 129. – №. 5. – С. 2186.

70. Dutta P. et al. A study of interstellar medium of dwarf galaxies using H i power spectrum analysis // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2009. – Т. 398. – №. 2. – С. 887-897.

71. Odekon M. C. The Correlation Dimension of Young Stars in Dwarf Galaxies // The Astronomical Journal. – 2006. – Т. 132. – №. 5. – С. 1834.

72. Elmegreen B. G., Scalo J. Interstellar turbulence I: observations and processes //Annu. Rev. Astron. Astrophys. – 2004. – Т. 42. – С. 211-273.

73. Von Weizsäcker C. F. The Evolution of Galaxies and Stars // The Astrophysical Journal. – 1951. – Т. 114. – С. 165.

74. Wilson O.C. et al. Internal Kinematics of the Orion Nebula // The Astrophysical Journal Supplement Series. – 1959. – Т. 4. – С. 199.

75. Chandrasekhar S., Münch G. The Theory of the Fluctuations in Brightness of the Milky way. V // The Astrophysical Journal. – 1952. – Т. 115. – С. 103.

76. Oort J. H. et al. Acceleration of Interstellar Clouds by O-Type Stars // Astrophysical Journal. – 1955. – С. 121.

77. Spitzer L. Diffuse matter in space // New York: Interscience Publication, 1968. – 1968.

78. Little L. T., Matheson D. N. Radio Scintillations Due to Plasma Irregularities with Power Law Spectra: The Interstellar Medium // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1973. – Т. 162. – №. 4. – С. 329-338.

79. Wentzel D. G. Hydromagnetic waves excited by slowly streaming cosmic rays // The Astrophysical Journal. – 1968. – Т. 152. – С. 987.

80. Larson R. B. Turbulence and star formation in molecular clouds // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1981. – Т. 194. – №. 4. – С. 809-826.

81. Myers P. C. Dense cores in dark clouds. III-Subsonic turbulence // the Astrophysical Journal. – 1983. – Т. 270. – С. 105-118.

82. Dame T. M. et al. The largest molecular cloud complexes in the first galactic quadrant // The Astrophysical Journal. – 1986. – Т. 305. – С. 892-908.

83. Solomon P. M. et al. Mass, luminosity, and line width relations of Galactic molecular clouds // The Astrophysical Journal. – 1987. – Т. 319. – С. 730-741.

84. Dickey J. M., Lockman F. J. HI in the Galaxy // Annual review of astronomy and astrophysics. – 1990. – Т. 28. – №. 1. – С. 215-259.

85. Low F. J. et al. Infrared cirrus-New components of the extended infrared emission // The Astrophysical Journal. – 1984. – Т. 278. – С. L19-L22.

86. Bally J. et al. Filamentary structure in the Orion molecular cloud // The Astrophysical Journal. – 1987. – Т. 312. – С. L45-L49.

87. Crovisier J., Dickey J. M. The spatial power spectrum of galactic neutral hydrogen from observations of the 21-cm emission line // Astronomy and Astrophysics. – 1983. – Т. 122. – С. 282-296.

88. Scalo J. M. Turbulent velocity structure in interstellar clouds // The Astrophysical Journal. – 1984. – T. 277. – C. 556-561.

89. Stenholm L. G. The fluctuation spectrum of molecular clouds // Astronomy and Astrophysics. – 1984. – T. 137. – C. 133-137.

90. Jackson T., Werner M., Gautier III T. N. A catalog of bright filamentary structures in the interstellar medium // The Astrophysical Journal Supplement Series. – 2003. – T. 149. – №. 2. – C. 365.

91. Heitsch F., Mac Low M. M., Klessen R. S. Gravitational collapse in turbulent molecular clouds. II. Magnetohydrodynamical turbulence // The Astrophysical Journal. – 2001. – T. 547. – №. 1. – C. 280.

92. Balsara D., Ward-Thompson D., Crutcher R. M. A turbulent MHD model for molecular clouds and a new method of accretion on to star-forming cores // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2001. – T. 327. – №. 3. – C. 715-720.

93. Porter D., Pouquet A., Woodward P. Measures of intermittency in driven supersonic flows // Physical Review E. – 2002. – T. 66. – №. 2. – C. 026301.

94. Elmegreen B. G. Star formation at compressed interfaces in turbulent self-gravitating clouds // The Astrophysical Journal. – 1993. – T. 419. – C. L29.

95. Ballesteros-Paredes J., Vázquez-Semadeni E., Scalo J. Clouds as turbulent density fluctuations: Implications for pressure confinement and spectral line data interpretation // The Astrophysical Journal. – 1999. – T. 515. – №. 1. – C. 286.

96. Nordlund A., Padoan P. Simulations of Magnetohydrodynamic Turbulence in Astrophysics: Recent Achievements and Perspectives ed E. Falgarone and T. Passot // Lect. Notes Phys. – 2003. – T. 614. – C. 271-98.

97. Bonnell I. A., Bate M. R., Vine S. G. The hierarchical formation of a stellar cluster // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2003. – T. 343. – №. 2. – C. 413-418.

98. Bate M. R., Bonnell I. A., Bromm V. The formation of a star cluster: predicting the properties of stars and brown dwarfs // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2003. – T. 339. – №. 3. – C. 577-599.

99. Li Y., Klessen R. S., Mac Low M. M. The formation of stellar clusters in turbulent molecular clouds: effects of the equation of state // The Astrophysical Journal. – 2003. – T. 592. – №. 2. – C. 975.

100. Heitsch et al., 2001, Ostriker E. C., Stone J. M., Gammie C. F. Density, velocity, and magnetic field structure in turbulent molecular cloud models // The Astrophysical Journal. – 2001. – T. 546. – №. 2. – C. 980.

101. Klessen R. S., Burkert A. The Formation of Stellar Clusters: Gaussian Cloud Conditions. II // The Astrophysical Journal. – 2001. – T. 549. – №. 1. – C. 386.

102. Chabrier G. Galactic stellar and substellar initial mass function // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. – 2003. – T. 115. – №. 809. – C. 763.

