

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ИЗВЕСТИЯ
ГЛАВНОЙ
АСТРОНОМИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ
В ПУЛКОВЕ**

№ 219

Выпуск 3

**Труды Второй Пулковской
молодежной конференции**

Санкт-Петербург
2009

Редакционная коллегия:

Доктор физ.-мат. наук **А.В. Степанов** (ответственный редактор)

член-корреспондент РАН **В.К. Абалакин**
доктор физ.-мат. наук **А.Т. Байкова**
кандидат физ.-мат. наук **Т.П. Борисевич** (ответственный секретарь)
доктор физ.-мат. наук **Ю.Н. Гнедин**
кандидат физ.-мат. наук **А.В. Девяткин**
доктор физ.-мат. наук **Р.Н. Ихсанов**
доктор физ.-мат. наук **Ю.А. Наговицын**
доктор физ.-мат. наук **А.А. Соловьев**
доктор физ.-мат. наук **Е.В. Хруцкая**

Зав. редакцией **Е.Л. Терёхина**

Издание осуществлено с оригинала, подготовленного к печати
Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН

**ИЗВЕСТИЯ
ГЛАВНОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
В ПУЛКОВЕ
№ 219
Выпуск 3
Труды Второй Пулковской молодежной конференции**

Утверждено к печати
Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН

Компьютерная верстка оригинал-макета Е.Л. Терёхиной

ISBN

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2009

ИЗВЕСТИЯ

Главной астрономической обсерватории в Пулковке

Выпуск 3

ТРУДЫ ВТОРОЙ ПУЛКОВСКОЙ МОЛОДЕЖНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	4
<i>Глубокова С.К., Тюльбашев С.А., Чашей И.В., Шишов В.И.</i> Результаты наблюдений межпланетных мерцаний радиоисточников 3с 20, 3с 48, 3с 298 на фазе спада и в минимуме 23 цикла солнечной активности.....	5
<i>Давыденко А.А.</i> Об орбитах звезд в поле скопления и Галактики.....	13
<i>Кауров А.А., Гнедин Ю.Н.</i> Космологическая модель Газ Чаплыгина.....	18
<i>Лавров А.С., Харинов М.А., Дьяков А.А., Рахимов И.А., Сергеев Р.Ю.</i> Мониторинг Cyg X-3 с использованием нового аппаратно-программного ком- плекса управления приёмниками.....	26
<i>Ловягин Н.Ю.</i> Моделирование фрактальных распределений галактик.....	37
<i>Панас Н.М., Бахарева Д.И.</i> О распознавании слабых землетрясений и промышленных взрывов на юго- востоке Балтийского щита.....	53
<i>Смирнова В.В., Нагнибеда В.Г.</i> Спектральные особенности миллиметровой части микроволновых солнечных ра- диовсплесков.....	63
<i>Соков Е.Н., Буренков А.В.</i> Спектрофотометрическое исследование областей звездообразования в галактике Маркарян 8.....	70
<i>Учайкин М.В.</i> Применение закона рангового распределения к объектам Солнечной системы.....	87
<i>Хайбуллов Р.А.</i> Ранговый анализ космических систем.....	95
<i>Яблоков С.Н., Гнедин Ю.Н.</i> Космологические модели и массы сверхмассивных черных дыр.....	105
Список авторов	111

ПРЕДИСЛОВИЕ

С 2008 г. в Пулковской обсерватории проводится Пулковская молодежная астрономическая конференция. Цель проведения молодежной конференции – повышение уровня научных исследований и квалификации молодых ученых, аспирантов, студентов, специализирующихся в области астрономии.

2 – 4 июня 2009 г. в ГАО РАН состоялась II Пулковская молодежная астрономическая конференция. Конференция была проведена при поддержке Программ Президиума РАН и гранта Президента Российской Федерации для поддержки ведущей научной школы РФ НШ-6110.2008.2. В ней приняли участие молодые специалисты из научных учреждений: Института прикладной астрономии РАН, Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН, ГАО РАН, а также студенты Санкт-Петербургского государственного университета, Санкт-Петербургского государственного политехнического университета, Ульяновского и Пущинского университетов, Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики.

Тематика конференции охватывала как теоретические, так и экспериментальные аспекты астрономических исследований. В рамках конференции была проведена школа для молодых ученых. Ведущие специалисты ГАО РАН, ИПА РАН и СПбГУ прочитали лекции по перспективным направлениям астрономии.

Настоящий сборник содержит доклады, представленные на II Пулковской молодежной астрономической конференции.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ МЕЖПЛАНЕТНЫХ МЕРЦАНИЙ РАДИОИСТОЧНИКОВ ЗС 20, ЗС 48, ЗС 298 НА ФАЗЕ СПАДА И В МИНИМУМЕ 23 ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Глубокова С.К.^{1,2}, Тюльбашев С.А.¹, Чашей И.В.¹, Шишов В.И.¹

¹Пуцинская Радиоастрономическая Обсерватория АКЦ ФИАН

²Пуцинский Государственный Университет

Представлены результаты, относящиеся к прохождению выброса корональной массы в мае 2005 г., и наблюдения двух сильных источников в период малой активности Солнца на радиотелескопе БСА ФИАН. В возмущенные периоды наблюдаются усиления межпланетных и ионосферных мерцаний. Получены оценки скоростей неоднородностей межпланетной плазмы.

1. Введение

В 1975 г. в ПРАО АКЦ ФИАН был предложен и впервые реализован метод радиоастрономического картографирования межпланетной плазмы, основанный на наблюдениях в метровом диапазоне волн мерцаний нескольких сотен наиболее сильных радиоисточников с плотностями потока порядка 10 Ян и выше [1]. С помощью этого метода была исследована глобальная структура солнечного ветра и ее эволюция в цикле солнечной активности [2, 3]. Метод картографирования позволяет также исследовать нестационарные явления в солнечном ветре и, в частности, исследовать структуру и эволюцию межпланетных ударных волн, обусловленных активными процессами в солнечной короне [4-8].

Однако используемый набор источников позволял обеспечить сетку на небе с плотностью не лучше, чем один источник на 30 кв. град. Такой плотности источников достаточно, чтобы фиксировать возникновение области с повышенной турбулентностью и оценить скорость ее распространения, но недостаточно для детального исследования пространственной структуры возмущения. Поэтому с 2006 г. реализуется программа мониторинга, в ходе которой проводятся круглосуточные наблюдения узкой полосы на небесной сфере. В эту полосу может попадать небольшое количество сильных мерцающих источников и много слабых мерцающих источников. Для сильных источников можно проводить индивидуальные исследования параметров мерцаний, а слабые мерцающие источники позволяют организовать более плотную сетку источников, чем это было ранее (приблизительно один источник на 3-5 кв. град.). Для слабых мерцающих источников можно оценить лишь основные параметры мерцаний (средний индекс мерцаний по ансамблю источников, подсчет количества мерцающих источников за фиксированный промежуток времени). Первые результаты наблюдений и методика обработки более подробно описаны в работе [9]. В течение последних трех лет на радиотелескопе БСА ФИАН проводятся наблюдения нескольких сотен радиоисточников, и ведется ежедневный мониторинг состояния межпланетной плазмы. Радиотелескоп позволяет проводить наблюдения одновременно в 16 лучах, перекрывающих около восьми градусов по склонению. Частота наблюдений 111.5 МГц, полоса приема 600 кГц, постоянная времени 0.1 с. Эффективная площадь БСА – 20 000–25 000 м² в направлении на зенит. Размер луча приблизительно составляет 1°×0.5° (в направлениях восток–запад и север–юг). БСА является самым высокочувствительным радиотелескопом в мире в метровом диапазоне длин волн.

Так как склонение Солнца в течение года изменяется от –22° (зимой) до 22° (летом), то оптимальные элонгации для наблюдений мерцающих источников достигаются в разных областях неба. Поэтому для мониторинга обычно выбираются две площадки с

координатами по склонению от 3.5° до 12.5° (с марта по октябрь) и координатами 28.5° до 35° (с октября по март).

В настоящей работе приведены результаты наблюдения мерцаний для нескольких индивидуальных источников при прохождении коронального выброса массы в мае 2005 г., а так же во время продолжительного спокойного периода 2007-2009 гг. при низком уровне солнечной активности.

2. Прохождение выброса корональной массы в мае 2005 г. по наблюдениям мерцающих радиоисточников 3С 20 и 3С 48

Направленный к Земле выброс корональной массы типа гало был зарегистрирован космическим аппаратом SOHO 13 мая 2005 г. в $16^{\text{h}}13^{\text{m}}$ UT. С выбросом была связана вспышка класса M 8.0 [11, 12]. В мае 2005 г. мониторинг еще не был начат. В то время на антенне БСА ФИАН на частоте 111 МГц проводились наблюдения мерцаний нескольких источников. Наиболее интересные результаты, связанные с распространением выброса, получены по источникам 3С 48 и 3С 20. Эклиптические координаты источников $\lambda_{3\text{c}48} = 36^\circ$, $\beta_{3\text{c}48} = 23^\circ$, $\lambda_{3\text{c}20} = 34^\circ$, $\beta_{3\text{c}20} = 43^\circ$. Долгота Солнца 14 мая была $\lambda_0 = 53^\circ$, соответственно $\lambda_{20} - \lambda_0 = 17^\circ$, $\lambda_{48} - \lambda_0 = 19^\circ$.

Существенная разница угловых размеров источников 3С 48 и 3С 20 приводит к тому, что эффективные мерцания происходят на разных областях турбулентной плазмы. Радиоисточник 3С 48 имеет угловые размеры около $0''.1$, поэтому может рассматриваться как точечный. Область интенсивной модуляции радиоволн на луче зрения для спокойного состояния находится в интервале $0.6 \text{ а. е.} = 1 \text{ а. е.} (\cos \varepsilon_{3\text{c}48} - 0.6 \sin \varepsilon_{3\text{c}48}) < z < 1 \text{ а. е.} (\cos \varepsilon_{3\text{c}48} + 0.6 \sin \varepsilon_{3\text{c}48}) = 1.2 \text{ а. е.}$, где z – расстояние от наблюдателя до модулирующих излучение неоднородностей. 14 мая элонгация источника 3С 48 была приблизительно 25° . При этом прицельная точка луча зрения на источник находилась на гелиоцентрическом расстоянии около 0.4 а. е. Радиоисточник 3С 20 протяженный, его угловые размеры несколько угловых секунд. Из-за больших угловых размеров источника наибольший вклад в мерцания вносят области турбулентной плазмы близкие к наблюдателю. Область эффективного влияния турбулентной плазмы для спокойного состояния $0 < z < 1 \text{ а. е.}$ $\cos \varepsilon_{3\text{c}20} \approx 0.7 \text{ а. е.}$, где $\varepsilon_{3\text{c}20} \approx 45^\circ$ – элонгация источника 14 мая, когда прицельная точка луча зрения на источник находилась на гелиоцентрическом расстоянии около 0.7 а. е.

В первой колонке табл. 1 приведены названия источников, во второй колонке даты наблюдений, в третьей – оценка индекса мерцаний (m).

$$m^2 = \frac{\langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle}{\langle I \rangle^2}, \quad (1)$$

где I – измеряемая плотность потока в зависимости от времени, а $\langle I \rangle$ – ее среднее значение.

Из табл. 1 видно, что 14 мая у источника 3С48 наблюдалось возрастание индекса межпланетных мерцаний примерно на 20-30% от среднего значения за время наблюдений на данных элонгациях. Соответствующий временной спектр мерцаний представлен на рис. 1. Заметного изменения ширины спектра не наблюдается, а это означает, что нет заметных изменений в скорости картины мерцаний. Источник 3С 48 наблюдался $12^{\text{h}} 20^{\text{m}}$ UT 14 мая на небольших угловых расстояниях от Солнца. Увеличение индекса мерцаний для этого источника показывает, что возмущения возникают в узком слое на луче зрения. Отсутствие заметного увеличения в скорости картины мерцаний может быть объяснено эффектом проекции: межпланетные мерцания регистрируют только поперечную к лучу зрения компоненту скорости солнечного ветра. Используя время

задержки между событием в короне и наблюдением изменений для ЗС 48, можно оценить минимальное значение средней скорости выброса корональных масс, $V_{\text{Sun-ЗС48}} > 800$ км /с.

Таблица 1. Параметры мерцаний радиоисточников ЗС 48 и ЗС 20.

радиоисточник	день, май 2005	m
ЗС 48	13	0.26
	14	0.35
	15	0.26
	16	0.29
ЗС 20	14	0.08
	15	0.08
	16	0.03

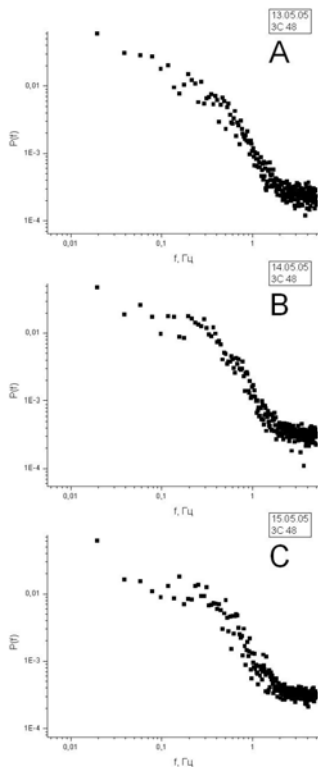


Рис. 1. Временные спектры мерцаний радиоисточника ЗС 48. А, В, С – даты наблюдений

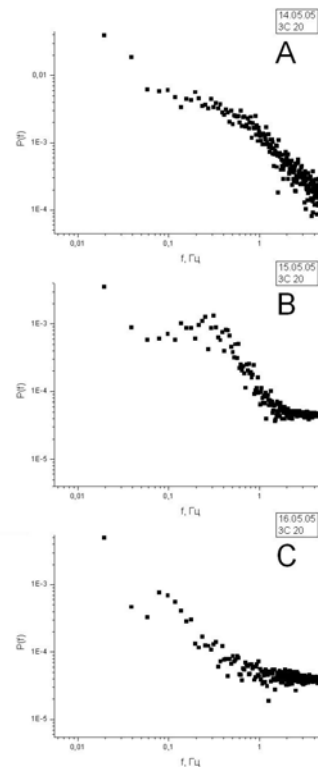


Рис. 2. Временные спектры мерцаний радиоисточника ЗС 20. А, В, С – даты наблюдений

В условиях спокойного солнечного ветра источник ЗС 20 мерцает слабо, среднее значение индекса межпланетных мерцаний около 0.03. Из табл. 1 видно, что 14 и 15 мая произошло усиление мерцаний примерно в три раза, вызванное прохождением коронального выброса массы. Источник ЗС 20 зондировал эффективную область, располагавшуюся на гелиодолготах от 0° до 45° к востоку от центрального меридиана. Индекс межпланетных мерцаний 16 мая соответствует спокойным мерцаниям.

Небольшое увеличение индекса мерцаний для ЗС 48 и значительное увеличение индекса мерцаний для ЗС 20 позволяет заключить, что возмущение, вызванное коро-

нальным выбросом массы, в восточной части северного полушария было сильным внутри угла около 50° . Временной спектр мощности мерцаний ЗС 20 представлен на рис. 2. Спектр мерцаний 16 мая типичен для протяженного источника с угловыми размерами около 3-5" в спокойных условиях [10]. Временной спектр мерцаний 14 мая качественно похож на спектр 16 мая, но имеет примерно в 10 раз большую интегральную энергию и смещен в сторону высоких частот. Смещение частоты соответствует увеличению в 3 раза локальной скорости плазмы. Спектр мощности флуктуаций, измеренный 15 мая (рис. 2В), похож на спектр точечного источника и сильно отличается от спектров 14 (рис. 2А) и 16 мая (рис. 2С), особенно в области высоких частот. Такой спектр протяженного источника, увеличение индекса мерцаний и уменьшение характерного времени мерцаний объясняются узким слоем с повышенным уровнем турбулентных флуктуаций, расположенным на расстоянии менее 0.2 а. е. от наблюдателя. Локальная скорость плазмы была примерно такой же, как в спокойном состоянии. Приближение эффективного слоя турбулентной плазмы к наблюдателю привело к ослаблению влияния углового размера источника на параметры мерцаний и приближению их величин к параметрам мерцаний точечного источника. Данные для источника ЗС 20, полученные 14 мая $13^{\text{h}} 20^{\text{m}}$ UT, показывают, что фронт коронального выброса массы проходил расстояние больше или около 0.7 а. е. за 21 час со средней скоростью $V_{\text{Sun-ЗС20}} \geq 1\,300$ км/с. Время задержки около 13.5 часов между ЗС 20 14 мая и событием в магнитосфере Земли соответствует средней скорости коронального выброса массы $V_{\text{ЗС20-Earth}} \approx 900$ км/с между 0.7 а. е. и 1 а. е. и показывает, что корональный выброс массы замедлялся внутри 1 а. е. при распространении от Солнца.

Результаты, полученные по наблюдениям выброса в мае 2005 г., показывают, что информация о крупномасштабных распространяющихся возмущениях может быть получена не только с использованием сильных мерцающих компактных источников, но и, что важно, протяженных источников типа ЗС 20.

3. Результаты наблюдения сильных мерцающих источников в условиях низкой солнечной активности

Для контроля качества наблюдений в каждой площадке выбраны самые сильные мерцающие источники: ЗС 48 в верхней площадке и ЗС 298 в нижней площадке. Для этих источников оцениваются параметры мерцаний: индекс мерцаний, спектр мощности, характерное время мерцаний, скорость неоднородностей солнечного ветра.

В настоящем разделе приведены результаты наблюдения опорных компактных источников ЗС 48 и ЗС 298 про низком уровне солнечной активности.

3.1. Мерцания радиоисточника ЗС 48 в мае 2009

Нами были проанализированы наблюдения радиоисточника ЗС 48 в период с 01.05.09 по 31.05.09 г. (19 и 20 мая наблюдения не проводились). Положение радиоисточника ЗС 48 относительно Солнца соответствовало элонгациям 20° – 40° , на которых индекс мерцаний на межпланетной плазме достигает максимальной величины. В табл. 2 приведены даты наблюдений, оценки индекса мерцаний и скорости неоднородностей солнечного ветра.

В таблицу не включены данные за 5 и 11 мая 2009 г., т. к. в эти дни отношение сигнал/шум было недостаточным для определения скорости неоднородностей солнечного ветра. Скорость определялась по следующей формуле:

$$v = F_0 \cdot \frac{\sqrt{2\pi}}{1.04} \cdot (\lambda z_0 \cos \varepsilon)^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

где v – скорость солнечного ветра, F_0 – частота излома спектра, λ – длина волны наблюдения, z_0 – расстояние до рассеивающего слоя ($z_0 = 1a.e.$), ε – элонгация источника.

Таблица 2. Параметры мерцаний радиисточника 3С 48.

день, май 2009	m	v , км/с	день, май 2009	m	v , км/с
1	0.43	630	17	0.38	920
2	0.40	1010	18	0.34	960
3	0.45	810	21	0.35	740
4	0.43	890	22	0.30	800
6	0.43	890	23	0.31	820
7	0.44	870	24	0.30	750
8	0.39	770	25	0.33	940
9	0.42	910	26	0.30	820
10	0.32	850	27	0.21	770
12	0.39	880	28	0.26	710
13	0.38	970	29	0.41	630
14	0.34	790	30	0.28	630
15	0.31	730	31	0.27	680
16	0.31	900			

На рис. 3 показана зависимость величины индекса мерцаний m от элонгации. С удалением от Солнца индекс мерцаний уменьшается примерно по степенному закону. Увеличение индекса межпланетных мерцаний 29.05.09 связано, по-видимому, с выбросом корональной массы от 28.05.2009 ($\sin \varepsilon = 0.62$; в табл. выделено жирным шрифтом), зарегистрированной КА SOHO [12].

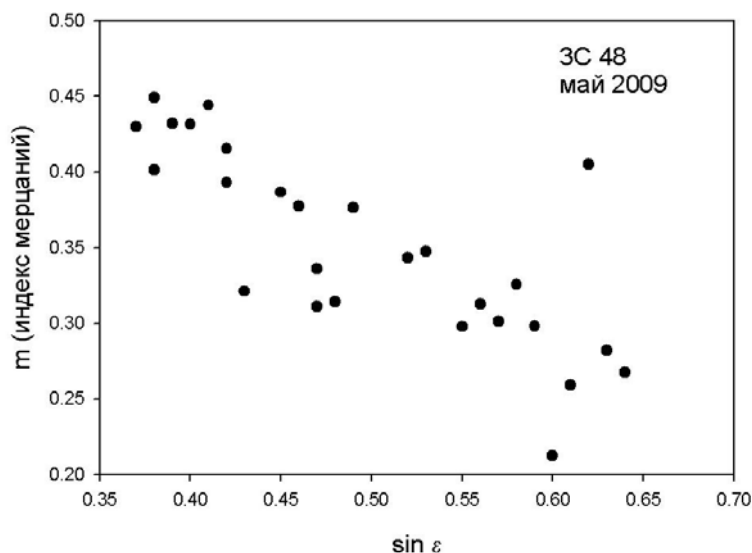


Рис. 3. Зависимость индекса межпланетных мерцаний от элонгации в период с 01.05.09 по 31.05.09 г. для источника 3С 48. По вертикальной оси логарифмический масштаб, по горизонтальной – линейный.

В период наблюдений источник 3С 48 зондировал области, находящиеся в средних и высоких гелиодолготах. Оценки скорости, табл. 2, соответствуют быстрому солнечному ветру, истекающему в минимуме солнечной активности из полярных корональных дыр.

3.2. Мерцания радиосточника ЗС 298 в ноябре 2007

Мы проанализировали наблюдения радиосточника ЗС 298 в период с 01.11.07 по 29.11.07 г. Положение радиосточника ЗС 298 относительно Солнца соответствовало элонгациям 20° – 40° . Описание табл. 3 совпадает с описанием табл. 2.

Таблица 3. Параметры мерцаний радиосточника ЗС 298.

день, ноябрь 2007	m	ν , км/с	день, ноябрь 2007	m	ν , км/с
1	0.36	610	15	0.29	790
2	0.33	930	16	0.32	590
3	0.29	920	17	0.46	700
4	0.27	900	18	0.29	810
5	0.31	860	20	0.24	720
6	0.29	900	21	0.24	680
7	0.35	760	22	0.28	860
8	0.28	960	23	0.23	780
9	0.31	930	24	0.21	700
10	0.30	830	25	0.21	760
11	0.31	640	26	0.23	560
12	0.28	790	27	0.18	480
13	0.28	750	28	0.22	510
14	0.33	760			

В таблицу не включены данные 4 и 29 ноября 2007 г. из-за недостаточного отношения сигнал/шум.

На рис. 4 показана зависимость индекса мерцаний от элонгации. Характер зависимости $m(\varepsilon)$ аналогичен зависимости для источника ЗС 48 (рис. 3). На рис. 4 хорошо видно, что 17.11.2007 г. ($\sin \varepsilon = 0.62$), индекс мерцаний вырос в 1.5 раза по сравнению с предыдущими днями. Это увеличение связано с усилением ионосферных мерцаний при прохождении коронального выброса, зарегистрированного 12.11.2007 г. КА SOHO [12]. Такая интерпретация подтверждается анализом временного энергетического спектра мерцаний, который показал значительное повышение мощности в областях частот ниже френелевской.

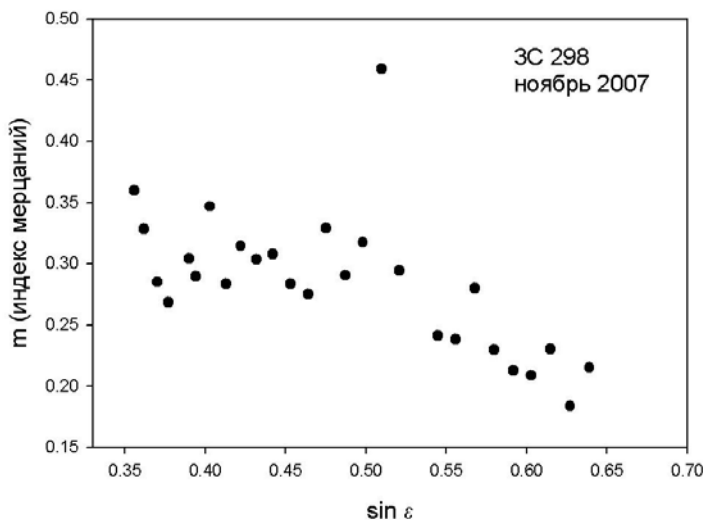


Рис. 4. Зависимость индекса межпланетных мерцаний от элонгации в период с 01.11.07 по 29.11.07 г. для источника ЗС 298. По вертикальной оси логарифмический масштаб, по горизонтальной – линейный.

Таким образом, анализируя мерцания источников в минимуме солнечной активности, мы можем использовать эти данные как калибровочные при детектировании и исследовании распространяющихся возмущений на фазе ожидаемого роста солнечной активности. Но даже в этих данных видим отдельные дни, когда явным образом проявляются возмущения, связанные с активными процессами в короне Солнца.

Заключение

Серии наблюдений, выполненные на радиотелескопе БСА ФИАН, продемонстрировали перспективные возможности инструмента для исследования возмущений в межпланетной среде.

По результатам обработки наблюдений мая 2005 года нами было исследовано распространение крупномасштабного возмущения на расстояниях 0.4–1 а. е. Результаты обработки наблюдений источника 3С 20 показали, что в случае выбросов, распространяющихся к Земле, данные по источникам с большими угловыми размерами могут играть существенную роль при исследовании распространения выбросов корональной массы в близких к Земле областях межпланетной среды. Сопоставление с данными оценок параметров мерцаний, полученным по точечным источникам, зондирующим более близкие к Солнцу области, при этом дает информацию о скорости распространения и угловой структуре выброса.

Показано, что в период май 2009 года и ноябрь 2007 в направлении источников 3С 48 и 3С 298 наблюдались отдельные проявления активности Солнца. Подавляющую часть времени Солнце было спокойным (корональных выбросов массы не регистрировалось).

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля».

Литература

1. *Власов В.И., Шишов В.И., Шишова Т.Д.* // Письма в Астрон. журн. 1976. Т. 2. С. 248-250.
2. *Власов В.И.* // Астрон. журн. 1979. Т. 56. С. 96-105.
3. *Власов В.И.* // Геомагнетизм и аэрономия. 1983. Т. 23. С. 475-477.
4. *Власов В.И.* // Геомагнетизм и аэрономия. 1981. Т. 21. С. 927-929.
5. *Gapper C.R., Hewish A., Purvis A., Daffett-Smith P.J.* // Nature. 1982. V. 296. P. 633-636.
6. *Janaradham P., Bakasubramanian V., Ananthakrishnan S., et al.* // Solar Phys. 1996. V. 166. P. 379-401.
7. *Shisov V.I., Vlasov V.I., Kojima M.* // Solar Phys. 1997. V. 176. P. 373-386.
8. *Tokumaru M., Kojima M., Fujiki K., Yakobe A.* // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 10435-10454.
9. *В.И. Шишов, С.А. Тюльбашев, В.С. Артюх, И.А. Субаев, И.В. Чашей, П.А. Черников* // Астрономический вестник, 2005, Т.19, №4, С.375
10. *Shisov V.I., Shishova T.D.* Influence of source size on the spectra of interplanetary scintillations. Sov. Astron. Zh. V. 23, P. 345 1979
11. <http://www.lmsal.com/>
12. <http://sohowww.nascom.nasa.gov/>

**RESULTS OF INTERPLANETERY SCINTILLATION OBSERVATIONS
OF RADIO SOURCES 3C 20, 3C48, 3C 298 AT DECREASING AND MINIMUM
OF 23 CYCLE OF SOLAR ACTIVITY**

Glubokova S.K.^{1,2}, Tyul'bashev S.A.¹, Chashei I.V.¹, Shishov V.I.¹

¹*Pushchino Radio Astronomy Observatory ASC LPI*

²*Pushchino State University*

The results regarding to propagation of the coronal mass ejection in may 2005 and observations of two strong sources during of the Sun minor activity period on the Large Phased Array are presented. Amplification of interplanetary and ionospheric scintillations in disturbed periods is observed. Estimations of interplanetary plasma inhomogeneity velocities are obtained.

ОБ ОРБИТАХ ЗВЕЗД В ПОЛЕ СКОПЛЕНИЯ И ГАЛАКТИКИ

Давыденко А.А.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Исследование динамики звездных скоплений не является тривиальным и определяется большим количеством факторов: локальных и глобальных, случайных и постоянных. Так, на динамику скопления оказывают влияние: поле скопления, галактическое поле, возмущения, вызванные средой, в которой движется скопление, и т.д. В этом случае нахождение движения звезд с учетом совокупности всевозможных возмущений представляется ресурсоемким процессом, более того, является труднореализуемым. Часто бывает достаточно учитывать два фактора: поле скопления и галактическое поле.

Рассмотрим звездное скопление, движущееся в регулярном гравитационном поле Галактики. Будем считать, что Галактика стационарна и обладает ротационной и зеркальной симметрией. Также будем предполагать, что скопление движется по круговой орбите и примем для потенциала Галактики приливное приближение. Задачу исследования и решения уравнений движения пробной звезды во вращающейся системе координат будем называть задачей Бока [1]. Известная задача Хилла может рассматриваться как частный случай задачи Бока, получающийся тогда, когда и Галактика, и скопление - точечные массы.

Безразмерные уравнения движения пробной звезды во вращающейся системе координат (x, y) запишутся в виде [2]:

$$\begin{cases} \ddot{x} - \gamma \dot{y} - x = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} \\ \ddot{y} + \gamma \dot{x} = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} \end{cases} \quad (1)$$

Здесь γ - параметр, характеризующий влияние Галактики (в окрестности Солнца параметр γ примерно равняется 1.28), Φ - безразмерный потенциал скопления.

В настоящее время исследование оказывается возможным только посредством численного решения уравнений движений для различных начальных условий. Различают внутреннюю и внешнюю задачи Бока. Внутренняя задача Бока состоит в исследовании орбит пробных звезд со значениями постоянной Якоби меньше критической. Здесь в первую очередь интересуют такие вопросы, как существование дополнительных интегралов движения и стохастичность орбит. Внешняя же задача Бока состоит в исследовании движений звезд с постоянной Якоби больше критической. При этом интересуют, действительно ли эти звезды покидают скопление, и если да, то не совершают ли они перед этим обороты вокруг скопления.

В случае изолированного скопления уход звезды из скопления возможен, когда значение интеграла энергии превышает критическое значение $E > E^*$. В случае задачи Бока такой критерий не всегда применим: при выполнении условия ухода из изолированного скопления звезда под действием поля Галактики может оказаться связанной со скоплением.

Данную задачу рассмотрел Хегги с соавторами [3]. Моделируя скопление с точечной массой, они нашли достаточное условие вылета звезды из скопления.

Следуя Хегги с соавторами, покажем, что данное условие справедливо и для более общего случая, для этого будем рассматривать потенциал скопления в виде ряда:

$$\Phi(r) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{A_k}{r^k} \quad (2)$$

Будем рассматривать вылет звезды из скопления как движение, при котором $r \rightarrow \infty$ при $t \rightarrow \infty$. В пределе при $t \rightarrow \infty$ правая часть уравнений (1) будет стремиться

к нулю. Общее решение полученной однородной системы дифференциальных уравнений принимает вид:

$$\begin{cases} x = -\gamma C_2 - \frac{g}{\gamma} C_3 \cos \gamma t + \frac{g}{\gamma} C_4 \sin \gamma t \\ y = C_1 + C_1 t + C_3 \sin \gamma t + C_4 \cos \gamma t \end{cases} \quad (3)$$

где $g = \sqrt{\gamma^2 - 1} - g$, а постоянные C_1, C_2, C_3, C_4 определяются из начальных условий $x_0 = x(t), y_0 = y(t), V_{x_0} = \dot{x}(t), V_{y_0} = \dot{y}(t)$ в начальный момент времени $t = 0$:

$$\begin{aligned} C_1 &= y_0 - \frac{Y}{g^2} V_{y_0} \\ C_2 &= -\frac{Y}{g^2} x_0 - \frac{1}{g^2} V_{y_0} \\ C_3 &= \frac{Y}{g^2} x_0 + \frac{Y^2}{g^2} V_{y_0} \\ C_4 &= \frac{Y}{g^2} V_{x_0} \end{aligned}$$

Запишем решение (3) в виде:

$$\begin{cases} x = X + a \cos(gt + \theta) \\ y = Y - \frac{Y}{g} a \sin(gt + \theta) \end{cases} \quad (4)$$

Постоянные X, Y, a, θ определяются из C_1, C_2, C_3, C_4 по формулам:

$$\begin{cases} X = -C_2 Y \\ Y = Y_0 - \frac{1}{Y} X t, Y_0 \triangleq C_1 \\ a^2 = (C_3^2 + C_4^2) \frac{g^2}{Y^2} \\ \tan \theta = \frac{C_3}{C_4} \end{cases} \quad (5)$$

Нетрудно заметить, что решение в виде (4) описывает движение по эпициклической орбите, а X и Y выполняют роль ведущего центра. Если не пренебрегать правыми частями уравнений (1) при $t \rightarrow \infty$, то величины X, Y, a и θ будут изменяться со временем. Используя метод вариации постоянных, найдем выражения:

$$\begin{cases} \dot{X}(t) = \frac{Y}{g^2} \phi_y \\ \dot{Y}(t) = -\frac{Y}{g^2} \phi_x - \frac{1}{Y} X(t) \\ \dot{a}(t) = -\frac{Y}{g^2} \phi_y \cos(gt + \theta(t)) - \frac{1}{g} \phi_x \sin(gt + \theta(t)) \end{cases} \quad (6)$$

Согласно Хегги с соавторами [3] для того, чтобы звезда покидала скопление, т.е. выполнялось условие: $r \rightarrow \infty$, при $t \rightarrow \infty$, достаточно чтобы:

1. $R_0 > 0$, где

$$R = |Y| - 2|a|, \quad (7)$$

(здесь индекс «0» означает величины в начальный момент времени $t = 0$);

2. X_0 и Y_0 имеют противоположные знаки;

3. Существует положительная константа V , такая что: $R \geq R_0 + Vt, \forall t \geq 0$.

Выведем из (6) следующие оценки для X, Y, a :

$$\begin{cases} |X| \geq |X_0| \\ |Y| \geq |Y_0| + \frac{1}{Y} |X_0| + \int_0^t \frac{Y}{g^2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{k A_k X}{r^{k+1}} dt \\ |a| \geq |a_0| + \int_0^t \frac{Y}{g^2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{k A_k Y}{r^{k+1}} dt + \int_0^t \frac{1}{g} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{k A_k X}{r^{k+1}} dt \end{cases} \quad (7)$$

Подставляя полученные оценки (8) в выражение (7), получим:

$$R \geq R_0 + \frac{1}{\gamma} |X_0| t - \frac{\gamma}{g^3} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{k A_k}{R_0^{k+2}} t$$

что соответствует третьему условию приведенного утверждения при:

$$V = \frac{1}{\gamma} |X_0| - \frac{\gamma}{g^3} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{k A_k}{R_0^{k+2}}$$

Проверим выполнение данного условия.

Для этого численно решим систему (1) на околосолнечном расстоянии ($\gamma = 1.28$), где в качестве потенциала скопления будем рассматривать модель потенциала Шустера-Пламмера с параметром $r_0 = 0.5$:

$$\Phi(r) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{r_0^2}}}$$

Используя приведенные выше рассуждения, найдем выражение для V , при котором будет выполняться последнее условие, обеспечивающее уход звезды из скопления, т.е. движение вида $r \rightarrow \infty$ при $t \rightarrow \infty$.

$$V = \frac{1}{\gamma} |X_0| - \frac{1}{a^2} \left(\frac{3\gamma}{g^2} + \frac{2}{g} \right) R_0 \left(1 + \frac{R_0^2}{r_0^2} \right)^{-\frac{3}{2}}$$

Результаты численного интегрирования представлены на рисунках 1 и 2.

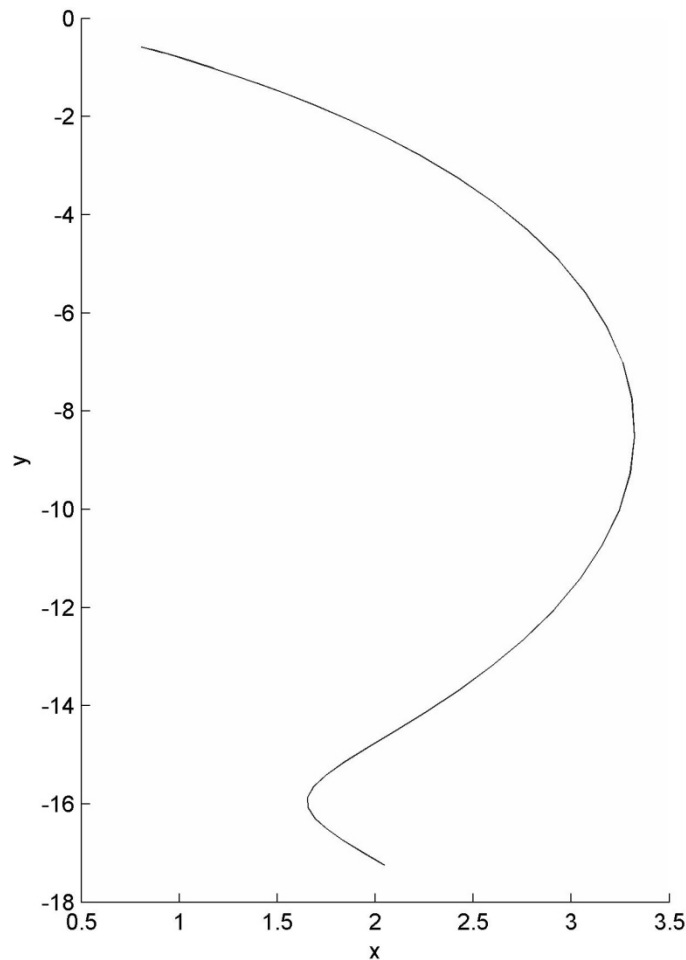


Рис. 1.

На рисунке 1 представлен результат численного интегрирования системы (1) при $x_0 = 0.8073$, $y_0 = -0.5901$, $V_{x0} = 0.4295$, $V_{y0} = -0.3891$. Данный рисунок отображает ситуацию, когда звезда сразу же уходит из скопления.

Условие ухода звезды из скопления выполняется:

$$R_0 = 0.0041, X_0 = 1.2917; Y_0 = -1.4512, V = 0.8706.$$

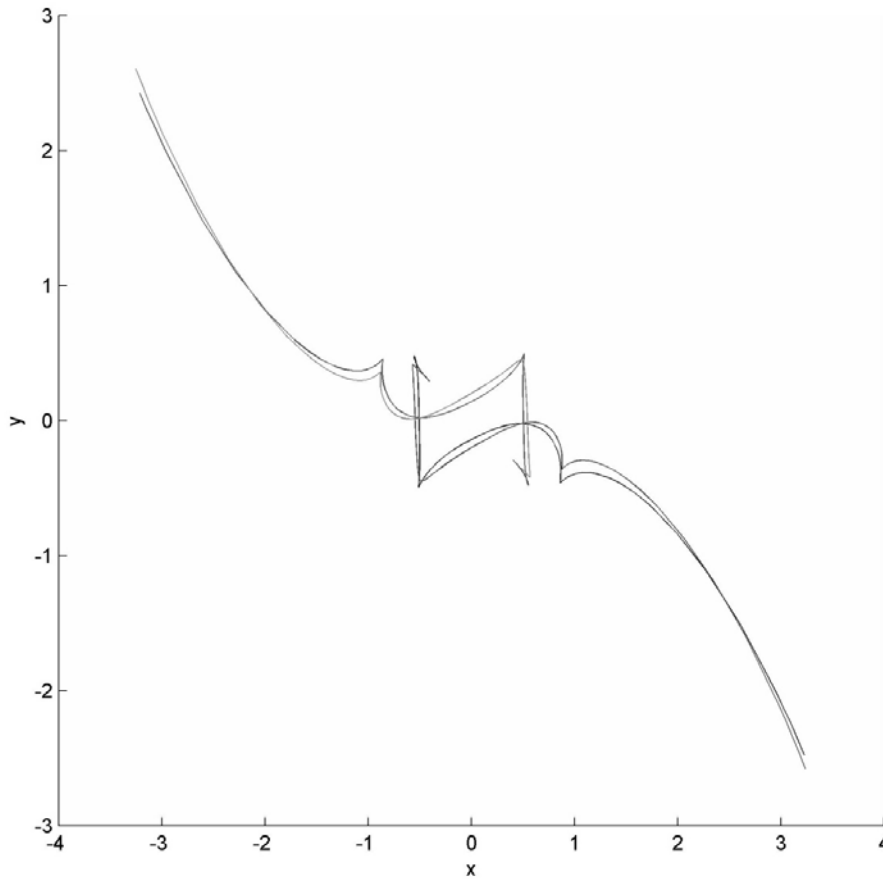


Рис. 2.

Результат численного интегрирования системы (1). В качестве начальных данных рассматривалось четыре звезды:

1. при $x_0 = -0.4041$, $y_0 = 0.2944$, $V_{x0} = -0.5290$, $V_{y0} = 0.3854$.

Выполнение условия ухода:

$$R_0 = 0.0017, X_0 = 0.2644; Y_0 = 1.3551, V = 0.1477.$$

2. при $x_0 = 0.4036$, $y_0 = -0.2951$, $V_{x0} = 0.5284$, $V_{y0} = -0.3862$.

Выполнение условия ухода:

$$R_0 = 0.0016, X_0 = 0.2615; Y_0 = -1.3545, V = 0.1487.$$

3. при $x_0 = -0.4849$, $y_0 = 0.3532$, $V_{x0} = -0.3241$, $V_{y0} = 0.2361$.

Выполнение условия ухода:

$$R_0 = 0.0101, X_0 = -0.7713; Y_0 = 1.0030, V = 0.2588.$$

4. при $x_0 = 0.4843$, $y_0 = -0.3540$, $V_{x0} = 0.3236$, $V_{y0} = -0.2365$.

Выполнение условия ухода:

$$R_0 = 0.0131, X_0 = 0.7688; Y_0 = -1.0030, V = 0.1551.$$

Рисунок 2 демонстрирует случай, когда звезды в начале совершают движения вокруг центра скопления, а затем уходят из него.

В дальнейшем планируется уточнять условие вылета звезды из скопления, рассматривая не потенциалы скоплений в общем виде (2), а конкретные модели потенциалов.

Литература

1. *Вок В.Д.* The stability of moving clusters // Harvard College Observ. Circular, 1934, № 384, p. 1-41.
2. *Осипков Л.П.* Точки либрации в задаче Бока // Вестн. С-Петербургск. гос. ун-та, 2007, сер. 10, вып. 3, с. 62-70.
3. *Ross D.J., Mennim A., Heggie D.C.* Escape from a tidally limited star cluster // Mon. Not. Astron. Soc., 1997, Vol. 284, p. 811-814.

ON STAR ORBITS IN THE CLUSTER AND GALACTIC FIELD

Davydenko A.A.

St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

We consider a star cluster moving along a circular orbit in the galaxy. The problem of escape from a model of star cluster is discussed. A necessary condition of star escape is found. It generalizes a condition by Ross, Mennim and Heggie found for point mass approximation of a cluster. The condition is checked by orbit numerical calculations.

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГАЗ ЧАПЛЫГИНА

Кауров А.А.¹, Гнедин Ю.Н.²

¹Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет,
Санкт-Петербург, Россия

²Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены некоторые преимущества такой UDME (Unified Dark Matter/Energy) модели, как Газ Чаплыгина, по сравнению со стандартной космологической моделью. Показано, что наблюдательным данным лучше соответствует модель Газа Чаплыгина при одинаковом количестве неизвестных параметров. Кроме того, в ряде наблюдений параметры модели ГЧ сохраняются, в отличие от стандартной модели.

1. Введение

Последние наблюдения таких явлений, как ускоренное расширение Вселенной, космическое фоновое излучение, недостаточность видимой массы для гравитационного удержания галактик говорят о существовании тёмной энергии и тёмной материи. Самым простым кандидатом на роль тёмной энергии является космологическая константа Λ , которая входит в правую часть уравнения общей теории относительности (уравнения Эйнштейна) с отрицательным знаком и таким образом обеспечивает отрицательное давление. Однако в этом случае возникают два важных вопроса. Во-первых, почему характерная величина тёмной энергии мала по сравнению с фундаментальной шкалой других известных современной физике взаимодействий (сильное, электро-слабое, электромагнитное, гравитационное) и во-вторых, почему она сравнима с критической плотностью энергии. Один из возможных вариантов создания реалистичной модели тёмной энергии – ассоциирование её с пространственно однородным медленно эволюционирующим скалярным полем, которое в ряде работ получило название “квинтэссенция” [7-12].

На данный момент не существует прямых указаний на природу тёмной материи и тёмной энергии. Вследствие этого большинство современных космологических моделей основано на свойствах двух неизвестных по своей природе видов материи. По этой причине очень привлекательными становятся модели, в которых эти два вида материи объединены в один, так называемые UDME (Unified Dark Mater-Energy). Газ Чаплыгина (далее ГЧ) – одна из таких моделей. Теоретическая основа этой модели взята из работ советского учёного в области теоретической механики, одного из основоположников современной гидроаэродинамики – Сергея Алексеевича Чаплыгина. Отрицательное давление было введено для описания поведения газа при ультразвуковых скоростях, в частности, при решении задачи об обтекании крыла самолёта. Появление уравнений газа Чаплыгина в космологии связано с использованием их в многомерной теории суперструн d-brane [5, 6]. Уникальна эта модель необычным уравнением состояния $p = -A/\rho^\alpha$, где p – давление, ρ – плотность, A – некоторая положительная константа, а α – показатель, который в стандартной модели Газа Чаплыгина равен единице, а в обобщённой принимает значения на интервале (0,1). Такое уравнение описывает поведение некоторого вещества, которое на ранних стадиях ведёт себя как обычная космическая пыль, а позже – как космологическая константа. ГЧ комбинирует в себе отрицательное давление и положительную скорость звука. Эти и другие свойства данной модели делают её интересной для исследования.

2. Уравнения Газа Чаплыгина

Уравнение состояния для ГЧ состоящей [1]:

$$p_c = -\frac{A}{\rho_c^\alpha}. \quad (1)$$

Динамика Вселенной описывается стандартным уравнением Фридмана:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}(\rho_m + \rho_c), \quad (2)$$

$$\rho_m + 3\frac{a}{a}\rho_m = 0, \quad (3)$$

$$\rho_c + 3\frac{a}{a}\left(\rho_c - \frac{A}{\rho_c^\alpha}\right) = 0, \quad (4)$$

где ρ_m – плотность обычной материи без собственного давления, ρ_c – плотность состоящей газа Чаплыгина. Коэффициент k отвечает за тип Вселенной (плоская, открытая или закрытая).

Уравнения непрерывности (3, 4):

$$\rho_m = \frac{\rho_{m0}}{a^3}, \quad (5)$$

$$\rho_c = \left\{A + \frac{B}{a^{3(1+\alpha)}}\right\}^{\frac{1}{1+\alpha}}. \quad (6)$$

Значение масштабного фактора a на текущий момент принято принимать равным единице. В соответствии с этим уравнение (6) преобразуется к виду:

$$\rho_c = \rho_{c0} \left\{\bar{A} + \frac{1 - \bar{A}}{a^{3(1+\alpha)}}\right\}^{\frac{1}{1+\alpha}}, \quad (7)$$

где $\bar{A} = A/\rho_{c0}$. Параметр \bar{A} соотносится с текущим значением скорости звука, как $v_s^2 = \alpha\bar{A}$.

Фотометрическое расстояние (Luminosity distance) равно [13]:

$$d_L = \frac{a_0^2}{a} r_1, \quad (8)$$

где r_1 является сопутствующей координатой источника. Используя выражение, описывающее распространение волн:

$$ds^2 = 0 = dt^2 - \frac{a^2 dr^2}{1 - kr^2}, \quad (9)$$

и уравнение Фридмана, мы можем переписать выражение (8) в виде:

$$d_L = (1+z)S[f(z)], \quad (10)$$

где

$$S(x) = x \quad (k=0), \quad S(x) = \sin x \quad (k=1), \quad S(x) = \sinh x \quad (k=-1) \quad (11)$$

и

$$f(z) = \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\left\{\Omega_{m0}(z'+1)^3 + \Omega_{c0}\left[A + (z'+1)^{3(1+\alpha)}(1-A)\right]^{1/(1+\alpha)} - \Omega_{k0}(z'+1)^2\right\}^{1/2}}. \quad (12)$$

Для того чтобы у обеих сравниваемых моделей было по одному параметру (A в модели ГЧ и Ω_m в стандартной модели), исключая постоянную Хаббла (H_0), далее мы рассматриваем упрощённую модель ГЧ, в которой присутствует только составляющая с газом Чаплыгина ($\Omega_{c0} = 1$, $\Omega_{m0} = 0$, $\Omega_{k0} = 0$ и $\alpha = 1$). Одинаковое количество параметров, по которым будет происходить сравнение, ставит модели в равные условия.

3. Сравнительные тесты космологических моделей

В данной работе представлено три теста, целью которых является сравнение модели ГЧ и стандартной космологической модели на соответствие наблюдательным данным и на устойчивость параметров в разных наблюдениях. Первый тест стандартный, основанный на постоянной абсолютной светимости сверхновых типа Ia. Второй аналогичен первому, однако рассматривается верхняя граница светимости галактик. Третий тест основан на постоянстве характерного размера крупномасштабных структур во Вселенной. Тесты подобраны таким образом, чтобы исследуемые объекты в них были разными: сверхновые, галактики и абсорбционные системы.

3.1. Сверхновые типа Ia

В данном разделе описана самая распространённая проверка космологических моделей. Благодаря пределу Чандрасекара, который заключается в том, что критическая масса образования сверхновой типа Ia с высокой точностью является постоянной, можно считать, что светимость вспышек сверхновых также является константой. К сожалению, наблюдений такого рода вспышек немного и кроме того наблюдаются они в основном на $z < 1$.

Мы выбрали для обработки каталог Supernova Cosmology Project [14], в котором на данный момент находятся данные по 307 вспышкам.

Светимость сверхновой на расстоянии D_L вычислялась по следующей формуле:

$$\mu^{th} = 5 \log \left(\frac{D_L}{Mpc} \right) + 25. \quad (13)$$

Далее использовался стандартный метод определения значений параметров космологических моделей, а именно минимизировалось значение квадратичных отклонений:

$$\chi^2 = \sum \frac{(\mu_i - \mu_i^{th})^2}{\sigma_{\mu_i}^2 + \sigma_{mz,i}^2}, \quad (14)$$

где μ_i и μ_i^{th} – экспериментальные и теоретические значения светимостей соответственно. σ_{μ_i} – погрешность при измерении μ_i взятая из каталога. σ_{mz} – поправка, которая отвечает за возможные пикулярные скорости (σ_z), и оценивается как [3,4]:

$$\sigma_{mz} = \frac{\partial \log D_L}{\partial z} \sigma_z, \quad (15)$$

$$\sigma_z = 200 \text{ km/s}. \quad (16)$$

Были получены значения $A = 0,851$ ($\chi^2 = 1,011$) для ГЧ и $\Omega_m = 0,29$ ($\chi^2 = 1,015$) для стандартной космологической модели (Λ CDM). Таким образом в данном тесте модель ГЧ показала себя лучше.

3.2. Галактики из каталога SDSS

Метод, который рассматривается в данном параграфе, был разработан самостоятельно одним из авторов (А.А. Кауров).

Идея метода заключается в том, что галактики тоже имеют определённый диапазон абсолютных светимостей, однако он на порядки шире, чем светимости сверхновых. Тем не менее благодаря большому числу наблюдений - порядка 900.000 в каталоге SDSS [15] можно найти зависимость между z и расстоянием по нижней границе наблюдаемых светимостей. В том что эта граница достаточно чёткая можно убедиться из Рис. 1.

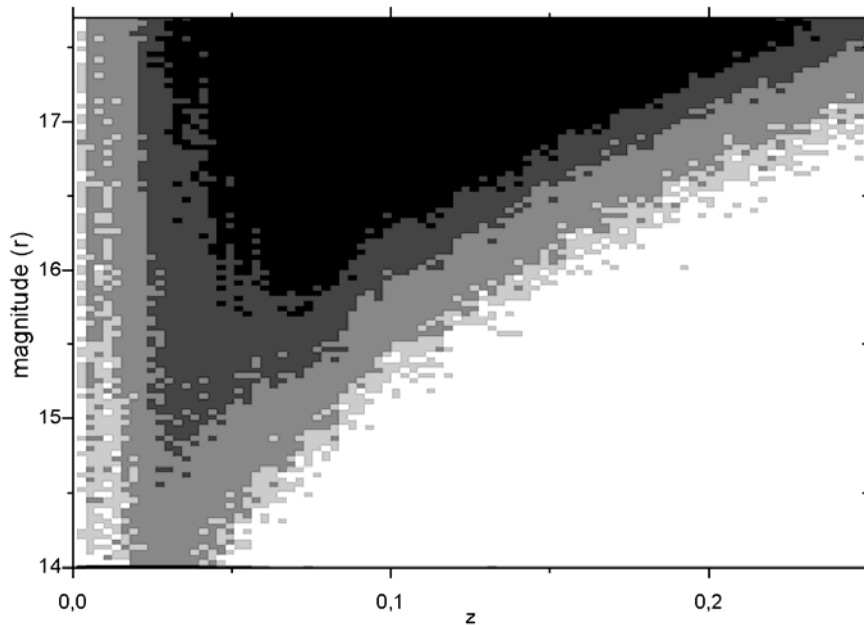


Рис. 1. Плотность распределения галактик по светимости (в окне “r”) и z .

Нижний профиль был выбран следующим образом. Рассматриваемый участок от 0,05 до 0,35 z был разбит на 60 отрезков. После чего на каждом из отрезков искался прямоугольник, две стороны которого лежали на прямых $z = 0,05 + n \times (0,35 - 0,05)/60$ ($n \in \{0,1, \dots, 60\}$), а две другие на прямых соответствующим светимостям с разностью в 0,2. Были выбраны именно такие участки, исходя из общепринятых соображений, что при биновом анализе размер бина должен быть порядка $N^{1/3}$. Затем производился поиск прямоугольников внутри которых лежало 10 экспериментальных точек. Центры этих прямоугольников принимались за экспериментальные точки, а их границы за погрешности. После чего производилось вписывание по методике, представленной в пункте 3.1. В результате были получены значения $\Omega_m = 0,26$ (с $\chi^2 = 5,791$) для СМ и $A = 0.850$ (с $\chi^2 = 5,769$) для ГЧ.

Стоит заметить, что само значение абсолютной светимости сверхновой или галактики влияет только на параметр H_0 . Другими словами параметры Ω_m и A отвечают за форму кривой, а параметр H_0 (общий для обеих моделей) за вертикальный параллельный перенос. В данной работе нас интересовало поведения характерных параметров космологических моделей (Ω_m и A), параметр H_0 для них совпадает с точностью до десятичного знака, то есть ошибка не превышает 0,1%.

3.3. Крупномасштабные структуры

Исследование крупномасштабных структур во вселенной, позволяет использовать характерный размер войдов (ячеек), как линейку. Сложность представляет описание характерного размера ячейки. В данной работе был взят метод исследования крупно-

масштабных структур, предложенный в [2]. Рассматривается функция $P(k)$, представляющая из себя безбиновый фурье анализ:

$$P(k) = \frac{1}{N_{tot}} \left\{ \left[\sum \cos \frac{2\pi k \eta_i}{\hat{\eta}} \right]^2 + \left[\sum \sin \frac{2\pi k \eta_i}{\hat{\eta}} \right]^2 \right\}, \quad (17)$$

где η_i – сопутствующая координата i -го объекта, $\hat{\eta}$ – разница между максимальным и минимальным значениями η_i , N_{tot} – полное количество объектов попавших в интервал. В качестве этих объектов выступают абсорбционные системы (из каталога [16]), которые наблюдаются вплоть до $z \approx 4-5$. Несомненно, что очень важно проверить космологические модели на больших z , так как подавляющее количество результатов наблюдений в настоящее время приходится на значения $z < 1$. Функция $P(k)$ выдаёт пики на тех значениях k , которые соответствуют количеству характерных размеров структур, укладывающихся на данном участке. Высота пика соответствует его значимости. В работе [2] выбрана стандартная космологическая модель и подбирается значение космологического параметра Ω_m , которому соответствует самый значимый пик. Значение параметра Λ CDM, полученное в этой работе, $\Omega_m = 0,23$.

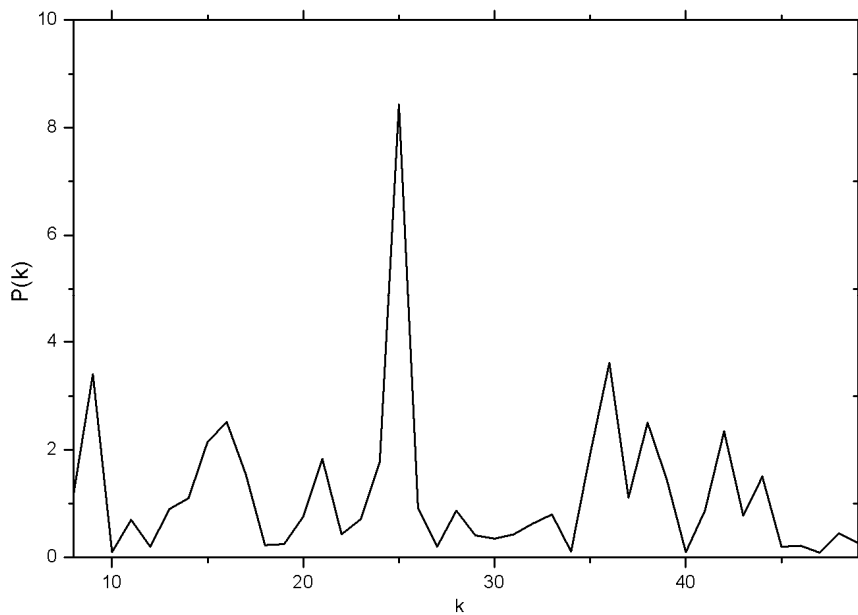


Рис. 2. Наблюдаемый пик в функции $P(k)$.

Мы провели аналогичные вычисления для модели ГЧ с вписыванием параметра A . Для этого были вычислены сопутствующие координаты η для всех A в диапазоне от 0,700 до 1,000 с шагом в 0,001, и вычислены значения функции $P(k)$ в пиках. Значением параметра A было принято то, при котором пик имел наибольшую значимость. Полученное значение: $A = 0,853$. Заметим, что в данном тесте опять же не играет роль константа H_0 , так как в единственной используемой функции $P(k)$ она сокращается.

4. Основные результаты анализа данных наблюдений

Результаты обработки наблюдательных данных, выполненной по методике, описанной в п. 3, представлены в Таблицах 1 и 2.

Таблица 1. Сводная таблица.

	ΛCDM		ГЧ	
	Ω_m	χ^2	A	χ^2
1. Сверхновые	0,29	1,015	0,851	1,011
2. Галактики	0,26	5,791	0,850	5,769
3. Абсорбционные системы	0,23	-	0,853	-

Таблица 2. Сводная таблица с постоянным A .

	ΛCDM		ГЧ	
	Ω_m	χ^2	A	χ^2
1. Сверхновые	0,29	1,015	0,853	1,014
2. Галактики	0,26	5,791	0,853	5,787
3. Абсорбционные системы	0,23	-	0,853	-

Помимо того, что ГЧ показал лучшее соответствие экспериментальным данным, можно заметить, что параметр A модели ГЧ более устойчив. От теста к тесту значения Ω_m колеблется на 20%, в то время, как параметр A лишь на 0,5%. Можно было предположить, что модель ГЧ просто более чувствительна к параметру A , нежели стандартная модель к параметру Ω_m . Для устранения этой неопределённости было взято значение A из третьего эксперимента и подставлено в первые два.

Как видно из Таблицы 2, модель ГЧ с постоянным значением параметра A более согласована с экспериментом, чем ΛCDM с изменяющимся параметром. Из чего мы делаем вывод, что параметр A в модели ГЧ более устойчив, чем параметр Ω_m в ΛCDM.

Анализируя далее модель ГЧ рассмотрим отношение сопутствующих координат в модели ГЧ и ΛCDM в зависимости от z .

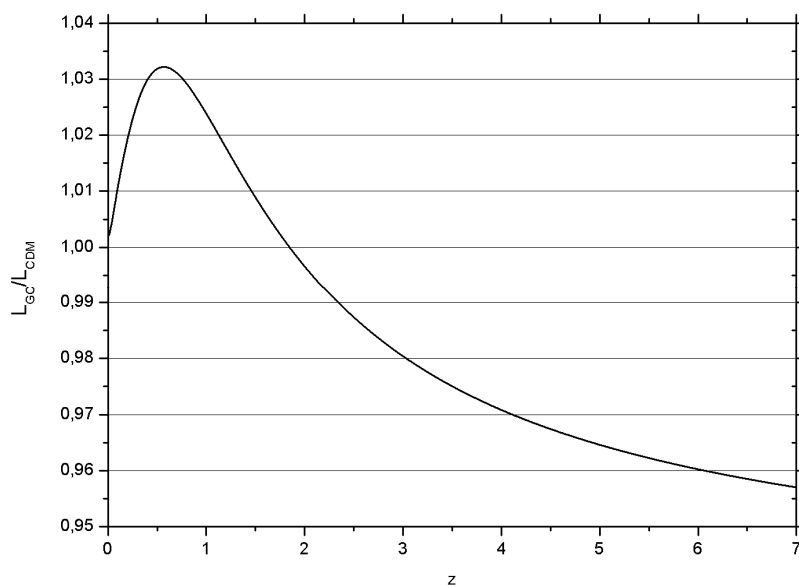


Рис 3. Отношение сопутствующих координат в модели ГЧ и CM от z .

Видно, что наибольшие расхождения со Λ CDM на больших z . Это может повлиять, в частности, на оценку масс сверхдалёких квазаров. В Таблице 3 приведены отношения оценочных масс шести сверхдалёких квазаров, вычисленных по модели ГЧ

Таблица 3. Отношение оценочной массы квазаров при изменении модели.

QSO	z	$M_{ГЧ}/M_{СМ}$
J0836+0054	5,810	1,7720
J1030+0524	6,309	1,7827
J1044-0125	5,778	1,7713
J1306+0356	6,016	1,7766
J1411+1217	5,927	1,7746
J1623+3112	6,247	1,7815

и по Λ CDM. Методика и значения оценочных масс по стандартной модели взяты из работы [17].

5. Заключение

Практически все астрофизические исследования нуждаются в использовании космологической модели, и общепринятой является Λ CDM. Однако нет общепринятых значений для параметров, что влечёт трудности при сравнении результатов, полученных различными исследователями. Наше тестирование модели ГЧ показало, что она более стабильна к различным тестам. Это означает, что её использование может помочь избежать неоднозначности при использовании космологических моделей. Кроме того, модель ГЧ показала лучшее соответствие экспериментальным данным по сравнению со Λ CDM.

Литература

1. *R. Colistete Jr., J.C. Fabris*, Class.Quant.Grav. 22 2813-2834 (2005).
2. *A.I. Ryabinkov, A.D. Kaminker, D.A. Varshalovich*, Mon.Not.Roy.Astron.Soc.376:1838-1848 (2007).
3. *A.G. Riess et al.*, Astron. J. 116, 1009 (1998).
4. *Y. Wang*, Astrophys. J. 536, 531 (2000).
5. *A.Yu. Kamenshchik, U. Moschella, V. Pasquier*, Phys.Lett. B487 (2000) 7-13.
6. *Naohisa Ogawa*, Phys.Rev. D62 (2000) 085023.
7. *Sean M. Carroll, Mark Hoffman, Mark Trodden*, Phys.Rev. D68 (2003) 023509.
8. *R.R. Caldwell, Eric V. Linder*, Phys.Rev.Lett.95:141301,2005.
9. *Michael S. Turner, Dragan Huterer*, J.Phys.Soc.Jap.76:111015,2007.
10. *Yin-Zhe Ma, Xin Zhang*, Phys.Lett.B661:239-245,2008.
11. *Yungui Gong, Chang-Kui Duan*, Class.Quant.Grav. 21 (2004).
12. *A.A. Sen, Robert J. Scherrer*, Phys.Rev. D72 (2005) 063511.
13. *M.V. Zombeck*, Handbook of Space Astronomy & Astrophysics, Cambridge University Press, 1990.
14. <http://supernova.lbl.gov/>
15. <http://www.sdss.org/>
16. *A.I. Ryabinkov, A.D. Kaminker, D.A. Varshalovich*, Astron.Astrophys. 412 (2003) 707-709.
17. *J. Kurk* (2008).

GAS CHAPLYGIN COSMOLOGICAL MODEL

Kaurov A.A.¹, Gnedin Y.N.²

¹*St. Petersburg State Polytechnical University, Saint-Petersburg, Russia*

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, Saint-Petersburg, Russia*

In this paper we have compared standart cosmological Λ CDM model with standart Gas Chaplygin model.

- Gas Chaplygin model fits to the observations of three different cosmic objects (galaxies, supernovae, absorption systems) better than Λ CDM.

- Parameter ω of Gas Chaplygin model is more stable in different tests than parameter in Λ CDM. In three tests variation of ω was less than 0,5% while ω changed the order of 20%.

- Gas Chaplygin model with constant ω is consistent with our experiments better than Λ CDM with variable parameter.

- Biggest differences between Λ CDM and Gas Chaplygin model are observed on high z , which particularly affects the evaluation of QSO masses.

МОНИТОРИНГ СУГ X-3 С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НОВОГО АППАРАТНО-ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА УПРАВЛЕНИЯ ПРИЁМНИКАМИ

Лавров А.С., Харинов М.А., Дьяков А.А., Рахимов И.А., Сергеев Р.Ю.
*Учреждение Российской академии наук Институт прикладной астрономии РАН,
Санкт-Петербург*

В работе представлены методики и результаты радиометрического мониторинга радиоизлучения микрокваразара Суг X-3 на радиотелескопах комплекса "Квazar-KBO" ИПА РАН [1] за период 2006–2009 гг. В ходе исследования был впервые применен аппаратно-программный комплекс автоматизации радиометрических наблюдений. Мониторинг проводился в диапазонах частот 8.5, 4.9 и 2.3 ГГц. Был обнаружен ряд вспышек Суг X-3, плотность потока которых превышает 1 Ян: июнь, август 2006 г.; январь 2007 г.; апрель, май, июль, ноябрь, декабрь 2008 г. В работе показано, что полученные данные согласуются с результатами наблюдений на радиотелескопах Рэля (Англия), РАТАН-600 (САО РАН), РТ-32 Ямагучи (Япония).

1. Введение

В рамках работ по повышению автоматизации и информативности радиотелескопов ИПА был разработан новый аппаратно-программный комплекс автоматизации радиометрических наблюдений. Автоматизированный способ проведения радиометрических наблюдений позволяет исключить влияние человеческого фактора на результат наблюдений, повысить достоверность, актуальность, доступность и оперативность получения информации.

С помощью аппаратно-программного комплекса на радиотелескопах ИПА проведён мониторинг радиоизлучения микрокваразара Суг X-3 с целью обнаружения вспышечной активности радиоисточника и апробации разработанного комплекса. Выбор исследуемого источника определялся началом периода его бурной вспышечной активности [2] и диапазоном изменения его плотности потока ($\sim 0.1\text{--}10$ Ян), хорошо иллюстрирующим работу аппаратно-программного комплекса.

2. Аппаратно-программный комплекс

Комплекс автоматизации радиометрических наблюдений представляет собой распределённую систему управления. Аппаратной частью этого комплекса является система управления приемным комплексом [3]. Программная часть интегрирована в программное обеспечение центрального компьютера управления радиотелескопа и выполнена в виде исполняемых модулей. Модули обеспечивают полностью автоматическое проведение следующих процедур: измерение шумовой температуры системы, измерение чувствительности в модуляционном режиме, измерение чувствительности в режиме без модуляции, автоматическую компенсацию и др. (рис. 1). Это позволяет автоматизировать как процесс проведения радиометрических наблюдений, так и подготовку к ним.

Одним из этапов подготовки к наблюдению источника является автоматическая компенсация на угле места источника. Это позволяет реализовать преимущество компенсационного метода наблюдений.

Алгоритм процедуры автоматической компенсации приведен на рис. 2, где pwr – шаг переключения аттенюатора (шаг = 2^{pwr}), dir – направление счета (27 – увеличение, 41 – уменьшение), $over$ – количество попыток. Главный цикл показан жирной линией. Он выполняется до тех пор, пока не будет выполнено одно из условий выхода. В случае

невозможности компенсации алгоритм самостоятельно определяет и сообщает оператору наиболее вероятную причину неисправности.

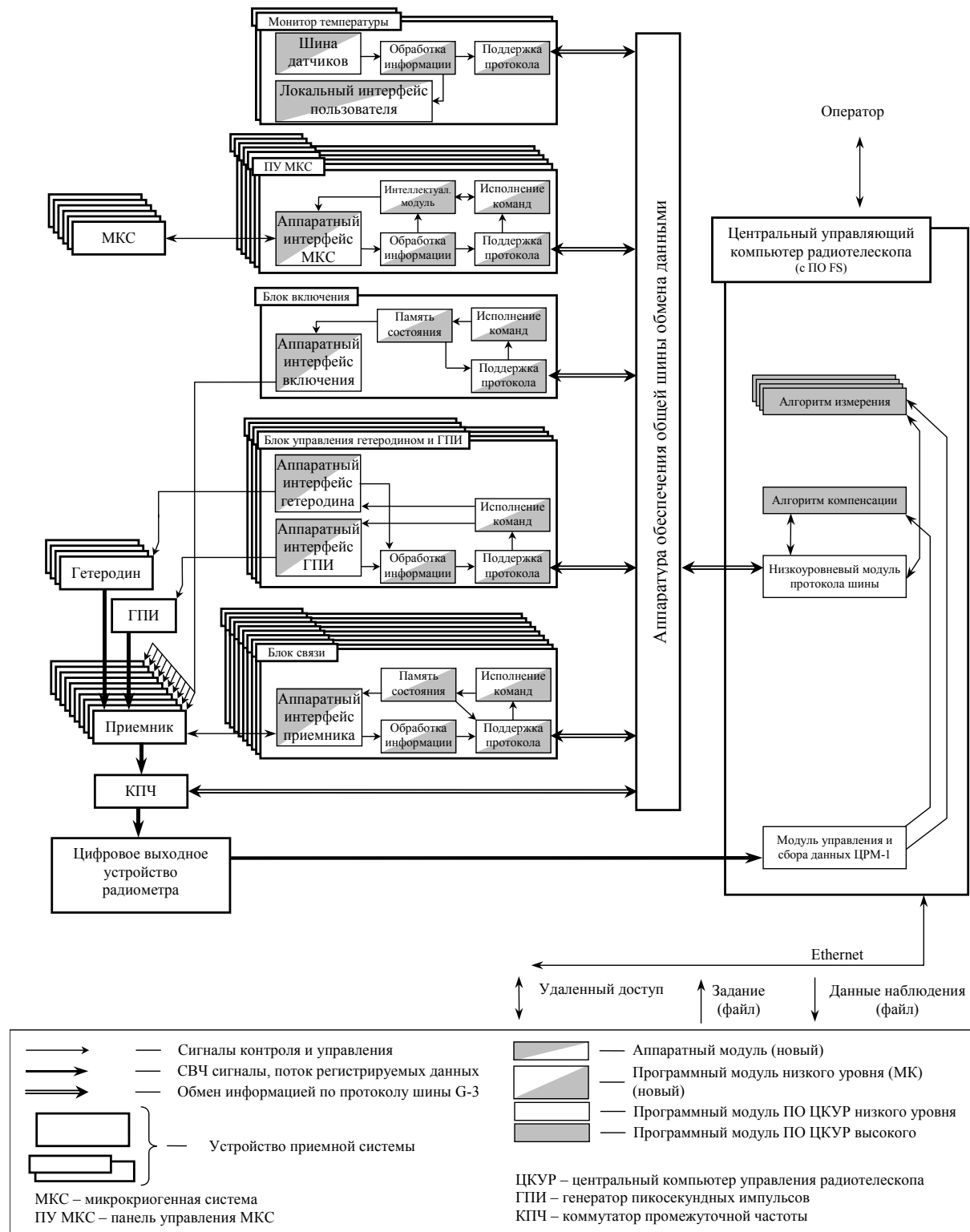


Рис. 1. Структурная схема аппаратно-программного комплекса автоматизации измерения и мониторинга параметров приемной системы радиотелескопа.

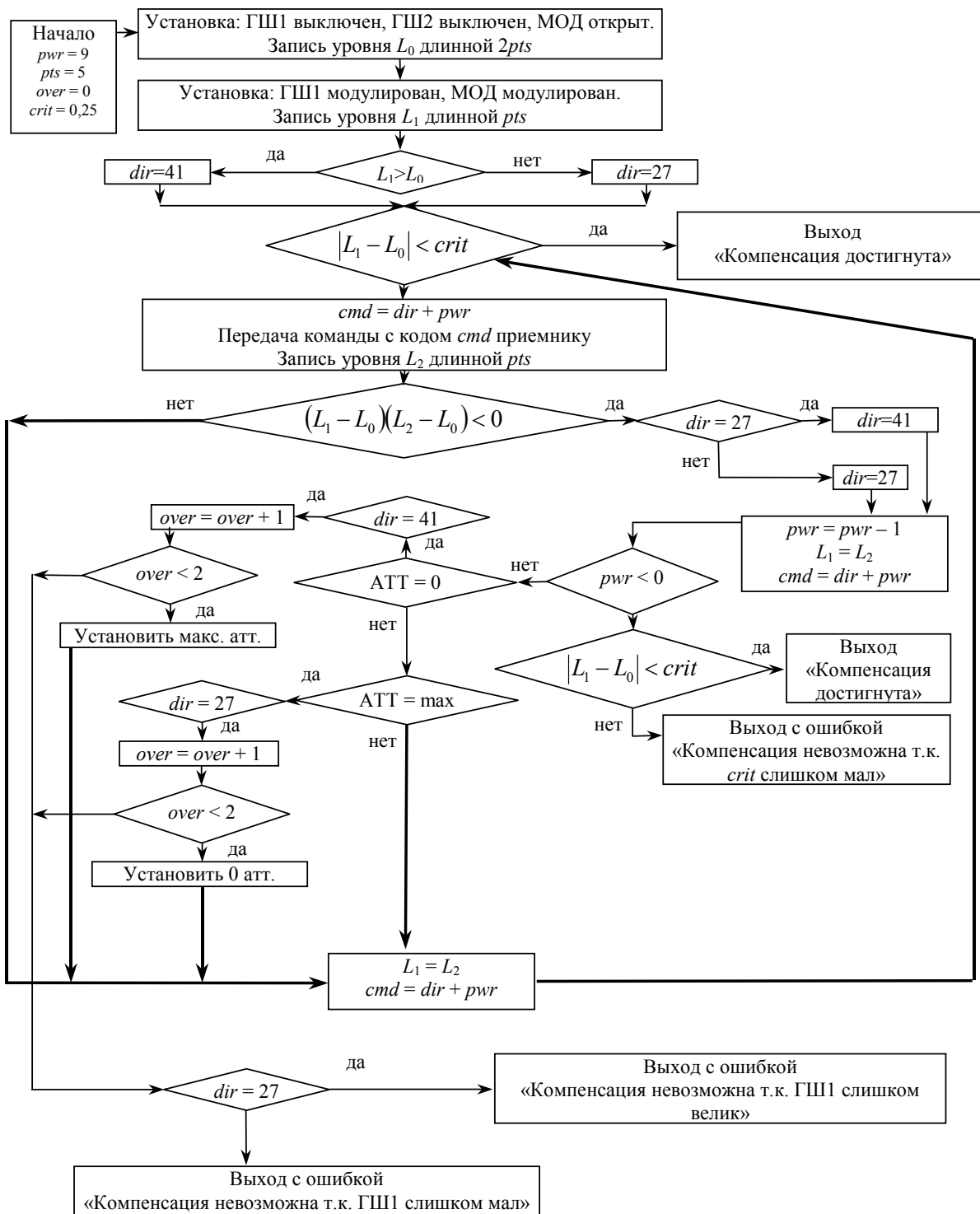


Рис. 2. Алгоритм процедуры автоматической компенсации.

Автоматизация проведения радиометрических наблюдений и процесса подготовки к ним позволяет оптимизировать рабочее время радиотелескопа, и тем самым увеличить время наблюдения источника.

Автоматизированный способ измерения параметров приемной системы радиотелескопа позволяет организовать их мониторинг. На рис. 3 показана запись выходного сигнала в ходе мониторинга шумовой температуры приемника диапазона 3.5 см (8.5 ГГц), 2 канал, обсерватории "Зеленчукская". В ходе всех десяти измерений были получены результаты, укладывающиеся в интервал ± 0.2 К.

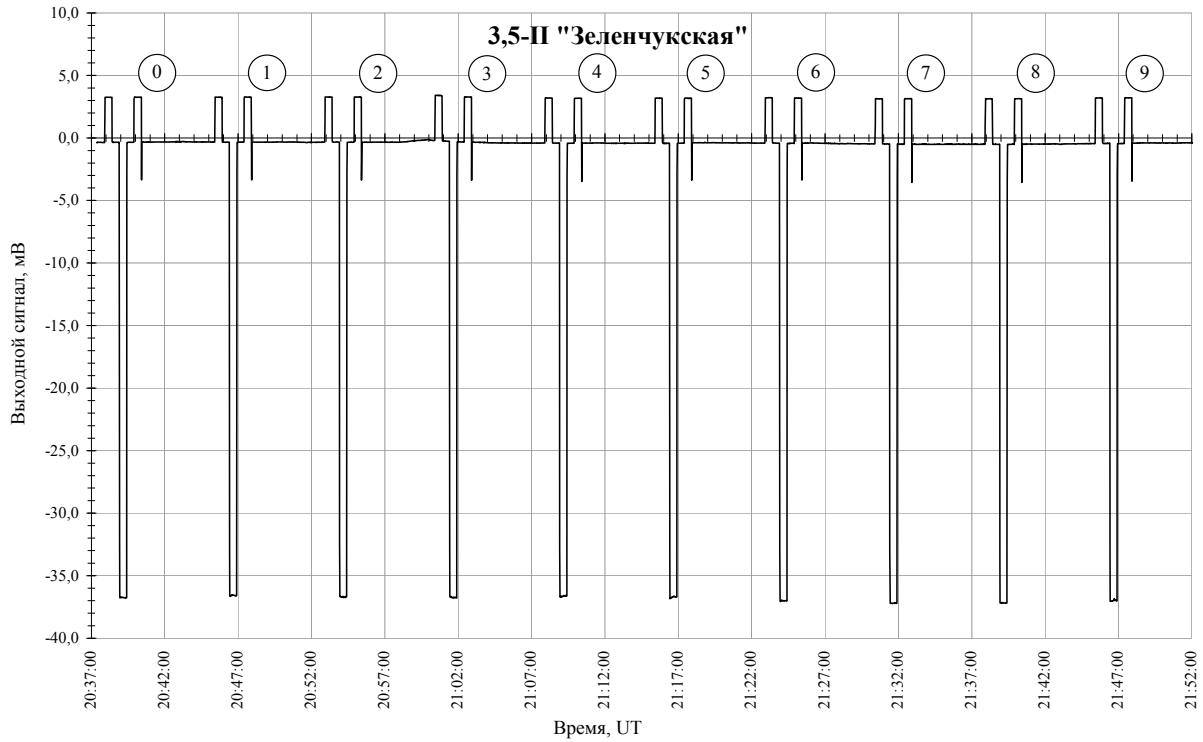


Рис. 3. Мониторинг шумовой температуры системы.

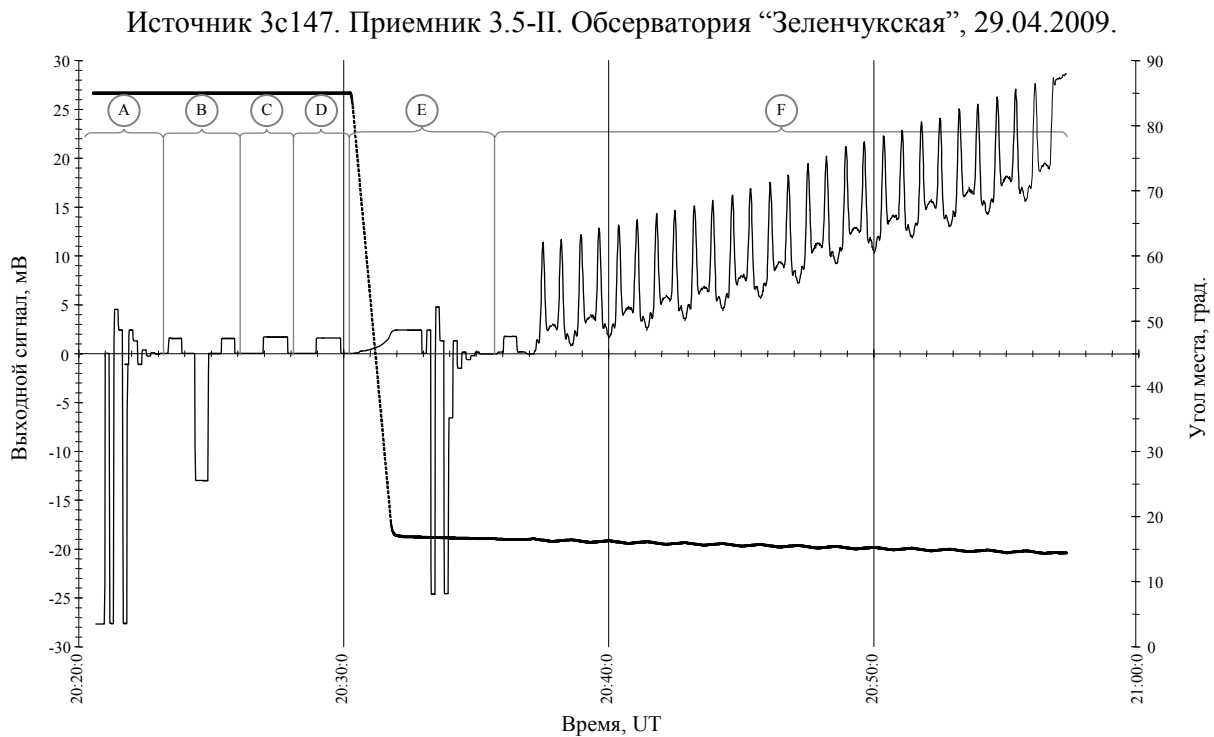


Рис. 4. Запись выходного сигнала во время тестового наблюдения.

В качестве примера наблюдения с использованием аппаратно-программного комплекса на рис. 4 приведена запись сигнала при тестовом наблюдении опорного источника. Пунктирной линией показано изменение угла места. Латинскими буквами обозначены этапы проведения наблюдения:

А – автоматическая компенсация в начале наблюдения, при зенитном положении антенны,

В – автоматическое измерение шумовой температуры,

С – автоматическое измерение чувствительности в режиме без модуляции,

Д – автоматическое измерение чувствительности в модуляционном режиме,

Е – выход на источник, отвод от источника на “чистое” небо по азимуту и автоматическая компенсация на угле места источника,

Ф – наблюдение источника. Наблюдение начинается с подачи калибровочного сигнала (на источнике), затем переключается коэффициент усиления (+18 дБ по отношению к предыдущему участку) и производится многократное сканирование источника.

Кроме уже упомянутых функций, аппаратно-программный комплекс автоматизации радиометрических наблюдений позволяет автоматизировать диагностику аппаратуры приемной системы радиотелескопа. Также к ресурсам данного комплекса имеется удаленный доступ на базе стандартных средств, что делает возможным дистанционное проведение разного рода экспериментов.

3. Наблюдения

С помощью аппаратно-программного комплекса автоматизации мониторинг источника Cyg X-3 проводился в период с 5 июня 2006 г. по 10 апреля 2009 г. на трёх радиотелескопах обсерваторий "Светлое", "Зеленчукская" и "Бадары" в радиометрическом режиме на диапазонах частот 8.5, 4.9 и 2.3 ГГц. Параметры приёмной системы всех рабочих диапазонов доступны на сайте ИПА [4].

Наблюдения проводились методом многократного "плавного" сканирования по углу места [5], в процессе которого антенна сопровождает источник по азимуту и производит активное сканирование по углу места. Один сет наблюдения составлял 1 час.

В день наблюдения исследуемого источника также проводились наблюдения опорных источников из списка [6], по результатам которых производился расчёт коэффициента использования (усиления) антенны с последующим вычислением плотности потока Cyg X-3.

Ниже рассматриваются результаты мониторинга и их согласование с данными сторонних радионаблюдений.

4. Результаты наблюдений

5 июня 2006 г. (MJD 53891) впервые на радиотелескопе комплекса "Квazar-КВО" была зафиксирована особо короткая (3 часа) вспышка источника Cyg X-3 (рис. 5). Регистрация проводилась на двух диапазонах частот: 2.3 и 8.5 ГГц. Радио спектр в максимуме вспышки имел плоский вид. За ~3 часа плотность потока увеличилась с ~1 до 2.2 Ян. Т.о. скорость увеличения потока составила ~0.4 Ян/ч. При затухании, в течении 15 часов, поток упал до 100 мЯн (2.3 ГГц) и 586 мЯн (8.5 ГГц) [2].

Результаты ИПА дополняют наблюдения телескопа Рэлея (Кембридж, Великобритания), которые в предыдущие дни фиксировали медленный рост потока на частоте 15 ГГц. Точки, соответствующие спаду вспышки, полученные на РТ-32 и Рэлея, также согласуются между собой [8].

22 августа 2006 г. (MJD 53969) радиотелескопом в обсерватории "Зеленчукская" была зарегистрирована вспышка на частоте 8.5 ГГц, правой круговой поляризации RCP (рис. 6). Во время вспышки плотность потока выросла с 659 до 975 мЯн за 1.67 ч (0.2 Ян/ч), что почти вдвое медленнее события 5 июня. К сожалению, нами было проведено только два сета наблюдений и не известно о радионаблюдениях Cyg X-3 в эти дни на других радиотелескопах.