103. Ballesteros-Paredes J., Mac Low M. M. Physical versus observational properties of clouds in turbulent molecular cloud models // The Astrophysical Journal. – 2002. – T. 570. – №. 2. – C. 734.

104. Gammie C. F. et al. Analysis of clumps in molecular cloud models: Mass spectrum, shapes, alignment, and rotation // The Astrophysical Journal. – 2003. – T. 592. – №. 1. – C. 203.

105. Kirk H. et al. Filamentary accretion flows in the embedded Serpens South protocluster // The Astrophysical Journal. – 2013. – T. 766. – №. 2. – C. 115.

106. André P. et al. From filamentary clouds to prestellar cores to the stellar IMF: Initial highlights from the Herschel Gould Belt Survey // Astronomy & Astrophysics. – 2010. – T. 518. – C. L102.

107. Stutz A. M., Kainulainen J. Evolution of column density distributions within Orion A // Astronomy & Astrophysics. – 2015. – T. 577. – C. L6.

108. Schneider S., Elmegreen B. G. A catalog of dark globular filaments // The Astrophysical Journal Supplement Series. – 1979. – T. 41. – C. 87-95.

109. André P. et al. From filamentary networks to dense cores in molecular clouds: toward a new paradigm for star formation // Protostars and Planets VI. – 2014. – C. 27-51.

110. Jackson J. M. et al. The "Nessie" nebula: cluster formation in a filamentary infrared dark cloud // The Astrophysical Journal Letters. – 2010. – T. 719. – №. 2. – C. L185.

111. Gómez G. C., Vázquez-Semadeni E. Filaments in simulations of molecular cloud formation // The Astrophysical Journal. – 2014. – T. 791. – №. 2. – C. 124.

112. Wilson B.A. et al. A uniform CO survey of the molecular clouds in Orion and Monoceros // Astronomy & Astrophysics. – 2005. – T. 430. – №. 2. – C. 523-539.

113. Bally, J. 2008, Overview of the Orion Complex, ed. B. Reipurth – Handbook of Star Forming Regions (TheNorthern Sky ASP Monograph Publications), 459.

114. Johnstone D., Bally J. JCMT/SCUBA submillimeter wavelength imaging of the integral-shaped filament in Orion // The Astrophysical Journal Letters. – 1998. – T. 510. – №. 1. – C. L49.

115. Stutz A. M., Gould A. Slingshot mechanism in Orion: Kinematic evidence for ejection of protostars by filaments // Astronomy & Astrophysics. – 2016. – T. 590. – C. A2.

116. Kounkel M. et al. The gould's belt distances survey (gobelins). II. Distances and structure toward the orion molecular clouds // The Astrophysical Journal. – 2017. – T. 834. – №. 2. – C. 142.

117. Wu G. et al. Extended ammonia observations towards the integral-shaped filament // Astronomy & Astrophysics. – 2018. – T. 616. – C. A111.

118. Kriz S., Harmanec P. A hypothesis of the binary origin of Be stars // Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia. – 1975. – T. 26. – C. 65-81.

119. Pols O. R. et al. The formation of Be stars through close binary evolution // Astronomy and Astrophysics. – 1991. – T. 241. – C. 419-438.

120. Pavlovski K. et al. UBV photometry of Be stars // Astronomy and Astrophysics Supplement Series. – 1997. – T. 125. – №. 1. – C. 75-98.

121. Harmanec P. et al. Properties and nature of Be stars-XXI. The long-term and the orbital variations of= 59 Cyg // Astronomy & Astrophysics. – 2002. – Т. 387. – №. 2. – С. 580-594.

122. Chini R. et al. A spectroscopic survey on the multiplicity of high-mass stars // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2012. – Т. 424. – №. 3. – С. 1925-1929.

123. Mason B. D. et al. The high angular resolution multiplicity of massive stars // The Astronomical Journal. – 2009. – Т. 137. – №. 2. – С. 3358.

124. Folsom L. et al. Spectroscopic Monitoring of β CMi in the 21-st Century // Bright Emissaries: Be Stars as Messengers of Star-Disk Physics. – 2016. – Т. 506. – С. 319.

125. Miroshnichenko A. S. et al. The 2011 Periastron Passage of the Be Binary δ Scorpii // The Astrophysical Journal. – 2013. – Т. 766. – №. 2. – С. 119.

126. Reig P., Fabregat J., Coe M. J. A new correlation for Be/X-ray binaries: the orbital period-Halpha equivalent width diagram // Astronomy and Astrophysics. – 1997. – Т. 322. – С. 193-196.

127. Nemravová J. et al. Properties and nature of Be stars-29. Orbital and long-term spectral variations of γ Cassiopeiae // Astronomy & Astrophysics. – 2012. – Т. 537. – С. A59.

128. Miroshnichenko A. S. Toward understanding the B [e] phenomenon. I. Definition of the galactic FS CMa stars // The Astrophysical Journal. – 2007. – Т. 667. – №. 1. – С. 497.

129. Allen D. A., Swings J. P. The spectra of peculiar Be stars with infrared excesses // Astronomy and Astrophysics. – 1976. – Т. 47. – С. 293-302.

130. Lamers H. J. et al. An improved classification of B [e]-type stars // Astronomy and Astrophysics. – 1998. – Т. 340. – С. 117-128.

131. Miroshnichenko A. S. et al. Toward Understanding the B [e] Phenomenon. II. New Galactic FS CMa Stars // The Astrophysical Journal. – 2007. – Т. 671. – №. 1. – С. 828.

132. Kohoutek L., Wehmeyer R. Catalogue of H-alpha emission stars in the Northern Milky Way // Astronomy and Astrophysics Supplement Series. – 1999. – Т. 134. – №. 2. – С. 255-256.

133. Zacharias N. et al. The Naval Observatory Merged Astrometric Dataset (NOMAD) // American Astronomical Society Meeting Abstracts. – 2004. – Т. 36. – С. 1418.