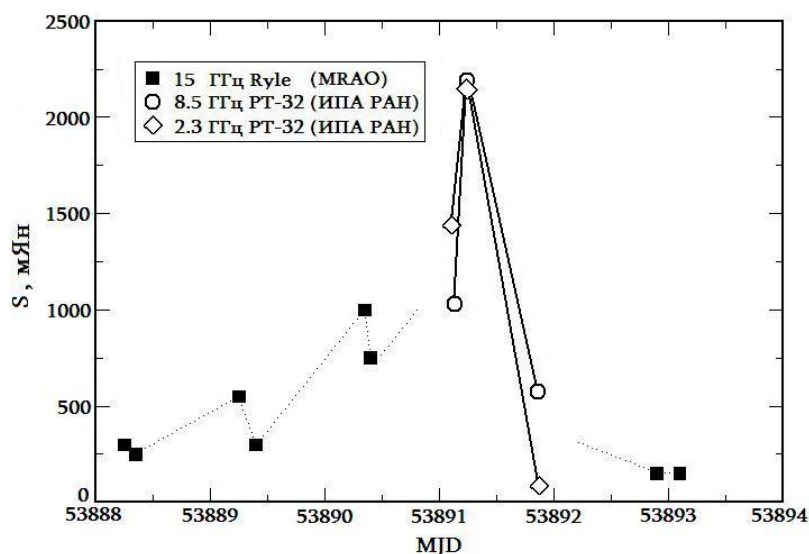


Рис. 5. Кривая блеска источника Cyg X-3 во время вспышки 5 июня 2006 г (MJD 53891).
Круги и ромбы – данные РТ-32 ИПА РАН, квадраты – телескоп Рэля, Кембридж.
По оси абсцисс – дата наблюдения (MJD), по оси ординат – плотность потока в мЯн.

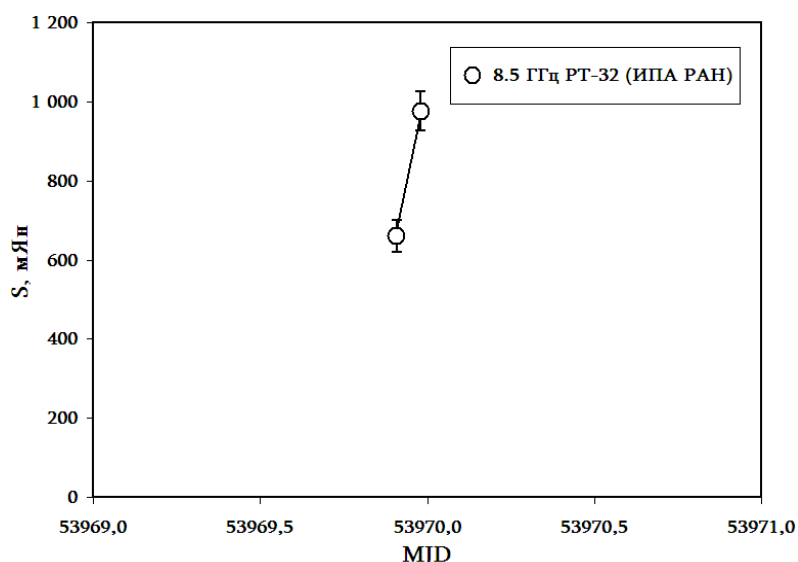


Рис. 6. Кривая блеска источника Cyg X-3 во время вспышки 22 августа 2006 г (MJD 53969).

21 января 2007 г. (MJD 54121) в результате трёх одновременных сеансов в обсерваториях "Светлое" и "Зеленчукская" была обнаружена вспышка Cyg X-3 (рис. 7). Максимальная плотность потока соответствовала 4 Ян на частоте 8.5 ГГц. В последующие 15 суток, с участием и обсерватории "Бадары", зарегистрировано ещё два мощных события: 27 января и 5 февраля с потоками 2.5-3.3 Ян.

Согласно сообщению С.А. Трушкина и др. [8], в этот же период велись ежедневные многочастотные радионаблюдения Cyg X-3 на телескопе РАТАН-600. Выборка из этих данных для диапазона частот 7.7 ГГц представлена на рис. 7 в виде чёрных треугольников. Как видно из графика, 21, 24 и 27 января имели место одновременные наблюдения на радиотелескопах "Квazar-КВО" и РАТАН-600, которые отлично согласуются друг с другом.

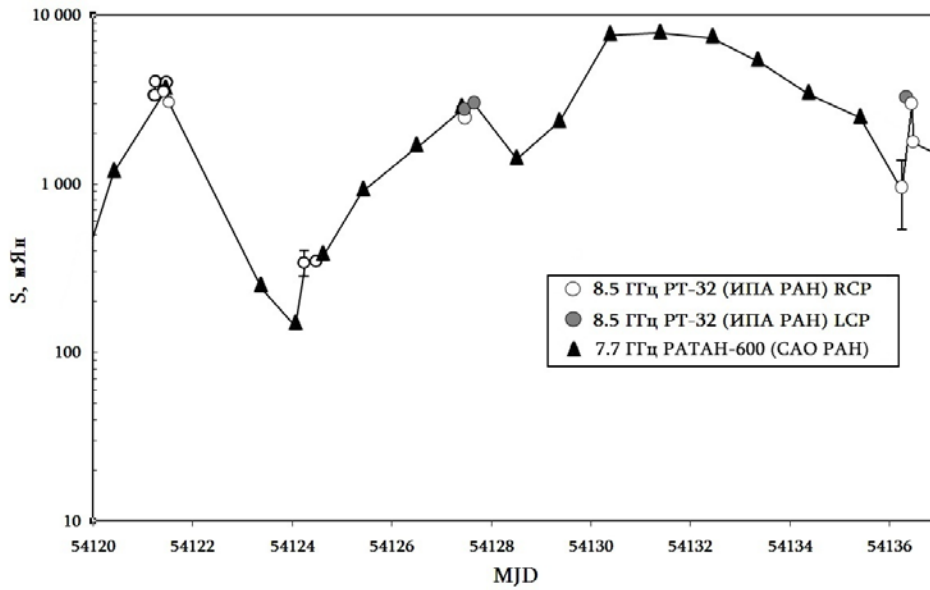


Рис. 7. Кривая блеска источника Суг Х-3 во время активности с 20 января (MJD 54120) по 6 февраля (MJD 54137) 2007 г. Треугольники – данные РАТАН-600, опубликованные в сообщении С.А. Трушкина и др. [8].

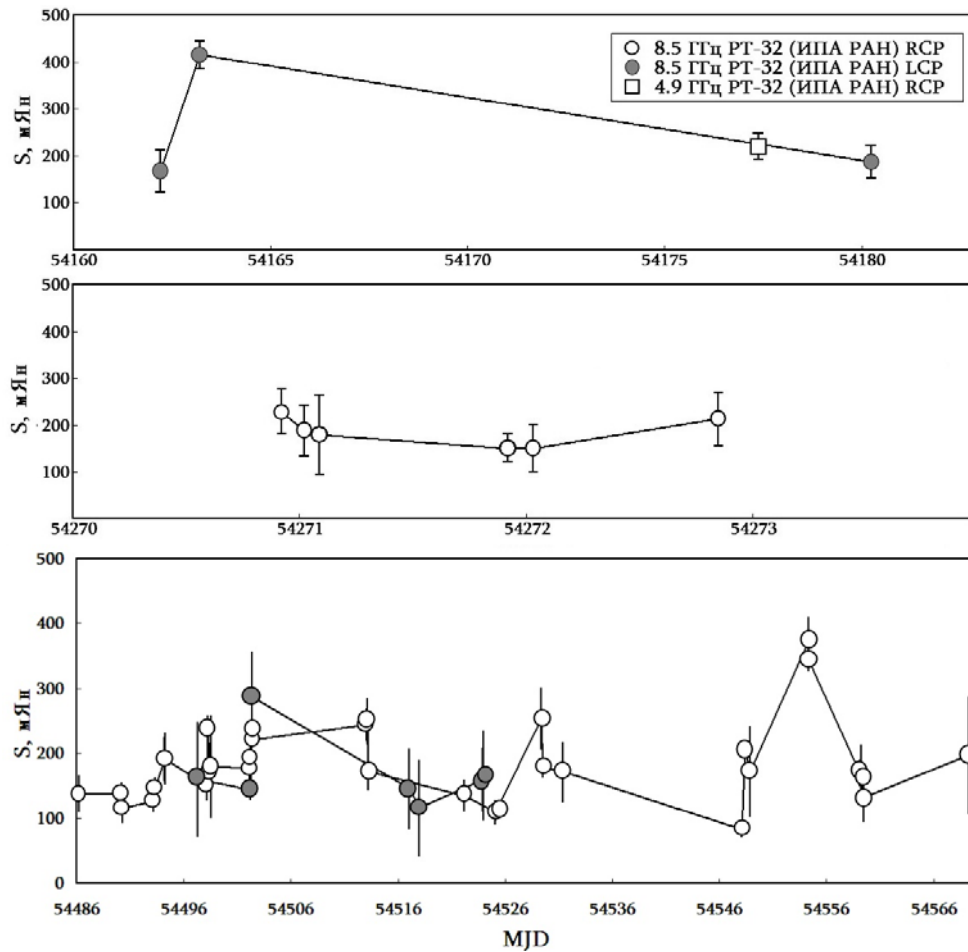


Рис. 8. Кривые блеска источника Суг Х-3 в периоды "спокойного" состояния: 1–21 марта 2007 г. (верхний график); 19–22 июня (средний график) 2007 г.; 21 января – 14 апреля 2008 г. (нижний график).

Сеансы радиометрических наблюдений в марте и июне 2007 г., первой половине 2008 г. не выявили вспышечной активности исследуемого источника (рис. 8). Можно провести согласование наших июньских сеансов с наблюдениями 6 июня (MJD 54258) на радиотелескопе РАТАН-600, согласно которым плотность потока на частоте 7.7 ГГц составляла 175 мЯн [9].

20 апреля 2008 г. (MJD 54576) обнаружена вспышка Суг Х-3 одновременно в двух диапазонах частот –8.5 и 2.3 ГГц – в обсерватории "Зеленчукская" (рис. 9). Данные результаты наблюдений ИПА также отлично согласуются с результатами сеанса в САО, РАТАН-600, которые были представлены в работе [10].

7 мая 2008 г. (MJD 54593), приблизительно через 17 суток после предыдущего события, на радиотелескопе обсерватории "Бадары" обнаружена вспышка с плотностью потока ~1.9 Ян, в диапазоне 8.5 ГГц (рис. 10). 10 мая поток упал до 0.8 Ян согласно наблюдениям в обсерватории "Светлое".

14 мая (MJD 54600) обсерваторией "Бадары" наблюдалось второе значительное увеличение потока до ~1.2 Ян.

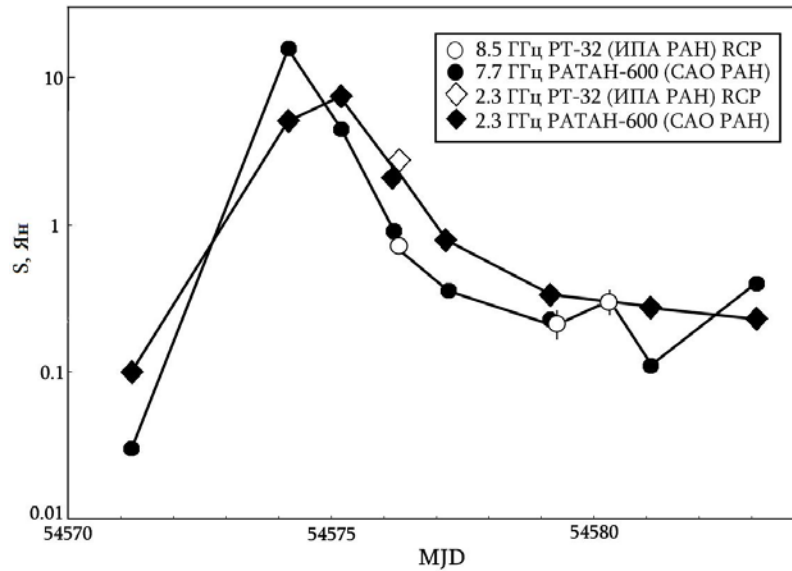


Рис. 9. Кривые блеска источника Суг Х-3 во время вспышки в апреле 2008 г. Чёрные круги и чёрные ромбы – данные РАТАН-600, опубликованные в работе С.А. Трушкина и др. [10].

Подобная периодичность вспышек уже наблюдалась 21 и 27 января 2007 г. (рис. 7), когда так же спустя 6-7 суток после первой мощной вспышки (4 Ян для 8.5 ГГц) последовала затухающая вторая (~2.5 Ян).

Информация о наблюдениях на других радиотелескопах за май, к сожалению не найдена.

С 15 мая по 5 июля (MJD 54652) вспышек не обнаружено, согласно рис. 10.

6 июля 2008 г. (MJD 54653) зарегистрирован поток 1 Ян по результатам одного единственного сеанса в обсерватории "Светлое" на частоте 8.5 ГГц (Рис. 11). За 6.6 часов до этого плотность потока была ~0.2 Ян, согласно наблюдениям обсерватории "Зеленчукская". В результате, скорость роста потока составила 0.12 Ян/ч. Т.о., хотя сет на момент вспышки был только один, и отсутствуют данные для сравнения, по уровню потока и скорости его роста, достоверность данной вспышки достаточно высокая.

11 ноября 2008 г. (MJD 54781) на 32 м радиотелескопе университета Ямагучи (Yamaguchi, JAXA, Япония) была обнаружена вспышка с плотностью потока 1.0 ± 0.2 Ян на частоте 8.4 ГГц [11]. Через 12.9 часов в обсерватории "Зеленчукская" на той же частоте зарегистрирован поток 0.90 ± 0.02 Ян.

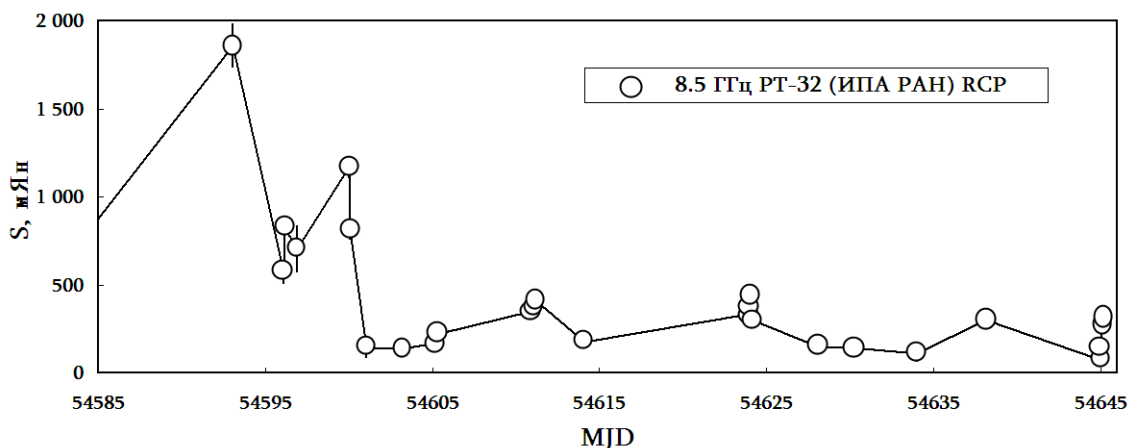


Рис. 10. Кривая блеска источника Cyg X-3 во время вспышки 7 мая 2008 г. (MJD 54593).

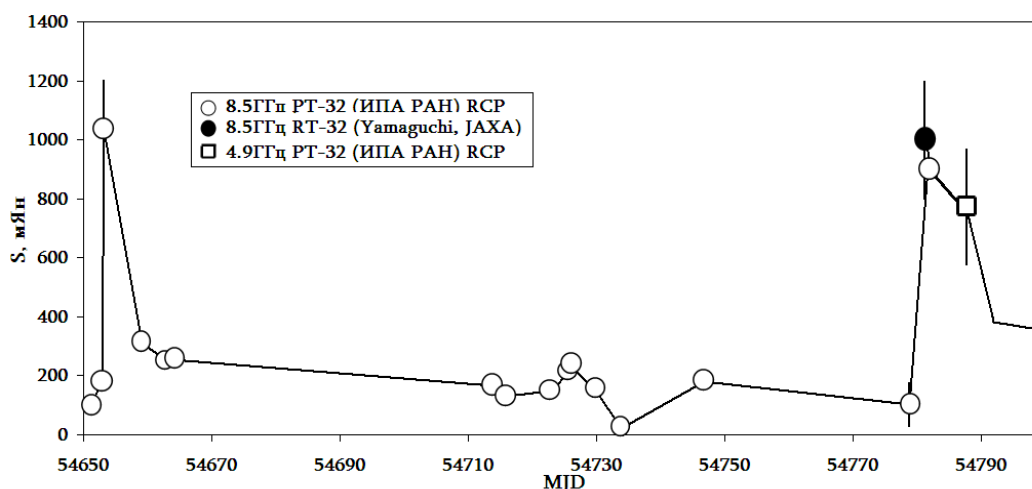


Рис. 11. Кривая блеска источника Cyg X-3 за период с 4 июля по ноябрь 2008 г. Вспышки от 6 июля (MJD 54653) и 11 ноября (MJD 54781). Чёрный круг – данные наблюдений 32м радиотелескопа Университета Ямагучи (Yamaguchi, JAXA, Япония), опубликованные в сообщении [11].

17 ноября в обсерватории "Светлое" на частоте 4.9 ГГц наблюдался поток 0.77 Ян. Данное событие может являться продолжением вспышки 11 ноября, по примеру повторного (спустя неделю) роста потока 21-27 января 2007 г. (рис. 7) и 7-14 мая 2008 г. (рис. 10).

18 декабря 2008 г. в обсерватории "Светлое" на частоте 8.5 ГГц зарегистрирована плотность потока 0.92 Ян (рис. 12). Через 22 часа в "Зеленчукской" была обнаружена вспышка с потоком 3.15 Ян. Скорость роста потока составила 0.101 Ян/ч. Затухание вспышки наблюдалось 22 декабря, плотность потока составляла 1.24 Ян. 21 декабря проводились наблюдения и на частоте 4.9 ГГц в обсерватории "Бадары". По результатам обработки поток определялся на уровне 2.71 Ян (RCP) и 2.59 мЯн (LCP).

В эти же дни проводились наблюдения на радиотелескопе РАТАН-600, результаты которых опубликованы в сообщении [12]. На рис. 12 показано согласование результатов радиотелескопов ИПА и РАТАН-600.

Радионаблюдения на телескопах ИПА за период с 11 января по 10 апреля 2009 г. не обнаружили заметной активности источника Cyg X-3 (рис. 13). Информация о вспышках в этом периоде по данным сторонних наблюдений так же отсутствует.

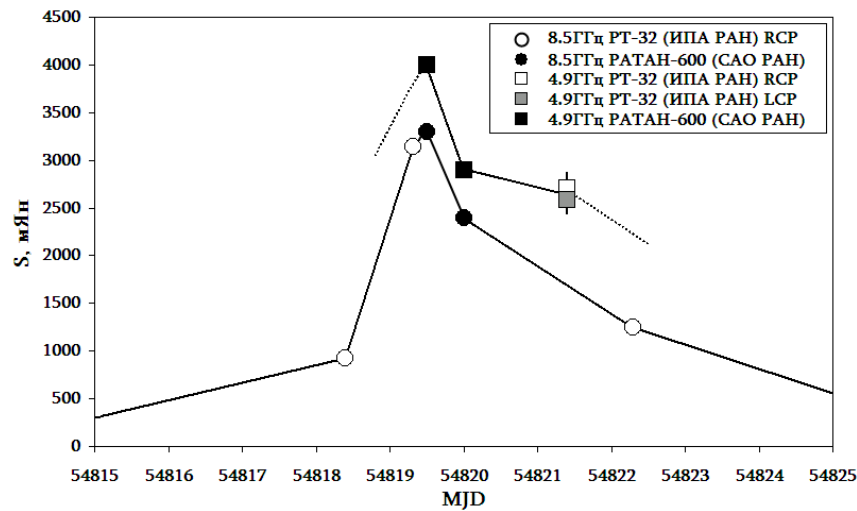


Рис. 12. Кривые блеска источника Cyg X-3 во время вспышки 19 декабря 2008 г. Чёрные круги и ромбы – данные РАТАН-600, опубликованные в работе С.А. Трушкина и др. [12].

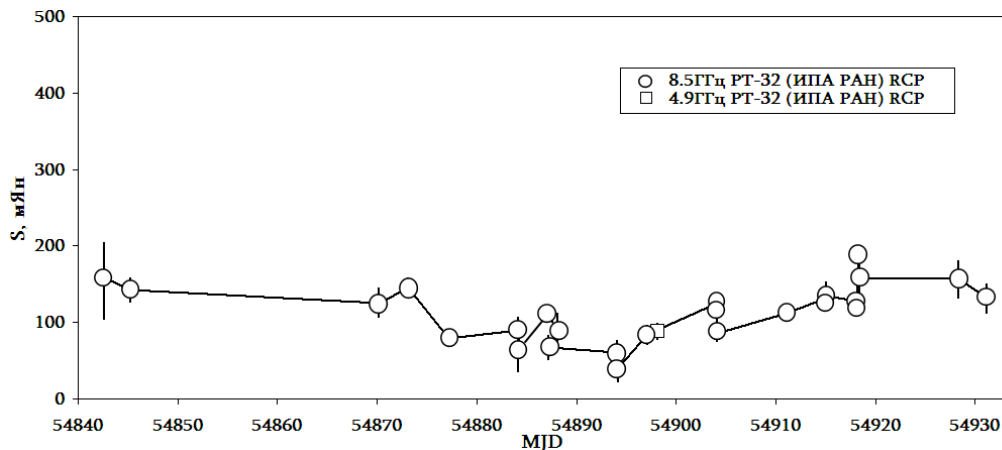


Рис. 13. Кривые блеска источника Cyg X-3 за период с 11 января по 10 апреля 2009 г.

5. Заключение

В ходе данной работы был использован новый аппаратно-программный комплекс управления приёмниками радиотелескопов, установленных в трех обсерваториях ИПА РАН.

С использованием данного АПК, проведён трёхлетний (2006-2009 гг.) мониторинг в радиодиапазоне микроволнового диапазона Cyg X-3. По анализу результатов наблюдений на частоте 8.45 ГГц определены средние уровни плотности потока Cyg X-3 в спокойном состоянии: 2007 г. – 225 мЯн, 2008 г. – 209 мЯн, 2009 г. – 128 мЯн. Таким образом, наблюдается медленный спад среднегодовых уровней спокойного состояния исследуемого источника.

Во время мониторинга был обнаружен ряд вспышек, плотность потока которых превышает 1 Ян:

2006 г. – 5 июня, 22 августа;

2007 г. – 21-31 января;

2008 г. – 20 апреля, 7-14 мая, 6 июля, 11-17 ноября, 19 декабря.

Показано, что полученные данные согласуются и дополняют наблюдения, выполненные на радиотелескопах Рэля (Англия), РАТАН-600 (САО РАН), РТ-32 Yamaguchi (Япония).

В результате проведения успешного мониторинга микроквара Cyg X-3 начаты штатные наблюдения в автоматическом режиме с использованием АПК на радиотелескопах ИПА РАН по различным наблюдательным программам.

Авторы выражают благодарность доктору технических наук, профессору А.В. Ипатову за ценные советы и замечания, сделанные в ходе выполнения работы.

Литература

1. *Финкельштейн А.М., Ипатов А.В., Смоленцев С.Г.* Радиоинтерферометрическая сеть "Квазар" – научные задачи, техника и будущее. Земля и Вселенная, №4, с.12-25, 2004.
2. *Трушкин С.А., Пули Г., Харинов М.А. и др.* Cyg X-3: сюрпризы мониторинга в 2006 году и перспективы. Всероссийская астрофизическая конференция "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра", 25-26, 2006.
3. *Лавров А.С., Мардышкин В.В.* Система управления приемным комплексом радиотелескопа радиоинтерферометрической сети "Квазар-КВО". ПТЭ, №5, 150-151, 2008.
4. ИПА РАН. СВЧ-приёмный комплекс.
<http://www.ipa.nw.ru/PAGE/DEPRADIO/LRPU/svchk.html>.
5. *Иванов Д.В., Ипатов А.В., Ипатова И.А., Мардышкин В.В., Михайлов А.Г., Харинов М.А.* Программный пакет подготовки, проведения и обработки радиометрических наблюдений на радиотелескопах сети КВАЗАР. Тр. ИПА РАН, вып.12, с.93-112, 2005.
6. *Ott M., Witzel A., Quirrenbach A, et al.* An updated list of radio flux density calibrators. Astronomy and Astrophysics, v.284, p.331-339, 1994.
7. *Trushkin S.A., Pooley G., Harinov M.A., Mikhailov A.G.* A fast-rise radio flare in Cyg X-3. The Astronomer's Telegram, #828, 1, 2006.
8. *Trushkin S.A., Bursov N.N., Nizhelskij N.A.* A year of unprecedented flaring activity of the microquasar Cyg X-3. The Astronomer's Telegram, #984, 1, 2007.
9. *Trushkin S.A., Bursov N.N., Nizhelskij N.A.* A expected bright radio flare of Cygnus X-3. The Astronomer's Telegram, #1092, 1, 2007.
10. *Trushkin S.A., Bursov N.N., Nizhelskij N.A.* Long-term multi-frequency monitoring of microquasars. VII Microquasar Workshop: Microquasars and Beyond. PoS(MQW7)032, 2008.
11. *Fujisawa K., Tsuboi M., Yrushkin S.A., Kotani T.* A radio flare of a microquasar Cyg X-3. The Astronomer's Telegram, #1838, 1, 2008.
12. *Trushkin S.A., Pal S., Modal S., Bursov N.N., Ishwarw-Chandra C.H.* Cygnus X-3 is in flare: observation by RATAN and GMRT. The Astronomer's Telegram, #1881, 1, 2008.

RADIO MONITORING OF CYG X-3 WITH NEW HARDWARE/SOFTWARE RECEIVERS CONTROL SYSTEM

Lavrov A.S., Kharinov M.A., D'yakov A.A., Rakhimov I.A., Sergeev R.Yu.

Institute of Applied Astronomy, Russian Academy of Sciences, St.-Petersburg

In 2006–2009 a radio monitoring of Cyg X-3 was carried out. Since 2008 new hardware/software control system was involved.

New hardware/software receivers control system was developed to increase the automation of the QUASAR network radio telescopes RT-32. This control system carries out measurements of T_{sys} , signal compensation, switching calibration signal on/off, etc. in fully automatic mode, which allows to eliminate human factor and increases reliability of measurements.

A series of radio flares of Cyg X-3 with flux over 1 Jy was detected. All results obtained are in accord with data obtained by Ryle radio telescope (MRAO, UK), RATAN-600 (SAO RAS, Russia) and RT-32 Yamaguchi (JAXA, Japan).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФРАКТАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

Ловягин Н.Ю.

Санкт-Петербургский Государственный Университет

В работе проводится анализ методов определения фрактальной размерности и масштабов неоднородности на модельных каталогах галактик и применение этих методов к данным каталогов 2dF и 6dF. Искусственные каталоги галактик, которые учитывают пространственное распределение галактик (однородное и фрактальное) и распределение галактик по абсолютной звездной величине (функция светимости галактик), используются для проверки методов корреляционного анализа (определения фрактальной размерности), анализа флуктуаций в радиальных распределениях галактик и нового метода SL-анализа. В работе показано, что при исследовании фрактальных структур корреляционные методы корректно применять, только начиная с масштабов равных нескольким средним расстояниям между галактиками и вплоть до масштабов соответствующих 10-20% от радиуса максимального шара, целиком лежащего в пространственных пределах выборки. Исследование каталога 2dF дает оценку фрактальной размерности в 2.2 ± 0.25 на масштабе от 2 до 20 Мпк. Анализ флуктуаций в радиальных распределениях галактик в выборке, ограниченной по предельной видимой звездной величине, показывает, что отклонение истинного радиального распределения от аппроксимирующей формулы коррелируют с фрактальной размерностью, что дает путь к обнаружению структур. Исследование радиальных распределений галактик в каталогах 2dF и 6dF показывает значительные неоднородности на масштабах до 70 Мпк, величина и размер которых согласуются с оценкой фрактальной размерности в 2.1-2.4. Характер SL-статистик существенно отличается для распределений с разной фрактальной размерностью и требует дополнительного исследования.

1. Введение

Хотя однородность распределения вещества во Вселенной постулируется в космологической модели Фрийдмана и подтверждается линейностью закона Хаббла уже на нескольких Мпк, в распределении видимого вещества была найдена структурность на масштабах от 30 Мпк (см. рис. 1). В настоящее время актуальным является вопрос о надежности определения масштабов неоднородности. О существовании или отсутствии структур больших 30 Мпк есть две противоположные точки зрения. См. например, [10, 14, 17, 20].

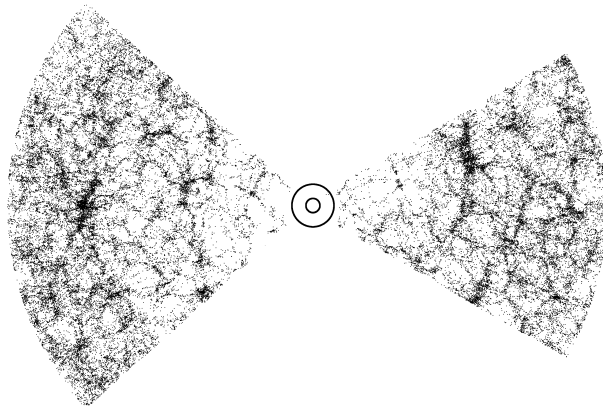


Рис. 1. Конусные диаграммы (проекция на плоскость (α, δ)) галактик северной и южной полусфер каталога 2dF. Кружками показан масштаб в 10 и 30 Мпк.

В данной работе представлены модельные каталоги галактик, которые призваны оценить границы применимости методов исследования фрактальных структур. Мы ос-

тановились на трех методах: определения фрактальной размерности, анализе радиальных распределений галактик и новом методе SL-статистики, впервые описанном в [13].

2. Каталоги галактик

Для исследования были взяты два каталога галактик — обзоров спектральных красных смещений — 2dF и 6dF.

Каталог 2dF [2] содержит информацию о положениях и красных смещениях примерно 220 тысяч галактик, большинство объектов имеют красное смещение $z < 0.3$. На небесной сфере галактики каталога сосредоточены в двух непрерывных, вытянутых по прямому восхождению полосах, и случайно распределенных малых участках. Около 140 тысяч галактик расположены в южной полосе, и 70 тысяч галактик сосредоточено в северной полосе.

Каталог 6dF – спектроскопический обзор всего неба с галактической широтой $|b| > 10^\circ$ [6,7,15]. Наблюдения начались в 2003 году и на момент выполнения работы еще не были завершены – была использована вторая версия (second data release) каталога, содержащая примерно 71 тысячу объектов. На небесной сфере можно выделить три завершенных участка обзора.

Однако методы, описанные в данной работе, могут и будут применяться и к другим каталогам. Более того, метод исследования радиальных распределений может быть применен не только к обзорам спектральных красных смещений, но и к исследованию структурности в пространственном распределении галактик по фотометрическим красным смещениям в глубоких полях.

3. Модельные каталоги галактик

3.1. Моделирование пространственного распределения галактик

Предлагаемая здесь модель пространственного распределения галактик имеет один параметр — фрактальную размерность. Эти модели позволяют проследить, как ожидаемые наблюдаемые характеристики пространственного распределения галактик меняются в зависимости от фрактальной размерности. В описании построения пространственного распределения точек модельных каталогов будем придерживаться обозначения G для дискретного множества сгенерированных точек, $G_E \subset \mathbb{R}^3$ — непрерывного множества — части трехмерного пространства, в котором множество было сгенерировано. Исходя из имеющихся ресурсов ЭВМ, было принято решение ориентироваться на число точек множества G (число точек во множестве G будем обозначать как $|G|$) — примерно в 75 миллионов (но не меньше).

3.1.1. Однородное распределение

Однородное распределение генерируется в кубе $G_E = [0,1] \times [0,1] \times [0,1]$. Точки множества генерируются просто как $P_i = (x_i, y_i, z_i)$, где каждая из координат x_i, y_i, z_i каждой i -ой точки есть случайное число, равномерно распределенное на отрезке $[0,1]$. Соответственно, $G = \bigcup_{i=1}^{7.5 \times 10^7} P_i$.

3.1.2. Канторово множество

Классическое Канторово множество может быть легко обобщено так, чтобы создавать множества любой фрактальной размерности в любом пространстве (с любой Евклидовой размерностью). Нас интересует трехмерный случай.

За основу берется тот же куб $G_E = [0,1] \times [0,1] \times [0,1]$, его обозначаем за нулевое поколение генерируемого множества $G_0 = \{G_0\} = \{[0,1] \times [0,1] \times [0,1]\}$. Для генерации первого поколения каждое из ребер этого куба делим на фиксированное целое положительное число M отрезков. Таким образом, получается M^3 кубиков:

$$G'_1 = \left\{ \left[0, \frac{1}{M} \right] \times \left[0, \frac{1}{M} \right] \times \left[0, \frac{1}{M} \right], \left[\frac{1}{M}, \frac{2}{M} \right] \times \left[0, \frac{1}{M} \right] \times \left[0, \frac{1}{M} \right], \dots, \left[\frac{M-1}{M}, \frac{M}{M} \right] \times \left[\frac{M-1}{M}, \frac{M}{M} \right] \times \left[\frac{M-1}{M}, \frac{M}{M} \right] \right\} = \\ = \left\{ \left[\frac{i}{M}, \frac{i+1}{M} \right] \times \left[\frac{j}{M}, \frac{j+1}{M} \right] \times \left[\frac{k}{M}, \frac{k+1}{M} \right] \right\}_{i,j,k=0}^{M-1} = \{Q_{i,j,k}\}_{i,j,k=0}^{M-1}.$$

Однако не все эти кубики образуют первое поколение, а только те из них, которым удалось «выжить» по определенному правилу: каждому кубику $Q_{i,j,k}$ приписывается случайное число $q_{i,j,k}$, такое что,

$$q_{i,j,k} = \begin{cases} 0 & \text{с вероятностью } 1-p, \\ 1 & \text{с вероятностью } p \end{cases}$$

где p – фиксированное вещественное число, $p \in (0,1)$. Если $q_{i,j,k} = 1$, то кубик считается «выжившим», то есть переносится в первое поколение: $G_1 = \{Q_{i,j,k}\}_{i,j,k:q_{i,j,k}=1}$.

Таким образом, первое поколение состоит из некоторого (случайного) количества кубов. Для генерации следующих поколений с каждым кубиком предыдущего поколения проводится та же процедура, что и при генерации первого поколения из нулевого: разделяется на M^3 равных кубиков, часть из которых «выживает» и переносится в следующее поколение, которое является множеством всех «выживших» кубиков нового поколения, полученных из всех кубиков предыдущего.

Так как в каждом последующем поколении ребро куба в M раз меньше, чем в предыдущем, то в пределе G_∞ получится дискретное множество, состоящее из бесконечного количества точек. Это множество и является обобщенным случайным Канторовым множеством. Его фрактальная размерность может быть вычислена, исходя из знания величин M и p , чем оно и удобно:

$$D_H = \log_M (pM)^3. \quad (1)$$

Ясно, что при генерации такого множества приходится останавливаться на поколении с некоторым номером n . Однако, так как G_n при $n < \infty$ является множеством кубов $Q_\psi = [\xi_1^\psi, \xi_2^\psi] \times [\eta_1^\psi, \eta_2^\psi] \times [\zeta_1^\psi, \zeta_2^\psi]$, а не точек, то не может рассматриваться как модельный каталог галактик. Для того чтобы «превратить» множество кубов во множество галактик, во множестве G случайным образом выбирается по одной точке P_ψ из каждого куба Q_ψ . Это делается путем генерации трех случайных чисел $(\xi^\psi, \eta^\psi, \zeta^\psi)$, равномерно распределенных на соответствующих отрезках-ребрах куба Q_ψ :

$$G = \bigcup_{\psi} (\xi^\psi, \eta^\psi, \zeta^\psi), \text{ где } P_\psi = (\xi^\psi, \eta^\psi, \zeta^\psi) \in Q_\psi.$$

Можно считать, что размерность D_H такого множества G также вычисляется по формуле (1): $D_H(G) \approx \log_M (pM)^3$. В нашем случае мы остановились на $M = 2$ для того, чтобы минимизировать скорость прироста числа кубов с поколением. А по требуемой конечной размерности D_H выбирали параметр p :

$$p = M^{D_H-3}.$$

3.2. Выделение центра

В общем случае сгенерированное множество G имеет непредсказуемую форму, размер и количество точек. Также из-за конечности генерации в значительной части вмещающего пространства R^3 множество не может быть сгенерировано вообще. В связи с этим за центр — точку наблюдения — нельзя брать ни произвольную, ни центральную точку множества. Необходимо выделить некоторый шар (модель наблюдаемой части Вселенной), взяв за центр точку, находящуюся в месте максимальной концентрации множества: это позволяет надеяться на то, что в таком шаре не будет пустот, вызванных конечностью генерации, и оценки фрактальной размерности множества не будут занижены. Для того чтобы сравнивать различные фрактальные модели, мы для всех множеств выделяем шары с равным количеством точек N_0 (исходя из ресурсов ЭВМ было выбрано $N_0 = 2 \times 10^7$). Идея нахождения участка наибольшей концентрации следующая: за центр берется такая точка O , для которой радиус r шара $B(O, r)$, содержащего N_0 точек, минимален. Для нахождения такой точки O следовало бы для каждой точки $P \in G$ определить число $r(P; N_0)$ — радиус шара, содержащего ровно N_0 точек: $|B(P, r(P; N_0)) \cap G| = N_0$, далее находим такую точку $O \in G$, для которой этот радиус минимален: $r(O, N_0) = \min_{P \in G} r(P; N_0)$.

Однако честное нахождение такого минимума перебором всех точек $P \in G$ сделать не удастся, так как алгоритм имеет сложность порядка N^3 . Вместо этого мы разбиваем множество на кубики и заменяем подсчет количества точек в радиусе подсчетом количества кубиков с весом, равным количеству точек в этом кубике: находим наименьший куб $Q = [x_0, x_0 + l] \times [y_0, y_0 + l] \times [z_0, z_0 + l]$ — объемлющий множество G ($G \subset Q$) и делим его на некоторое число равных кубиков N_p^3 (опытным путем выбрано $N_p^3 = 81$):

$$q_{i,j,k} = \left[x_0 + \frac{i}{N_p}, x_0 + \frac{(i+1)}{N_p} \right] \times \left[y_0 + \frac{j}{N_p}, y_0 + \frac{(j+1)}{N_p} \right] \times \left[z_0 + \frac{k}{N_p}, z_0 + \frac{(k+1)}{N_p} \right], \quad i, j, k = 0, 1, \dots, N_p.$$

Далее вычисляем число точек, попавших в каждый кубик $n_{i,j,k}^q = |q_{i,j,k} \cap G|$. После этого шар $B(P, r)$ заменяем кубом $Q_{i,j,k}^r = \bigcup_{|(\xi-\xi')| \leq r, \xi=i,j,k} q_{i',j',k'}$ (где i, j, k, r — целые числа в диапазоне от 0 до $N_p \ll N_t$, что и ускоряет процесс), число точек в котором есть просто сумма $n_{i,j,k}^r = \sum_{|(\xi-\xi')| \leq r, \xi=i,j,k} n_{i',j',k'}^q$. Далее, среди всех возможных кубов Q^r , таких что $|Q^r \cap G| \geq N_0$, находим те, для которых число r минимально, а среди них тот, в который попало больше точек. В этом кубе выбираем точку, которая ближе всего к центру объемлющего куба Q , то есть к условному центру множества G , и ее считаем за центр O . После этого находим шар $B(O, r_0)$, такой что $|B(O, r_0) \cap G| = N_0$. Обозначим $B(O, r_0) = B_0$, а $B_0 \cap G = S$.

В ходе расчетов оказалось, что данный метод хорошо работает для Канторова множества, но не для таких «бесформенных» множеств, как обобщенное Гауссово блуждание (описанное в работе [19]), для которого пришлось подбирать центр вручную.

3.3. Присвоение абсолютной звездной величины и выделение подвыборки

Помимо пространственного распределения галактик важно учесть возможные эффекты, вызываемые наблюдательной селекцией. Для этого каждой галактике искусст-

венного каталога S присваивается абсолютная звездная величина. Делается так, чтобы распределение галактик по абсолютной звездной величине удовлетворяло функции светимости галактик (функции Шехтера) [4,16]:

$$f_s(M) = 0.92\varphi_0 e^{-0.92(\alpha+1)(M-M') - e^{-0.92(M-M')}} ,$$

точнее, плотность вероятности абсолютной звездной величины — случайного числа, сгенерированного для каждой галактики множества S , есть

$$f_M dM = \frac{S(M)dM}{\int_{M_{\min}}^{M_{\max}} S(M)dM} .$$

Здесь 3 параметра определяют вид функции светимости. В данной работе они взяты по данным исследования каталога 2dF [9] — так как искусственные каталоги рассматривались именно как модель каталога 2dF — $M' = -19.67, \varphi_0 = 0.0164, \alpha = -1.21$. Еще два параметра, определяющие экстремальные значения абсолютной звездной величины галактик взяты за $M_{\min} = -22.0, M_{\max} = -16.5$.

Задание параметра φ_0 позволяет однозначно установить связь между количеством галактик $N_0 = |S|$, попавших внутрь шара B_0 и радиусом, который данный шар должен иметь в реальной Вселенной R_0 (то есть можно установить масштаб для системы координат, в которой построено множество G , а B_0 имеет радиус r_0):

$$R_0 = 3 \sqrt[3]{\frac{4/3\pi\varphi_0\Gamma(1+\alpha, \beta)}{N_0}} , \quad (2)$$

где Γ — неполная Γ -функция. Теперь начало координат перемещаем в точку O , и изменяем масштаб по осям так, чтобы в новой системе отсчета шар B_0 имел радиус R_0 . Аналогичным образом преобразованное множество S будем обозначать S_0 и считать моделью наблюдаемой части Вселенной. (Множество S_0 — дискретное множество из N_0 точек-галактик, B_0 — непрерывный шар, в точности вмещающий данное множество.) Для данной модели с $N_0 = 2 \times 10^7$ вычислено $R_0 = 444$ Мпк. Таким образом, появляется возможность сравнивать реальные и искусственные каталоги. Кроме того, в данной модели появляется возможность выделять подвыборки следующих типов: по телесному углу (ограничение на диапазон склонения и прямого восхождения) и по предельному радиусу — пространственные границы, а также по предельной видимой звездной величине (наблюдательная селекция).

Множество, ограниченное по предельной видимой звездной величине, заключенное в широком телесном угле, может рассматриваться как модель таких каталогов галактик как 2dF, 6dF, SDSS и т.д., в малом телесном угле — как модель глубоких полей с вычисленными фотометрическими красными смещениями (HDF, COSMOS и т.д.).

Так как теперь рассматриваются выборки множества точек G , лежащие не только внутри шара, но и других геометрических тел (телесных углов), введем новые обозначения для них: T_E — непрерывное множество, ограничивающее выборку, ∂T_E — его граница, $T = S_0 \cap T_E$ — дискретное множество галактик, попавших в эту выборку, $N_T = |T|$ — количество галактик в выборке T . Ясно, что любая выборка однозначно определяется своей границей ∂T_E . Аналогично, при исследовании каталогов галактик необходимо ограничить пространственную область исследования, так как, во-первых, галактики с $z < 0.001$ как правило отбрасываются из-за преобладания на этих расстояниях пекулярных скоростей (это было проделано и в данной работе как для каталога 2dF, так и для

каталога 6dF), а во-вторых, так как при составлении данных каталогов, вся небесная сфера не была охвачена наблюдениями, для корреляционного анализа приходится выделять те участки, где наблюдения были произведены, то есть делать выборку по телесному углу.

4. Вычисление фрактальной размерности

4.1. Условная плотность

Для исследования фрактальной размерности был применен метод определения наклона графика условной плотности (полной корреляционной функции) в шарах. Теоретические аспекты этого метода рассмотрены в [3], а основой выбора именно этого метода послужила работа [18], где показано, что этот метод достаточно быстрый и точный. Рассмотрим, как именно производится нахождение условной плотности и фрактальной размерности по ней.

Под условной плотностью (точнее, концентрацией, так как речь идет о плотности точек равной массы) в шарах понимается функция $n(r)$, определяемая как

$$n(r) = \left\langle \frac{|T \cap B(P, r)|}{4/3\pi r^3} \right\rangle_{P \in T},$$

где $B(P, r)$ – шар с центром в точке P и радиусом r , а $\langle \rangle_{P \in T}$ – усреднение по всем точкам множества T , то есть речь идет о концентрации точек в шаре радиуса r с центром в точке множества, усредненной по всем точкам этого множества. На самом деле усреднять по *всем* точкам множества некорректно, так как множество имеет пространственные границы, и шары приграничных точек могут не лежать внутри пространственного множества T_E , тем самым давая заведомо меньшее значение концентрации. Дополнять эти шары мнимыми точками пропорционально выходящему за границы множества объему можно только в однородном случае, для фрактальных множеств эта операция некорректна. Таким образом, приходится производить усреднение только по тем шарам, которые целиком лежат внутри множества — $B(P, r) \subset T_E$:

$$n(r) = \left\langle \frac{|T \cap B(P, r)|}{4/3\pi r^3} \right\rangle_{P \in T: B(P, r) \subset T_E}. \quad (3)$$

Критерием проверки, лежит ли шар внутри пространственных границ выборки является непревышение радиусом шара расстояния от точки до границы множества:

$$B(P, r) \subset T_E \Leftrightarrow r \leq \rho(P, \partial T_E).$$

Таким образом, область определения корреляционной функции для конечного множества точек, расположенных в конечном объеме лежит в пределах от минимального расстояния между точками $r_0 = \min_{P, Q \in T} \rho(P, Q)$ до максимального радиуса шара, целиком лежащего в пространственных пределах выборки $r_m = \max_{P \in T} \rho(P, \partial T_E)$.

Теоретически ожидается, что $n(r) \propto r^{D-3}$, где D – фрактальная размерность множества (точнее, оценка Хаусдорфовой размерности D_H). Для нахождения оценки величины D производится исследование условной плотности в логарифмических координатах

$$\lg n(\lg r) = A + D \lg r, \quad (4)$$

и значения A и D находятся классическим линейным методом наименьших квадратов.

Для того чтобы практически получить условную плотность в логарифмических координатах, весь диапазон от $\lg r_0$ до $\lg r_m$ разбивается на некоторое число равных от-

резков n_r : $r^i = r_0 + i(r_m - r_0)/n_r$, $i = 0, 1, 2, \dots, n_r$ (опытным путем подобрано число $n_r = 500$), и вычисляется величина lgn для каждой точки разбиения.

4.2. Подвыборки, в которых вычислялась размерность

Фрактальную размерность корректно вычислять только в полных по объему подвыборках каталога, так как в выборках, ограниченных по предельной видимой звездной величине, результат искажается наблюдательной селекцией. Полная по объему подвыборка для каждого каталога определяется однозначно заданием либо предельного красного смещения (z_{VL}) — тогда вычисляется такая наименьшая абсолютная звездная величина M_{VL} , что все галактики данной светимости и ярче видны с такого расстояния — либо заданием M_{VL} , тогда производится вычисление такого наибольшего расстояния z_{VL} , с которого галактики с абсолютной звездой величиной M_{VL} и ярче видны гарантированно. (Сама полная по объему подвыборка формируется как выборка по предельной абсолютной звездной величине и расстоянию.)

В искусственных каталогах возможно вычисление фрактальной размерности как в модельных полных по объему выборках, так и в выборках, где звездная величина галактик вообще не учитывается. Однако выбранное число $N_0 = 2 \times 10^7$ слишком велико и не позволяет вычислить размерность за «разумное» время. Исходя из ресурсов ЭВМ, было принято решение считать размерность для множеств с числом галактик порядка 10^5 . Для этого были взяты следующие выборки: шар с меньшим радиусом, но тем же центром; в малом телесном угле $\Omega \sim 0.05\pi$ (без учета звездной величины); три полных по объему выборки из всего множества S_0 (до $z_{VL} = 0.013$ и $M_{VL} \sim -16^m.3$), до $z_{VL} = 0.1$ и $M_{VL} \sim -20^m.3$, до $z_{VL} = 0.13$ и $M_{VL} \sim -20^m.9$); три полных по объему выборки из выборки в большом телесном угле $\Omega \sim 0.3\pi$ (до $z = 0.04$ и $M \sim -18^m.4$, до $z = 0.06$ и $M \sim -19^m.3$, до $z = 0.08$ и $M \sim -19^m.9$). Радиус, угол и границы полных по объему выборок как раз и определялись именно так, чтобы количество галактик было примерно 10^5 , ограничение по предельной видимой звездной величине везде взято $17^m.0$.

Так как размерность можно вычислить только в областях, хорошо заполненных наблюдениями, для каталогов галактик выбраны следующие участки небесной сферы:

Каталог 2dF				Каталог 6dF			
Диапазон α	Диапазон δ	Ω	Количество	Диапазон α	Диапазон δ	Ω	Количество
$150^\circ \div 210^\circ$	$-4^\circ \div 2^\circ$	0.034π	61259	$290^\circ \div 100^\circ$	$-42^\circ \div -23^\circ$	0.263π	16288
$328^\circ \div 52^\circ$	$-32^\circ \div -24^\circ$	0.057π	82044	$150^\circ \div 240^\circ$	$-42^\circ \div -23^\circ$	0.139π	14407

Для каталога 2dF были взяты три полные по объему выборки до $z_{VL} = 0.075$ и $M_{VL} = -17^m.1$, до $z_{VL} = 0.15$ и $M_{VL} = -18^m.5$ и до $z_{VL} = 0.2$ и $M_{VL} = -19^m.1$. Для 6dF — одна полная по объему выборка до $z_{VL} = 0.12$ и $M_{VL} = -19^m.0$.

4.3. Определение фрактальной размерности по условной плотности

Хотя ожидается, что поведение условной плотности должно удовлетворять соотношению (4), реально зависимость $lgn(lgr)$ не является линейной на всем отрезке $[r_0, r_m]$. Для практически всех рассмотренных множеств на графике условной плотности в логарифмических координатах выделяются три характерных участка. На самом левом

из них происходит убывание, соответствующее размерности $D = 0$. Этот участок связан с тем, что в шарах столь малых радиусов есть всего лишь одна (центральная) точка, реальная статистика накопится там, где радиус шара превысит несколько средних расстояний между точками. В середине, начиная с некоторого радиуса r_1 и заканчивая некоторым r_2 , кривая «выходит на рабочий режим» – имеет прямолинейный характер, и ее наклон соответствует оценке фрактальной размерности D_H . На самом правом конце кривая ведет себя непредсказуемо, показывая различные эффекты, в том числе мнимый выход на однородность, даже для чисто фрактальных распределений (см. рис. 2 слева вверху). Таким образом, стоит задача найти прямолинейный участок $[r_1, r_2]$ и определить его наклон, который должен соответствовать фрактальной размерности множества.

4.4. Результаты исследования условной плотности

Исходя из сравнения фрактальной размерности, определенной по условной плотности в искусственных каталогах с заранее известной размерностью, можно сделать вывод об эффективности метода условной плотности: наклон прямолинейного участка давал ошибку не более, чем 0.1 во всех рассмотренных нами выборках: как со сферической, так и несферической конфигурацией, как для множеств без учета возможности наблюдательной селекции, так и для полных по объему выборок из множеств галактик с присвоенной абсолютной звездной величиной и заданной предельной видимой звездной величиной.

Однако данный метод имеет ограничение на максимальный масштаб, на котором может измеряться фрактальная размерность. Как было отмечено выше, на правом конце условная плотность ведет себя непредсказуемо. Это связано с тем, что на правом конце графика условной концентрации усреднение производится по слишком малому числу шаров, см формулу (3): $N_B = \{ \{ P \in T : B(P, r) \subset T_E \} \}$ тем меньше, чем радиус r больше, правый участок определяется лишь по 5% от общего числа галактик, реальная статистика накапливается на 50%-70%. На рис 2. показаны примеры графиков условной плотности для фрактальных распределений и каталога 2dF, для которого также приведен график зависимости $N_B(r)$.

Оказывается, что для однородных распределений верно, что $r_2 = r_m$, но при уменьшении фрактальной размерности отношение r_2 / r_m уменьшается (без четкой корреляции), при размерности 2.0 максимальный масштаб, на котором можно определять размерность по условной плотности, составляет лишь 5%-20% от радиуса наибольшего шара, целиком лежащего внутри пространственных границ выборки. В связи с этим по правому концу графика условной плотности сделать надежный вывод о фрактальной размерности и масштабах неоднородности не представляется возможным.

По данным каталога 2dF фрактальная размерность оценивается в 2.3 ± 0.2 на масштабах от 2 до 20 Мпк. По указанным выше причинам, надежно определить размерность на большем масштабе не удается.

К сожалению, размерность, оцененная по данным каталога 6dF (1.6-1.9), не внушает доверия, так она явно занижена из-за мнимых пустот, вызванных тем, что наблюдения еще не завершены — на многих участках небесной сферы либо не произведены совсем, либо произведены с меньшей проникающей способностью. Сразу отметим, что хотя это и оказало влияние на результат оценки размерности, но не должно исказить радиальные распределения галактик, по крайней мере до расстояния, соответствующего наименьшей проникающей способности среди всех участков небесной сферы, взятых в рассмотрение.

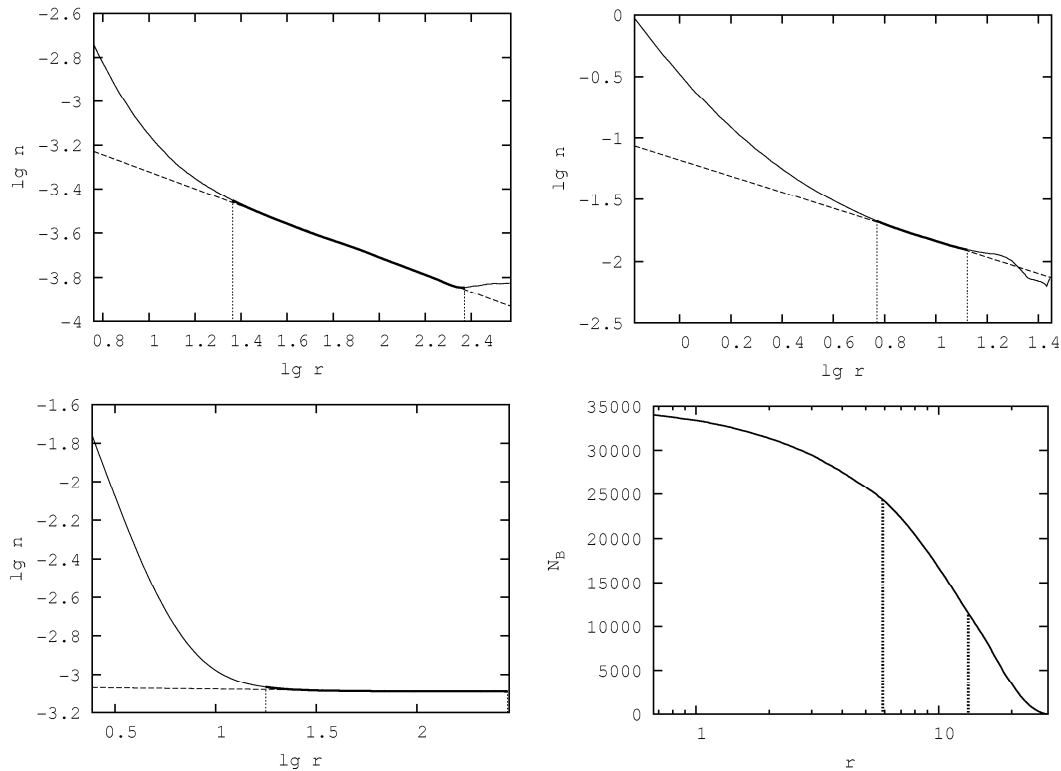


Рис. 2. Примеры графиков условной плотности (кроме справа снизу). Сплошной линией показаны вычисленные значения, пунктирной — аппроксимирующая прямая, жирной — участок графика условной плотности, по которому произведена аппроксимация. Его концы отмечены вертикальными линиями, их абсциссы соответствуют логарифмам радиусов $r1$ и $r2$, о которых идет речь в тексте. Слева сверху: канторово множество с размерностью 2.6, слева снизу — однородное распределение, справа сверху — каталог 2dF.

Справа снизу — зависимость количества шаров, целиком лежащих в пространственных границах выборки, по которым произведено усреднение значений условной плотности — для той же выборки каталога 2dF.

5. Исследование радиальных распределений

Под радиальным распределением галактик понимается зависимость $N(z)$ вида

$$N(z) = \frac{dN(z, dz)}{dz},$$

где $dN(z, dz) = \{ \{ P \in T : z \leq Z(P) < z + dz \} \}$ — число галактик, имеющих красное смещение от z до $z + dz$, то есть попавших в сферическую оболочку вокруг центра (наблюдателя), находящуюся на расстоянии z и имеющую толщину dz . Через $Z(P)$ мы обозначили красное смещение галактики P , определяемое однозначно при задании параметров стандартной космологической модели (в работе использовано $\Omega_M = 0.3$ и $\Omega_\Lambda = 0.7$) из расстояния галактики до центра наблюдения $\rho(O, P)$. При построении радиального распределения бесконечно малый dz заменяется некоторым конечным Δz , который становится параметром радиального распределения. Традиционно на график радиального распределения наносится не величина $N(z)$, а именно $\Delta N(z, \Delta z)$.

Исследование радиальных распределений имеет смысл в выборках с ограничением по предельной видимой звездной величине. В этом проявляется преимущество метода по сравнению с условной плотностью: учитывается существенно большее число объектов каталога, чем в полных по объему выборках. Для исследования модельных

каталогов были взяты выборки во всей сфере и выборки в большем телесном угле с ограничением по видимой звездной величине $m_{\text{lim}} = 17^m.0$. Для каталогов галактик — те же выборки в телесном угле, что и в п. 4.2. Для аппроксимации радиального распределения часто используется эмпирическая формула [8, 11]

$$N(z) = Az^\gamma \exp\left(-\left(\frac{z}{z_c}\right)^\alpha\right), \quad (5)$$

где три параметра α , z_c и γ независимы, а A — нормировочный множитель (интеграл радиального распределения нормируется на общее число галактик выборки):

$$\int_0^\infty N(z) dz = \int_0^\infty Az^\gamma \exp\left(-\left(z/z_c\right)^\alpha\right) dz = \frac{Az_c^{\gamma+1} \Gamma\left(\frac{\gamma+1}{\alpha}\right)}{\alpha} = |T|.$$

Для построения радиального распределения весь интервал допустимых красных смещений (от 0 до z_{max} ; z_{max} для искусственных каталогов определяется соотношением (2), а для естественных принято $z_{\text{max}} = 0.3$) разбивался на определенное число равных бинов N_z , $z_i = iz_{\text{max}}/N_z, i = 0, 1, 2, \dots, N_z - 1$, причем ширина бина соответствует Δz : $\Delta z = z_{\text{max}}/N_z$, и для каждого бина подсчитывается число галактик, имеющих красное смещение, попадающее в этот бин $\Delta N_i(z_i, \Delta z)$. После этого производится аппроксимация радиального распределения в соответствие с формулой (5):

$$\Delta N_i(z_i, \Delta z) = A_{N_z} z_i^\gamma \exp\left(-\left(z_i/z_c\right)^\alpha\right).$$

Для сравнения радиальных распределений одной выборки, но с разным Δz , необходимо использовать параметр $A = A_{N_z} / |T| \Delta z$.

Аппроксимация производится методом наименьших квадратов. Однако, так как аппроксимирующая функция не линейна по параметрам, матричный метод наименьших квадратов не применим, а «честная» аппроксимация при помощи наискорейшего (градиентного) спуска оказывается крайне неэффективной, так как минимум суммы квадратов невязок четкий. Поэтому был применен метод поиска минимума на сетке. Для этого диапазон возможных значений параметров разбивается на 20 бинов, параметр A также приходится искать, а не брать из формулы (6), в силу флуктуаций, был взят диапазон $[A - \sqrt{A}, A + \sqrt{A}]$. На данной сетке находится точка, в которой сумма квадратов невязок минимальная. После этого шаг сетки уменьшается вдвое, а диапазон поиска рассматривается на 10 шагов в каждую сторону от найденной точки — на следующем шаге итерации снова сетка в 20 бинов, но с вдвое меньшим шагом и вдвое меньшим диапазоном поиска. Итерации прекращаются, когда точка, найденная в следующей итерации, отстоит от точки, найденной в предыдущей, не дальше чем на единицу точности. Данный метод оказался достаточно быстрым и эффективным.

Эмпирическая формула (5) дает достаточно хорошее приближение для графика радиальных распределений как в однородном, так и во фрактальном случае, при размерности $D_H \geq 2$ (при меньшей размерности появляются слишком большие флуктуации и приближение становится невозможным). Более того, определяемые параметры наилучшей аппроксимации устойчивы к изменению шага разбиения Δz , кроме слишком больших шагов (в нашем случае оптимальным было рассматривать 25-100 бинов).

Однако параметры наилучшей аппроксимации не показали никакой корреляции с фрактальной размерностью. Более того, оказалось, что различные комбинации значений параметров могут давать близкие суммы квадратов невязок и претендовать на звание

приближенной наилучшей аппроксимации. Таким образом, напрямую извлечь что-то из приближения радиального распределения эмпирической формулой (5) не удастся.

Примеры параметров наилучшей аппроксимации для искусственных каталогов (выборка в большом телесном угле) и для каталогов галактик:

Однородное распределение					Канторово множество размерности 2.0				
Δz	$A/\Delta Z/N$	γ	z_c	α	Δz	$A/\Delta Z/N$	γ	z_c	α
0.0154	15333	1.74	0.030	1.17	0.0154	1.09×10^9	4.88	0.034	2.68
0.0062	20888	1.80	0.027	1.14	0.0062	1.22×10^{12}	6.56	0.023	2.01
0.0030	27204	1.85	0.026	1.12	0.0030	2.17×10^{13}	7.24	0.019	1.84
0.0020	29853	1.87	0.025	1.10	0.0020	2.44×10^{13}	7.28	0.019	1.86
0.0015	32517	1.89	0.025	1.09	0.0015	2.42×10^{13}	7.30	0.020	1.88
Каталог 2dF					Каталог 6dF				
Δz	$A/\Delta Z/N$	γ	z_c	α	Δz	$A/\Delta Z/N$	γ	z_c	α
0.030	887	1.66	0.101	1.75	0.030	8952	1.66	0.037	1.36
0.012	1001	1.70	0.100	1.75	0.012	602	1.07	0.065	2.24
0.006	1088	1.73	0.098	1.74	0.006	659	1.10	0.064	2.23
0.004	1054	1.72	0.099	1.75	0.004	599	1.07	0.065	2.26
0.003	1070	1.72	0.099	1.75	0.003	625	1.08	0.064	2.24

5.1. Исследование относительных флуктуаций

Оказалось, что хотя различные комбинации параметров могут давать близкие значения суммы квадратов невязок, вид аппроксимирующей кривой для них примерно одинаков, что позволяет исследовать относительные флуктуации истинного радиального распределения от аппроксимации. Идея взята из работ [1, 5, 12].

Относительная флуктуация радиального распределения от аппроксимирующей формулы есть величина

$$\sigma(z_i) = \frac{N_{obs}(z_i) - N_{appr}(z_i)}{N_{appr}(z_i)},$$

где $N_{obs}(z_i) = dN_i(z_i, \Delta z)$, $N_{appr}(z_i) = A_{N_z} z_i^\gamma \exp(-(z_i/z_c)^\alpha)$, в знаменателе взято именно N_{appr} , так как эта величина, в отличие от N_{obs} , не может быть равна нулю.

Ожидается, что для Пуассоновского (однородного) распределения величина флуктуаций не будет превышать уровень в $3\sigma_p$:

$$|\sigma(z_i)| < 3\sigma_p = 3\sqrt{N_{appr}(z_i)}.$$

Для фрактальных множеств флуктуация увеличивается на величину

$$\sigma_\xi^2 = \frac{1}{V^2} \int_V dfV_1 \int_{(V)} dfV_{2\xi} (|r_1 - r_2|),$$

то есть всякое превышение флуктуаций уровня $3\sigma_p$ можно считать неоднородностью — метод исследования радиальных распределений галактик дает путь к обнаружению структур.

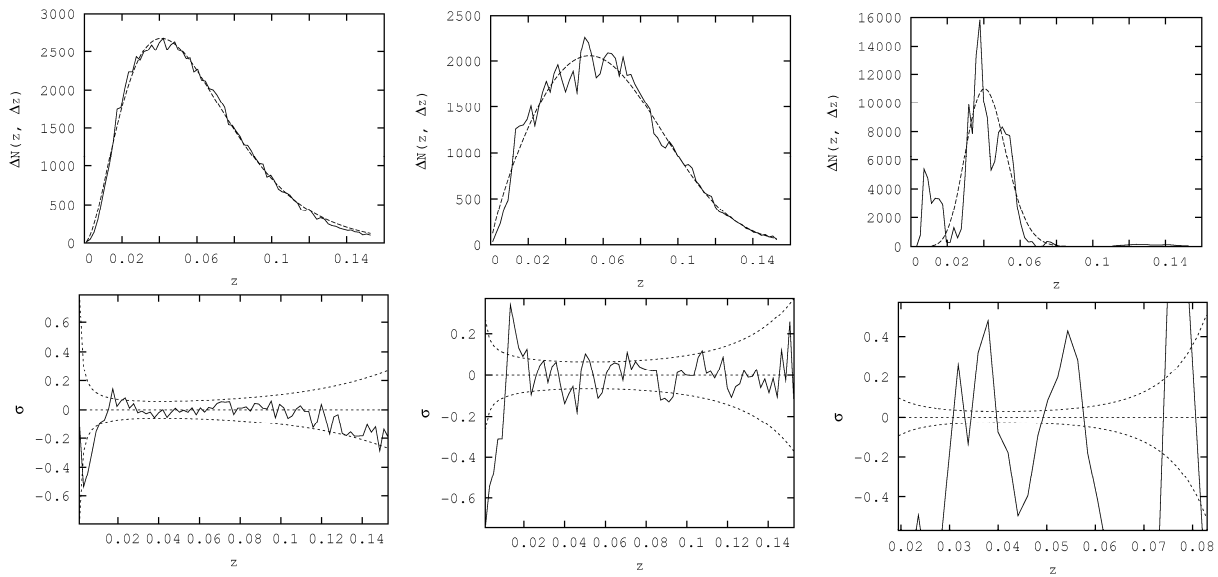


Рис. 3. Радиальные распределения (сверху) и относительные флуктуации (снизу). Слева направо: размерность 3.0, 2.6, 2.0. На графиках радиальных распределений сплошной линией показаны вычисленные значения, пунктирной — аппроксимирующая кривая. На графиках относительных флуктуаций сплошной линией показаны значения флуктуации, пунктиром — уровень в $\pm 3\sigma_p$.

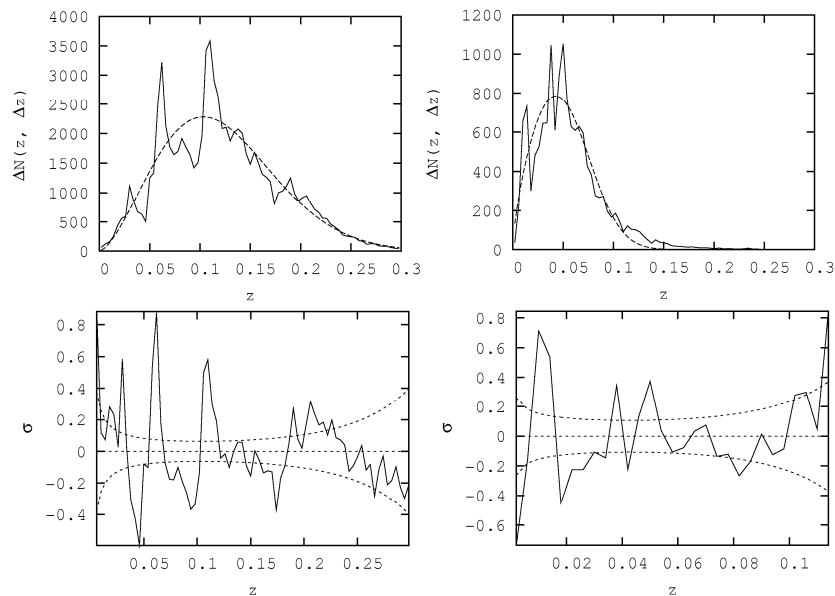


Рис. 4. Радиальные распределения (сверху) и относительные флуктуации (снизу) для каталогов 2dF (слева) и 6dF (справа).

5.2. Результаты исследование относительных флуктуаций

В однородном случае на графике относительных флуктуаций не удастся найти значительных отклонений, превышающих уровень $3\sigma_p$, за исключением одной — на левом конце. Эта флуктуация появляется на абсолютно всех выборках и не может считаться действительной. По-видимому, ее наличие связано с тем, что на левом конце эмпирическая формула работает не слишком хорошо: галактик в соответствующих сферических оболочках — на малых радиусах — мало.

При уменьшении фрактальной размерности множества увеличивается как число флуктуаций, так и их амплитуда, выраженная в долях σ_p . Таким образом, анализ радиальных распределений позволяет сделать вывод о наличии или отсутствии фрактальных

структур в выборке. Примеры графиков относительных флуктуаций, по которым видно как с уменьшением фрактальной размерности увеличивается размер и амплитуда флуктуаций см. на рис. 3.

При исследовании каталогов 2dF и 6dF были обнаружены значительные неоднородности с амплитудой до $7\sigma_p$ масштабом до 70 Мпк. Масштаб и величина флуктуаций неплохо согласуется с оценкой фрактальной размерности в 2.3. См. рис. 4.

6. Анализ SL-статистики

SL (сокр. от англ. Scale-Length — Масштаб-Длина) статистика — предложенный в прошлом году Francesco Sylos Labini метод исследования пространственного распределения галактик [13].

Выберем некоторый радиус r_{SL} . Далее, для каждой галактики множеств вычисляется количество галактик, лежащих в шаре радиуса вокруг выбранной точки:

$$N_{SL}(P, r_{SL}) = |B(P, r_{SL}) \cap T|$$

Для каждого выбранного радиуса r_{SL} строится диаграмма. На этой диаграмме каждой галактике $P \in T$ соответствует точка, абсцисса которой равняется красному смещению этой галактики $Z(P)$, а ордината — N_{SL} , точнее, нами было взято не количество галактик, а их концентрация n_{SL} :

$$n_{SL}(P, r_{SL}) = \frac{N_{SL}(P, r_{SL})}{4/3\pi r_{SL}^3}.$$

Как и в случае с вычислением условной плотности, так как множество T_E имеет пространственную границу, то следует рассматривать не все галактики $P \in T$, а только те, для которых шар радиуса r_{SL} лежит во множестве T_E , см. формулу (3) Также, так как SL – характеристика плотности, то строить ее следует в полной по объему выборке. Кроме того, для удобства сравнения SL-диаграмм для разных каталогов, мы договорились наносить на ось абсцисс не само красное смещение галактики $Z(P)$, а его относительное значение, выраженное в долях расстояния до границы полной по объему выборки z_{VL} . Таким образом, под SL-диаграммой понимается множество точек вида:

$$SL(r_{SL}) = \bigcup_{P \in T: B(P, r_{SL}) \subset T_E} \left(\frac{Z(P)}{z_{VL}}, \frac{|B(P, r_{SL}) \cap T|}{4/3\pi r_{SL}^3} \right) = \bigcup_{P \in T: B(P, r_{SL}) \subset T_E} (Z_{rel}(P), n_{SL}(P, r_{SL})).$$

6.1. Функция распределения концентрации

Помимо самой SL-статистики рассмотрим также ее «проекцию» на ось концентраций — функцию распределения условной концентрации: $n_{SL}(P, r_{SL})$ для разных $P \in T$ таких, что $B(P, r_{SL}) \subset T_E$ рассматриваются выборка реализаций некоторой случайной величины $n_{SL}(r_{SL})$, функция распределения которой и строится. Для этого весь диапазон значений $n_{SL}(P, r_{SL})$ разбивается на некоторое число бинов и подсчитывается число попаданий вычисленных значений в каждый бин, которое делится на общее число галактик на SL-диаграмме $N_B = |\{P \in T : B(P, r_{SL}) \subset T_E\}|$. В однородном случае для функции распределения ожидается Гауссов закон.

Для выборки значений $n_{SL}(r_{SL})$ можно вычислить стандарты распределения — выборочное среднее, асимметрию и эксцесс. В однородном случае следует ожидать, что выборочное среднее условных концентраций, вычисленное по SL-статистике должно

совпадать с реальной средней концентрацией — $n = |T|/V(T_E)$, где $V(T_E)$ — объем множества T_E .

6.2. Исследование SL-статистики

Анализ SL-статистики показал, что ее вид существенно различен для множеств различной фрактальной размерности: размер флуктуаций тем выше, чем размерность меньше. В однородном распределении видна лишь ровная полоса, во фрактальном — существенные флуктуации, повторяющие структуры. Вид SL-статистики для галактик каталога 2dF существенно отличается от соответствующего однородного распределения. См. рис. 5.

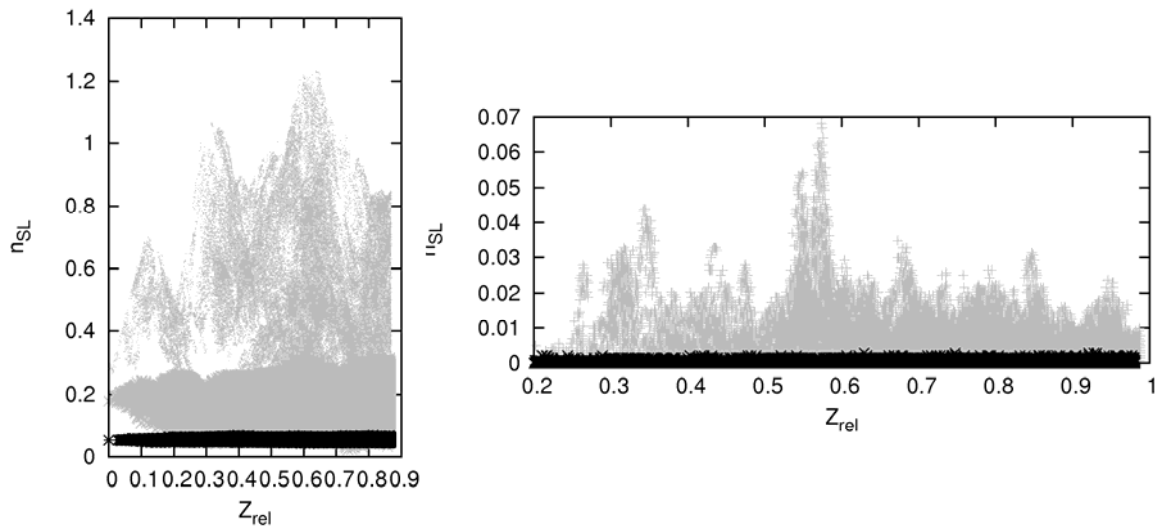


Рис 5. SL-Диаграммы. Слева: черное — однородное распределение, серое — канторово множество с размерностью 2.6, светло серое — 2.0. Справа: серое — галактики каталога 2dF, черное — примерно соответствующее однородное распределение (большой телесный угол, примерно 30 тыс. объектов).

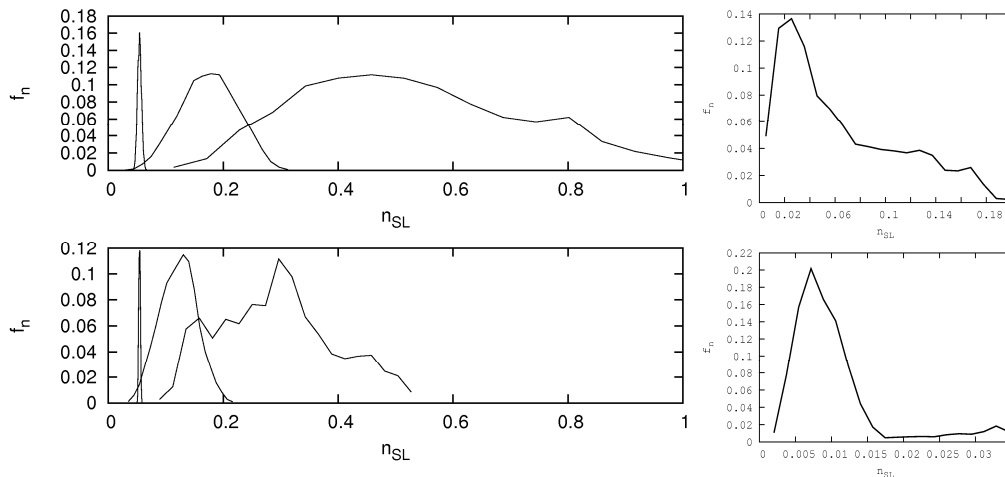


Рис. 6. Функция распределения концентрации. Слева: самая левая кривая соответствует однородному распределению, средняя — с размерностью 2.6, правая — 2.0. Сверху Мпк, снизу — 10 Мпк. Справа: две выборки каталога 2dF.

По графикам функции распределения концентрации можно увидеть, что для однородного распределения, вне зависимости от радиуса r_{SL} и выборки, соблюдается гаус-

сов закон. Для фрактальных множеств это явно не так: асимметрия и разброс распределения увеличивается с уменьшением фрактальной размерности. См. рис. 6.

Как и ожидалось, в однородном случае средняя условная концентрация, определенная из выборок концентраций SL-статистики, совпадает со средней концентрацией по объему, но во фрактальном случае существенно превышает ее. Кроме того, во фрактальном случае также наблюдается зависимость моментов распределения от радиуса пробного шара:

Множество / каталог галактик	r_{SL} , Мпк	R_{VL} , Мпк	Кол-во галактик $P: P \in T_E$	Кол-во центров $P: B(P, r_{SL}) \subset T_E$	Средняя конц-я	Средняя по распр.
Однородное распределение	10	76	100000	65283	0.0544	0.0543
Канторово множество, $D_H = 2.0$	10	76	100000	73259	0.0544	0.1756
Канторово множество, $D_H = 2.6$	10	76	100000	70976	0.0544	0.5373
Каталог 2dF (1)	7	434	35387	3392	0.0072	0.0102
Каталог 2dF (2)	7	221	14545	4801	0.0224	0.0646

(Каталог 6dF не исследовался по тем же причинам, что и не проводилось исследование фрактальной размерности по его данным.)

Зависимость вида SL-статистики и функции распределения концентрации от параметров распределения, выборок, а также радиуса r_{SL} требует дополнительных исследований.

7. Заключение

По данным каталога 2dF оценка фрактальной размерности составляет 2.2 ± 0.5 на масштабах от 2 до 20 Мпк, на больших масштабах сделать надежный вывод о величине размерности не удастся, так как корреляционные методы могут обеспечить точность только в интервале масштабов только до 10-20% от максимального радиуса шара, целиком лежащего во множестве.

Исследование радиальных распределений показало, что эмпирическая формула (5) дает хорошее приближение как для однородных, так и для фрактальных множеств, но с фрактальной размерностью коррелируют не параметры наилучшей аппроксимации, а размер и величина отклонений истинного радиального распределения от аппроксимирующей формулы. Анализ этих флуктуаций дает путь к обнаружению структур. Этим методом по каталогам 2dF и 6dF обнаружены значительные неоднородности, достигающие масштабов 70 Мпк. Масштаб и величина неоднородностей неплохо коррелирует с оценкой фрактальной размерности в 2.1—2.4.

Анализ SL-статистики показал, что ее вид существенно различен для множеств различной фрактальной размерности: размер флуктуаций тем выше, чем размерность меньше. В однородном распределении видна лишь ровная полоса, во фрактальном — существенные флуктуации, повторяющие структуры. Зависимость от параметров и выборок требует дополнительных исследований. Средняя условная концентрация, определенная по SL статистике, совпадает со средней концентрацией по объему в случае однородного распределения, но существенно превышает ее во фрактальном случае, где также наблюдается зависимость моментов распределения от радиуса пробного шара.

Анализ флуктуаций в радиальных распределениях и SL-статистики — сильные методы, открывающие путь к выявлению структур и требующие дополнительных исследований.

Благодарности

Автор выражает искреннюю благодарность Ю.В. Барышеву за постановку задачи, и помощь в выполнении работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: грант 09-02-00143.

Литература

1. *G.S. Busswell, T. Shanks, W.J. Frith, et al.*, MNRAS. **354**, 991 (2004).
2. *M. Colless, et al.*, astro-ph/0306581
3. *A. Gabrieli, F. Sylos Labini, M. Joyce, L. Pietronero* “Statistical physics for cosmic structures” (Springer, Berlin, Heidelberg, New York, Barcelona, Hong Kong, London, Milan, Paris, Tokyo, 2004)
4. *J.E. Felten*, IAUS. **117**, 111 (1987).
5. *W.J. Frith, G.S. Busswell, R. Fong, N. Metcalfe and T. Shanks*, MNRAS. **345**, 1049 (2003).
6. *D.H. Jones, W. Saunders, M. Colless, et al.*, MNRAS. **355**, 747 (2004).
7. *D.H. Jones, W. Saunders, M. Read and M. Colless*, PASA. **22**, 277 (2005).
8. *R. Massey, J. Rhodes, A. Leauthaud, et al.*, ApJS. **172**, 239 (2007).
9. *P. Norberg, S. Cole, C.M. Baugh, et al.*, MNRAS. **336**, 907 (2002).
10. *Peebles P.J.E.* 2001, astro-ph/0103040
11. *P. Pirin Erdoğdu, O. Lahav, J.P. Huchra, M. Colless, et al.*, MNRAS. **373**, 45 (2006).
12. *R.S. Somerville, K. Lee, H.C. Ferguson, et al.*, ApJ. **600**, 171 (2004).
13. *F. Sylos Labini, N.L. Vasilyev, L. Pietroneiro and Y.V. Baryshev*, EL., **86** 4 (2009).
14. *F. Sylos Labini, M. Montuori and L. Pietronero*, Phys. Rep. **293** 61 (1998).
15. *K. Wakamatsu, M. Colless, T. Jarrett, Q. Parker, W. Saunders and F. Watson*, ASPC. **289**, 97 (2003).
16. *Y. Yoshii and F. Takahara*, ApJ. **326**, 1 (1998).
17. *Ю.В. Барышев, П. Теерикорни*, Бюлл. Спец. астрофиз. обсерв., **59**, 92, (2006)
18. *Н.В. Васильев*, дипломная работа, СПбГУ, (2004).
19. *Н.Ю. Ловягин*, Бюлл. Спец. астрофиз. Обсерв., **64**, 3, 2009
20. *А.В. Тихонов и др.* Бюлл. Спец. астрофиз. Обсерв., **50**, 39, (2000).

MODELING OF FRACTAL GALAXY DISTRIBUTION

Lovyagin N.Y.

Saint-Petersburg State University

Methods of determination of fractal dimension and irregularity scale are tested on model galaxy catalogs and applied to data of 2dF and 6dF surveys. Used synthetic model galaxy catalogs modeling not only spatial galaxy distribution (uniform and fractal) but distribution absolute stellar magnitude (luminosity function). Three methods are used: correlated analysis (determination of fractal dimension), determination of fluctuations in radial galaxy distribution and SL analysis. In the paper shown that correlated methods could be applied only at scale from several average galaxy distance up to only 10-20% of radius of maximal ball totally lying in the spatial sample limit. 2DF data let to determine fractal dimension as 2.2 ± 0.25 at the scale of 2 to 20 Mpc. Analysis of fluctuation in radial galaxy distribution shows that fluctuation is correlated to fractal dimension and it opens a way to determine structures. Radial distribution of galaxies of 2dF and 6dF surveys shows significant irregularities at scale up to 70 Mpc, it's scale and size is well-correlated to estimation of fractal dimension 2.1-2.4. SL-statistic is considerably different for distributions with different fractal dimension and required additional exploring.

О РАСПОЗНАВАНИИ СЛАБЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ И ПРОМЫШЛЕННЫХ ВЗРЫВОВ НА ЮГО-ВОСТОКЕ БАЛТИЙСКОГО ЩИТА

Панас Н.М., Бахарева Д.И.
ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

Данная работа посвящена изучению типовых черт сейсмических сигналов от промышленных взрывов и слабых землетрясений для создания региональной методики распознавания землетрясений. С этой целью рассмотрены существующие приемы распознавания слабых землетрясений и промышленных взрывов. Для решения задачи создана база данных взрывов и землетрясений на территории юго-восточной Финляндии и Санкт-Петербургского региона России. Проведено детальное исследование волновых форм всех событий, а также сделан анализ характерных взрывов и землетрясений методом спектрального и вейвлет-анализа. Выявлены определенные различия между записями волновых форм взрывов и землетрясений, между их спектрами и вейвлетами. На основании этих различий сделаны соответствующие выводы, применимые к региональной методике распознавания.

В 2006 году Геофизической службой РАН при участии ГАО РАН начата организация региональной сейсмической сети. В настоящее время уже функционируют три станции Валаам, Выборг и Измиран, в дальнейшем планируется продолжить развитие сети.

За прошедшие два года на территории Ленинградской области зарегистрировано более двух тысяч сейсмических событий, в основном, техногенной природы, которые явились фактической основой для предварительной оценки качества сейсмической регистрации. На рис. 1 в качестве примера представлена карта сейсмических событий зарегистрированных с января по апрель 2008 года. Выделить среди них землетрясения затруднительно.