134. Vink J. S., de Koter A., Lamers H. Mass-loss predictions for O and B stars as a function of metallicity // Astronomy & Astrophysics. – 2001. – Т. 369. – №. 2. – С. 574-588.

135. Miroshnichenko A. S., Zharikov S. V. FS CMa Type Binaries //EAS Publications Series. – 2015. – Т. 71. – С. 181-186.

136. Miroshnichenko A. S. et al. Toward understanding the B[e] phenomenon. V. Nature and spectral variations of the MWC 728 binary system // The Astrophysical Journal. – 2015. – Т. 809. – №. 2. – С. 129.

137. Baines D. et al. On the binarity of Herbig Ae/Be stars // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2006. – Т. 367. – №. 2. – С. 737-753.

138. Khokhlov S. A. et al. Toward understanding the B[e] phenomenon. VI. Nature and spectral variations of HD 85567 // The Astrophysical Journal. – 2017. – Т. 835. – №. 1. – С. 53.

139. Van Rensbergen W. et al. Spin-up and hot spots can drive mass out of a binary // Astronomy & Astrophysics. – 2008. – Т. 487. – №. 3. – С. 1129-1138.

140. de la Fuente D. et al. First detections of FS Canis Majoris stars in clusters-Evolutionary state as constrained by coeval massive stars // Astronomy & Astrophysics. – 2015. – Т. 575. – С. A10.

141. Penzias A. A., Wilson R. W. A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s // The Astrophysical Journal. – 1965. – Т. 142. – С. 419-421.

142. Smoot G. F. et al. Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps // The Astrophysical Journal. – 1992. – Т. 396. – С. L1-L5.

143. Fixsen D. J. et al. The cosmic microwave background spectrum from the full cobe first data set // The Astrophysical Journal. – 1996. – Т. 473. – №. 2. – С. 576.

144. Schwarz D. J. et al. Is the low-ℓ microwave background cosmic? // Physical Review Letters. – 2004. – Т. 93. – №. 22. – С. 221301.

145. Land K., Magueijo J. Examination of evidence for a preferred axis in the cosmic radiation anisotropy // Physical Review Letters. – 2005. – Т. 95. – №. 7. – С. 071301.

146. Hanson D., Lewis A. Estimators for CMB statistical anisotropy // Physical Review D. – 2009. – Т. 80. – №. 6. – С. 063004.

147. Moss A. et al. Tilted physics: A cosmologically dipole-modulated sky // Physical Review D. – 2011. – Т. 84. – №. 2. – С. 023014.

148. Gruppuso A. et al. Low variance at large scales of WMAP 9 year data // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. – 2013. – Т. 2013. – №. 07. – С. 047.

149. Dai L. et al. The pesky power asymmetry // Physical Review D. – 2013. – Т. 87. – №. 12. – С. 123005.

150. Bennett C. L. et al. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP*) Observations: Are there Cosmic Microwave Background Anomalies? // The Astrophysical journal supplement series. – 2011. – Т. 192. – №. 2. – С. 17.

151. Das S. et al. Statistical isotropy violation in WMAP CMB maps resulting from non-circular beams // Astronomy & Astrophysics. – 2016. – Т. 591. – С. A97.

152. Ade P. A. R. et al. Planck 2013 results. XV. CMB power spectra and likelihood // Astronomy & Astrophysics. – 2014. – Т. 571. – С. A15.

153. Ade P. A. R. et al. Planck 2015 results-XX. Constraints on inflation // Astronomy & Astrophysics. – 2016. – Т. 594. – С. A20.

154. Blake C., Wall J. A velocity dipole in the distribution of radio galaxies // Nature. – 2002. – Т. 416. – №. 6877. – С. 150.

155. Wu K. K. S., Lahav O., Rees M. J. The large-scale smoothness of the Universe // Nature. – 1999. – Т. 397. – №. 6716. – С. 225.

156. Scharf C. A. et al. The 2-10 keV X-ray background dipole and its cosmological implications // The Astrophysical Journal. – 2000. – Т. 544. – №. 1. – С. 49.

157. Marinoni C., Bel J., Buzzi A. The scale of cosmic isotropy // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. – 2012. – Т. 2012. – №. 10. – С. 036.

158. Alonso D. et al. Homogeneity and isotropy in the Two Micron All Sky Survey Photometric Redshift catalogue // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2015. – Т. 449. – №. 1. – С. 670-684.

159. Gupta S., Saini T. D. Direction dependence in supernova data: constraining isotropy // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2010. – Т. 407. – №. 1. – С. 651-657.

160. Lin H. N. et al. Testing the isotropy of the Universe by using the JLA compilation of Type Ia supernovae // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2015. – Т. 456. – №. 2. – С. 1881-1885.

161. Hazra D. K., Shafieloo A. Search for a direction in the forest of Lyman-α // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. – 2015. – Т. 2015. – №. 11. – С. 012.

162. Schwarz D. J., Weinhorst B. (An) isotropy of the Hubble diagram: comparing hemispheres // Astronomy & Astrophysics. – 2007. – Т. 474. – №. 3. – С. 717-729.

163. Campanelli L. et al. Testing the isotropy of the Universe with type Ia supernovae // Physical Review D. – 2011. – Т. 83. – №. 10. – С. 103503.

164. Kalus B. et al. Constraints on anisotropic cosmic expansion from supernovae // Astronomy & Astrophysics. – 2013. – Т. 553. – С. A56.

165. Javanmardi B. et al. Probing the isotropy of cosmic acceleration traced by Type Ia supernovae // The Astrophysical Journal. – 2015. – Т. 810. – №. 1. – С. 47.

166. Bengaly Jr C. A. P., Bernui A., Alcaniz J. S. Probing cosmological isotropy with type Ia supernovae // The Astrophysical Journal. – 2015. – Т. 808. – №. 1. – С. 39.

167. Jackson J. C. Ultra-compact radio sources and the isotropy and homogeneity of the Universe // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2012. – Т. 426. – №. 1. – С. 779-783.

168. Appleby S., Shafieloo A. Testing isotropy in the local Universe // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. – 2014. – Т. 2014. – №. 10. – С. 070.