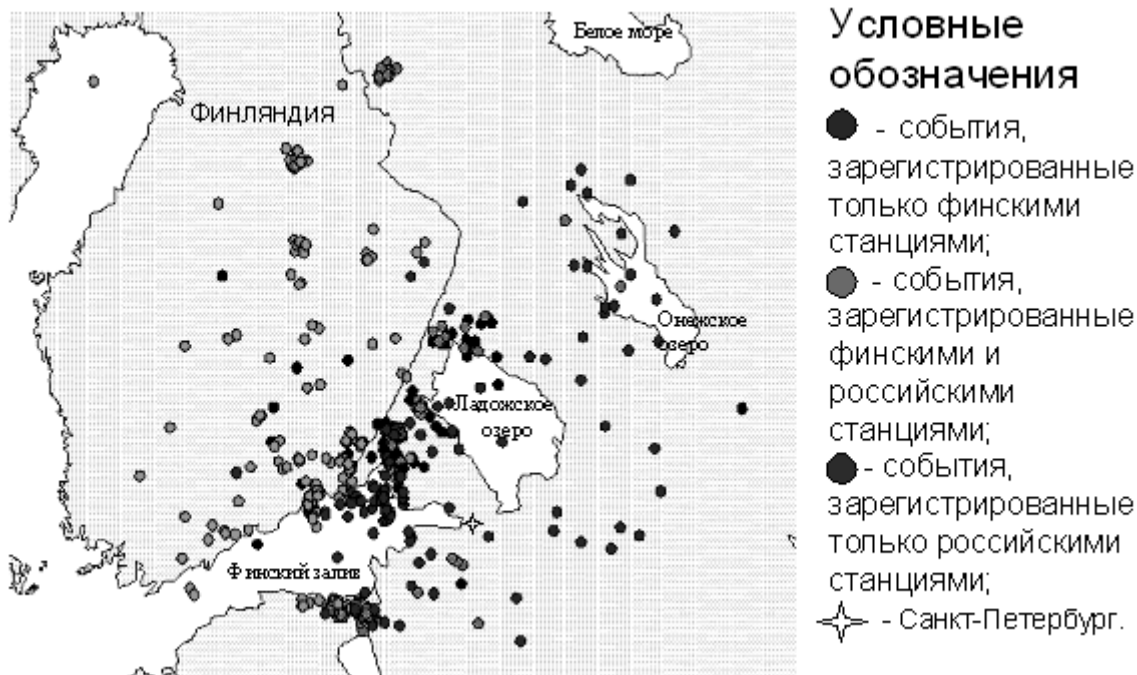


Рис. 1. Карта сейсмических событий, зарегистрированных на территории Санкт-Петербургского региона и сопредельных районов Финляндии с января по апрель 2008 г.

Для разработки методики распознавания взрывов и землетрясений рассмотрен ряд событий, записанных сейсмической станцией Валаам. Обработка сейсмограмм и локализация событий проводились с помощью программ WSG 5.5.5. и Seisan 8.0. При этом использовались данные финских бюллетеней (www.seismo.helsinki.fi).

В таблице 1 представлены шестнадцать сейсмических событий, восемь из которых являются событиями естественного происхождения, землетрясениями, другие восемь событий – взрывами. Данные события представляют собой восемь пар «взрыв–землетрясение», имеют сопоставимые магнитуды и эпицентральные расстояния. События разделены в зависимости от эпицентрального расстояния.

Таблица 1.

Землетрясения				Взрывы			
Эпицентральное расстояние > 2°							
Дата; время	Координаты	Δ ; (M)	A_s A_p A_s/A_p	Дата; время	Координаты	Δ (M)	A_s A_p A_s/A_p
07.09.06 03:58	62.160 25.900	2.50 ⁰ (1.5)	0.004; 0.001; 4	02.07.07 07:49	62.086 26.670	2.13 ⁰ (1.1)	0.0003; 0.0005; 0.6
18.11.07 13:29	62.170 25.890	2.51 ⁰ (1.7)	0.007; 0.001; 7	04.04.08 17:14	62.298 25.687	2.64 ⁰ (1.2)	0.001; 0.001; 1
05.07.07 19:51	62.180 25.910	2.50 ⁰ (1.8)	0.008; 0.001; 8	02.04.08 11:55	62.790 27.383	2.19 ⁰ (1.2)	0.0007; 0.0003; 2.3
24.12.07 08:23	60.560 25.540	2.73 ⁰ (1.6)	0.003; 0.002; 1.5	14.11.07 13:00	62.411 26.672	2.26 ⁰ (1.3)	0.002; 0.002; 1
Эпицентральное расстояние < 2°							
25.07.07 22:57	61.410 27.290	1.73 ⁰ (0.6)	0.001; 0.001; 1	11.04.08 08:40	60.885 27.512	1.70° (0.9)	0.0003; 0.0003; 1
23.07.07 23:15	61.410 27.330	1.71 ⁰ (1.0)	0.001; 0.002; 0.5	19.03.08 11:23	61.047 26.967	1.92 ⁰ (0.9)	0.0005; 0.0005; 1
08.05.07 09:17	61.520 27.170	1.79 ⁰ (1.7)	0.440; 0.215; 2.04	08.04.08 10:45	61.688 27.526	1.64 ⁰ (1.2)	0.001; 0.001; 1
11.07.07 15:45	60.110 28.890	1.59 ⁰ (2.04)	0.014; 0.002; 7	10.04.08 08:27	60.512 29.162	1.20 ⁰ (1.8)	0.005; 0.003; 1.7

На рис. 2 представлена запись волновых форм взрыва с эпицентральным расстоянием 1.20°, записанного станцией Валаам 10 апреля 2008 г. На этой записи четко видны вступления продольной и поперечной волны. Также на вертикальной составляющей записи можно выделить вступление поверхностной волны Релея. Она имеет сравнительно большой период и амплитуду.

Для землетрясения 11.07.2007 г. с эпицентральным расстоянием 1.59° наличие волны Релея не характерно (рис.3), как и для событий с эпицентральным расстоянием > 2°, независимо от того взрыв это или землетрясение (рис. 4, 5).

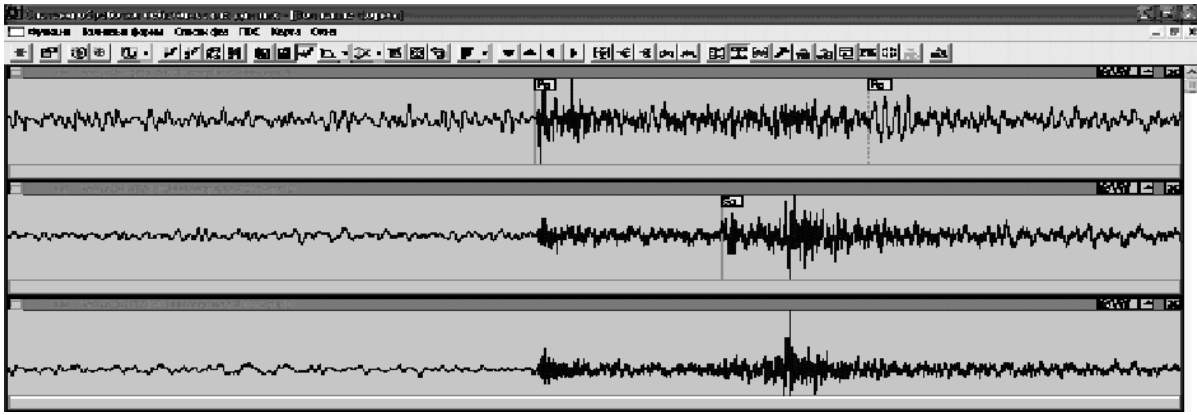


Рис. 2. Запись волновых форм взрыва 10.04.2008 08:27 $\Delta = 1.2^\circ$

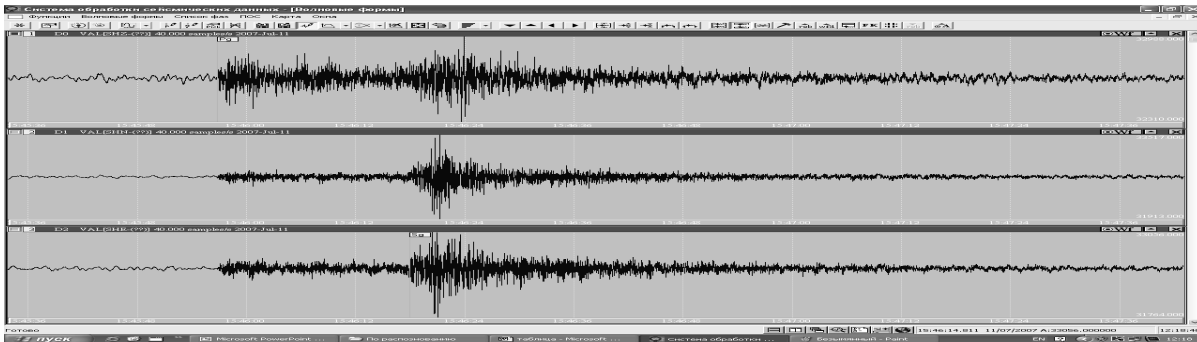


Рис. 3. Запись волновых форм землетрясения 11.07.2007 15:45 $\Delta = 1.59^\circ$

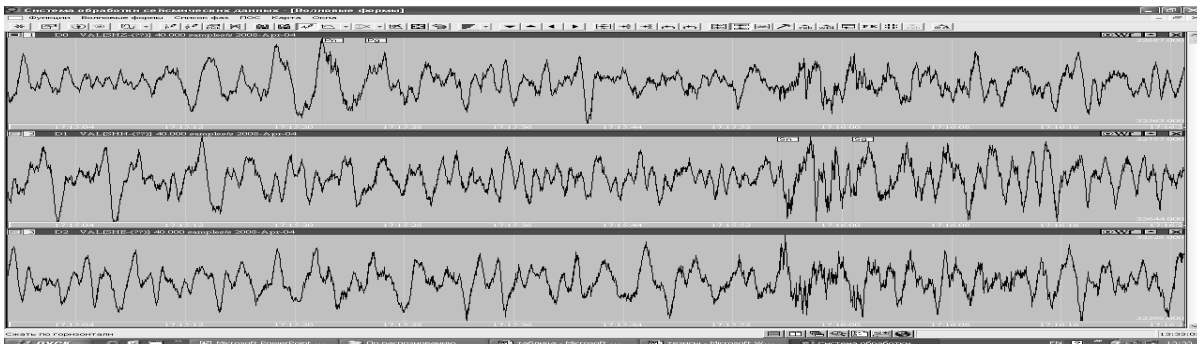


Рис. 4. Запись волновых форм взрыва 04.04.2008 17:14 $\Delta = 2.64^\circ$.

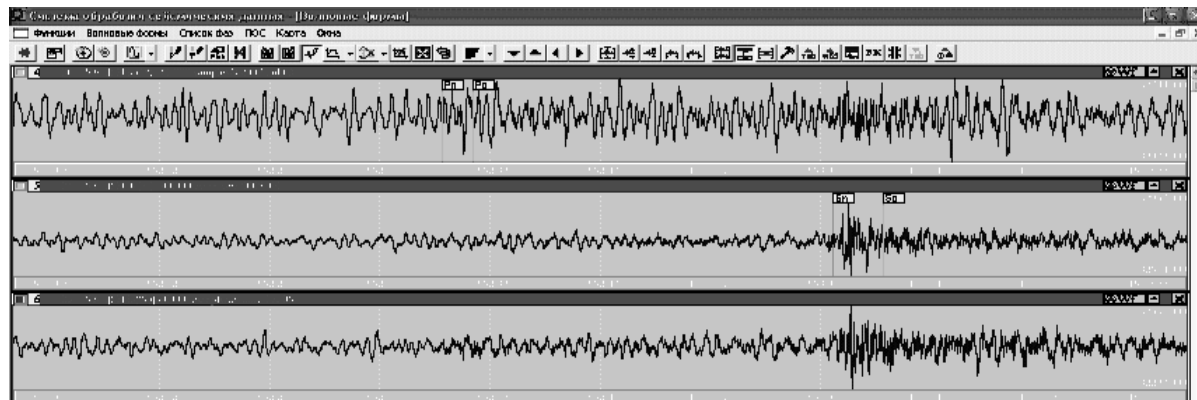


Рис. 5. Запись волновых форм землетрясения 05.07.2007 19:51 $\Delta = 2.50^\circ$.

На следующем этапе проведен спектральный анализ выбранных событий, при этом использовалась симуляция по скорости. Амплитудные спектры построены в диапазоне частот 3-8 Гц. Ниже приведены общие картины, включающие волновые формы (в верхнем левом углу), спектр событий (справа), эпицентр события (справа внизу) и список фаз (рис. 6-9). Отдельно были построены спектры продольной и поперечной волн с последующим наложением спектров друг на друга для их сравнения. Для землетрясения спектральная амплитуда поперечной волны больше, чем спектральная амплитуда продольной волны. Для взрыва имеем обратное отношение спектральных амплитуд. То же самое наблюдается и для событий с эпицентральной дистанцией меньше 2 градусов.

✓ События с эпицентральной дистанцией больше 200 км.

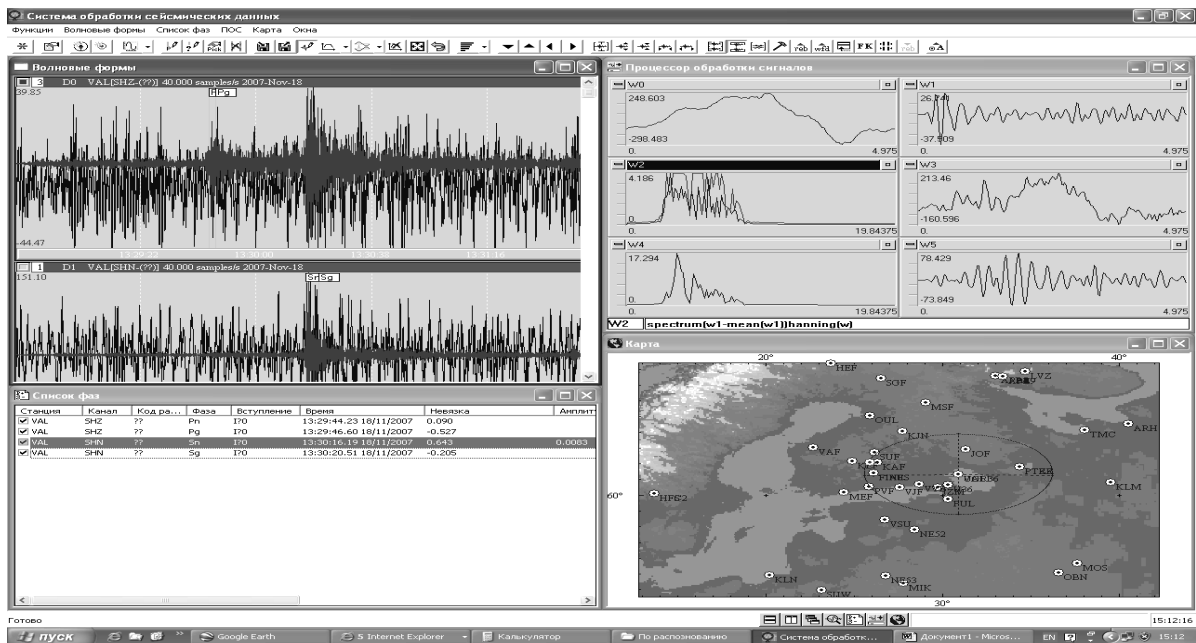


Рис. 6. Общая картина землетрясения 18.11.2007 13:29, M = 1.7.

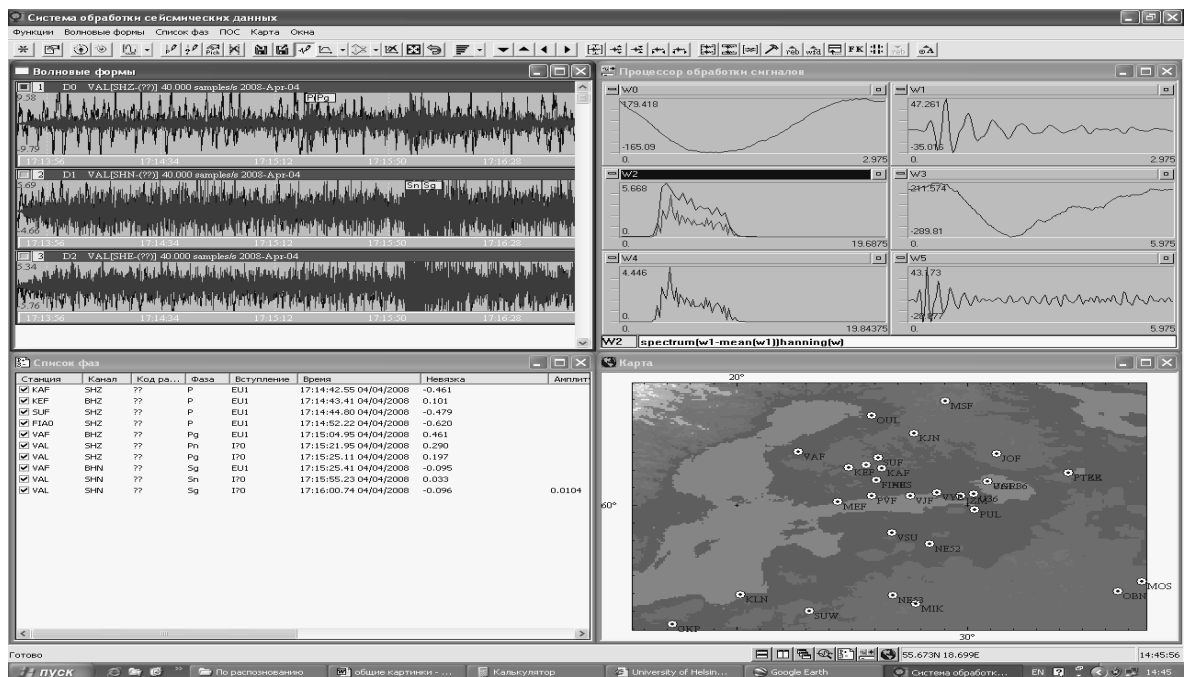


Рис. 7. Общая картина взрыва 04.04.2008 17:14, M = 1.2.

✓ События с эпицентральной расстоянием меньше 200 км.

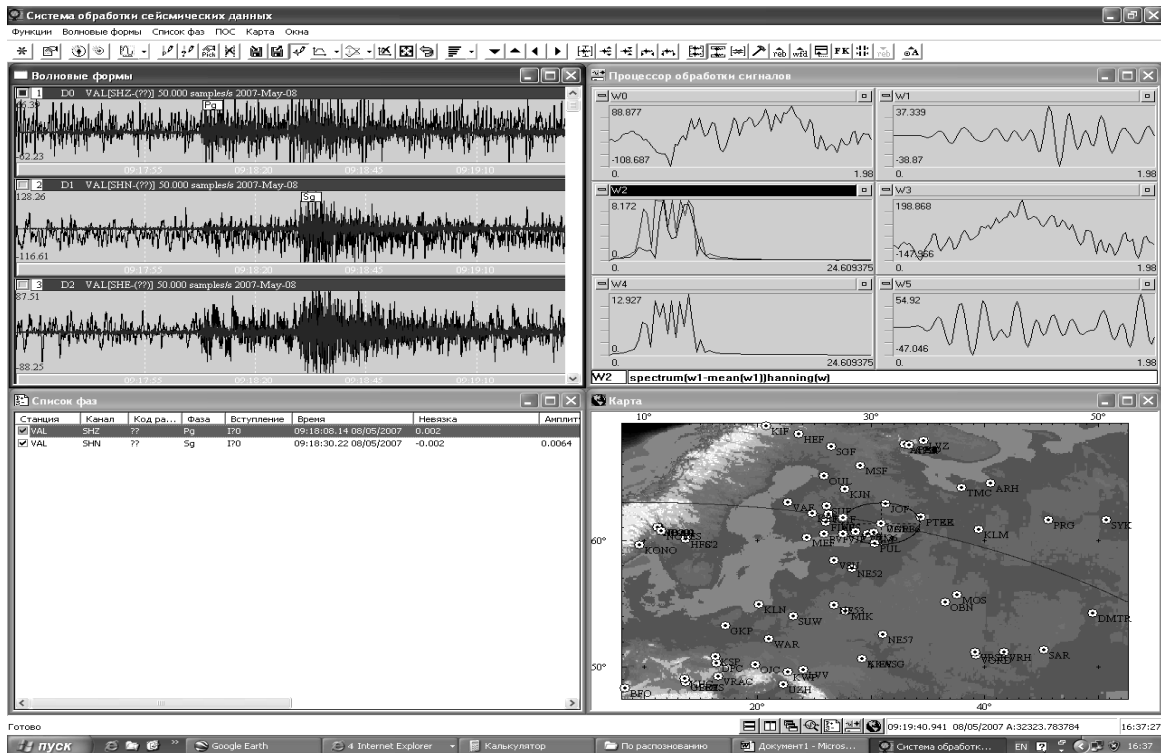


Рис. 8. Общая картина землетрясения 08.05.2007 09:17 М = 1.7.

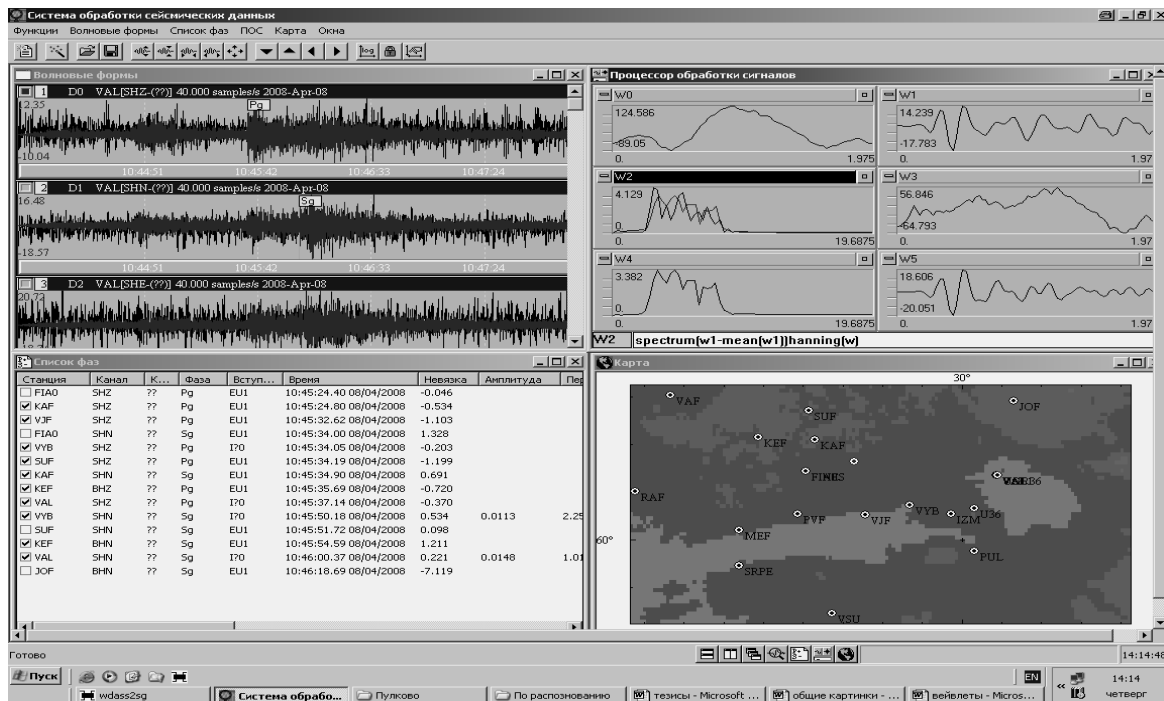


Рис. 9. Общая картина взрыва 08.04.2008 10:45 М = 1.2.

Одним из широко распространенных критериев дискриминации взрывов и землетрясений является отношение амплитуд объемных продольных и поперечных волн. Предполагается, что взрывы, имея сферически симметричный источник, практически не порождают S-волны, а если и порождают, то либо из-за некоторой несимметричности источника, либо из-за превращений первичных P-волн в S-волны на свободных по-

верхностях. Поэтому отношение амплитуд S/P для взрывов должно быть очень мало. Землетрясения же, представляющие собой тектонические подвижки по разломам, отличаются несимметричностью источника и могут порождать сильные S волны [1].

В таблице 1 приведены отношения спектральных амплитуд. Из таблицы видно, что взрывы в целом характеризуются меньшими значениями амплитудных отношений, чем землетрясения, и в основном отношения равны единице. Землетрясения, как правило, имеют амплитудные отношения больше единицы, некоторые события могут достигать значения данного параметра больше 3.

Затем для данных событий с помощью комплекта программы обработки и анализа сейсмических событий А.А. Любушина была построена эволюция логарифма спектра с последовательным сдвигом временного окна размером 39 точек (пролонгированные спектры-Фурье) [2]. По горизонтальной оси откладывается логарифм частоты, а по вертикали амплитуда. После визуального сравнения этих спектров можно сделать вывод о том что, в случае землетрясений наблюдается ядро, которое не видно для взрывов (рис. 10-13).

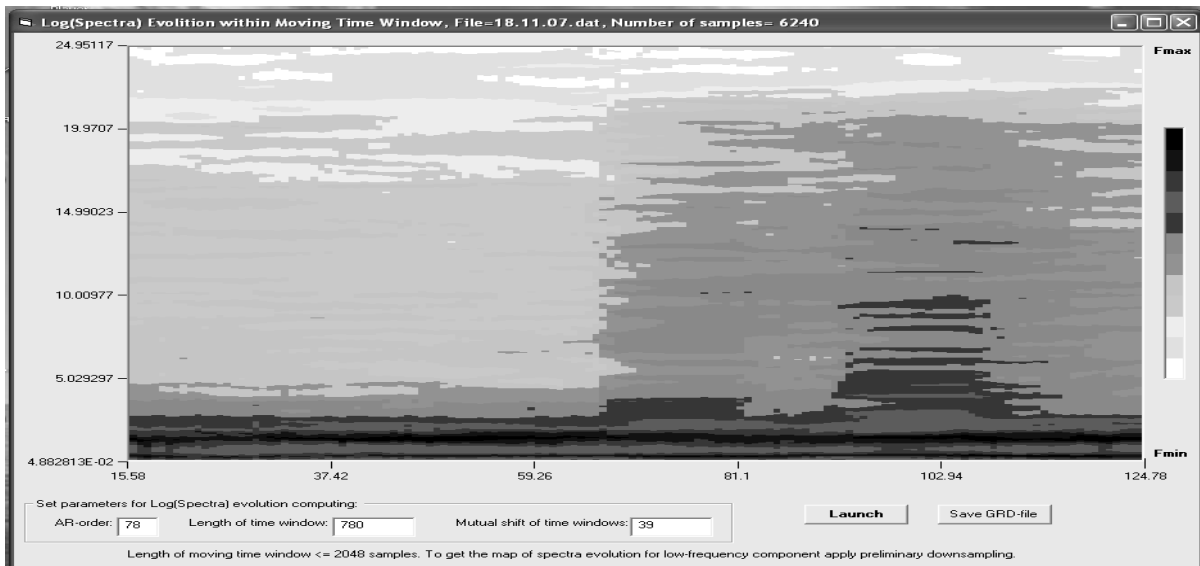


Рис. 10. Пролонгированный спектр-Фурье для землетрясения 18.11.2007.

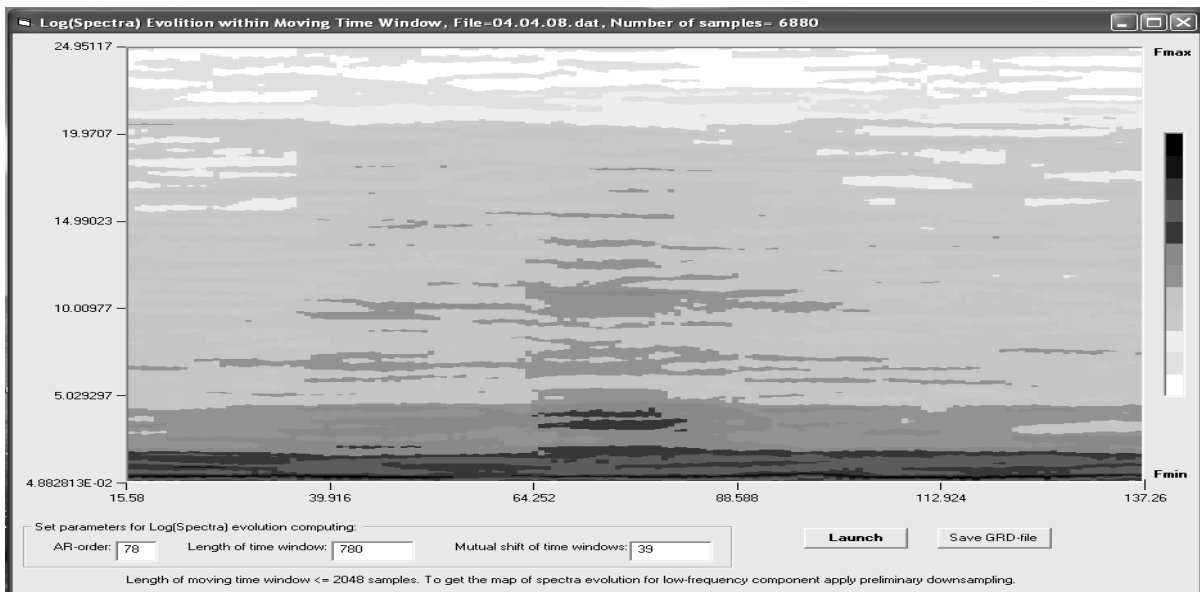


Рис. 11. Пролонгированный спектр-Фурье для взрыва 04.04.2008.

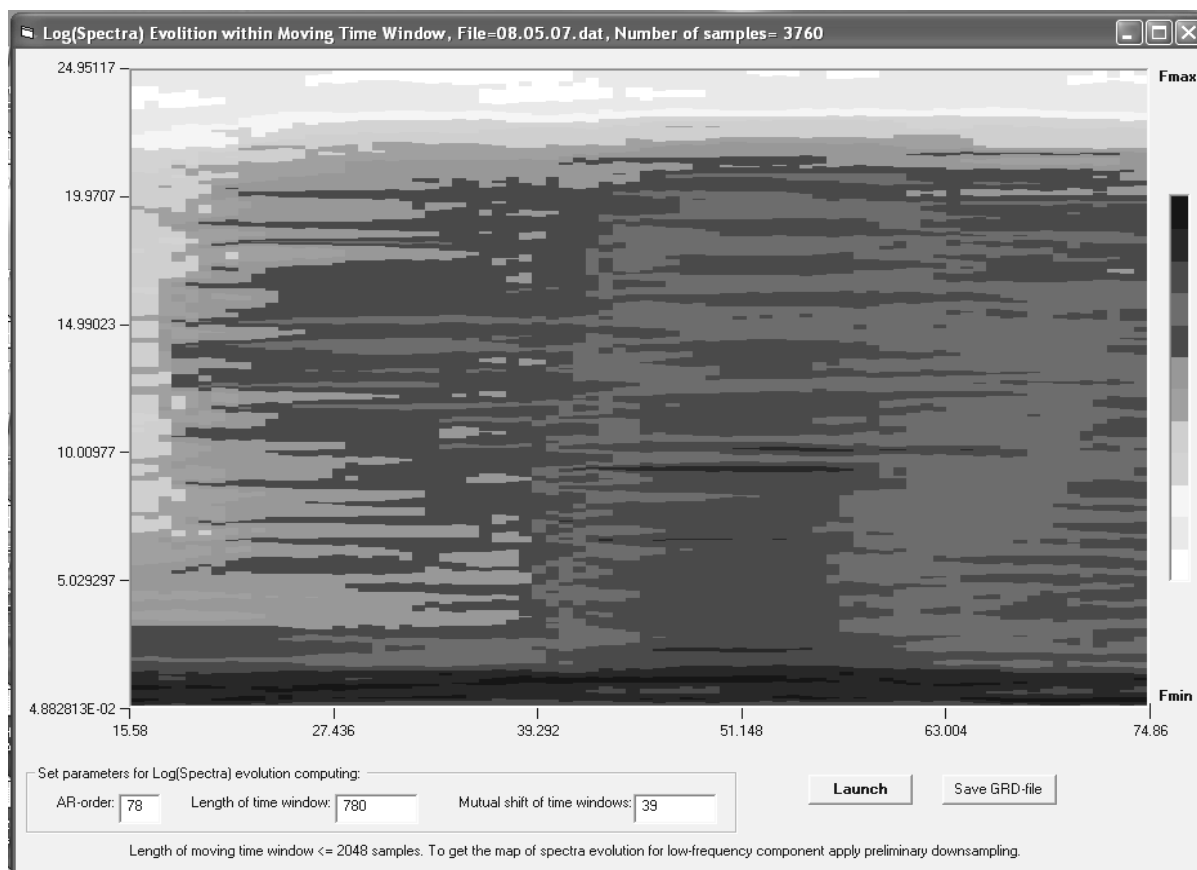


Рис. 12. Пролонгированный спектр-Фурье для землетрясения 08.05.2007.

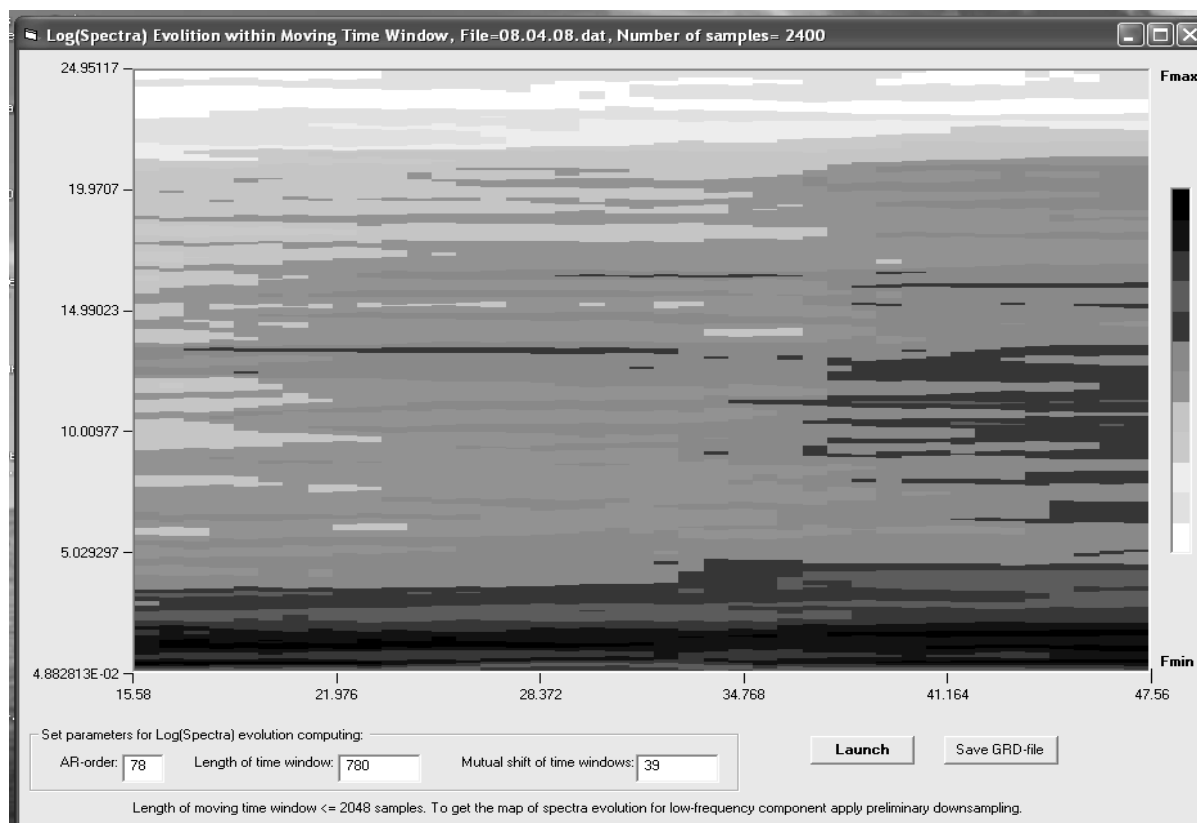


Рис. 13. Пролонгированный спектр-Фурье для взрыва 08.04.2008.

Далее для некоторых событий были построены плотности спектров вейвлет-функции Морле, на которых наблюдается четкое и более интенсивное вступление поперечной волны для землетрясений и отсутствие этой четкости у взрывов (рис. 14-17) [3].

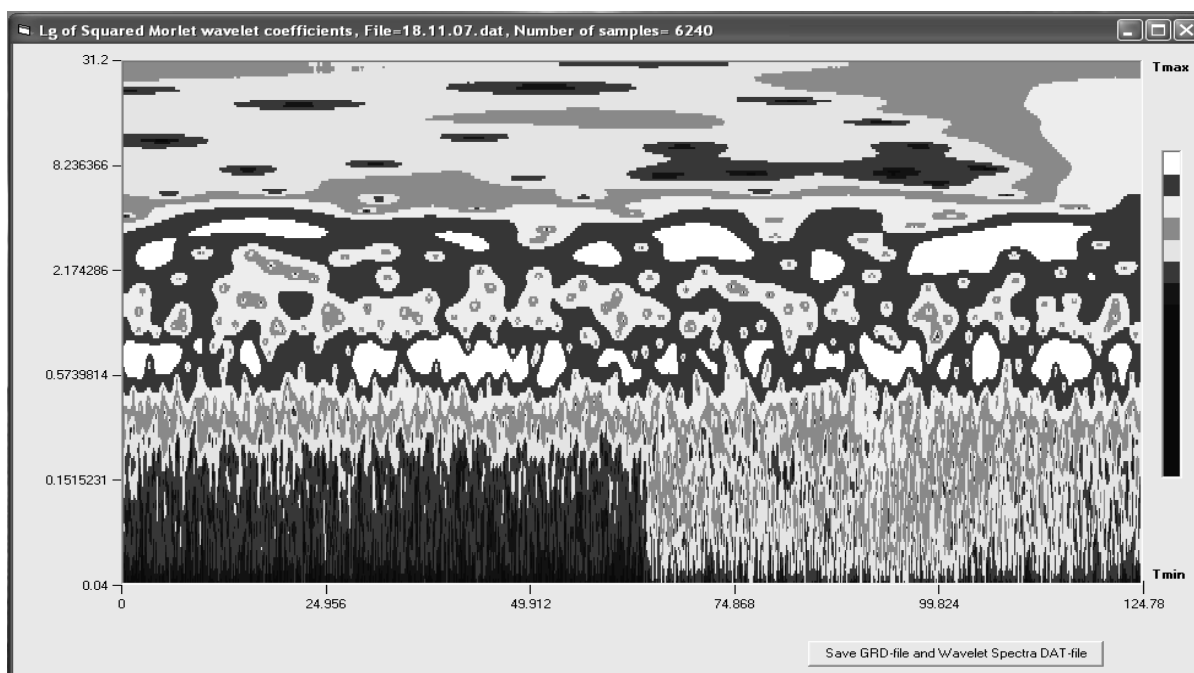


Рис. 14. Плотность спектра вейвлет-функции Морле для землетрясения 18.11.2007.

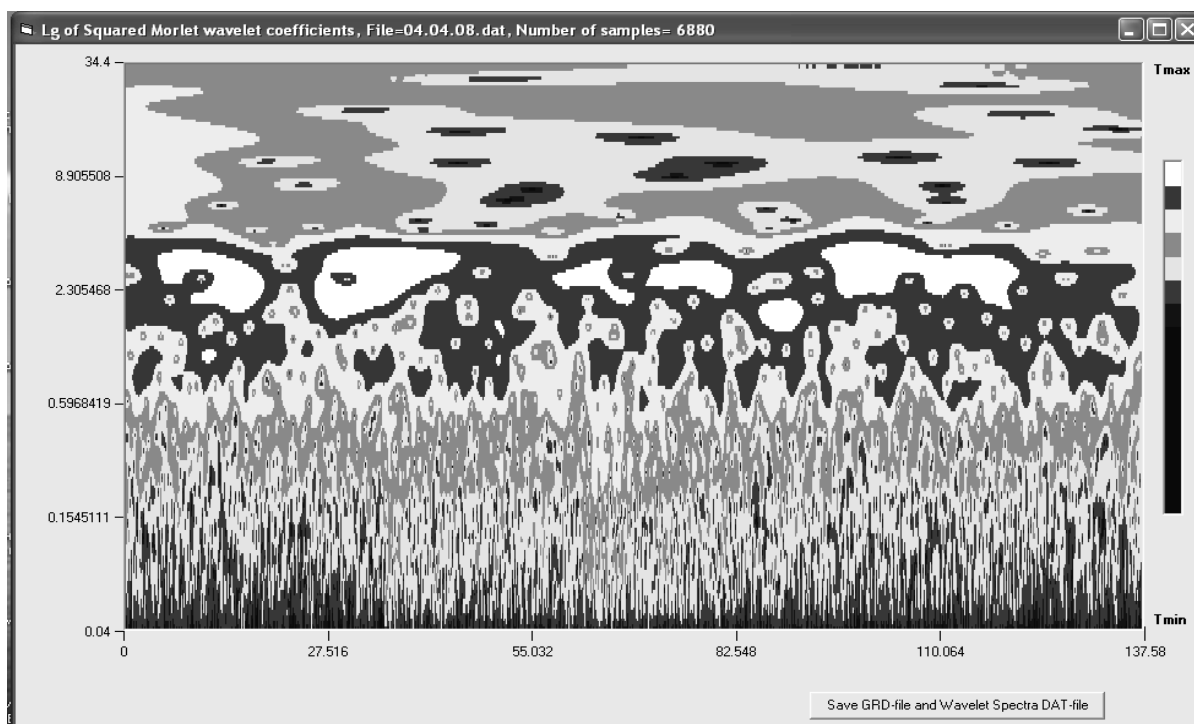


Рис. 15. Плотность спектра вейвлет-функции Морле для взрыва 04.04.2008.

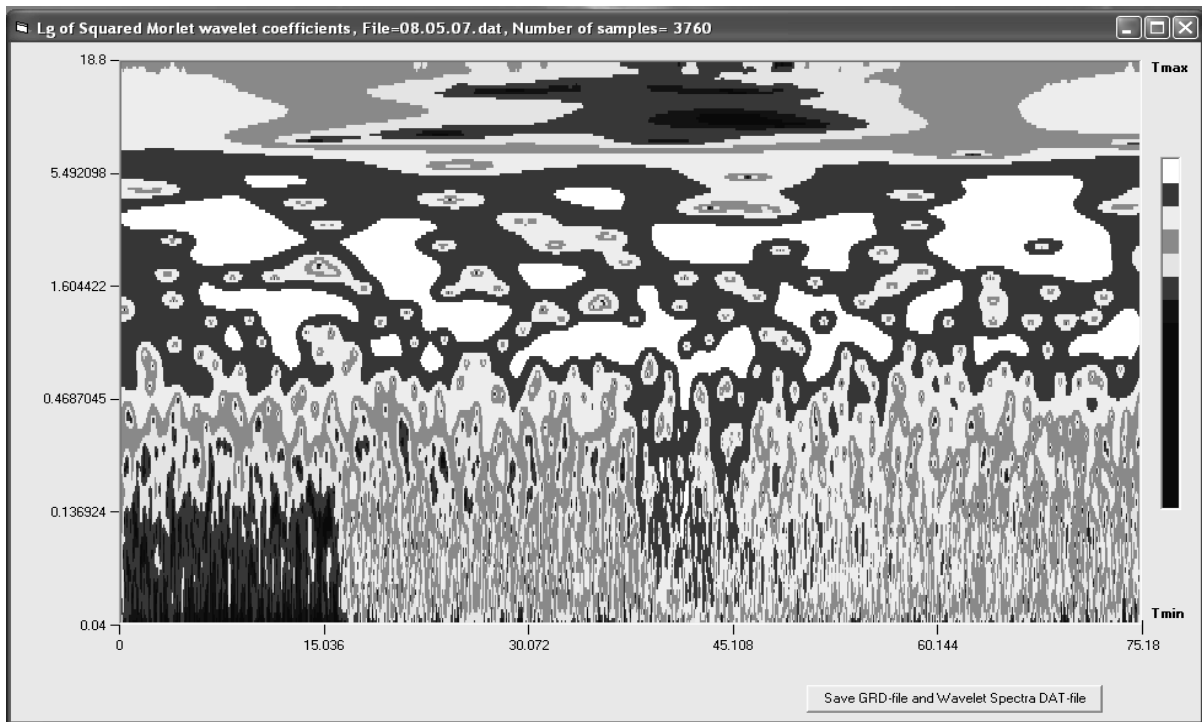


Рис. 16. Плотность спектра вейвлет-функции Морле для землетрясения 08.05.2007.

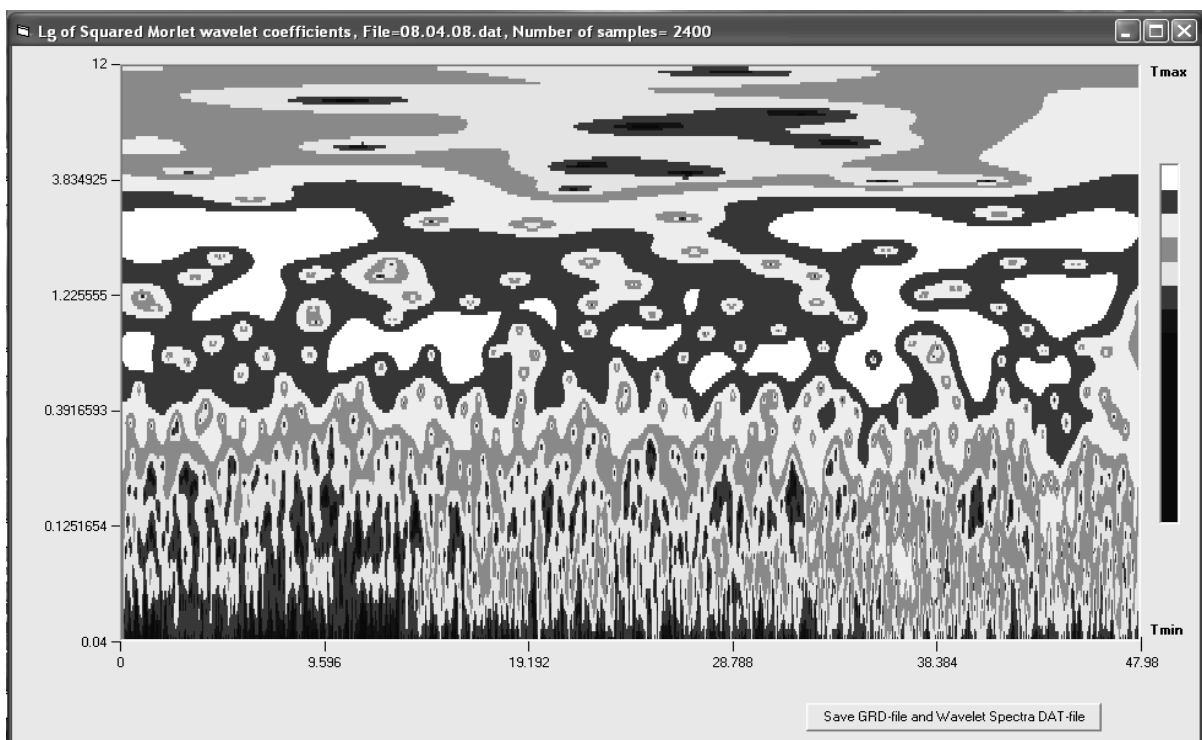


Рис. 17. Плотность спектра вейвлет-функции Морле для взрыва 08.04.2008.

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

1. На территории Карельского перешейка взрывы и землетрясения различаются по волновым формам: на записях промышленных взрывов с эпицентральной расстоянием $< 2^\circ$ всегда присутствуют поверхностные волны Релея. Но этот признак не универсален, т.к. мелкофокусные землетрясения также характеризуются наличием этого признака.

2. Отношения спектральных амплитуд поперечной и продольной волн для землетрясений имеют средние значения, примерно, 2–5, а для промышленных взрывов – немного больше 1.

3. Пролонгированные спектры Фурье в случае землетрясений имеют ядро, которое в Фурье-спектрах взрывов не наблюдается.

4. На графиках вейвлет-преобразований для землетрясений вступление поперечной волны намного интенсивнее вступления продольной, а для промышленных взрывов интенсивность вступлений продольной и поперечной волны, примерно, одинакова.

На основании всех этих различий по мере накопления материала в будущем будет создана региональная методика распознавания взрывов и землетрясений.

Литература

1. <http://www.krsc.ru/psratio.htm>
2. *А.А. Любушин.* Программа выделения скрытых периодичностей в потоке событий и разведочного анализа свойств скалярных временных рядов. – М.: Институт физики Земли РАН им. О.Ю. Шмидта.
3. *А.А. Любушин.* Анализ данных систем геофизического и экологического мониторинга / А.А. Любушин; отв. ред. Г.А. Соболев; Ин-т физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. – М.: Наука, 2007. – 228 с. – ISBN 5-02-034063-4 (в пер.)

ABOUT DISCRIMINATION OF WEEK EARTHQUAKES AND INDUSTRIAL EXPLOSIONS IN THE SOUTHEASTERN BALTIC SHIELD

Panas N.M., Bakhareva D.I.

GAO of the Russian Academy of Science, St.-Petersburg

This work is devoted to research of typical features of seismic signals from industrial explosions and weak earthquakes to create regional methods of discrimination. The present methods of discrimination are considered here. The database of explosions and earthquakes of territory of the southeast Finland and the St.-Petersburg region of Russia are created to decide this problem. The detailed research of all event waveforms is carried out. The analysis of typical explosions and earthquakes is conducted by the method of spectral and the wavelet analyses. Certain distinctions between records of explosions' and earthquakes' waveforms and between their spectra and wavelet are revealed. Corresponding conclusions applicable to regional methods of discrimination are made on the basis of these distinctions.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МИЛЛИМЕТРОВОЙ ЧАСТИ МИКРОВОЛНОВЫХ СОЛНЕЧНЫХ РАДИОВСПЛЕСКОВ

Смирнова В.В., Нагнибеда В.Г.

Санкт-Петербургский государственный университет, НИИАИ им. В.В. Соболева

1. Солнечное миллиметровое излучение как показатель ускорения частиц до высоких энергий

Солнечные радиовсплески представляют собой ряд нестационарных явлений, наблюдаемых в широком диапазоне длин волн [1]. Изменения конфигурации магнитного поля, всплытие новых магнитных потоков, появление токовых слоев и магнитное пересоединение приводит к накоплению и последующему высвобождению энергии в виде вспышек, которые наблюдаются как в радио, так и в оптическом, рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах.

Радионаблюдения дают возможность изучать пространственное распределение электронов, ускоренных в период вспышки, и определить механизмы, ответственные за процессы ускорения и нагрева плазмы во вспышечной петле [6].

Для решения большинства задач, которые ставятся при наблюдениях миллиметровых радиовсплесков, необходимо знать положение источника, его структуру, плотность потока излучения и концентрацию электронов на различных этапах всплеска, что достигается при хорошем пространственном и временном разрешении используемого инструмента. К сожалению, радионаблюдения не дают возможность локализовать всплеск с достаточным угловым разрешением. Коротковолновая часть спектра радиоизлучения дает возможность изучать пространственное распределение энергичных электронов во вспышках, но из-за трудностей наблюдений эта часть спектра хорошо получена для небольшого числа достаточно крупных вспышек [4].

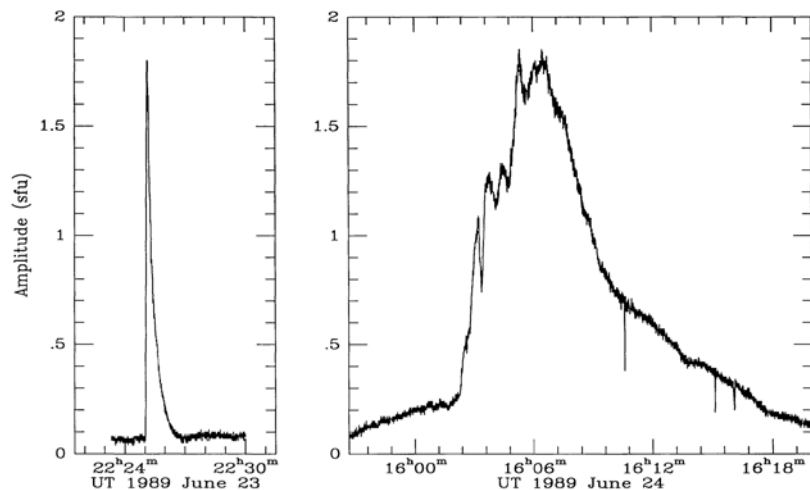


Рис. 1.

Наблюдаемая морфология миллиметровых всплесков достаточно разнообразна (рис. 1). Имеются как простые (импульсные), так и сложные, «спайковые» структуры, видимые на временных профилях, природа которых связана, скорее всего, с различными вариациями параметров в источнике всплеска и взаимодействием электронов, ускоренных в процессе вспышки с плазмой. Обычно спектр миллиметрового всплеска определяется гиротронным механизмом, но для типичных значений магнитных по-

лей в короне, миллиметровое излучение должно наблюдаться на высоких гармониках гирочастоты; субрелятивистские электроны очень слабо излучают на высоких гармониках, поэтому в миллиметровом излучении должны преобладать электроны с энергиями порядка 1 МэВ [4].

Наблюдения микроволновых всплесков обычно проводятся на фиксированных частотах и зачастую строятся спектры на определенный момент времени, не отражающие динамику того или иного события и важные изменения во времени характеристик излучения. Было бы идеально проанализировать радиопоток и наблюдаемые структуры вместе как функции времени [6], что можно достичь путем построения динамического спектра, отражающего развитие процессов энерговыделения во времени для всего имеющегося диапазона частот. Для полного понимания физических процессов, возникающих в источниках энерговыделения и для уточнения локализации и моментов ускорения электронов до высоких энергий важно исследовать также тонкую временную структуру миллиметровой части микроволновых всплесков, особенно ее спайковую природу в предположении, что каждый спайк, возможно, является новым актом ускорения частиц.

В данной работе были рассмотрены спектральные особенности коротковолновой части микроволнового солнечного всплеска 04.06.2007 г. Было проведено сравнение стандартной теоретической модели спектра микроволнового всплеска с реально наблюдаемыми эффектами.

2. Стандартная модель спектра микроволнового всплеска

В соответствии с теорией гиротронного излучения, типичный спектр микроволнового всплеска представляет собой кривую, представленную на рис. 2. Обычно максимум лежит в пределах 5-10 ГГц. Наклон спектра определяется энергетическим спектром электронов [3].

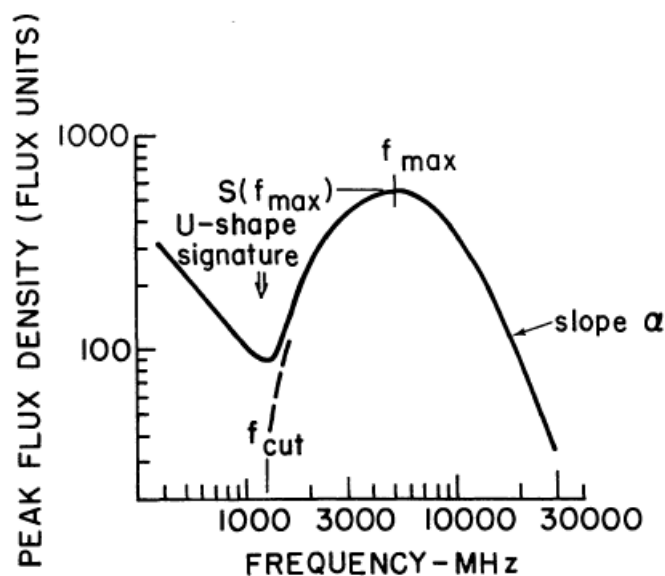


Рис. 2.

Однако наблюдаются такие всплески, спектр которых обнаруживает значительные отклонения от теоретической кривой, особенно в наиболее коротковолновой части (рис. 3) [2, 3, 6, 7].

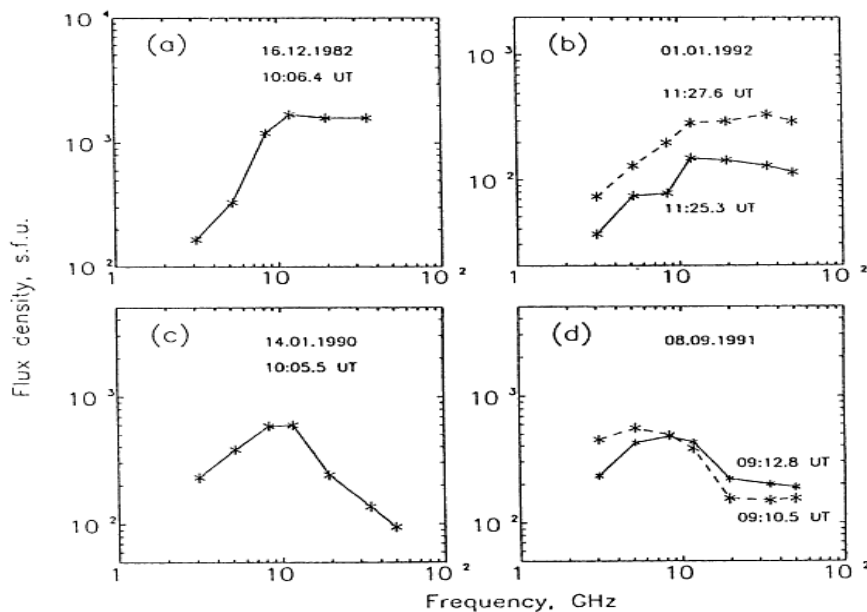


Рис. 3.

Наблюдается усиление излучения в миллиметровой области, происходит сдвиг спектрального максимума к высоким частотам. При этом форма спектра существенно меняется во времени. Поэтому для детального анализа вспыхивающего процесса желательно иметь информацию о динамике спектра и структуры вспыхивающей области.

4. Построение и анализ

Нами был построен динамический спектр для события, произошедшего в АО 10960 04.06.2007 г. Были использованы заранее откалиброванные данные, полученные на радиополяриметре Nobeyama в период с 05:10:00 до 05:20:00; максимальная фаза всплеска – 05:12:58. Дополнительно были построены карты Солнца на частотах 17 и 34 ГГц с разрешением 10 угл. сек. на 17 ГГц и 5 угл. сек. на 34 ГГц по данным, полученным на радиогелиографе Nobeyama в период всплеска с интервалом 1 сек.

Всплеск имел сложную структуру с многочисленными спайками, особенно явно видимыми на частотах > 10 ГГц. Мы выбрали наиболее выделяющиеся спайки для определения спектральных характеристик (рис. 4, 4а). Мгновенные спектры оказались различными для каждого спайка, особенно в миллиметровой части. Как обычно наблюдалось возрастание плотности потока до 9 ГГц, а в миллиметровой области наблюдался рост излучения и уплощение спектра к 80 ГГц (рис. 5).

Такое поведение мгновенных спектров на моменты появления спайков отражает (характеризует) динамичность происходящих во время всплеска процессов и сложное развитие его импульсной фазы.

Nachenberg и Wallis (1961) первыми попытались интерпретировать уплощение спектра и повышение излучения на высоких частотах. Подобные исследования спектров проводились также в работах Shimabukuro (1970, 1972), Kaufmann et al. (1986), White et al. (1992), Lim et al. (1992), Kundu et al. (1994). Большая статистическая работа с попыткой классифицировать спектры сильных микроволновых всплесков (> 100 с.е.п. на 80 ГГц) проводилась в работе Chertok et al. (1994). Интересно отметить, что в данной работе было дано несколько возможных интерпретаций таких спектров. Это 1) наложение нескольких гиросинхротронных источников в области всплеска, 2) гироманнитное излучение высокоэнергичных электронов, имеющих двухкомпонентный энергетический спектр, 3) оптически тонкое тормозное излучение испарившейся плазмы [2].

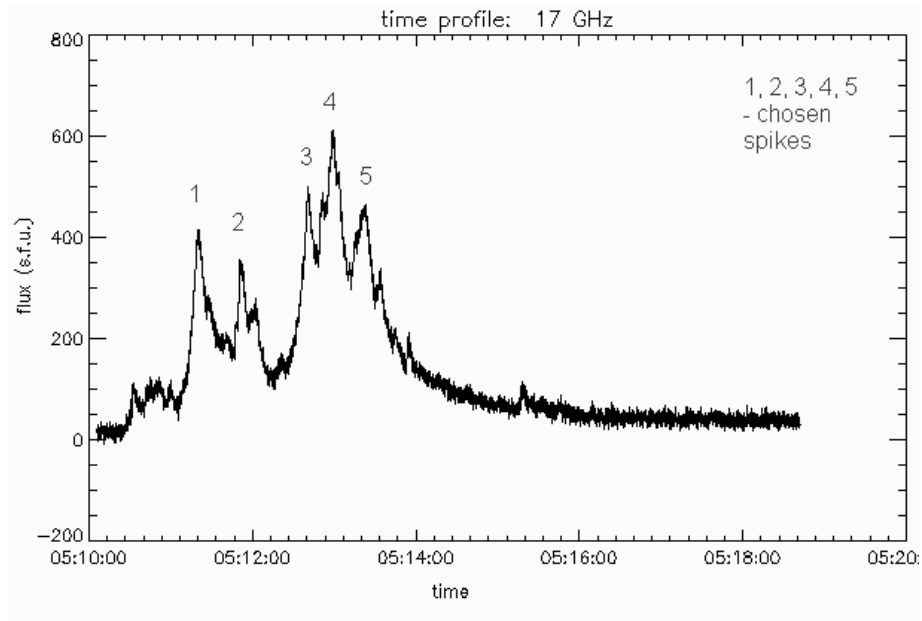


Рис. 4.

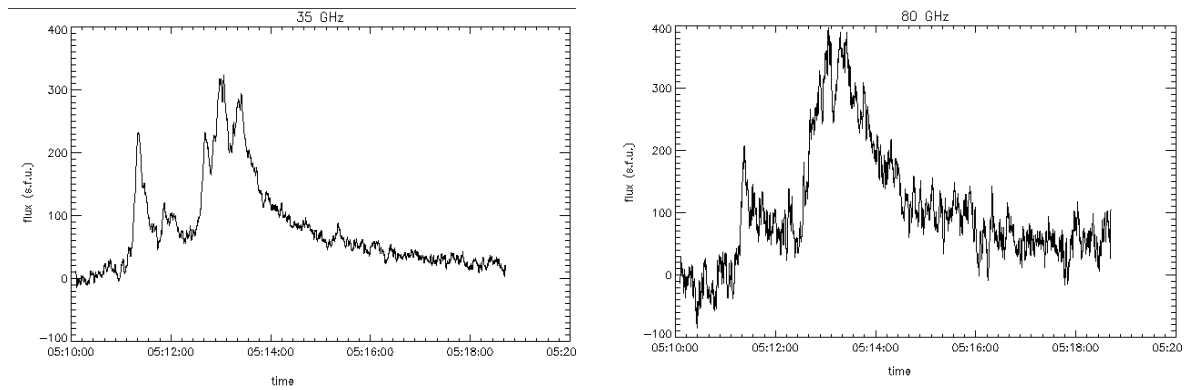


Рис. 4а.

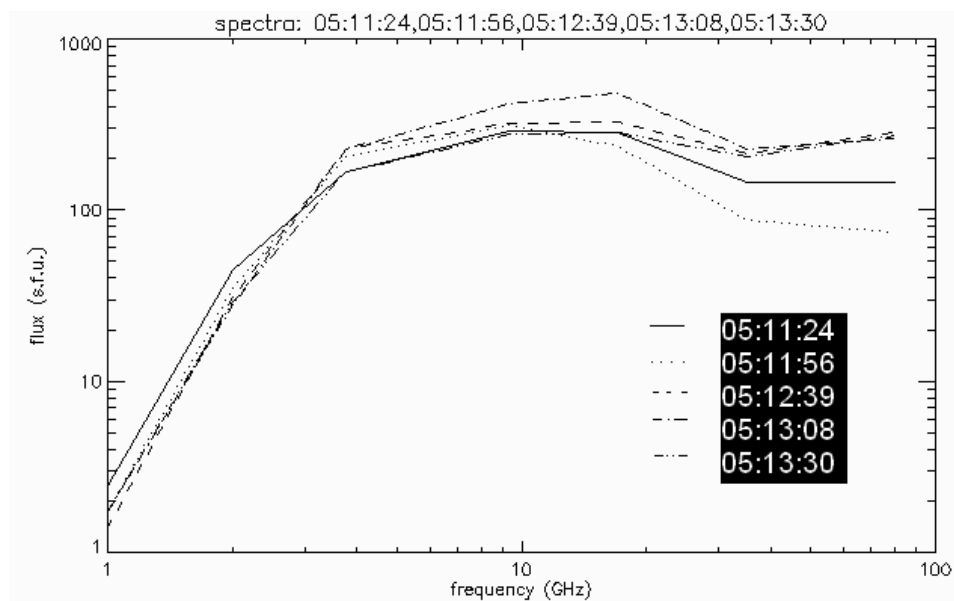


Рис. 5.

Однако изменения спектров в ходе вспышечного события указывают на сложную динамику различных процессов в области вспышки, и требует детального и комплексного рассмотрения микроволнового всплеска.

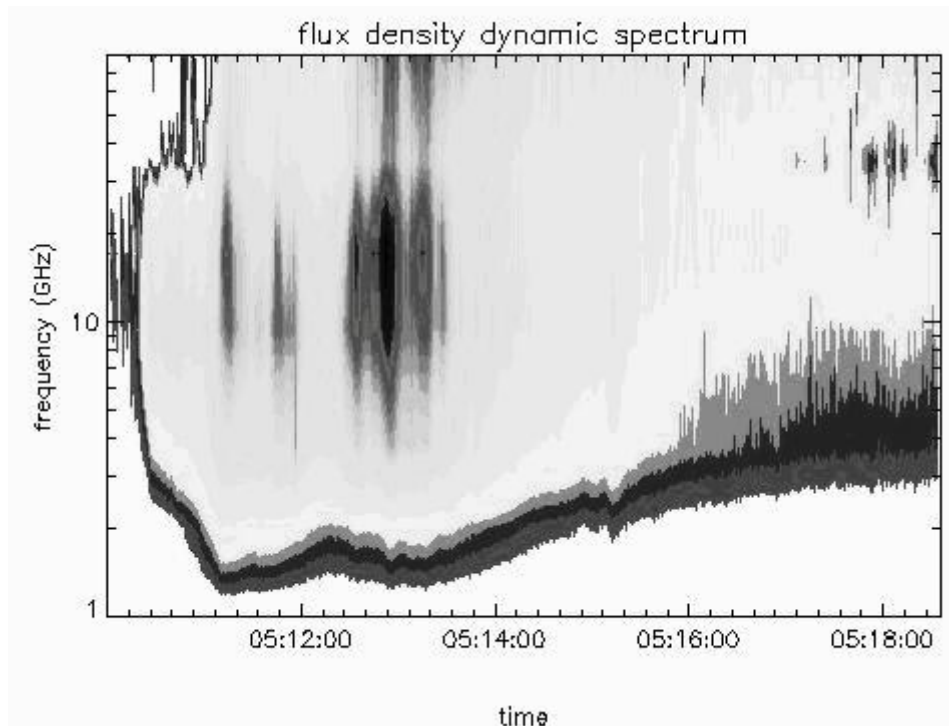


Рис. 6.

Общий подъем излучения во время всплеска наблюдается на всех волнах (рис. 6), но интересно отметить, что сильное миллиметровое излучения появляется только в двух спайках в период максимальной фазы всплеска (на частоте 80 ГГц значение потока максимально), в то время как в остальных спайках миллиметровое излучение практически не выделяется.

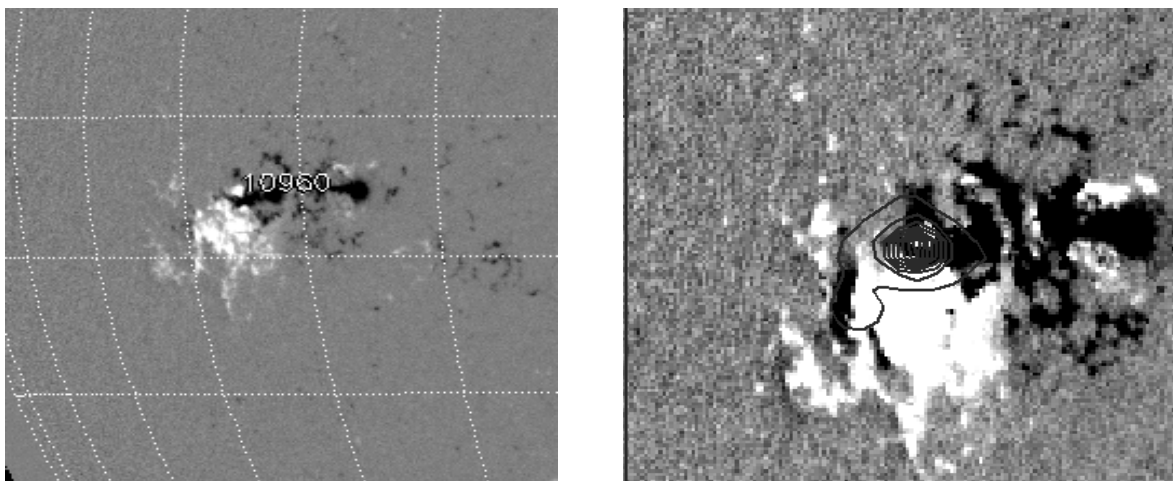


Рис. 7.

Солнечные радиокарты дают возможность локализовать область всплеска и ее перемещение. Мы нанесли контуры всплеска на магнитограммы, полученные с космиче-

ского аппарата SOHO MDI (рис. 7), и положение максимума всплеска на моменты появления спайков (рис. 8).

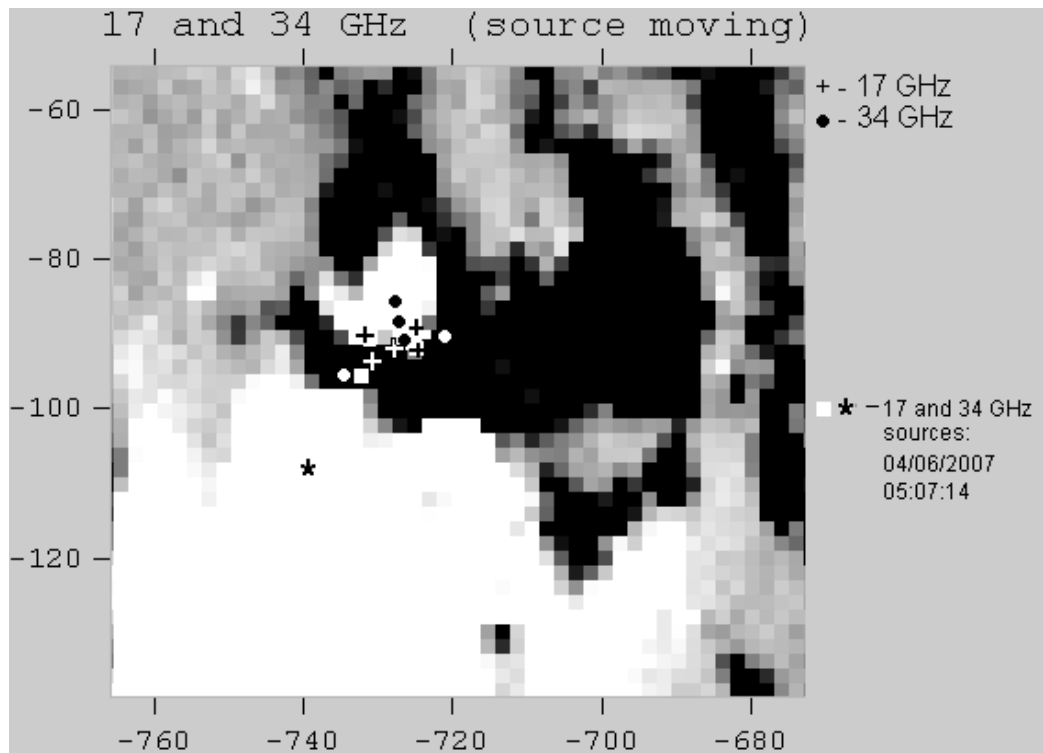


Рис. 8.

Стоит отметить, что область всплеска на 34 ГГц не совпадает с положением стационарного источника и отстоит от него более чем на 20 угл. сек. Интересно, что в течение всплеска положение максимума излучения на обеих частотах заметным образом меняется. Пока какой-либо закономерности в перемещении максимума всплеска мы отметить не можем.

5. Заключение

Коротковолновое миллиметровое импульсное излучение наблюдается лишь для наиболее сильных спайков, что вероятно связано с инъекцией более жестких электронов.

Для более детального обсуждения наблюдаемых перемещений максимума всплеска необходим более глубокий анализ структуры вспышечной области с возможным выделением вспышечных петель и локализацией области радиовсплеска в этой структуре.

Литература

1. *Нагнибеда В.Г., Пиотрович В.В.*, Труды астрономической обсерватории, том 41, 1987.
2. *Chertok I.M. et al.*, Solar Physics 160: 181-198, 1995.
3. *Kundu M.R. et al.*, The Astrophysical Journal, 547: 1090-1099, 2001.
4. *Kundu M.R., Vlahos L.*, Space Science Reviews 32, 405-462, 1982.
5. *Lim J. et al.*, Solar Physics 140; 343-368, 1992.
6. *Nindos A.*, Proceedings of Nobeyama Symposium 2004, NSRO Report No.1.
7. *Urpo S., Bakhareva, V.V. Zaitsev, A.V. Stepanov*, Solar Physics 154: 317-334, 1994.

SPECTRAL PECULIARITIES OF MILLIMETER MICROWAVE SOLAR RADIO BURSTS

Smirnova V.V., Nagnibeda V.G.

Saint-Petersburg state university, Sobolev Astronomical Institute

A typical spectrum of a microwave solar radio burst has its maximum at centimeter wavelengths (usually at about 10 cm). However, some bursts show spectral peculiarities like flattening of the spectrum and shift of the maximum to millimeter wavelengths. It is common for the bursts with complex time profiles. To study these spectral features it is important to investigate the thin time structure of millimeter radio emission that provide significant information about energetic electrons accelerated in flare processes.

We analyzed the microwave burst dynamic spectrum built from the calibrated data of Nobeyama radio polarimeter at the frequencies of 1, 2, 3.75, 9, 17, 35, 80 GHz. The chosen date is 2007/06/04, NOAA 10960. The burst dynamic spectrum was built.

The millimeter emission appearance has weak influence on a long wavelength spectrum part that is possibly related with the additional injection of high-energy electrons.

The impulsive burst source locations is misalign in different frequency ranges.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛАСТЕЙ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В ГАЛАКТИКЕ МАРКАРЯН 8

Соков Е.Н.¹, Буренков А.В.²

¹Главная астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

²Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз

1. Введение

В.А. Амбарцумян и его сотрудники (1963) обратили внимание на существование в гигантских спиральных галактиках ($M_{pg} < -20$) объектов, подобных 30Dor в БМО с размерами, превышающими на порядок типичные размеры ассоциации ОВ звёзд в Галактике и в самом БМО и абсолютными звёздными величинами $M_{pg} < -13.5$. Эти объекты авторы назвали Сверхассоциациями (СА). Также часто встречается во многих изданиях других авторов название "Гигантская НII область". Оба этих названия не противоречат друг другу, так как отражают две составляющие этих объектов, а именно: звёздную и газовую, которые неразрывно связаны друг с другом.

В этой работе будет использоваться второе название.

Позднее была составлена однородная выборка (Шахбазян, 1968) для более детального исследования Гигантских НII областей, в которую были включены все галактики Sc, SBc и Irr из каталога Шепли-Эймс ярче $12^m .5$, с $\delta > 10^\circ$, имеющие измеренные лучевые скорости и отстоящие от нас не далее, чем на 25 Мпк. В эту выборку вошло 84 галактики (72 Sc, 5 SBc и 7 Irr). В итоге в 15 галактиках из этой выборки были найдены Гигантские НII области (13 Sc, 1 SBc и 1 Irr типа). Эти галактики и семь, включённых дополнительно, вошли в окончательный список галактик с Гигантскими НII областями, для двенадцати из которых было проведено детальное фотометрическое исследование (Шахбазян, 1970).

Первый Бюраканский спектральный обзор (сокращённо ПБСО), начатый Маркаряном в середине 60-х годов, привёл к обнаружению большого количества объектов с УФ-избытком, имеющих в спектре узкие эмиссионные линии (приблизительно три четверти всех объектов этого обзора). Среди этих объектов было выделено много галактик, имеющих Гигантские НII области (Саакян и Хачикян, 1975; Петросян и др., 1983, 1984).

Ещё в первой работе Амбарцумян и др. (1963) указывали на качественное отличие Гигантских НII областей (в частности, прототип 30Dor) от обычных ассоциаций:

- По присутствию в них заметного количества звёзд WR, тогда как ряд богатых ассоциаций вообще их не содержит (например, ассоциация в Орионе);

- По богатству массивными звёздами (звёздное скопление в центре 30Dor значительно превосходит известные скопления в нашей Галактике и Магеллановых Облаках). Позднее в спектрах других Гигантских НII областях были обнаружены эмиссионные линии, которые приписываются WR звёздам (Кил, 1982; Д'Одориго и др., 1983; Даррет и др., 1985). Спектральные наблюдения в УФ-диапазоне показали, что отдельные НII области в клочковатых иррегулярных галактиках (Clumpy Irregular Galaxies) излучают на $\lambda = 1550 \text{ \AA}$ в 100 раз сильнее, чем 30Dor и могут содержать до $0.7 \cdot 10^5$ звёзд ранних типов (Бенвенути и др., 1982).

Б.Е. Маркарян, академик АН АрмССР, с 1946 года работавший в Бюраканской астрофизической обсерватории, в ходе наблюдений, используя разработанный им метод исследования, открыл большое число внегалактических объектов высокой активности с ультрафиолетовым избытком излучения; в дальнейшем эти объекты получили название «галактик Маркаряна» (Маркарян, 1967; Маркарян и др., 1969).

Несколько позднее Д.В. Видманом и Э.Е. Хачикяном (Э.Е. Хачикян, 1968) были проведены спектральные наблюдения 35 галактик из списка В.Е. Маркаряна, имеющих сильный ультрафиолетовый континуум. Наблюдения были выполнены на крупнейших телескопах Маунт Паломарской, Кит Пикской, Ликской и МакДональдской обсерваторий США с различной дисперсией от 27 Å/мм до 430 Å/мм.

Наблюдения с большой дисперсией показали (наблюдения Б.Е. Маркаряна выполнены с объективной призмой с дисперсией 2500 Å/мм), что все эти галактики показывают очень интересные спектральные особенности. Все они, за редким исключением, имеют эмиссионные линии, причем по относительной яркости, ширине линий и степени возбуждения их спектры сильно отличаются друг от друга. Большое различие наблюдается также в величинах красных смещений — от нескольких сотен до 15 тыс. км/сек.

В ходе электрофотометрических наблюдений, выполненных для некоторых из этих галактик, также, как и В.Е. Маркаряном, обнаружен большой ультрафиолетовый избыток. Значение $U-V$ для этих галактик во всех случаях, кроме одного, оказалось отрицательным, достигая значения $-0^m.70$.

Первая систематическая работа над морфологией галактик Маркаряна, используя большое фотографическое поле, была выполнена Каллоглианом (1971). Чтобы лучше понять природу и эволюцию галактик Маркаряна, было предпринято серьезное спектральное изучение галактик этого типа.

Касини и др. (1974) начал подобное изучение подтипа этих галактик, закрытых физических пар галактик Маркаряна. Многие аргументы указывали на то что некоторые из этих пар имеют недавнее происхождение (Айдман и Каллоглиан, 1973).

Две из рассмотренных галактики, Маркарян 296 и Маркарян 325 привлекли особое внимание Касини и др. (1976), так как имеют достаточно peculiarную клочковатую структуру, сильно отличающуюся от других форм классических иррегулярных галактик. К такому же типу, как галактика Маркарян 325, можно, по их предположению, добавить схожие с ней по морфологии галактики Маркарян 7 и Маркарян 8. Боттинелли и др. (1975) классифицировали галактики Маркарян 296, Маркарян 325, Маркарян 7 и Маркарян 8 как сверхъяркие иррегулярные галактики.

В противоположность классическим иррегулярным галактикам эти клочковатые иррегулярные галактики имеют достаточно большие линейные размеры: классические иррегулярные галактики в работе Балковски (1973) имеют средние размеры порядка 7 Мпк, когда у клочковатых в среднем медианные и максимальные размеры достигают 11 Мпк.

Абсолютные звездные величины клочковатых иррегулярных галактик (Саргент, 1970; Хучра и Саргент, 1973) тоже несколько больше величин классических иррегулярных галактик: -19.2 у клочковатых иррегулярных галактик, а у классических в среднем -16.5 .

Таким образом Касини и Айдман (1976) обнаружили новый класс объектов, имеющих избыток ультрафиолетового излучения, иррегулярную клочковатую структуру, большие размеры, большую яркость и большое внутреннее движение с большими участками, где возникают большие области звездообразования. Этот класс объектов получил название "Клочковатые Иррегулярные Галактики (Clumpy Irregular Galaxies, CIG)".

2. Аппаратура, наблюдения и обработка

2.1. Спектральная аппаратура и методика наблюдений

Все спектральные наблюдения были получены в прямом фокусе 6-метрового телескопа Специальной Астрофизической Обсерватории РАН (САО РАН) с использованием длиннощелевого спектрографа БТА UAGS (Universal Astronomical Grating Spec-

trograph) +CCD, спроектированного для деталь-ного изучения протяжённых объектов, таких как галактики и НII области.

Спектральные наблюдения проводились в разные годы: 1999, 2000, 2002. В качестве диспергирующего элемента использовалась дифракционная решётка 651 штр./мм. (с линейной дисперсией 2.4 А/пиксел, длиной щели 140", шкалой вдоль щели 0.4 сек/пиксел и спектральным разрешением 9 Å). Чтобы покрыть весь спектральный диапазон от 3600 Å до 8000 Å наблюдения проводились в двух углах дифракционной решётки. В те же ночи, когда проводились наблюдения, снимались спектрофотометрические стандарты для последующего исправления за пропускание атмосферы, оптического тракта телескопа и спектрографа и селективную чувствительность приемника. В качестве спектра сравнения использовалась лампа He+Ne+Ar. Основные характеристики используемой ПЗС представлены в табл.1.

Таблица 1. Параметры используемой ПЗС

Параметр	Значение
CCD камера	Photometries PM1024
размер	1024×1024 пикселей
размер пикселя	24×24 микрона
шум считывания	3.5 электрона

В результате были получены спектры галактики Маркарян 8 при 3 положениях щели: $(PA_{slit}) = 72^\circ$, $(PA_{slit}) = 150^\circ$, $(PA_{slit}) = 16^\circ$.

В ноябре 2007 года получен прямой снимок галактики Маркарян 8 в В фильтре на телескопе Цейсс-1000 (ПЗС 2048*2048). Он представлен на рисунке 1.

Журнал наблюдений представлен в табл. 2.

Таблица 2. Журнал наблюдений галактики Маркарян 8.

Телескоп, дата	Экспозиция (сек.)	Поле (")	Качество изображения (")
Цейсс-1000,19.11.2007	2*600	2048*2048	1.5

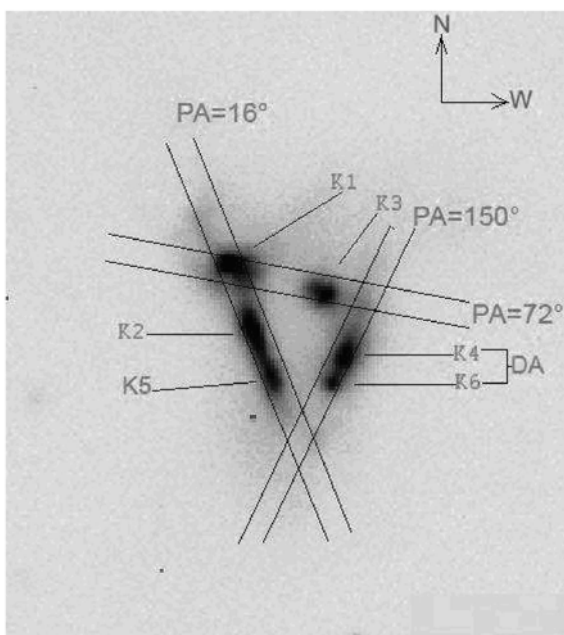


Рис. 1. Прямой снимок галактики Маркарян 8 в фильтре В. Показаны положения щели спектрографа, и исследуемые конденсации.

3. Методика определения физических условий и химического содержания элементов в НП областях

3.1. Редуция за покраснение

Относительные интенсивности линий в спектре внегалактических НП областей обычно показывают более крутой наблюдаемый бальмеровский декремент, чем теоретический, что в большинстве случаев вызвано покраснением, связанным с селективным поглощением пылевыми частицами на луче зрения.

Исправление за покраснение проводилось по обычной методике, используя соотношение:

$$\lg\left[\frac{I(\lambda)}{I(H\beta)}\right]_{corr} = \lg\left[\frac{I(\lambda)}{I(H\beta)}\right]_{observ} + C(H\beta) * f(\lambda) \quad (1)$$

В этой формуле $f(\lambda)$ – значение функции покраснения для данной длины волны (Калер, 1976):

$$f(\lambda) = 3.15854 * 10^{-1.02109 * \lambda} - 1, \quad (2)$$

где λ представляется в микронах; $C(H\beta)$ – коэффициент покраснения, получаемый из сравнения наблюдаемого отношения $\frac{I(H\alpha)}{I(H\beta)}$ с теоретическими из работы Броклехаста

(Броклехаст, 1971). В своей работе Броклехаст представил таблицу интенсивностей линий Бальмеровской серии водорода ($H\lambda$) ($I_{n,2}$) относительно интенсивности линии $H\beta$, для которой принята интенсивность $I_{4,2} = 100$.

Таблица 3. Интенсивности Бальмеровских линий водорода относительно линии $I_{4,2}(H\beta)$

n	$Ne(\text{cm}^{-3})$			
	$T_e = 5000K$		$T_e = 10000K$	
	10^2	10^4	10^2	10^4
3($H\alpha$)	303.2	303.3	285.9	284.7
4($H\beta$)	100.0	100.0	100.0	100.0
5($H\gamma$)	45.85	45.98	46.85	46.90
6($H\delta$)	25.16	25.25	25.91	25.95
7($H\epsilon$)	15.41	15.48	15.91	15.94
8	10.18	10.23	10.51	10.53
9	7.097	7.141	7.306	7.335
10	5.157	5.200	5.304	5.326
11	3.871	3.916	3.975	3.997
12	2.983	3.036	3.055	3.085
13	2.349	2.409	2.401	2.436
14	1.885	1.958	1.921	1.967

В таблице 3 представлены интенсивности линий Бальмеровской серии водорода $I_{n,2}$ для разных электронных плотностей N_e и разных электронных Температур T_e .

3.2. Определение электронной температуры и электронной плотности

Из отношения интенсивностей линий дублета серы $[SII] \frac{I(6717)}{I(6731)}$ были получены электронные плотности N_e , используя данные Носова (1979).