169. Labini F. S., Baryshev Y. V. Testing the Copernican and Cosmological Principles in the local universe with galaxy surveys // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. – 2010. – Т. 2010. – №. 06. – С. 021.

170. Buchert T. Dark energy from structure: a status report // General Relativity and Gravitation. – 2008. – Т. 40. – №. 2-3. – С. 467-527.

171. Ehlers J., Buchert T. Newtonian cosmology in Lagrangian formulation: foundations and perturbation theory // General Relativity and Gravitation. – 1997. – Т. 29. – №. 6. – С. 733-764.

172. Kolb E. W., Matarrese S., Riotto A. On cosmic acceleration without dark energy // New Journal of Physics. – 2006. – T. 8. – №. 12. – C. 322.

173. Kolb E. W., Marra V., Matarrese S. Cosmological background solutions and cosmological backreactions // General Relativity and Gravitation. – 2010. – T. 42. – №. 6. – C. 1399-1412.

174. Ellis G. F. R. et al. On the trace-free Einstein equations as a viable alternative to general relativity // Classical and Quantum Gravity. – 2011. – T. 28. – №. 22. – C. 225007.

175. Tomita K. A local void and the accelerating universe // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2001. – T. 326. – №. 1. – C. 287-292.

176. Zibin J. P., Moss A., Scott D. Can we avoid dark energy? // Physical Review Letters. – 2008. – T. 101. – №. 25. – C. 251303.

177. Clifton T., Ferreira P. G., Land K. Living in a void: testing the Copernican principle with distant supernovae // Physical Review Letters. – 2008. – T. 101. – №. 13. – C. 131302.

178. Biswas T., Notari A., Valkenburg W. Testing the void against cosmological data: fitting CMB, BAO, SN and H0 // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. – 2010. – T. 2010. – №. 11. – C. 030.

179. Clarkson C. Establishing homogeneity of the universe in the shadow of dark energy // Comptes Rendus Physique. – 2012. – T. 13. – №. 6-7. – C. 682-718.

180. Larena J. et al. Testing backreaction effects with observations // Physical Review D. – 2009. – T. 79. – №. 8. – C. 083011.

181. Valkenburg W., Marra V., Clarkson C. Testing the Copernican principle by constraining spatial homogeneity // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters. – 2013. – T. 438. – №. 1. – C. L6-L10.

182. Bolejko K., Célérier M. N., Krasiński A. Inhomogeneous cosmological models: Exact solutions and their applications // Classical and Quantum Gravity. – 2011. – T. 28. – №. 16. – C. 164002.

183. Peebles P. J. E. The large-scale structure of the universe. – Princeton university press, 1980.

184. Hawkins E. et al. The 2dF Galaxy Redshift Survey: correlation functions, peculiar velocities and the matter density of the Universe // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2003. – T. 346. – №. 1. – C. 78-96.

185. Zehavi I. et al. The luminosity and color dependence of the galaxy correlation function // The Astrophysical Journal. – 2005. – T. 630. – №. 1. – C. 1.

186. Hogg D. W. et al. Cosmic homogeneity demonstrated with luminous red galaxies // The Astrophysical Journal. – 2005. – T. 624. – №. 1. – C. 54.

187. Labini F. S. Inhomogeneities in the universe // Classical and Quantum Gravity. – 2011. – T. 28. – №. 16. – C. 164003.

188. Yadav J. K., Bagla J. S., Khandai N. Fractal dimension as a measure of the scale of homogeneity // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2010. – T. 405. – №. 3. – C. 2009-2015.

189. Pan J., Coles P. Large-scale cosmic homogeneity from a multifractal analysis of the PSC z catalogue // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2000. – Т. 318. – №. 4. – С. L51-L54.

190. Kurokawa T., Morikawa M., Mouri H. Scaling analysis of galaxy distribution in the Las Campanas Redshift Survey data // Astronomy & Astrophysics. – 2001. – Т. 370. – №. 2. – С. 358-364.

191. Sarkar P. et al. The scale of homogeneity of the galaxy distribution in SDSS DR6 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters. – 2009. – Т. 399. – №. 1. – С. L128-L131.

192. Labini F. S., Vasilyev N. L., Baryshev Y. V. Power law correlations in galaxy distribution and finite volume effects from the Sloan Digital Sky Survey Data Release Four // Astronomy & Astrophysics. – 2007. – Т. 465. – №. 1. – С. 23-33.

193. Labini F. S. et al. Absence of anti-correlations and of baryon acoustic oscillations in the galaxy correlation function from the Sloan Digital Sky Survey data release 7 // Astronomy & Astrophysics. – 2009. – Т. 505. – №. 3. – С. 981-990.

194. Labini F. S. Very large-scale correlations in the galaxy distribution // EPL (Europhysics Letters). – 2011. – Т. 96. – №. 5. – С. 59001.

195. York D. G. et al. The sloan digital sky survey: Technical summary // The Astronomical Journal. – 2000. – Т. 120. – №. 3. – С. 1579.

196. Colless M. et al. The 2df galaxy redshift survey: spectra and redshifts // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2001. – Т. 328. – №. 4. – С. 1039-1063.

197. Alam S. et al. The eleventh and twelfth data releases of the Sloan Digital Sky Survey: final data from SDSS-III // The Astrophysical Journal Supplement Series. – 2015. – Т. 219. – №. 1. – С. 12.

198. Pandey B. A method for testing the cosmic homogeneity with Shannon entropy // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2013. – Т. 430. – №. 4. – С. 3376-3382.

199. Hajian A., Souradeep T. Measuring the statistical isotropy of the cosmic microwave background anisotropy // The Astrophysical Journal Letters. – 2003. – Т. 597. – №. 1. – С. L5.

200. Zunckel C., Huterer D., Starkman G. D. Testing the statistical isotropy of large scale structure with multipole vectors // Physical Review D. – 2011. – Т. 84. – №. 4. – С. 043005.

201. Taylor S. R., Gair J. R. Searching for anisotropic gravitational-wave backgrounds using pulsar timing arrays // Physical Review D. – 2013. – Т. 88. – №. 8. – С. 084001.