Электронная температура оценивалась несколькими способами:

- Если в спектре присутствует авроральная линия $[OIII]\lambda 4363$, то по отношению $\frac{(I([OIII]\lambda 4959) + I([OIII]\lambda 5007))}{I([OIII]\lambda 4363)}$, используя выражение (3) из работы Талента

(1982), можно найти электронную температуру T_e :

$$T[OIII] = \left\{ \ln \left[\frac{I([OIII]\lambda 4959 + [OIII]\lambda 5007)}{7.2 * I([OIII]\lambda 4363)} * \frac{(1 + 0.063x)}{(1 + 0.0005x)} \right] \right\}^{-1} * (32970) [K], \quad (3)$$

где

$$x = \frac{10^{-2} * n_e}{\sqrt{T_e}} \quad (4)$$

Такое определение электронной температуры ещё называют "прямым", но чаще всего оно бывает невозможным из-за отсутствия надёжного измерения запрещённой линии $[OIII]\lambda 4363$, поэтому очень часто T_e оценивается по эмпирическим зависимостям.

- Для определения T_e часто используется эмпирическое соотношение:

$$\frac{I([OIII]\lambda 4959 + [OIII]\lambda 5007)}{I([NII]\lambda 6548 + [NII]\lambda 6584)} \propto T_e, \quad (5)$$

полученное в работе (Аллойн и др., 1979). Основным источником ошибок, при использовании этой зависимости, связан с ошибками, возникающими при исправлении за спектральную чувствительность аппаратуры и сшивании красной и синей областей спектра. Такого рода ошибки возникают из-за того, что используемые в этом приближении линии сильно разнесены по длинам волн.

• Мы также использовали эмпирическую формулу, приведённую в работе Шейвера и др. (Шейвер и др., 1983):

$$T_e = (2570 \pm 130) + (7940 \pm 880) * \lg \left(\frac{([OII] + [OIII])}{H\beta} \right) [K] \quad (6)$$

в этой формуле

$$[OIII] = [OIII]\lambda 4959 + [OIII]\lambda 5007, [OII] = [OII]\lambda 3727 \quad (7)$$

Так как оба этих метода используют несколько разные линии, совпадение этих двух разных результатов для T_e , полученных по формулам (5) и (6), позволяет более уверенно использовать электронную температуру в дальнейших вычислениях.

Окончательно выбирается среднее значение T_e , полученное из этих оценок. Но при этом всегда учитывается надёжность измерения всех линий, которые использовались в формулах. Так если ошибка при аппроксимации профиля линии $[OIII]\lambda 4363$ очень большая, то доверие к прямому методу, по которому определяется T_e очень маленькое и приходится больше доверять эмпирическим методам.

3.3. Определение химического содержания элементов

Относительные содержания элементов в анализируемых объектах могут быть использованы для исследования их химической эволюции. Так, например, очень интересны зависимости $\left[\frac{N}{H} \right]$ и $\lg \left(\frac{N}{O} \right)$ от $\left[\frac{O}{H} \right]$, которые могут ответить на вопрос о первичности или вторичности образования азота. Но часто результаты химического содержания элементов обладают разного рода ошибками, связанными с ошибками в отношениях интенсивностей линий, ошибками в определении электронной температу-

ры (при использовании эмпирических зависимостей ошибка может достигать 1000 К). Все эти ошибки могут приводить к значительным расхождениям полученных разными авторами, изучавшими одну и ту же галактику, результатов химического содержания элементов. Относительные содержания элементов представлены в логарифмическом виде:

$$\left[\frac{X}{H}\right] = \log\left(\frac{X}{H}\right) + 12 \quad (8)$$

Но для того, чтобы получить полное содержание элементов, необходимо учесть ненаблюдаемые стадии ионизации. Поэтому для определения полного содержания элемента X используется формула:

$$\frac{X}{H} = ICF(X) \frac{X^{+i}}{H^{+}}, \quad (9)$$

где ICF(X) является поправочным множителем за ненаблюдаемые стадии ионизации (нейтральные состояния и более высокие состояния ионизации).

3.3.1. Кислород

Перед тем как оценить полное содержание кислорода, необходимо определить отношение содержания ионов $\frac{O^+}{H^+}$, $\frac{O^{++}}{H^+}$:

Согласно Пэйгелу (Пейгел и др., 1992):

$$12 + \log\left(\frac{O^{++}}{H^+}\right) = \log\left(\frac{[OIII]\lambda 4959 + [OIII]\lambda 5007}{H\beta}\right) + 6.174 + \frac{1.251}{t} - 0.55 * \log t \quad (10)$$

$$12 + \log\left(\frac{O^+}{H^+}\right) = \log\left(\frac{[OII]\lambda 3727}{H\beta}\right) + 5.890 + \frac{1.676}{t_2} - 0.40 * \log t_2 + \log(1 + 1.35 * x), \quad (11)$$

где t - электронная температура, выраженная в единицах 10^4 К, а t_2 , основанное на модельных расчётах Стасинска (Стасинска, 1990), x находится также, как и ранее, по формуле (4).

Таким образом полное содержание кислорода получается из формулы:

$$\left[\frac{O}{H}\right] = \frac{(O^+ + O^{++})}{H^+} \quad (12)$$

Используя запрещённые линии ионов кислорода [OII] и [OIII] можно получить параметр R_{23} :

$$R_{23} = R_2 + R_3, \quad (13)$$

где

$$R_2 = \frac{I([OII]\lambda 3727)}{I(H\beta)}, \quad (14)$$

$$R_3 = \frac{I([OIII]\lambda 4959 + [OIII]\lambda 5007)}{I(H\beta)} \quad (15)$$

Пэйгел (1979) предложил полуэмпирический метод определения температуры, основанный на использовании данного отношения, который будет использоваться в параграфе 4.

3.3.2. Азот

Используя интенсивности линий азота [NII] λ 6548 и [NII] λ 6584, можно получить отношение содержания азота к кислорода необходимое для дальнейшего анализа первичности или вторичности образования азота.

Формула была взята из работы Пэйгела и др. (Пэйгел и др., 1992):

$$\log\left(\frac{O^+}{N^+}\right) = \log\left(\frac{[OII]\lambda 3727}{[NII]\lambda 6548 + [NII]\lambda 6584}\right) - 0.307 + \frac{0.726}{t_2} + 0.02 * \log t_2 + \log\left(\frac{1 + 1.35 * x}{1 + 0.116 * x}\right). \quad (16)$$

Относительное содержание ионов азота $\left[\frac{N^+}{H^+}\right]$ считалось по формуле:

$$\left[\frac{N^+}{H^+}\right] = 12 + \log\left(\frac{N^+}{H^+}\right). \quad (17)$$

Для Азота использовалась следующая формула для подсчёта ионизационного поправочного множителя ICF:

$$ICF(N) = \frac{O}{O^+}. \quad (18)$$

3.3.3. Неон

Очень часто в спектрах таких объектов видна только одна неблендированная линия неона $[NeIII]\lambda 3868$. Используя её интенсивность, найдём отношение содержания ионов $[NeIII]$ и $[OIII]$ по формуле, приведённой в статье Пэйгела (Пэйгел и др., 1992):

$$\log\left(\frac{O^{++}}{Ne^{++}}\right) = \log\left(\frac{[OIII]\lambda 4959 + [OIII]\lambda 5007}{[NeIII]\lambda 3868}\right) - 0.215 + \frac{0.355}{t} - 0.13 * \log t \quad (19)$$

Относительное содержание ионов неона $\left[\frac{Ne^{++}}{H^+}\right]$ считалось по формуле:

$$\left[\frac{Ne^{++}}{H^+}\right] = 12 + \log\left(\frac{Ne^{++}}{H^+}\right) \quad (20)$$

Для Неона использовалась следующая формула для подсчёта ионизационно поправочного множителя ICF:

$$ICF(Ne) = \frac{O}{O^{++}}. \quad (21)$$

3.3.4. Сера

В спектрах изучаемых объектов хорошо наблюдаются линии серы: $[SII]\lambda 6717$, $[SII]\lambda 6731$ и $[SIII]\lambda 6312$. Используя интенсивности этих линий, можно найти относительное содержание ионов $\left[\frac{S^+}{H^+}\right]$ и $\left[\frac{S^{++}}{H^+}\right]$.

Обе формулы взяты из работы Пэйгела (Пэйгел и др., 1992):

$$12 + \log\left(\frac{S^+}{H^+}\right) = \log\left(\frac{[SII]\lambda 6717 + [SII]\lambda 6731}{H\beta}\right) + 5.423 + \frac{0.929}{t_2} - 0.28 * \log t_2 + \log(1 + 1.39 * x), \quad (22)$$

$$12 + \log\left(\frac{S^{++}}{H^+}\right) = \log\left(\frac{[SIII]\lambda 6312}{H\beta}\right) + 6.673 + \frac{1.678}{t} - 0.47 * \log t. \quad (23)$$

По формуле (31) можно получить отношение содержания серы и кислорода $\log(\frac{S}{O})$:

$$\log(\frac{S}{O}) = \log(\frac{S}{H}) - \log(\frac{O}{H}). \quad (24)$$

Для определения поправочного множителя ICF для Серы использовались результаты фото-ионизационных модельных расчётов для НII областей, предложенные в работе Стасинска (Стасинска, 1990). В результате аналитических приближений получена формула:

$$ICF(S) = \frac{S}{S^{++} + S^{+}} = [0.013 + a * 5.10 + a * [-12.78 + a * (14.77 - 6.11 * a)]]^{-1}, \quad (25)$$

где $a = \frac{O^{+}}{O}$.

3.3.5. Аргон

Для определения содержания аргона использовались 2 формулы, по которым вычисляют содержание ионов $[\frac{Ar^{++}}{H^{+}}]$ и $[\frac{Ar^{+++}}{H^{+}}]$ (Изотов, 1992). В этих формулах использовались линии $[ArIII]\lambda 7135$ и $[ArIV]\lambda 4740$:

$$[\frac{Ar^{++}}{H^{+}}] = 12 + \log\left(\left(\frac{[ArIII]\lambda 7135}{H\beta}\right) * 9.27 * 10^{-7} * (1 + 2.2 * 10^{-3} * x) * \sqrt{t} * 1.387 * t^{-0.983} * 10^{-0.0424/t} * 10^{0.806/t}\right). \quad (26)$$

$$[\frac{Ar^{+++}}{H^{+}}] = 12 + \log\left(\left(\frac{[ArIV]\lambda 4740}{H\beta}\right) * 2.39 * 10^{-10} * 7512 * \sqrt{t} * 1.387 * t^{-0.983} * 10^{-0.0424/t} * 10^{1.322/t}\right). \quad (27)$$

Для аргона, как и для серы, чтобы получить поправочный множитель ICF(Ar), использовались аналитические приближения для Ar из фото-ионизационной модели Стасинска (Стасинска, 1990):

$$ICF(Ar) = \frac{Ar}{Ar^{++} + Ar^{+++}} = [0.99 + a * (0.091 + a * (-1.14 + 0.077 * a))]^{-1}; \quad (28)$$

$$ICF(Ar) = \frac{Ar}{Ar^{++}} = [0.15 + a * (2.39 - 2.64 * a)]^{-1}, \quad (29)$$

где использовался тот же параметр а, что и для определения поправочного множителя серы.

3.3.6. Гелий

Интенсивности эмиссионных линий Гелия были использованы для определения относительного содержания однократно ионизованного He $y^{+} = \frac{He^{+}}{H^{+}}$ и дважды ионизованного He $y^{++} = \frac{He^{++}}{H^{+}}$. Для этого использовались формулы из расчётов Смита (Смитс, 1996):

$$y^+ = 2.01 * t^{0.126} * \frac{I(He\lambda 4471)}{I(H\beta)}, \quad (30)$$

$$y^+ = 0.736 * t^{0.230} * \frac{I(He\lambda 5876)}{I(H\beta)}, \quad (31)$$

$$y^+ = 2.59 * t^{0.248} * \frac{I(He\lambda 6678)}{I(H\beta)}, \quad (32)$$

$$y^{++} = 0.084 * t^{0.14} * \frac{I(He\lambda 4686)}{I(H\beta)}. \quad (33)$$

Среднее значение $\langle y^+ \rangle$ для всех y^+ находилось усреднением трёх значений y^+ , полученных из формул (30), (31) и (32).

Для оценки поправочного множителя нейтрального гелия использовался "Radiation Softness Parameter (RSP)" параметр из работы Пэйгела (Вильчез и Пэйгел, 1988):

$$\eta = \frac{O^+}{S^+} * \frac{S^{++}}{O^{++}}. \quad (34)$$

Доля нейтрального Гелия заметна, если $\eta \geq 10$ (Пэйгел и др., 1992). Обычно же этот параметр очень мал. Тем не менее используя модели Стасинска (Стасинска, 1990) в работе Изотова (Изотов, 1996), была предложена следующая зависимость $ICF(He)$ от η :

$$ICF(He) = 1.000 + \eta * (0.005 + 0.001 * \eta). \quad (35)$$

Интересно также оценить долю Гелия по массе относительно тяжёлых элементов. Для этого использовалась формула из работы Пэйгела (Пэйгел и др., 1992):

$$Y = \frac{4 * \langle y \rangle * [1 - Z]}{1 + 4 * \langle y \rangle} = \frac{4 * \langle y \rangle * [1 - 20 * (\frac{O}{H})]}{1 + 4 * \langle y \rangle}. \quad (36)$$

3.3. Методика обработки наблюдений

Для полного анализа спектров областей звездообразования А.Н. Буренковым был создан пакет программ, написанных на языке программирования высокого уровня IDL (Interactive Data Language)¹, который появился в 70-х годах XX века в лаборатории атмосферной и космической физики. Язык IDL является кроссплатформенным языком программирования, что позволяет выполнять приложения на различных платформах в различных операционных системах.

Конечной целью обработки наблюдательного материала, используя эти программы, является определение физических условий (определение электронных температур и электронных плотностей), а также определения химического содержания элементов в III областях, связанных с вспышками звездообразования в галактике Маркарян 8.

В связи с тем, что разработанный пакет программ, позволяющий подробно изучать спектры III областей является новым, принципиально важным было оценить возможности новых программ, входящих в него. Наибольший интерес с точки зрения изучения качества работы имела программа автоматической аппроксимации профилей линий в композитных спектрах областей звездообразования. Для этого дополнительно к программе автоматической аппроксимации профилей линий были добавлены другие

¹Язык Описания Интерфейсов

методы (программы), позволяющие: производить интегрирование потока в каждой из линий; вручную производить подгонку профиля линии поглощения, лежащей под эмиссионной линией, с последующим измерением потока в эмиссионной линии.

Также из-за того что в большинстве случаев эмиссионные линии бальмеровской серии водорода, начиная уже с $H\beta$, наложены на более широкую абсорбционную особенность, была сделана попытка учесть влияние абсорбции, проводя локальный континуум под эмиссионной линией. Для этого в пакете программ по анализу спектров был реализован ещё один метод, благодаря которому можно, проводя локальный континуум, также, как и в методе, где континуум не изменялся, производить интегрирование потока в линии и осуществлять ручную подгонку профиля эмиссионной линии.

Таким образом было реализовано 6 методов:

- Методы с использованием спектра с континуумом, проведённым стандартно:
 - Автоматическая аппроксимация профилей линий в изучаемых спектрах;
 - Интегрирование потока в эмиссионных линиях;
 - Ручная подгонка профиля линии поглощения, лежащей под эмиссионной линией, с последующей ручной подгонкой профиля этой эмиссионной линии и измерением потока в ней.

- Методы с использованием спектра с проведённым локальным континуумом:
 - Автоматическая аппроксимация профилей линий в изучаемых спектрах (в линиях бальмеровской серии водорода абсорбционный компонент вычтен, поэтому в этих линиях аппроксимация профилей проводится только для эмиссионных компонент);
 - Интегрирование потока в эмиссионных линиях;
 - Ручная подгонка профилей эмиссионных линий и измерение потока в них.

Все 6 методов использовались для анализа каждой из изучаемых областей звездообразования.

Для определения V_r и $FWHM$ абсорбций использовались абсорбционные линии: CaHK, MgI, NaI.

Для определения V_r и $FWHM$ для эмиссионных линий использовались линии: $H\alpha(3)$, $H\beta(4)$, $H\gamma(5)$, $[NII]\lambda 6548$, $[NII]\lambda 6584$, $[OII]\lambda 3727$, $[SII]\lambda 6716$, $[SII]\lambda 6731$.

Из полученных результатов V_r и $FWHM$ для каждой линии находилось среднее значение, которое и использовалось в дальнейших вычислениях.

После получения всех необходимых параметров производится автоматическая аппроксимация профилей линий и измерение потоков в эмиссионных линиях. Стоит пояснить, что для аппроксимации абсорбционных линий используется либо Профиль Гаусса, либо Профиль Лоренца, а для аппроксимации эмиссионных линий – только профиль Гаусса.

В дальнейшем производится ручная подгонка профилей линий и интегрирование потока в этих линиях с дальнейшим определением потоков в них.

Полученные потоки в линиях нуждаются в исправлении за покраснение, вызванное селективным поглощением излучения от объекта пылевыми частицами на луче зрения. Для этого применяется метод редукции за покраснение, описанный ранее. Как уже говорилось, определить электронную температуру изучаемого объекта прямым методом, используя выражение (2), предложенное Талентом (1982) не всегда бывает возможным, так как определить поток в линии $[OIII]\lambda 4363$ надёжно удаётся не часто. Это вызвано искажением профиля линии $[OIII]$ абсорбционной компонентой линии $H\gamma$, расположенной поблизости от неё. Поэтому чаще всего определение истинной электронной температуры производится из анализа результатов, полученных эмпи-

рическими методами. При этом также учитывается надёжность полученных ранее потоков в каждой из линий, входящих в формулы, определяющие электронные температуры эмпирическими методами. Таким образом выбирается средняя температура T_e для изучаемой области звездообразования.

Основной же задачей этой программы является определение коэффициента покраснения $C(H\beta)$ для исправления спектра за покраснение. Для определения $C(H\beta)$ необходимо оценить получаемые значения для него из отношений интенсивностей эмиссионных линий $H\alpha$, $H\gamma$, $H\delta$, $H\epsilon$, у которых вычтен абсорбционный компонент, к наблюдаемой интенсивности $H\alpha$, сравнивая с теоретическими значениями, предложенными Броклехастом (1971) в таблицах для разных N_e и T_e . Сравнивая полученные результаты коэффициента $C(H\beta)$ по разным линиям для дальнейшей работы делалось усреднение наиболее близких по значению.

Уже исправленные за покраснение интенсивности линий использовались для определения химического содержания элементов.

4. Исследование клочковатой иррегулярной галактики Маркарян 8

4.1. Введение

Галактика Маркарян 8 (Mrk 8), также известная в других каталогах, как UGC 03852, IC 2184, VV 644, Zw VII 156 или KPG 135, является III галактикой с пекулярной морфологией. Впервые она описана Воронцовым-Вельяминовым (1962), как тесная пара взаимодействующих галактик. Маркарян (1967) описал её как массивное скопление голубых объектов. Наравне с другими исследуемыми им галактиками, которые в последствии были названы "Галактиками Маркаряна", галактика Маркарян 8 тоже имела избыток излучения в УФ-диапазоне. Согласно Цвикки (1968) Маркарян 8 является голубым пост-эруптивным квинтетом, состоящим из двух барообразных и двух сферических компактных регионов. Позже Касини и Айдман (1976) в своей работе классифицировал эту галактику, как принадлежащую группе клочковатых иррегулярных галактик (CIG). В этой работе для галактики Маркарян 8 было присвоено 5 конденсаций.

Таблица 4. Характеристики галактики Маркарян 8.

Параметр	Значение	Источник
Расстояние, Мпк	46.9±1.0	NED
Интегральное M_R	-20.4mag	Esteban et al. (1999)
Интегральное (B-V)	+0.34 ±0.05	Esteban et al. (1999)
Интегральное (U-B)	-0.58±0.05	Esteban et al. (1999)
Индивидуальное M_R	(-10)-(-17.6) mag	NED
Индивидуальное (B-V)	0.0-0.6	NED
Индивидуальное (U-B)	-1.6- -0.5	NED
W(ширина линий), км/с	300	Heidman et al.(1986)
α (эпоха J2000.0)	7 ^h 29 ^m 25.4 ^s	NED
δ (эпоха J2000.0)	72°07'44"	NED
Пространственный масштаб, пк/Арсек	227	NED
Z (Красное смещение)	0.012022±0.000027	NED
a (линейный диаметр галактики), кик	17	Casini et al.(1976)
V_{radial} , км / с	3604±8	NED
E(B-V)	0.026 mag	NED
Галактическая абсорбция $A_c(B)$	0.114	NED

Первое спектроскопическое изучение галактики Маркарян 8 было проведено Хачикяном (1974). Он на основе исследования кинематики галактики сделал вывод о том, что она состоит из 2 основных объектов с радиальными скоростями отличающимися на 150-200 км/с. Согласно же Воронцову-Вельяминову (1981) эти 2 элемента являются взаимодействующими и оба подразделены на три компактных компонента или сверхассоциации. Благодаря спектрофотометрии низкого разрешения, проведённой Кунтом и Жобертом (1985), было обнаружено наличие в этой галактике Вольфа-Райе бампа (WR-bump) на длине волны $\lambda 4686\text{\AA}$ в интегральном спектре северо-восточной области галактики. Эти наблюдения привели к тому, что Маркарян 8 была классифицирована как Вольфа-Райе галактика в каталоге Конти (1991).

В таблице 5 приведены относительные интенсивности линий $\frac{I(\lambda)}{H\beta}$, исправленные за покраснение, полученные новым пакетом программ, разработанным А.Н. Буренковым. Значения интенсивностей указаны с ошибками их измерений. Также в таблице 12 для каждой конденсации приведены радиальные скорости V_r .

Как видно из этой таблицы, только в самых ярких конденсациях удалось измерить линии бальмеровской серии водорода в синей области. Сложность их измерения заключалась в слабой эмиссионной компоненте и сильной абсорбционной. Также только в конденсациях с сильной эмиссией были обнаружены линии [SII] $\lambda 4068$, [FeIII] $\lambda 4658$, HeI $\lambda 4685$, [NII] $\lambda 5754$, CIV(Wr) $\lambda 5801$, [SIII] $\lambda 6312$, [ArIII] $\lambda 7751$.

Таблица 5. Относительные интенсивности, исправленные за покраснение; Скорости.

λ	$f(\lambda)$	K1	K2	K3	K4	K5	K6	DA
3727 [OH]	0.299	206±0.3	286±16	201±14	267±9	288±11	207±1	250±1
3750 H12	0.292	1±0.1						
3770 H11	0.286	1±0.4	1±0					
3797 H10	0.278	2±1	3±3				1±1	
3835 H9	0.266	2±4	4±2	1±3		4±3	2±0.2	1±0.4
3868 [NeIII]	0.257	22±4	21±10	6±3		20±11	13±0.2	15±0.5
3889 H8+HeI	0.250	14±1	6±5	9±2	10±5	9±1	15±11	12±0.3
3970 H7+[NeIII]	0.228	18±3	12±8	11±5	6±0.4	12±7	17±5	11±0.3
4068 [SII]	0.203	2±1		1±1		3±2		
4101 H δ (6)	0.194	22±1	17±4	22±2	10±1	23±1.5	20±2	18±0.7
4340 H γ (5)	0.133	45±1	46±2	42±2	35±4	39±1	47±2	44±0
4363 [OIII]	0.127	2±1	1±3	3±0	2±1	1±0.1	1±0.4	2±1.7
4471 HeI	0.107	2±0	4±3	2±2		3±1	3±1	2±2
4658 [FeIII]	0.049	3±2	6±5	2±1		1±1		
4685 HeII	0.041	2±1	3±1	2±1				
4861 H β (4)	0.000	100±3	100±6	100±5	100±8	100±4	100±7	100±3
4959 [OIII]	-0.034	102±2	66±2	52±1	41±4	101±3	75±1	69±3
5007 [OIII]	-0.047	302±7	186±12	155±1	122±4	289±5	223±3	205±5
5198 [NI]	-0.091	2±0.3	2±2	2±0.5		2±0.5		
5754 [NII]	-0.205	1±0.8				2±0.1	1±0.4	
5801 CIV(Wr)	-0.214	1±1						
5875 HeI	-0.228	11±1	11±4	12±0.2	9±2	11±4	11±1	13±0
6300 [OI]	-0.302	5±2	8±0.1	7±0.5	10±6	6±1	6±3	7±1

6312 [SIII]	-0.304	2±0.2		1±0.1				
6364 [OI]	-0.312	2±1	3±1	2±1	3±2	2±0.7	2±0.5	3±1
6548 [NII]	-0.341	13±2	16±0.4	17±3	25±5	13±1	15±3	17±4
6562 $H\alpha$ (3)	-0.343	290±4	290±1	290±3	292±5	288±14	283±6	286±5
6583 [NII]	-0.346	28±1	49±1	52±6	73±4	34±5	43±4	51±3
6678 HeI	-0.359	3±0	3±0	3±0.3		2±0.2	3±0.7	2±0.9
6717 [SII]	-0.364	30±0.4	52±1	48±0.7	62±1	38±0.3	41±0.2	47±0.4
6731 [SII]	-0.366	22±2	37±0	35±1	43±2	28±1	29±2	33±1
7065 HeI	-0.410	2±1	4±2	2±0.3		2±0.2	1±0.6	
7135 [ArIII]	-0.418	8±3	12±2	6±3	4±9	11±5	8±0.2	10±0.8
7318 [OII]	-0.442	3±2		3±0.7	4±1		2±0	2±1
7329 [OII]	-0.443	3±0		3±0.6			3±0.2	2±1.5
7751 [ArIII]	-0.495	3±0.5		2±0.2				
$C(H\beta)$		0.270	0.310	0.130	0.325	0.310	0.100	0.200
$V_{r,r}$ км/с		3530	3580	3680	3670	3680	3660	3650
<E>		0.040	0.083	0.031	0.104	0.070	0.047	0.067
(3727/5007)		-0.163	0.251	0.116	0.485	-0.007	-0.041	0.082

Сравнивая результаты этой работы с результатами из работы Эстебана и Мендеса (1999) нужно учитывать тот факт, что в их случае использовалась апертура - 1".2, а в нашем - 2", да и отношения Сигнал/Шум у наших спектров несколько лучше. В связи с этим возникают большие различия между некоторыми полученными потоками в линиях нашего спектра и потоками, полученными Эстебаном и Мендесом. Особенно это отличие заметно для линий кислорода (разница в потоках достигает 5-10%). Остальные сравнения сильных эмиссионных линий утверждают о достаточно хорошей сходимости результатов из этой работы и работы Эстебана и Мендеса (1999).

Эстебан и Мендес в спектре области K1 обнаружили широкую эмиссионную особенность в области длин волн 4650-4686 Å. По мнению авторов эта особенность связана с вкладом излучения звёзд типа WR в полный спектр данной области. Нами обнаружены аналогичные эмиссионные детали и для конденсаций K2, K3, K5. В спектре области K1 нами была обнаружена очень слабая широкая эмиссионная особенность в области длин волн 5800-5808 Å, возможно также связанная с излучением звёзд типа WR. Из-за их слабости указанных выше компонент измерение потоков в них не производилось.

В таблице 6 приведены полученные для всех областей физические условия (T_e , N_e и др.) и химические содержания элементов.

Мы получили значения параметра возбуждения <E> и отношения интенсивностей линий $\left(\frac{[OII]3727}{[OIII]5007}\right)$ для всех изученных областей. Положения областей K1-K6 на диаграмме позволяют классифицировать их, как гигантские области III.

Радиальные скорости, полученные для всех областей, дают разброс в среднем в 150 км/с.

Определённые электронные температуры T_e для разных областей варьируются в диапазоне от 7500 К до 9500 К. Для подсчёта химических содержаний элементов чаще

всего использовалась электронная температура, полученная эмпирическими методами, взятыми из работ Аллойн и др.(1979) и Шейвера и др. (1983).

Электронные плотности N_e , полученные для всех конденсаций оказались $< 100 \text{ cm}^{-3}$.

Сравнивая результаты химических содержаний, представленные в этой работе, с результатами из работы Эстебана и Мендеса (1999) нужно отметить, что отличия их и наших результатов, могут являться следствием более хорошего накопления потока при наблюдениях, гораздо более яркой линией $[OIII]\lambda 4363$ и серьёзными отличиями в интенсивностях полученных линий кислорода. Эти причины могут объяснить значительные различия в полученных электронных температурах T_e для конденсаций и химическое содержание многих элементов.

Таблица 6. Химическое содержание элементов.

	K1	K2	K3	K4	K5	K6	DA
N_e	<100	<100	<100	<100	<100	<100	<100
$T_e(\text{OIII})[\text{K}]$	8900	8500	7900	8300	9000	8300	8300
R23	6.10	5.86	4.08	5.29	6.77	5.05	5.24
$T_e(\text{R23})[\text{K}]$	8700	9700	7500	9700	9800	8100	8550
Кислород							
$T_e(\text{OII})[\text{K}]$	10113	9864	9426	9500	10218	9683	9646
$[O^+/H^+]$	7.86	8.12	7.98	8.23	7.99	7.95	8.03
$T_e(\text{OIII})[\text{K}]$	8850	8500	7900	8000	9000	8250	8200
$[O^{++}/H^+]$	8.22	8.09	8.13	8.00	8.18	8.21	8.18
ICF(O)	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
$[O/H]$	8.38	8.40	8.36	8.43	8.40	8.40	8.42
Азот							
$T_e(\text{NII})[\text{K}]$	10113	9864	9426	9500	10218	9683	9646
$\lg(N^+/O^+)$	-1.13	-1.14	-0.93	-1.03	-1.19	-0.99	-1.02
$[N^+/H^+]$	6.74	6.98	7.06	7.20	6.80	6.95	7.02
ICF(N)	3.29	1.93	2.40	1.59	2.56	2.84	2.41
$[N/H]$	7.25	7.26	7.44	7.40	7.20	7.40	7.40
Неон							
$T_e(\text{NeIII})[\text{K}]$	8850	8500	7900	8000	9000	8250	8200
$\lg(\text{Ne}^{++}/\text{O}^{++})$	-0.65	-0.46	-0.87	-0.97	-0.68	-0.72	-0.64
$[\text{Ne}^{++}/H^+]$	7.57	7.62	7.26	7.03	7.50	7.49	7.55
$ICF(N_e)$	1.44	2.08	1.72	2.69	1.64	1.54	1.71
$[\text{Ne}/H]$	7.73	7.94	7.50	7.46	7.71	7.68	7.78
Сера							
$T_e(\text{SII})[\text{K}]$	10113	9864	9426	9500	10218	9683	9646
$\lg(S^+/O^+)$	-1.80	-1.80	-1.65	-1.11	-1.84	-1.58	-1.76
$[S^+/H^+]$	6.06	6.32	6.34	6.51	6.15	5.99	5.99
$T_e(\text{SIII})[\text{K}]$	9045	8754	8256	8339	9169	8547	8505

$[S^{++}/H^+]$	6.71	...	6.84	...	6.05
ICF(S)	1.34	1.93	1.24	2.85	1.26	4.02	3.18
$[S/H]$	6.93	6.60	7.05	6.96	6.51	6.60	6.49
$\lg(S/O)$	-1.45	-1.80	-1.31	-1.11	-1.89	-1.58	-1.76
Аргон							
$\lambda 7135 T_e(Ar^{++})[K]$	9045	8754	8256	8339	9169	8547	8505
$\lg(Ar^{++}/O^{++})$	-2.33	-2.00	-2.30	-2.34	-2.20	-2.26	-2.14
$[Ar^{++}/H^+]$	5.90	6.08	5.83	5.66	5.98	5.95	6.04
ICF(Ar)	1.58	1.47	1.45	1.64	1.47	1.51	1.46
$[Ar/H]$	6.10	6.25	6.00	5.87	6.15	6.13	6.21
$\lg(Ar/O)$	-2.28	-2.15	-2.37	-2.56	-2.25	-2.27	-2.21
Гелий							
$T_e(HeI)[K]$	8850	8500	7900	8000	9000	8250	8200
$He^+(4471)$	0.053	0.070	0.039	0.024	0.055	0.051	0.032
$He^+(5876)$	0.081	0.077	0.086	0.065	0.075	0.078	0.087
$He^+(6678)$	0.081	0.081	0.070	0.000	0.053	0.066	0.059
$He^{++}(4686)$	0.002	0.003	0.001	0.000	0.000	0.000	0.000
ICF(He)	1.014	1.000	1.017	1.000	1.003	1.000	1.000
$\langle y^+ \rangle$	0.072	0.076	0.065	0.044	0.061	0.065	0.059
$\langle y \rangle$	0.073	0.079	0.066	0.044	0.061	0.065	0.059
Y	0.228	0.239	0.212	0.149	0.196	0.205	0.191

5. Заключение

На основании оценки работы новой программы автоматической аппроксимации профилей линий в композитных спектрах областей звездообразования и спектрофотометрического исследования областей звездообразования галактики Маркарян 8 можно сделать следующие выводы:

- Новая программа автоматической аппроксимации профилей линий в композитных спектрах имеет преимущества в сравнении с другими программами аппроксимаций:

- удобный интерфейс масштабирования (можно посмотреть слабые линии и сильные детально);

- простая в использовании процедура отождествления линий в спектре;

- имеется возможность проводить аппроксимацию профилей сразу всех линий;

- можно управлять процессом аппроксимации.

- Полученные интенсивности линий [NII] и [SII] исследованных областей звездообразования K1–K5 хорошо согласуются с определёнными в работе Эстебана и Мендеса (1999). Обнаружено существенное расхождение (порядка 20% в среднем) найденных нами интенсивностей линий кислорода с результатами в данной работе.

- Полученные значения параметра возбуждения $\langle E \rangle$ и отношение интенсивностей линий $\left(\frac{[OII]3727}{[OIII]5007}\right)$ позволяют классифицировать все изученные объекты как гигантские области III.

- В спектре областей K1, K2, K3, K5 были обнаружены широкие эмиссионные особенности, возможно связанные с присутствием звёзд типа WR в указанных

областях. В работе Эстебана и Мендеса (1999) такие особенности были обнаружены только в спектре области K1.

Литература

1. *Айдман Ж., Каллоглиан А.Т.*, Возможное свидетельство о недавнем происхождении галактик Маркаряна, *Астрофизика*, 1973, т.9, с. 71-77.
2. *Аллоин и др. (Alloin D. et al.)*, *A&A*, 1979, 78, L5.
3. *Амбарцумян В.А., Шахбазян Р.К. др.*, Сверхассоциации в отдалённых галактиках, *Сообщ. Бюрок. обсерв.*, 1963, т.33, с. 3-18.
4. *Балдвин и др. (Baldwin J.A. et al.)*, Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects, *Publs. Astron. Soc. Pas.*, 1981, v.93, p. 5-19.
5. *Балковски (Balkowski C)*, *A&A*, 1973, 29, 43
6. *Бенвенутти и др. (Benvenuti P. Casini C, Heidmann J.)*, I EU spectra of Clumpy Irregular galaxies., *MNRAS*, 1982, v.198, p.825-831.
7. *Боттинелли и др. (Bottinelli L. et al.)*, *A&A*, 1975, 41, 61.
8. *Броклекхаст (Broclehurst M.)*, Calculations of the level populations for the low levels of the hydrogenic ions in gaseous nebulae, *MNRAS*, 1971, v. 153, p. 471-490.
9. *Буренков А.Н.*, Спектральное и морфологическое исследование сверхассоциаций в нормальных галактиках и в галактиках с УФ-избытком, 1991, АН Армении Бюраканская Астрофизическая Обсерватория, Диссертация, 29-30.
10. *Вильчез и Пэйзел (Vilchez & Pagel)*, *MNRAS*, 1988, 231, 257.
11. *Власюк В.В. (Vlasyuk V.V.)*, 1993, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* 36, 107.
12. *Воронцов-Вельяминов (Vorontsov-Vel'yminov B.A.)*, Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies VII (Moscowrldz. MGU).
13. *Воронцов-Вельяминов и др. (Vorontsov-Vel'yminov B.A. et al.)*, *Sov. Astron. Lett.*, 1981, 6, 217.
14. *Гордон и др. (Gordon et al.)*, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1982, 94, 415.
15. *Даррет и др. (Durrett F. et al.)*, Gas and star content and spatial distribution in the giant extragalactic III region Tol. 89., *A&A*, 1985, v.143, p. 347-354.
16. *Д'Одориго и др. (D'Odorico S. et al.)*, Search for Wolf-Rayet features in the spectra of giant III regions. I. Observations in NGC 300, NGC 604, NGC 5457 and HE 2-10, *A&A Suppl. Ser.*, 1983, v.53, p.97-108.
17. *Ёшиаки Софу, Айдман и др. (Yoshiaki Sofue & Jean Heidmann)*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 38, 161-165.
18. *Изотов и др. (Izotov et al.)*, The primordial Helium abundance from a new sample of metal-deficient blue compact galaxies, *ApJ*, 1994, 435, 647-667.
19. *Калер (Kaler J.B.)*, A catalog of relative emission line intensities observed in planetary and diffuse nebulae, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1976, v.31, p.577-688.
20. *Каллоглиан А.Т.*, Морфология некоторых галактик Маркаряна, *Астрофизика*, 1971, т.7, с.521-528.
21. *Касини и др. (Casini et al.)*, Second European Regional Meeting of the IAU, Trieste, 1974.
22. *Касини и др. (Casini et al.)*, Morphological study of Markarian galaxies in pairs. I: Results, *A&A*, 1976a, v.47, p.371-373.
23. *Кил (Keel W.C.)*, Wolf-Rayet stars and an extraordinary star-forming region in the barred spiral galaxy NGC 5430, *Publs. Astron. Soc. Pacif.*, 1982, v.94, p.765-768.
24. *Конти (Conti P.S.)*, *ApJ*, 1991, 377, 115.
25. *Кунт и Жоберт (Kunth D., Joubert M.)*, *A&A*, 1985, 142, 411.
26. *Маркарян Б.Е.*, Галактики с ультрафиолетовым континуумом, *Астрофизика*, 1967, т.3, с.55-68.
27. *Маркарян Б.Е.*, Галактики с ультрафиолетовым континуумом II, *Астрофизика*, 1989, т.5, с.443-459.
28. *Носов И.В.* Об определении электронной плотности по отношению интенсивностей $[SII]\lambda 6717/\lambda 6731$, *Астрон. циркуляр*, 1979, №1050, с.1-2.
29. *Петросян А.Р. и др.*, Сверхассоциации в спиральных галактиках с ультрафиолетовым избытком. I, *Астрофизика*, 1983, т.19, с.619-630.

30. *Петросян А.Р. и др.*, Сверхассоциации в спиральных галактиках с ультрафиолетовым избытком. II, *Астрофизика*, 1984, т.20, с.51-60.
31. *Пэйгел и др. (Pagel et al.)*, *MNRAS*, 1979, 189, 95.
32. *Пэйгел и др. (Pagel et al.)*, *MNRAS*, 1992, 255, 325-345.
33. *Саакян К.А., Хачикян Э.Е.*, Об одной форме проявления активности в галактиках, *Астрофизика*, 1975, т.11, с. 207-220.
34. *Саргент (Sargent W.L.W.)*, *ApJ*, 1970, 159, 765.
35. *Смите (Smits D.D.)*, *MNRAS*, 1996, 278, 683.
36. *Стасинска (Stasinska G.)*, *A&AS*, 1980, 83, 501.
37. *Талент (Talent D.L.)*, An HII region in NGC 6744: Spectrophotometry and chemical abundances, *ApJ*, 1982, v. 252, p. 594-600.
38. *Е.Ye. Khachikian*, Proceedings of the Conference on Seyfert Galaxies and Related Objects, 1968.
39. *Хачикян Е.Е.*, *Астрофизика*, 1974, 8, 311.
40. *Нухра J., Саргент W.L.W.*, *ApJ*, 1973, 186, 433.
41. *Цвикки Ф. (Zwicky F.)*, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies., California Inst. of Technology, Pasadena.
42. *Шахбазян Р.К.*, О статистике сверхассоциаций в отдельных галактиках, *Астрофизика*, 1968, т.4, с. 273-377.
43. *Шахбазян Р.К.*, Фотометрия сверхассоциаций в 12 отдельных галактиках, *Астрофизика*, 197, т.6, с. 367-377
44. *Шейвер и др. (Shaver et al.)*, *MNRAS*, 1983, 204, 53-112.
45. *Эстебан и Мендес (Cesar Esteban and David I. Mendez)*, The Interacting Wolf-Rayet galaxy Mkn 8, *A&A*, 1999, 348, 446-456.

SPECTROPHOTOMETRY INVESTIGATION OF HII STAR-FORMING REGIONS IN THE GALAXY MARKARYAN 8

Sokov E.N.¹, Burenkov A.N.²

¹*Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo, St.-Petersburg*

²*Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences, Nizhnij Arkhyz*

With the new program of automatic approximation of the forms of lines are defined physical conditions and chemical abundances in HII regions of the galaxy Markaryan 8. We compared obtained chemical abundances with the published results of the other authors.

ПРИМЕНЕНИЕ ЗАКОНА РАНГОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ К ОБЪЕКТАМ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Учайкин М.В.

Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск, Россия

Разнообразие нашего Мира, неодинаковость объектов каждой его системы отражает закон рангового распределения (ЗРР). Разнообразие элементов системы носит гиперболический характер и описывается распределением Ципфа [1]:

$$W = A / r^\beta, \quad (1)$$

где W – ранжируемый параметр объекта, A – максимальное значение параметра объекта с рангом 1, т.е. в первой точке, r – ранговый номер объекта (1, 2, 3...) в порядке убывания параметра W , β – ранговый коэффициент, характеризующий степень крутизны гиперболы.

ЗРР является одним из наиболее общих законов, отражающих развитие технической, биологической, социальной и др. систем [2-5] (см. www.kudrinbi). При этом выполнение ЗРР отражает устойчивое, стабильное состояние системы. Такая система называется ценозом, а её элементы – особями. В графическом исполнении распределение (1) имеет вид гиперболы и спрямляется в двойных логарифмических координатах.

Любые отклонения от идеальной гиперболы в реальной системе («горбы», «впадины», «хвосты», отдельные точки, выпадающие из распределения) свидетельствуют о том, что система не стабильна или не полна. Применение ЗРР для оценки состояния различных систем и для их оптимизации составляет основной смысл метода рангового анализа и разрабатывается в *ценологии*. Наиболее разработан этот метод для применения в технике [2-4].

Целью настоящей работы являлась проверка применимости закона рангового распределения к космическим объектам в масштабах Солнечной системы. Кроме того, исследователи техноценозов считают ценозом совокупность большого количества слабо связанных технических элементов системы. То есть ЗРР в техноценозах справедлив для большого количества элементов. Справедливо ли это утверждение для астрономических систем с малым количеством объектов, которые, как правило, имеют сильные гравитационные связи?

Рассмотрим применение рангового анализа к массам планет солнечной системы. Ранжируемая величина – массы планет. Распределим массы всех планет Солнечной системы по рангу. Самая массивная планета – Юпитер имеет ранговый номер $r = 1$, Сатурн – $r = 2$, Нептун – $r = 3$ и т.д. (табл. 1, где M_z – масса Земли) [6, с. 975].

Таблица 1.