202. Pandey B., Sarkar S. Testing homogeneity in the Sloan Digital Sky Survey Data Release Twelve with Shannon entropy // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2015. – Т. 454. – №. 3. – С. 2647-2656.

203. Pandey B., Sarkar S. Probing large scale homogeneity and periodicity in the LRG distribution using Shannon entropy // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2016. – Т. 460. – №. 2. – С. 1519-1528.

204. Spergel D. N. et al. Three-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: implications for cosmology // The Astrophysical Journal Supplement Series. – 2007. – Т. 170. – №. 2. – С. 377.

205. Kofman L. A., Starobinskii A. A. Effect of the cosmological constant on largescale anisotropies in the microwave background // Soviet Astronomy Letters. – 1985. – Т. 11. – С. 271-274.

206. Chernin A., Teerikorpi P., Baryshev Y. Why is the Hubble flow so quiet? // Advances in Space Research. – 2003. – Т. 31. – №. 2. – С. 459-467.

207. Baryshev Y. V., Chernin A. D., Teerikorpi P. The cold local Hubble flow as a signature of dark energy // Astronomy & Astrophysics. – 2001. – Т. 378. – №. 3. – С. 729-734.

208. Chernin A. D. et al. Dark energy domination in the Virgocentric flow // Astronomy & Astrophysics. – 2010. – Т. 520. – С. A104.

209. Abdalla E. et al. Signature of the interaction between dark energy and dark matter in galaxy clusters // Physics Letters B. – 2009. – Т. 673. – №. 2. – С. 107-110.

210. He J. H. et al. The Imprint of the interaction between dark sectors in galaxy clusters J. Cosmol // Astropart. Phys. – 2010. – Т. 12. – №. 022. – С. 1001.0079.

211. Navarro J. F. The structure of cold dark matter halos // Symposium-international astronomical union. – Cambridge University Press, 1996. – Т. 171. – С. 255-258.

212. Bisnovatyi-Kogan G. S., Chernin A. D. Dark energy and key physical parameters of clusters of galaxies // Astrophysics and Space Science. – 2012. – Т. 338. – №. 2. – С. 337-343.

213. Riess A. G. et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant // The Astronomical Journal. – 1998. – Т. 116. – №. 3. – С. 1009.

214. Perlmutter S. et al. Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae // The Astrophysical Journal. – 1999. – Т. 517. – №. 2. – С. 565.

215. Karachentsev I. D. et al. The Hubble flow around the local group // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2009. – Т. 393. – №. 4. – С. 1265-1274.

216. Karachentsev I. D., Nasonova O. G. The observed infall of galaxies towards the Virgo cluster // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2010. – Т. 405. – №. 2. – С. 1075-1083.

217. Nasonova O. G., de Freitas Pacheco J. A., Karachentsev I. D. Hubble flow around Fornax cluster of galaxies // Astronomy & Astrophysics. – 2011. – Т. 532. – С. A104.

218. Teerikorpi P., Chernin A. D. The Hubble diagram for a system within dark energy: The location of the zero-gravity radius and the global Hubble rate // Astronomy & Astrophysics. – 2010. – Т. 516. – С. A93.

219. Chernin A. D. et al. Local dark matter and dark energy as estimated on a scale of~ 1 Mpc in a self-consistent way // Astronomy & Astrophysics. – 2009. – Т. 507. – №. 3. – С. 1271-1276.

220. Chernin A. D. et al. Dark energy in six nearby galaxy flows: Synthetic phase diagrams and self-similarity // Astronomy reports. – 2012. – T. 56. – №. 9. – C. 653-663.

221. Zhanabaev Z., Khokhlov S., Agishev A. Nonlinear fractal meaning of the Hubble constant // arXiv preprint arXiv:1706.04841. – 2017.

222. Byrd G. et al. Paths to dark energy: theory and observation. – Walter de Gruyter, 2012. – T. 2.

223. Luminet J. P. et al. Dodecahedral space topology as an explanation for weak wide-angle temperature correlations in the cosmic microwave background // Nature. – 2003. – T. 425. – №. 6958. – C. 593.

224. Chernin A. D. Dark energy in the nearby Universe: HST data, nonlinear theory, and computer simulations // Physics-Uspekhi. – 2013. – T. 56. – №. 7. – C. 704.

225. Chernin A. D. Dark energy and universal antigravitation // Physics-Uspekhi. – 2008. – T. 51. – №. 3. – C. 253-282.

226. Maeder A. An alternative to the ΛCDM model: the case of scale invariance // The Astrophysical Journal. – 2017. – T. 834. – №. 2. – C. 194.

227. Zhanabaev Z.Zh., Kozhagulov Y.T., Khokhlov S.A., Agishev A.T., Zhexebay D.M. Informational and entropic criteria of self-similarity of fractals and chaotic signals // International Journal of Mathematics and Physics. 2018. – Vol. 90. – № 1. P.90-96.

228. Feder, J. Fractals; Springer: New York, NY, USA, 2013.

229. Кожагулов Е.Т., Агишев А.Т. Закономерности информационно-энтропийного анализа для иерархических структур // Материалы международной научной конференции студентов и молодых ученых «Фараби әлемі». – Алматы, 2015. – С.418.

230. Feder, J., Crownover, R.M. Introduction to fractals and chaos; Jones & Bartlett Publishers: Boston, MA, USA, 1995.

231. Schuster, H.G.; Just, W. Deterministic chaos: an introduction, 4th ed.; John Wiley & Sons: New York, NY, USA, 2006.

232. Khokhlov S. A. et al. Toward Understanding the B [e] Phenomenon. VII. AS 386, a Single-lined Binary with a Candidate Black Hole Component // The Astrophysical Journal. – 2018. – T. 856. – №. 2. – C. 158.

233. Жанабаев З.Ж., Хохлов С.А., Агишев А.Т. Нормированная энтропия горячих звезд // Журнал проблем эволюции открытых систем. – 2017. – Т.1. – №. 19. – С. 13 – 17.

234. Omar A., Amantayeva A., Bissekenova A., Agishev A.T., Khokhlov S. Information entropy spectra of hot stars // Вестник КазНИТУ. – 2018. – Т.127. – №.3. – С. 465 - 469.

235. Хохлов С.А., Агишев А.Т. Анализ радиоизлучения солнца методом клеточной энтропии // Материалы международной научной конференции студентов и молодых ученых «Фараби әлемі». – Алматы, 2015. – С.500.

236. Агишев А.Т., Хохлов А.А. Классификация горячих звезд типа B // Материалы международной научной конференции студентов и молодых ученых «Фараби әлемі». – Алматы, 2016. – С.408.

237. Жанабаев З.Ж., Бейсебаева А.С., Хохлов С.А., Агишев А.Т. Классификация горячих звезд на основе информационно – энтропийного анализа // Материалы 10-ой международной научной конференции «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент». – Алматы, 2017. – С.40-43.

238. Wu G. et al. A kinematic study of the integral shaped filament: what roles do filaments play in forming young stellar clusters? // Research in Astronomy and Astrophysics. – 2018. – Т. 18. – №. 7. – С. 077.

239. Berne O., Marcelino N., Cernicharo J. IRAM 30 m Large Scale Survey of ^{12}CO (2-1) and ^{13}CO (2-1) Emission in the Orion Molecular Cloud // The Astrophysical Journal. – 2014. – Т. 795. – №. 1. – С. 13

240. Tatematsu K. et al. N_2H+ and HC_3N Observations of the Orion A Cloud // Publications of the Astronomical Society of Japan. – 2008. – Т. 60. – №. 3. – С. 407-419.

241. Johnstone D., Bally J. Large-area mapping at 850 μm. V. Analysis of the clump distribution in the Orion A South molecular cloud // The Astrophysical Journal. – 2006. – Т. 653. – №. 1. – С. 383.

242. Stutz A. M. Slingshot mechanism for clusters: Gas density regulates star density in the Orion Nebula Cluster (M42) // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2017. – Т. 473. – №. 4. – С. 4890-4899.

243. Wiseman J. J., Ho P. T. P. Large-Scale Structure, Kinematics, and Heating of the Orion Ridge. I. VLA NH3 (1, 1) and (2, 2) Multifield Mosaics // The Astrophysical Journal. – 1998. – Т. 502. – №. 2. – С. 676.

244. Newville M. et al. LMFIT: non-linear least-square minimization and curve-fitting for Python // Astrophysics Source Code Library. – 2016.

245. Hanawa T. et al. Effects of magnetic fields and rotation on the fragmentation of filamentary molecular clouds-Comparison of the theory with the Orion A cloud // The Astrophysical Journal. – 1993. – Т. 404. – С. L83-L86.

246. Hacar A. et al. Gravitational collapse of the OMC-1 region // Astronomy & Astrophysics. – 2017. – Т. 602. – С. L2.

247. Zhang Q. et al. Fragmentation of Molecular Clumps and Formation of a Protocluster // The Astrophysical Journal. – 2015. – Т. 804. – №. 2. – С. 141.

248. Hacar A., Tafalla M. Dense core formation by fragmentation of velocity-coherent filaments in L1517 // Astronomy & Astrophysics. – 2011. – Т. 533. – С. A34.

249. Stutz A. M. et al. A Herschel* and APEX census of the reddest sources in orion: Searching for the youngest protostars // The Astrophysical Journal. – 2013. – Т. 767. – №. 1. – С. 36.

250. Алимбетова Д.А., Агишев А.Т. Информационная энтропия основного хребта нити интегральной формы скорость-температура в облаке Ориона //

Материалы международной научной конференции студентов и молодых ученых «Фараби әлемі». – Алматы, 2019. – С.243.

251. Li D. et al. Massive Quiescent Cores in Orion: Dynamical State Revealed by High-resolution Ammonia Maps // The Astrophysical Journal Letters. – 2013. – Т. 768. – №. 1. – С. L5.

252. Shimajiri Y. et al. Catalog of dense cores in the Orion A giant molecular cloud // The Astrophysical Journal Supplement Series. – 2015. – Т. 217. – №. 1. – С. 7.

253. Friesen R. K. et al. The Green Bank Ammonia Survey: First Results of NH3 Mapping of the Gould Belt // The Astrophysical Journal. – 2017. – Т. 843. – №. 1. – С. 63.

254. Kirk H. et al. The Green Bank Ammonia Survey: Dense Cores under Pressure in Orion A // The Astrophysical Journal. – 2017. – Т. 846. – №. 2. – С. 144.

255. Lane J. et al. The JCMT Gould Belt Survey: Dense Core Clusters in Orion A // The Astrophysical Journal. – 2016. – Т. 833. – №. 1. – С. 44.

256. Salji C. J. et al. The JCMT Gould Belt Survey: constraints on prestellar core properties in Orion A North // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2015. – Т. 449. – №. 2. – С. 1769-1781.

257. Жанабаев З.Ж., Хохлов С.А., Агишев А.Т. Бифуркационные режимы эволюции нелинейной фрактальной меры // Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент: Материалы 10-ой Международной научной конференции (16-18 июня, 2017, Алматы, Казахстан). Стр. 44-47.

258. Z.Zh. Zhanabaev, E.T. Kozhagulov A generic model for scale-invariant neural networks // Journal of Neuroscience and Neuroengineering. – 2013, Vol.2, No.3, pp. 267-271(5).

259. Zhanabaev Z.Zh. Grevtseva T.Yu. Physical Fractal Phenomena in Nanostructured Semiconductors // Reviews in Theoretical Science. – 2014, Vol.2, No.3, pp. 211-259.

260. З.Ж. Жанабаев, С.А. Хохлов, Нелинейная геометрическая модель структуры ансамбля антигравитирующих галактик // Вестник КазНУ, Сер. физическая №55, 2015.

261. Zhanabaev Z.Zh. Grevtseva T.Yu., Ibraimov M.K. Morphology and Electrical Properties of Silicon Films with Vertical Nanowires // Journal of Computational and Theoretical Nanoscience. – 2015.

262. Жанабаев З.Ж. и Ахтанов С.Н., Универсальное отображение перемежаемости, Вестник КазНУ, серия физическая №2 (37) 2011, с. 15-25.

263. Zhanabayev Z.Zh. Fractal measure in nanoelectronics and neurodynamics // Eurasian Physical Technical Journal. – 2012, Vol. 9, No. 1(17), pp. 3-13.

264. Prigogine I. Exploring complexity // European journal of operational research. – 1987. – Т. 30. – №. 2. – С. 97-103.

265. Zaslavskii G. M., Sagdeev R. Z. Introduction to nonlinear physics. – 1988.

266. Riess A. G. et al. A 2.4% determination of the local value of the Hubble constant // The Astrophysical Journal. – 2016. – Т. 826. – №. 1. – С. 56.

267. Zhanabaev Z., Agishev A.T., Zhexebay D.M. Gravitational-wave nature of accelerated extension of the universe // International conference of students and young Scientists in theoretical and experimental physics HEUREKA-2018. – Ukraine, 2018. – pp. G1.

268. Жанабаев З.Ж., Агишев А.Т., Жексебай Д.М. Гравитационно-волновая природа ускоренного расширения Вселенной // Международная научная конференция «Астрономическая школа молодых ученных». – Украина, 2018. – С.27.

269. Zhanabaev Z.Zh. A fractal model of jet turbulence // Proceedings of the SB Acad.of Sci. USSR. Technical science series. – 1988. – С. 57-60.

270. Zhanabaev Z. Z. et al. Electrodynamic characteristics of wire dipole antennas based on fractal curves // Journal of Engineering Science and Technology. – 2019. – Т. 14. – №. 1. – С. 305-320.

271. Metz V. How many diffusions exist on the Vicsek snowflake? // Acta Applicandae Mathematica. – 1993. – Т. 32. – №. 3. – С. 227-241.

272. Karachentsev I. D., Makarov D. I., Kaisina E. I. Updated nearby galaxy catalog //The Astronomical Journal. – 2013. – Т. 145. – №. 4. – С. 101.

273. Бейсебаева А.С., Алдынгурова А.К., Агишев А.Т., Хохлов А.А. Энтропийный анализ пространственного распределения галактик // Журнал проблем эволюции открытых систем. – 2016. – Т.1. – №. 18. – С. 136 – 140.

274. Жанабаев З.Ж., Хохлов С.А., Агишев А.Т. Фрактальная топология галактических скоплений // Материалы международной научной конференции СДФФФО-9 "Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование". – Алматы, 2016. – С.190-192.

275. Жанабаев З.Ж., Хохлов С.А., Агишев А.Т. Фрактально - геометрическое описание диаграммы «расстояние – скорость» для антигравитирующих галактик // III International workshop «Nuclear physics and astrophysics». – Almaty, 2016. – pp. 41-42.

276. Jones M. E. et al. H_0 from an orientation-unbiased sample of Sunyaev–Zel'dovich and X-ray clusters // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2005. – Т. 357. – №. 2. – С. 518-526.

277. Freedman W. L. et al. Final results from the Hubble Space Telescope key project to measure the Hubble constant // The Astrophysical Journal. – 2001. – Т. 553. – №. 1. – С. 47.

278. Efstathiou G. H 0 revisited // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2014. – Т. 440. – №. 2. – С. 1138-1152.

279. Freedman W. L. et al. Carnegie Hubble program: a mid-infrared calibration of the Hubble constant // The Astrophysical Journal. – 2012. – Т. 758. – №. 1. – С. 24.

ПРИЛОЖЕНИЕ А – РАСПОЛОЖЕНИЯ И ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ СКОРОСТИ ГАЛАКТИК, СОСТАВЛЯЮЩИХ МЕСТНУЮ ГРУППУ

№	Название	Долгота, галактическая, в уг. град.	Широта, галактическая, в уг. град.	Скорость относительно земли, лучевая скорость, км/с	Скорость относительно центра галактики, км/с	Расстояние от центра галактики $*10^6$ пк
1	WLM	75.86	-73.62	-116	-10	0.92
2	ESO349-31	351.48	-78.12	207	216	3.13
3	NGC55	332.67	-75.74	129	111	2.12
4	IC10	118.97	-3.34	-344	-60	0.66
5	ESO294-10	320.42	-74.42	117	81	1.92
6	NGC147	119.82	-14.25	-193	85	0.76
7	AndIII	119.37	-26.26	-355	-92	0.76
8	NGC185	120.79	-14.48	-202	73	0.62
9	NGC205	120.72	-21.14	-244	24	0.83
10	NGC221	121.15	-21.98	-145	121	0.77
11	M31	121.17	-21.57	-301	-35	0.77
12	AndI	121.68	-24.82	-380	-120	0.81
13	NGC247	113.94	-83.56	160	215	3.75
14	NGC253	97.43	-87.97	241	274	3.94
15	DDO6	119.39	-83.88	295	348	3.34
16	SMC	302.81	-44.33	158	-22	0.06
17	NGC300	299.21	-79.42	144	114	2.15
18	Sculptor	287.53	-83.16	110	96	0.09
19	LGS-3	126.77	-40.88	-286	-74	0.62
20	IC1613	129.79	-60.56	-232	-89	0.73
21	KKH5	125.49	-11.35	39	304	4.26
22	NGC404	127.03	-27.01	-48	195	3.06
23	AndV	126.22	-15.12	-403	-143	0.81
24	AndII	128.92	-29.16	-188	46	0.68
25	M33	133.61	-31.33	-180	36	0.85
26	KKH6	129.68	-10.21	17	270	3.80
27	NGC625	273.67	-73.12	405	335	3.89
28	Phoenix	272.16	-68.95	-13	-106	0.44
29	Maffei1	135.86	-0.55	66	297	3.01
30	Fornax	237.29	-65.65	53	-32	0.14
31	KK35	138.20	10.30	105	320	3.16
32	IC342	138.17	10.58	31	245	3.28
33	UGCA86	139.77	10.64	67	275	3.12
34	CamA	137.25	16.20	-47	164	3.93
35	UGCA92	144.70	10.51	-99	89	3.08
36	NGC1560	138.37	16.02	-36	171	3.45
37	CamB	143.38	14.42	77	266	3.34
38	UGCA105	148.52	13.66	111	279	3.15
39	LMC	280.47	-32.89	278	28	0.05
40	KKH34	140.42	22.35	110	299	4.61
41	Carina	260.11	-22.22	223	-53	0.10

42	KKH37	133.98	26.54	10	214	3.34
43	HIZSS003	217.71	0.09	280	101	1.69
44	NGC2366	146.43	28.53	99	253	3.19
45	NGC2403	150.57	29.19	131	268	3.30
46	HoII	144.28	32.69	157	311	3.39
47	KDG52	143.82	33.01	113	268	3.55
48	DDO53	149.30	34.95	20	151	3.56
49	UGC4483	144.97	34.38	156	304	3.21
50	HoI	140.73	38.65	139	291	3.84
51	NGC2976	143.92	40.90	3	139	3.56
52	BK3n	142.31	40.83	-40	101	4.02
53	M81	142.09	40.90	-35	107	3.63
54	M82	141.40	40.57	202	347	3.53
55	KDG61	142.50	41.28	-116	23	3.60
56	A0952+69	141.74	40.92	100	243	3.87
57	LeoA	196.90	52.42	24	-40	0.69
58	SexB	233.20	43.78	301	111	1.36
59	NGC3109	262.10	23.07	403	110	1.33
60	NGC3077	141.90	41.66	13	153	3.82
61	Antlia	263.10	22.31	362	66	1.32
62	KDG63	144.13	43.10	-129	0	3.50
63	LeoI	225.98	49.11	285	128	0.25
64	SexA	246.15	39.88	324	94	1.32
65	SexdSph	243.50	42.27	226	8	0.09
66	HS117	138.14	41.30	-37	116	3.93
67	DDO78	141.14	44.00	55	191	3.72
68	IC2574	140.20	43.60	57	197	4.02
69	DDO82	137.90	42.18	56	207	4.00
70	KDG73	136.88	44.23	116	263	3.70
71	LeoII	220.16	67.23	76	-18	0.21
72	UGC6456	127.84	37.33	-103	89	4.34
73	UGC6541	151.90	63.27	250	304	3.89
74	NGC3738	144.56	59.32	228	305	4.90
75	NGC374	157.57	66.45	230	264	3.03
76	KK109	156.85	68.98	212	241	4.51
77	DDO99	166.20	72.75	242	248	2.64
78	NGC4068	138.91	63.04	210	290	4.25
79	NGC4163	163.21	77.70	163	164	2.92
80	ESO321-14	294.85	24.05	613	337	3.19
81	UGC7242	128.87	50.60	68	213	5.20
82	KDG90	161.10	78.06	280	283	2.86
83	NGC4214	160.26	78.07	291	295	2.94
84	UGC7298	135.22	64.06	173	255	4.21
85	NGC4236	127.41	47.36	0	160	4.45
86	NGC4244	154.56	77.16	243	255	4.49
87	IC3104	301.41	-16.95	430	171	2.27
88	NGC4395	162.08	81.54	320	315	4.61
89	DDO126	148.60	78.74	218	231	4.87

90	DDO125	137.75	72.94	195	240	2.54
91	NGC4449	136.85	72.40	201	249	4.21
92	UGC7605	150.99	80.13	310	317	4.43
93	NGC4605	125.33	55.47	143	276	5.32
94	IC3687	131.95	78.46	358	385	4.57
95	NGC4736	123.36	76.01	309	353	4.66
96	GR8	310.74	76.98	214	136	2.10
97	IC4182	107.71	79.09	320	356	4.70
98	DDO165	120.75	49.36	31	196	4.57
99	UGC8215	114.58	70.03	218	297	4.47
100	DDO167	111.62	70.32	163	243	4.19
101	DDO168	110.76	70.66	194	273	4.33
102	NGC5102	309.73	25.84	467	230	3.40
103	NGC5204	113.50	58.01	203	341	4.65
104	UGC8508	111.14	61.31	62	186	2.56
105	NGC5237	311.88	19.22	361	122	3.30
106	UGC8638	23.28	78.99	274	273	4.09
107	DDO181	89.73	73.12	202	272	3.10
108	ESO325-11	313.51	19.91	540	307	3.40
109	DDO183	77.79	73.45	191	257	3.24
110	KKH86	339.04	62.60	287	209	2.61
111	UGC8833	69.71	73.96	226	285	3.22
112	KK230	63.71	71.99	62	126	1.85
113	DDO187	25.57	70.46	152	172	2.22
114	DDO190	82.01	64.48	150	263	2.79
115	UMin	104.95	44.80	-247	-44	0.06
116	ESO274-01	326.80	9.33	522	335	3.02
117	KKR25	83.88	44.41	-139	68	1.86
118	Draco	86.36	34.75	-293	-48	0.08
119	MilkyWay	0.73	0.57	0	-88	0.01
120	IC4662	328.55	-17.85	308	145	2.40
121	NGC6503	100.57	30.64	43	301	5.27
122	SagdSph	5.61	-14.09	142	161	0.02
123	NGC6789	94.97	21.52	-141	144	3.60
124	SagDIG	21.06	-16.28	-77	23	1.04
125	NGC6822	25.34	-18.40	-57	64	0.50
126	DDO210	34.05	-31.34	-137	13	0.94
127	IC5152	343.92	-50.19	124	75	2.07
128	UGCA438	11.86	-70.86	62	99	2.23
129	CasdSph	109.46	-9.96	-307	-5	0.79
130	Pegasus	94.77	-43.55	-184	60	0.76
131	KKH98	109.09	-22.38	-137	151	2.45
132	PegdSph	106.04	-36.32	-354	-94	0.82
133	NGC7793	4.52	-77.17	229	252	3.91