$r = 1$ (Юпитер)	324 M_z
$r = 2$ (Сатурн)	95,2 M_z
$r = 3$ (Нептун)	17,26 M_z
$r = 4$ (Уран)	14,58 M_z
$r = 5$ (Земля)	1 M_z
$r = 6$ (Венера)	0,81 M_z
$r = 7$ (Марс)	0,107 M_z
$r = 8$ (Меркурий)	0,054 M_z

Кривая рангового распределения масс планет, выраженная в массах Земли $W = M/M_{\oplus}$ от рангового номера планеты r , построенная по данным таблицы 1, имеет гиперболический вид (рис. 1, а) и хорошо спрямляется в двойном логарифмическом масштабе (рис. 1, б).

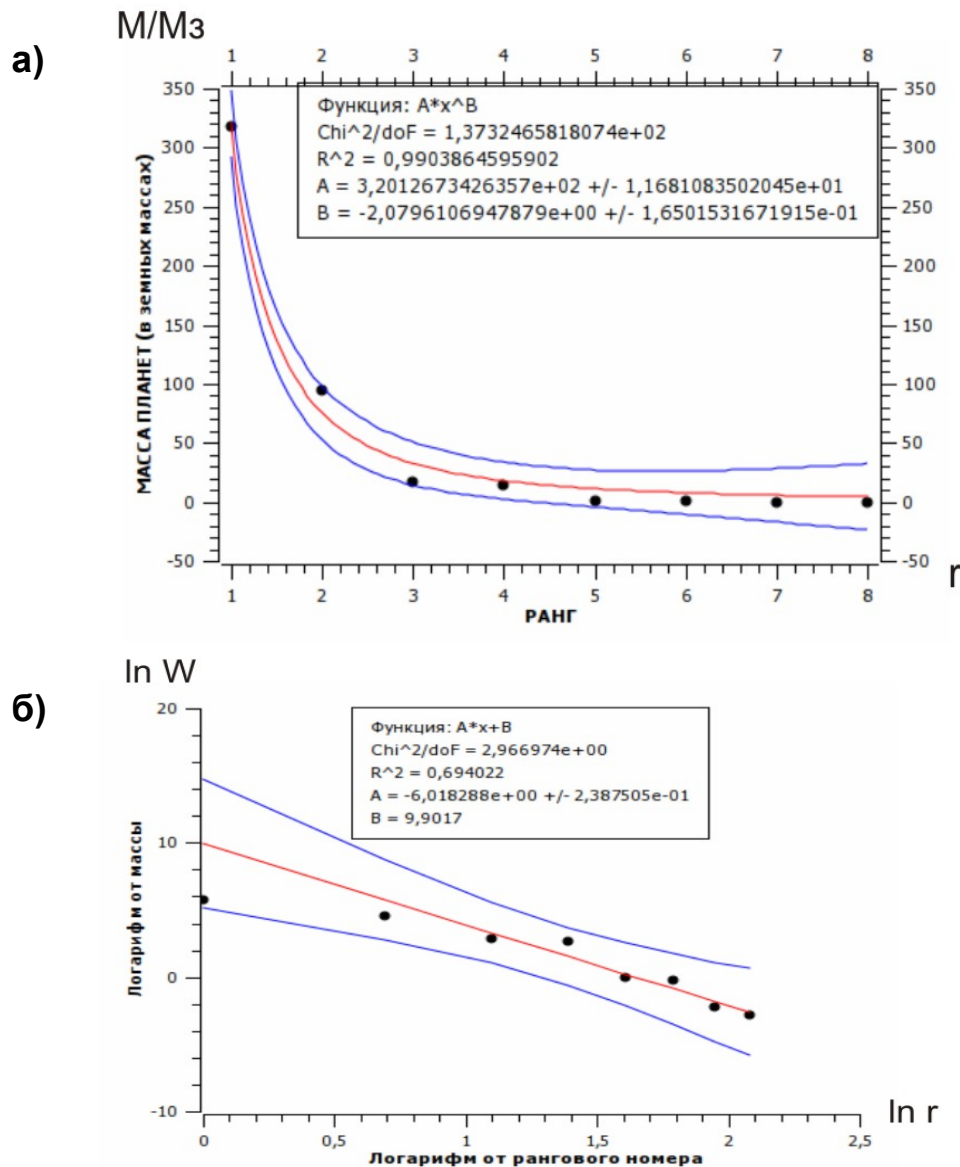


Рис. 1. Кривая рангового распределения масс планет Солнечной системы с аппроксимацией, где M – масса планет, выраженная в массах Земли, $W = M/M_{\oplus}$; r – ранг. Верхняя и нижняя кривые ограничивают доверительный интервал значений. $A = 320$, $\beta = 2,08$.

а) График $W(r)$; б) График $\ln W = f(\ln r)$.

Аппроксимация экспериментальной кривой с помощью компьютерной программы показала математическую зависимость, соответствующую закону (1), где $A = 320$, $\beta = 2,08$,

Из рисунков видно, что все точки графиков входят в доверительный интервал значений исследуемого параметра (5%).

При добавлении в таблицу 1 масс карликовых планет (Эрида, Плутон, Хуамеа и Церера) и построении рангового распределения, включающего, кроме 8-и планет еще 4

карликовые планеты (рис. 2), мы видим, что массы карликовых планет не укладываются в доверительный интервал значений графика, в то время как остальные точки по-прежнему лежат в его пределах.

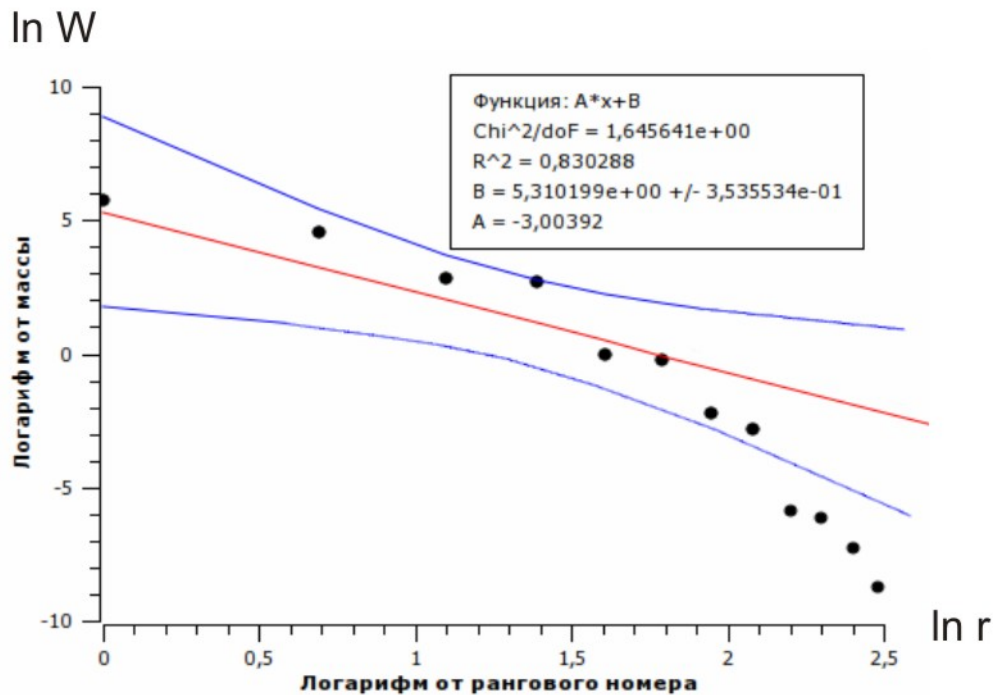


Рис. 2. Кривая рангового распределения масс планет Солнечной системы, включая 4 карликовые планеты, в двойном логарифмическом масштабе, где M – масса планет, выраженная в массах Земли, r – ранг, $A = 320$, $\beta = 2,1$.

Если судить по графику рис. 2, то по теории рангового анализа Эрида Плутон, Хуаема и Церера не принадлежат к ценозу планет, а, следовательно, не являются ими.

Следующий график (рисунок 3) – график рангового распределения последовательности Тициуса-Бодде, которая устанавливает зависимость между расстояниями планет до Солнца. По этому правилу, выраженные в астрономических единицах расстояния Меркурия, Венеры, Земли, Марса, средней части кольца малых планет, Юпитера, Сатурна, Урана, Плутона от Солнца (Нептун выпадает из этой зависимости!) получается следующим образом. К каждому числу последовательности 0; 3; 6; 12; 24; 48; 96; 192; 384, образующей начиная с 3-х геометрическую прогрессию, прибавляется число 4, а затем все числа делятся на 10. Получается новая последовательность чисел: 0,4; 0,7; 1,0; 1,5; 2,8; 5,2; 10,0; 19,6; 38,8, которая с точностью около 3% представляет расстояния от Солнца в астр. ед. перечисленных тел Солнечной системы. Удовлетворительного теоретического объяснения этой зависимости не имеется [8]. Было построено ранговое распределение, отражающее это правило. Результаты представлены на рис.3, а, б. Из рис. следует, что правило Тициуса-Бодде подчиняется закону рангового распределения.

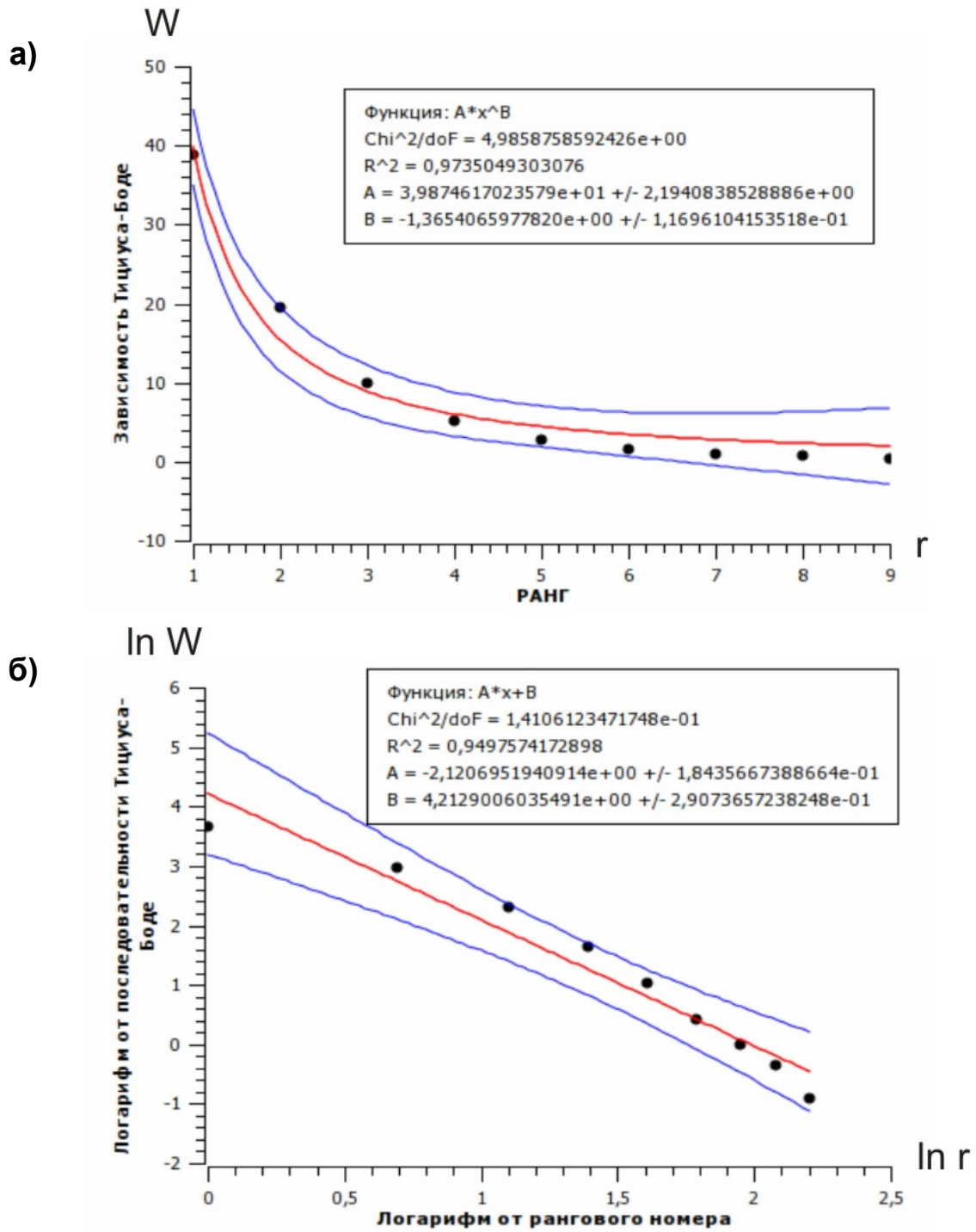


Рис. 3. Ранговое распределение чисел Тициуса-Боде, где W – числа Тициуса-Боде, r – их ранговый номер. $A = 39$, $\beta = 1,37$;
 а) График $W(r)$; б) График $\ln W = f(\ln r)$.

Ниже представлены графики распределения планет солнечной системы по орбитальным радиусам (рис.4, а, б). Из графиков видно: все точки значений входят в доверительный интервал.

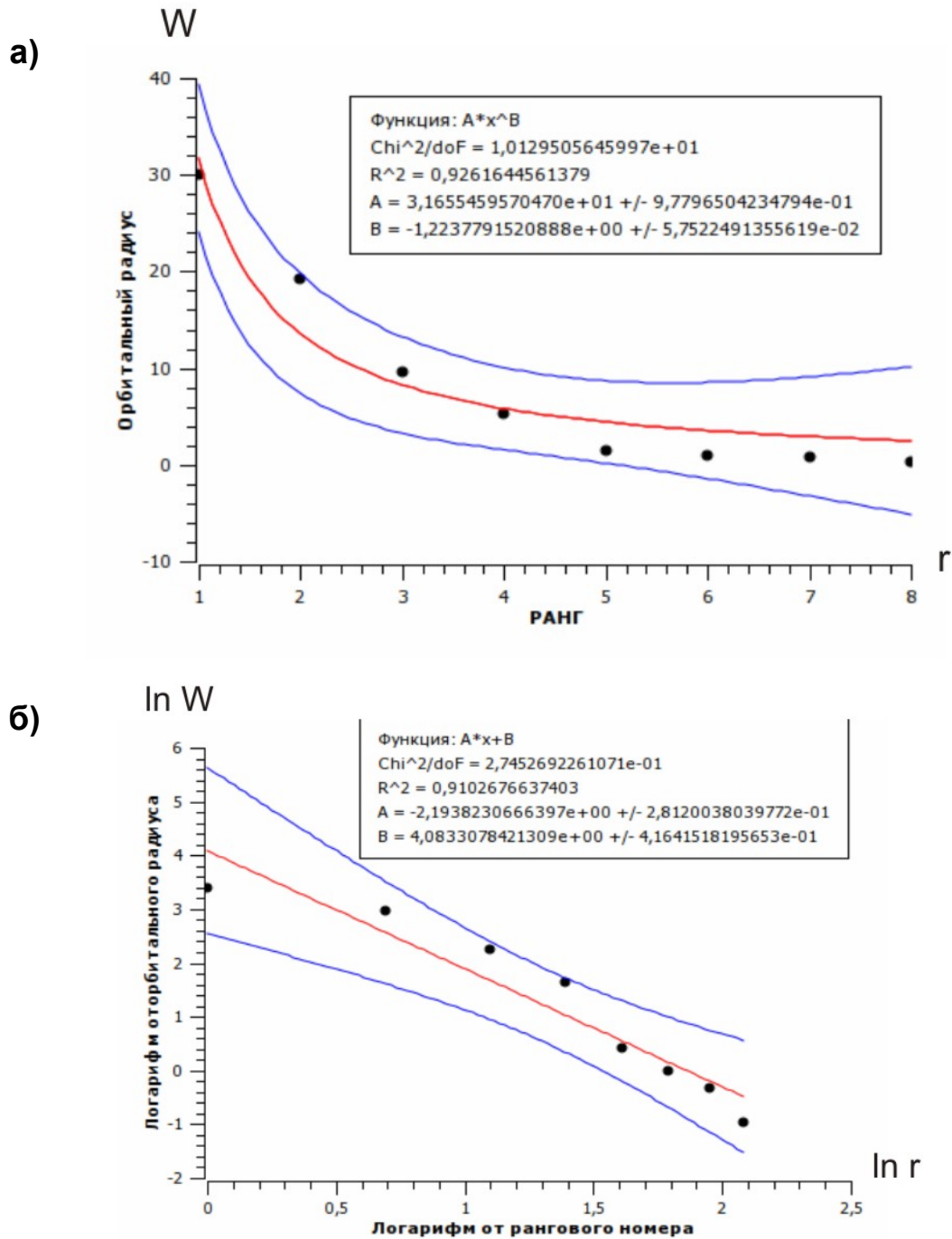


Рис. 4. Графики распределения планет по орбитальным радиусам, где W – радиус орбиты планет, r – их ранговый номер. $A = 31,6$ (а. ед), $\beta = 1,2$;
а) График $W(r)$; б) График $\ln W = f(\ln r)$.

На рисунке 5, а, б представлены графики рангового распределения спутников Урана по массам. На этом графике практически все точки значений исследуемого параметра входят в доверительный интервал.

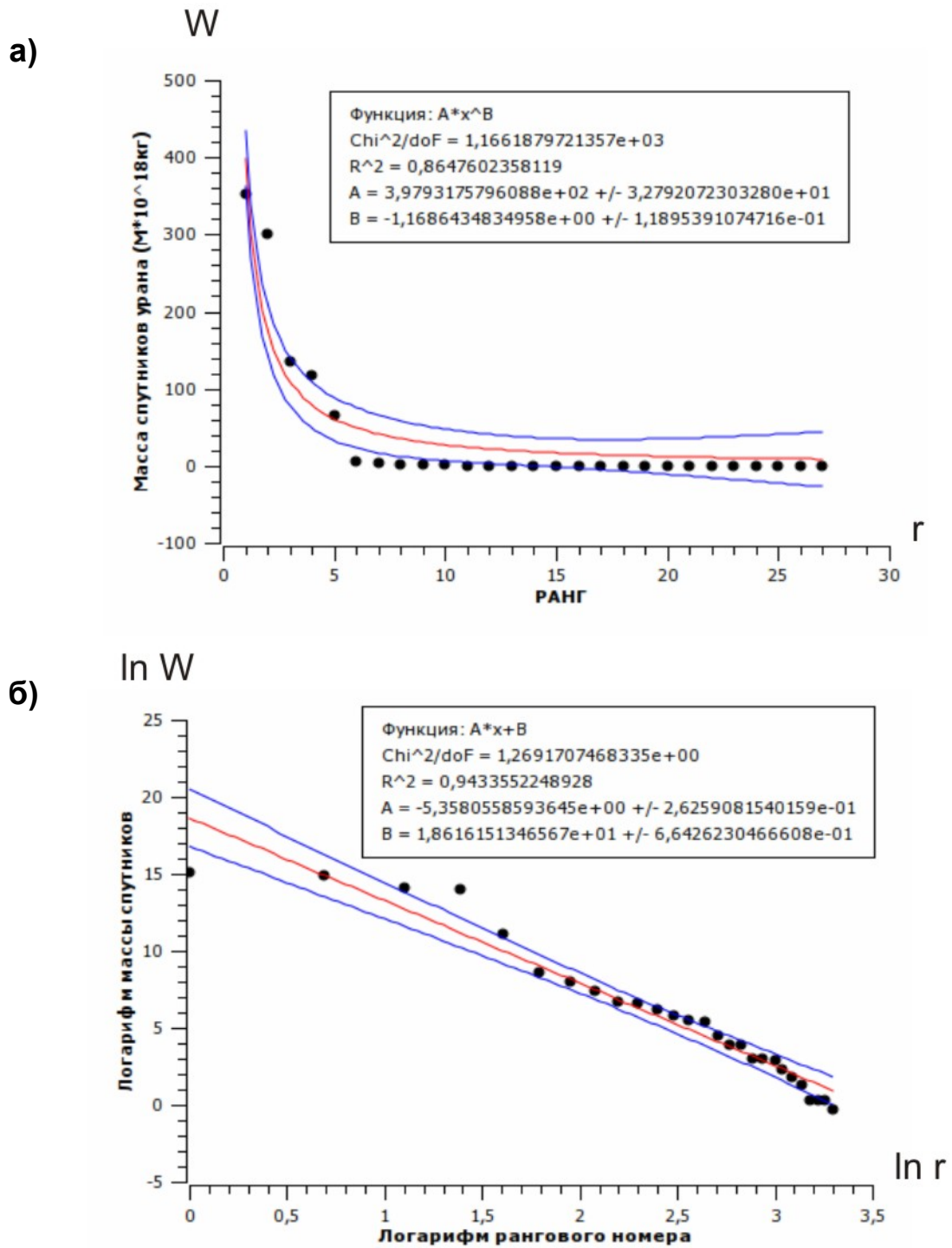


Рис. 5. Ранговое распределение спутников Урана по массам.

W – массы спутников, r – их ранговый номер;

а) График $W(r)$; б) График $\ln W = f(\ln r)$.

Выводы

Полученные результаты свидетельствуют:

- ЗРР выполняется в пределах Солнечной системы, а метод рангового анализа может быть применён для её изучения. Таким образом, наша планетная система является ценозом.
- ЗРР справедлив для астрономических систем с малым количеством космических объектов, связанных гравитацией.
- Приведённые результаты демонстрируют прогностические возможности рангового анализа. Можно ожидать, что планетные системы других звёзд имеют подобную модель, т.е. подчиняются ЗРР, но с другими параметрами A , β .

Закон рангового распределения [1] не представляет собой нечто особенное. ЗРР он отражает разнообразие нашего космического Мира, неодинаковость его объектов. Это разнообразие носит гиперболический характер и описывается распределением Ципфа.

В заключение автор благодарит научного руководителя Р.В. Гурину за помощь в работе и организаторов конференции за приглашение.

Литература

1. *Zipf J.K.* Human behaviour and the principle of least effort [Текст] // J.K. Zipf. – Cambridge (Mass.): Addison-Wesley Pres, 1949, XI. – 574 p.
2. *Кудрин Б.И.* Введение в технетику. 2-е изд., переработанное, дополненное. Томск: Изд. Томск. Госуниверситета, 1993. – 552 с.
3. *Кудрин Б.И., Жилин Б.В., Лагуткин О.Е., Ошурков М.Г.* Ценологическое определение параметров электропотребления многономенклатурных производств. Тула: Приок. кн. изд-во, 1994. – 161 с.
4. Математическое описание ценозов и закономерности технетики. Философия и становление технетики. Вып.1, вып.2."Ценологические исследования". Абакан: Центр системных исследований, 1996. - 452 с.
5. *Гурина Р.В.* Ранговый анализ в педагогических образовательных системах / Школьные технологии, №5, 2003 г. - С. 102-108.
6. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. Акад. И.К. Кикоина. М. Атомиздат. 1976. 1976. – 1008 с.
7. *Бронштэн В.А.* Планеты и их наблюдение. М.: Наука, 1979.

THE APPLICATION OF THE RANK DISTRIBUTION LAW TO THE OBJECTS OF THE SUN SYSTEM

Uchaykin M.V.

Ulyanovsk State University

The given article deals with the possibilities of using the rank analysis for investigation of the quality on the sun system. The curves of rank distributions of the objects on the sun system correspond to the classical H-distribution of Zipf. Rank analysis is the one of method of the sun system investigation. The law of rank distribution is correct for some objects of cosmic systems, which connected with gravity.

РАНГОВЫЙ АНАЛИЗ КОСМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Хайбуллов Р.А.

Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск, Россия

Функциями науки является добывание нового знания, систематизация знаний, объяснение явлений и законов окружающего мира, а также создание научной целостной картины мира. К одному из наиболее общих законов развития биологической, технической, социальной систем относится закон рангового распределения (ЗРР). *Ранговое распределение* – это распределение, полученное в результате ранжирования. Под ранжированием понимается процедура упорядочения объектов системы по убывающей степени выраженности какого-либо качества, то есть выстраивание последовательности значений W параметра некоторой совокупности объектов, поставленных соответственно рангу. *Ранг* – это номер объекта по порядку в этом распределении (1, 2, 3...). Разнообразие параметров объектов устойчивой и стабильной системы математически выражается гиперболическим распределением Ципфа или законом рангового распределения (*H*-распределением) [1]:

$$W = A / r^{\beta}, \quad (1)$$

где W – ранжируемый параметр; r – ранговый номер объекта; A – максимальное значение параметра объекта с рангом $r=1$, т.е. в первой точке (или коэффициент аппроксимации); β – ранговый коэффициент, характеризующий степень крутизны гиперболы.

Теория рангового анализа была перенесена из биологии и разработана для технических систем (техноценозов) более 30 лет назад профессором МЭИ Б.И. Кудриным (www.kudrinbi.ru) [2, 3]. Как затем оказалось, устойчивость и стабильность других систем – экономических, экологических, лингвистических, социальных определяется выполнимостью ЗРР (1). Применением ЗРР в различных областях знаний занимается *ценология*.

Терминология в ценологическую теорию перенесена Б.И. Кудриным из теории биоценозов. Термин «*биоценоз*», введённый Мёбиусом (1877), лёг в основу экологии как науки. Понятия «ценоз» («ценоз» – это сообщество), «особь», «популяция», «вид» перенесены из биологии в технику, а затем и во все другие ценологические направления различных областей знания. В ценологии *особь* – это объект ранжирования, элемент ценоза. Например, в технике «особи» – это отдельные технические устройства или их технические параметры, в социуме – это люди, в биосистемах, экосистемах – это растения, животные и т.д. *Ценозом* называют совокупность объектов системы, которые при ранжировании подчиняются ЗРР (1). Например, такая совокупность технических особей называется техноценозом, совокупность социальных объектов – социоценозом и т.д.

Ниже приведены примеры применимости ЗРР в различных областях знаний. На рис. 1 представлен техноценоз – ранговое распределение электропотребления промышленных предприятий [4].

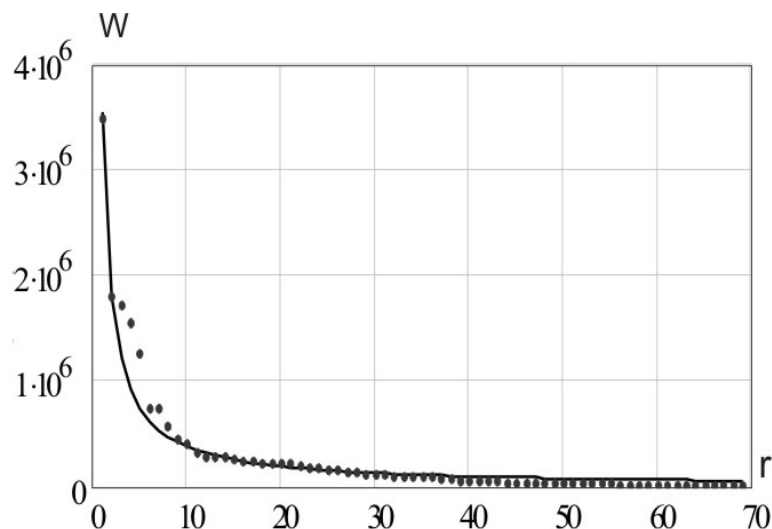


Рис. 1. Ранговое гиперболическое H -распределение электропотребления предприятий $W(r)$. Точки – эмпирические данные; сплошная линия – аппроксимационная кривая.

Рисунок 2 иллюстрирует социоценоз – ранговое распределение общего количества студентов W вузов по регионам РФ [5].

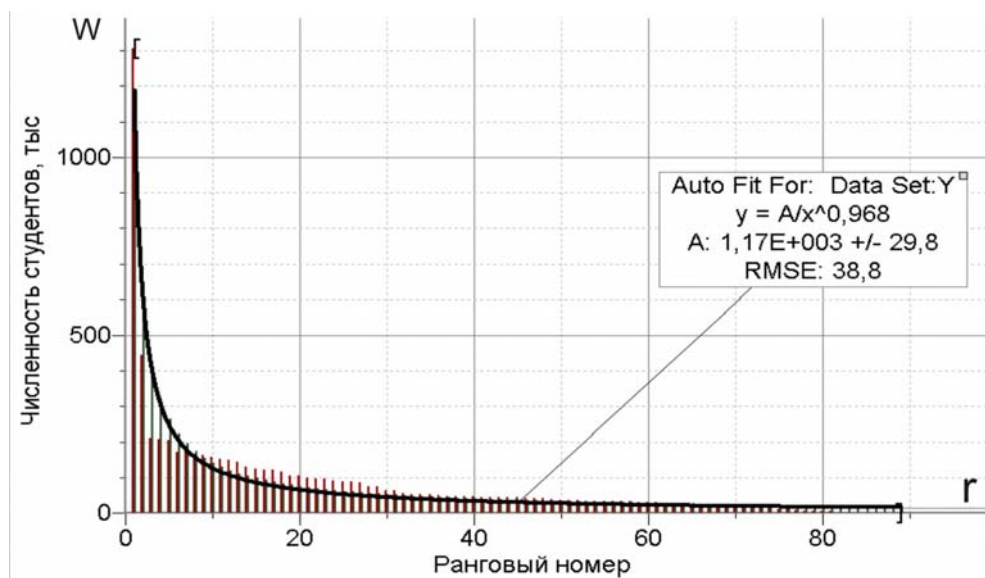


Рис. 2. Ранговое распределение количества студентов вузов по регионам Российской Федерации $W(r)$, тыс. с аппроксимацией, где r – ранговый номер региона; $A = 1170 \pm 30$, (тыс.), $\beta = 0,90 \pm 0,05$, корреляция – 0,97; $r = 1$ – г. Москва; $r = 2$ – г. Санкт-Петербург; $r = 3$ – Свердловская обл.; $r = 4$ – р. Татарстан; $r = 5$ – Ростовская обл.; $r = 6$ – Самарская обл.; $r = 7$ – Краснодарский край; $r = 8$ – Новосибирская обл.

Если ранжируется какой-либо параметр ценоза (системы), то распределение называется *ранговым параметрическим*. В качестве ранжируемых параметров в техноценозах выступают технические параметры, характеризующие особь, например, размер, масса, мощность потребления, энергия излучения и т.д. В социоценозах, в частности, педагогических ценозах, ранжируемыми параметрами могут быть успеваемость, рейтинг в баллах участников олимпиад или тестирования; число учащихся, поступивших в вузы и так далее, а ранжируемыми объектами – сами учащиеся, классы, учебные группы, школы и так далее.

Если в качестве параметра рассматривается численность видов объектов, входящих в систему (на ценологическом языке – численность особей, составляющий вид в ценозе или мощность популяции), то в этом случае распределение называется *ранговым видовым*. Таким образом, в ранговом видовом распределении ранжируются виды. То есть особью является вид, а параметр W выражает число объектов, составляющих вид.

На основании многих экспериментальных данных установлено, что ценозы математически описываются с помощью гиперболических ранговых распределений (1). При этом наиболее устойчивые и эффективные системы описываются идеальной гиперболой с $\beta = 1$ [2-4].

Метод рангового анализа почти не разработан применительно к астрономической области знания. В астрономии известно распределение Хольцмарка для интенсивности гравитационного поля звёздных систем, которое имеет вид устойчивого негауссова распределения с характеристическим показателем 1,5. Методика применения рангового анализа для космических систем разработана недостаточно. В частности, определение параметров ранговой системы A и β осуществляется, в основном, непосредственно при аппроксимации экспериментальных кривых математической зависимостью (1) с помощью компьютерных технологий. Метод спрямления степенных функций в двойных логарифмических координатах, широко используемый физиками-исследователями, при изучении астроценозов не применялся. Между тем необходимо чётко ответить на вопрос: «Является ли наша галактика ценозом, а Солнечная система – частью ценоза?»

В работе [6] на основании рассмотрения только параметрических ранговых распределений объектов астрономических систем (галактики, планеты, спутники планет, яркие звезды на небе и пр.) даётся положительный ответ на этот вопрос. Однако авторы проводили аппроксимацию только полученных реальных гипербол, тогда как, чтобы доказать ценозность системы, необходимо проводить спрямление гипербол в двойных логарифмических координатах. Кроме того, авторы не проводили статистическую оценку результатов – расчёт погрешностей измерений.

Вышесказанное позволяет заключить, что проверка применимости ЗРР к космическим системам проведена с недостаточной достоверностью.

Целью настоящего исследования являлась дальнейшая проверка применимости теории рангового анализа к космическим системам. В связи с поставленной целью решались следующие задачи:

- исследование *рангово-видовых* распределений космических систем;
- проверка применения ЗРР к космическим системам с применением метода спрямления гиперболических ранговых распределений в двойном логарифмическом масштабе, что существенно повышает достоверность результатов;
- определение масштабов применимости теории рангового анализа к космическим системам;
- определение допустимых границ значений исследуемых параметров и погрешностей вычислений параметров A и β .

В настоящей работе приведены результаты проверки применимости закона рангового распределения к Вселенскому масштабу в виде параметрических ранговых распределений и в виде *рангово-видовых* распределений космических объектов. Методика рангового анализа дополнена этапом спрямления графического рангового H -распределения в двойных логарифмических координатах. Тангенс угла наклона прямой к оси абсцисс определяет параметр β . Принадлежность астрономических систем к ценозам доказана спрямлением ранговых распределений в двойных логарифмических координатах.

Обработка результатов и построение кривых, расчёт погрешностей измерений осуществлялись с помощью компьютерной программы Origin. Pro 7.5. Доверительный интервал допустимых значений рассматриваемых параметров составлял 2-5%.

Методика проверки на «ценозность», то есть принадлежность объектов системы к ценозу, включает в себя этапы-процедуры:

1. *Выделение системы для проверки на соответствие ЗРР.*

2. *Построение табулированного рангового распределения* параметров системы. Табулированное ранговое распределение по форме представляет собой таблицу из двух столбцов: параметров особей W выстроенных по рангу и рангового номера особи r (параметрического или видового).

Первый ранг присваивается особи, имеющей максимальное значение параметра, второй – особи, имеющей наибольшее значение параметра среди особей, кроме первой, и так далее.

3. *Построение графического рангового распределения* (параметрического или рангового видового). Все данные берутся из табулированного распределения. По оси абсцисс откладывается ранговый номер r , по оси ординат – исследуемый параметр W . График рангового распределения есть совокупность точек: каждой точке графика соответствует определенная особь или вид ценоза. Кривая H -распределения имеет вид гиперболы.

4. *Аппроксимация распределений.* Суть метода аппроксимаций заключается в отыскании таких параметров аналитической зависимости, которые минимизируют сумму квадратов отклонений реально полученных эмпирических значений от значений, рассчитанных по аппроксимационной зависимости. Произвести аппроксимацию реального распределения математической зависимостью (1) и определить параметры гиперболы A и β целесообразно с помощью компьютерных программ.

5. *Аппроксимация гиперболы математической зависимостью (1) методом спрямления.* Применение метода спрямления к гиперболе включает следующие действия:

- Прологарифмируем зависимость (1):

$$\ln(W) = \ln A - \beta \ln r. \quad (2)$$

- Обозначим:

$$\ln(W) = y; \quad \ln A = b = \text{const}; \quad \ln r = x. \quad (3)$$

- Представим функцию (2) с учётом (3) в виде:

$$y = b - \beta x. \quad (4)$$

Уравнение (4) – это линейная функция. При построении линеаризованной гиперболы по оси ординат откладывается $\ln(W)$, а по оси абсцисс – $\ln r$.

- Составим таблицу экспериментальных (реальных) значений $\ln(W)$ и $\ln r$.

Таблица 1.

r	W	Название особей (объектов ранжирования)	$\ln r$	$\ln(W)$	$\beta \pm \Delta \beta$	$A \pm \Delta A$
1.						
2.						

- Построим экспериментальный график зависимости $\ln(W) = f(\ln r)$.

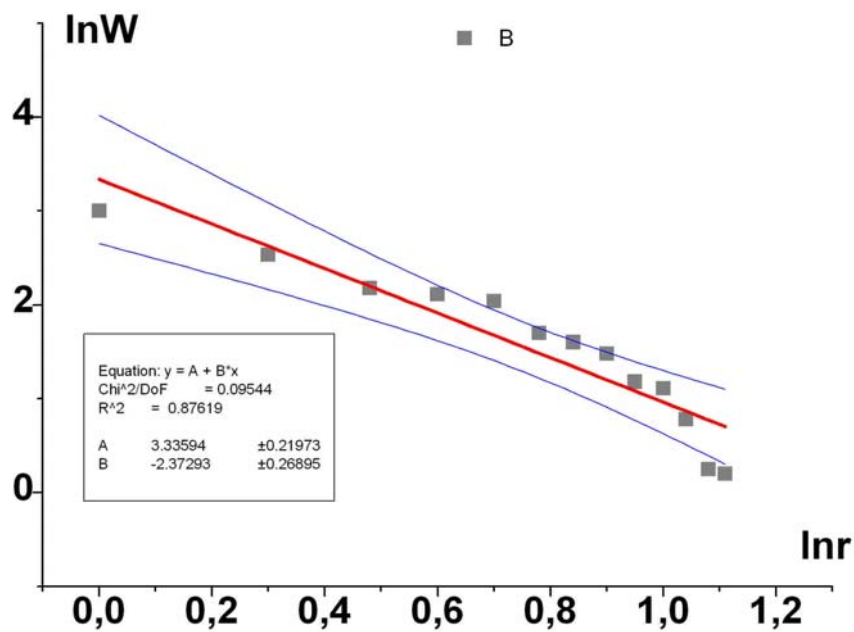
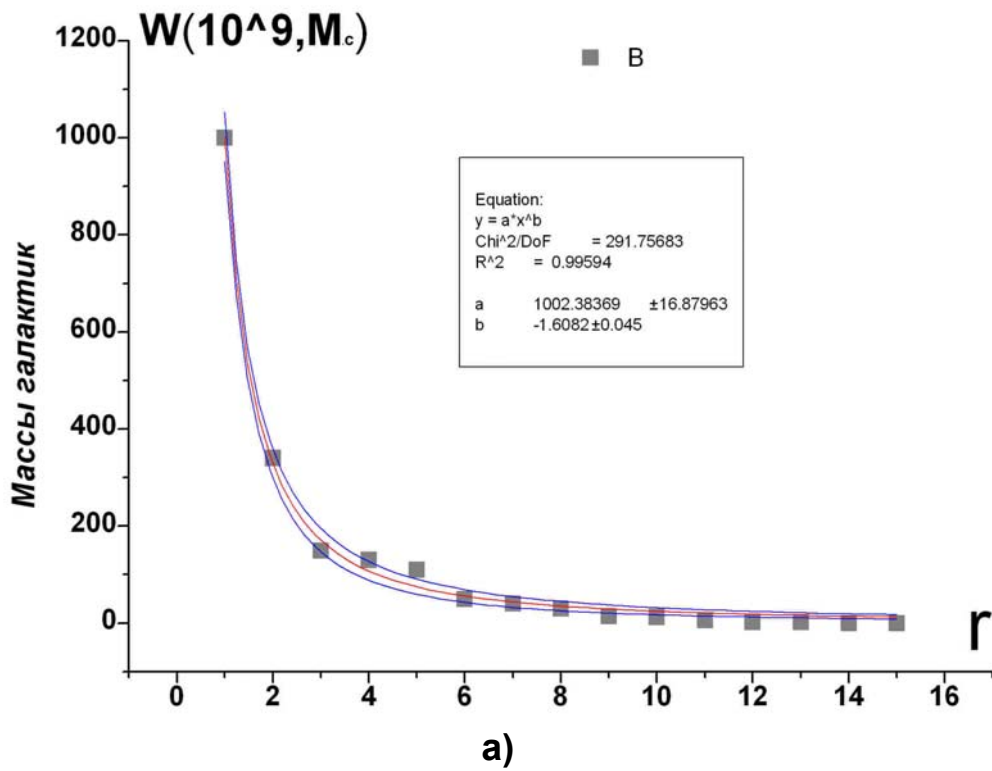
- Проведём линию спрямления таким образом, чтобы большинство точек легло на прямую линию и оказалось вблизи неё.
- Определим границу допустимых значений параметра W и погрешности измерений $\Delta \beta$ и ΔA также с помощью компьютерной программы.
- Сравним графическое распределение с табулированным распределением по этапам:
 - нахождение аномальных точек по графику;
 - определение их координат и их идентификация с особями по табулированному распределению;
 - анализ причин аномалий и поиск способов их объяснений.

6. *Анализ ценоза.* Анализ системы (ценоза) состоит в сравнении идеальной кривой с реальной и выявлении аномальных точек, выпадающих из доверительного интервала значений параметра. После выявления аномалий на графическом распределении по табулированному распределению определяются особи, «ответственные» за аномалии. Далее дается объяснение выявленному несоответствию. Если система – ценоз управляема человеком, как в случае техноценозов, экономических и социальных ценозов – намечаются конкретные практические меры по устранению аномалий. В этом состоит сущность и практическая ценность рангового анализа. Для астрономических ценозов, биологических ценозов, в процессы развития которых невозможно вмешательство человека, можно лишь анализировать, объяснять происходящее и пытаться прогнозировать прошлое и будущее этих систем.

Ниже приведены результаты наших исследований. При этом построение рассмотренных в работе графиков не являлось выборочным или целенаправленным. Бралась любые таблицы астрономических величин, наиболее полно отражающие параметрические характеристики ценоза.

Также как и опушка леса являет собой биоценоз, в котором представлены разнообразные виды растений, наша галактика представляет собой астроценоз, состоящий из различных объектов, объединённых в виды: звёзды, туманности, звёздные скопления, переменные звёзды и т.д. В галактике (как и на опушке леса) есть редкие виды, представленные несколькими особями и есть самый многочисленный вид объектов, представляющий самую многочисленную касту ценоза (субкарлики).

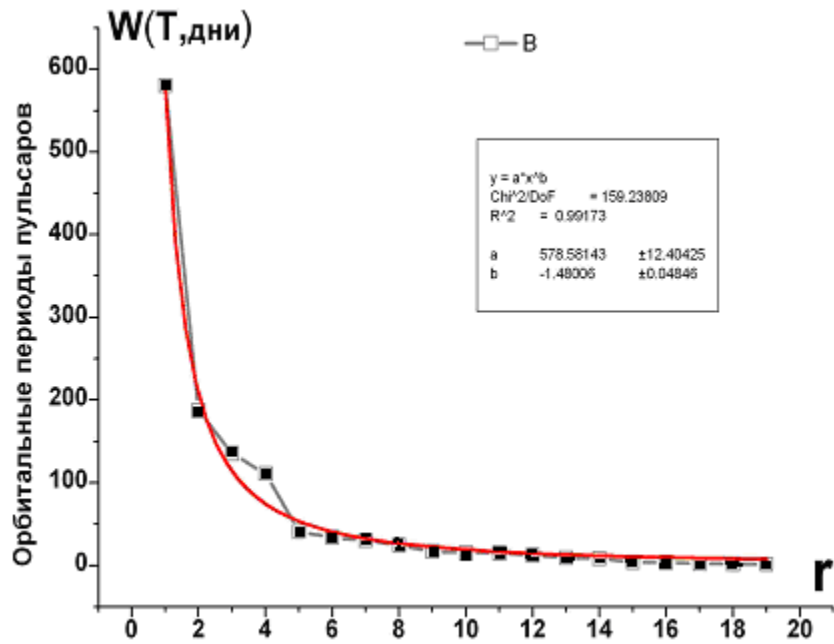
На рис. 3а представлено ранговое распределение ближайших галактик по массам. На рис. 3б – этот же график в двойном логарифмическом масштабе в виде прямой. Спрямление доказывает принадлежность данного распределения к распределению Ципфа (1).



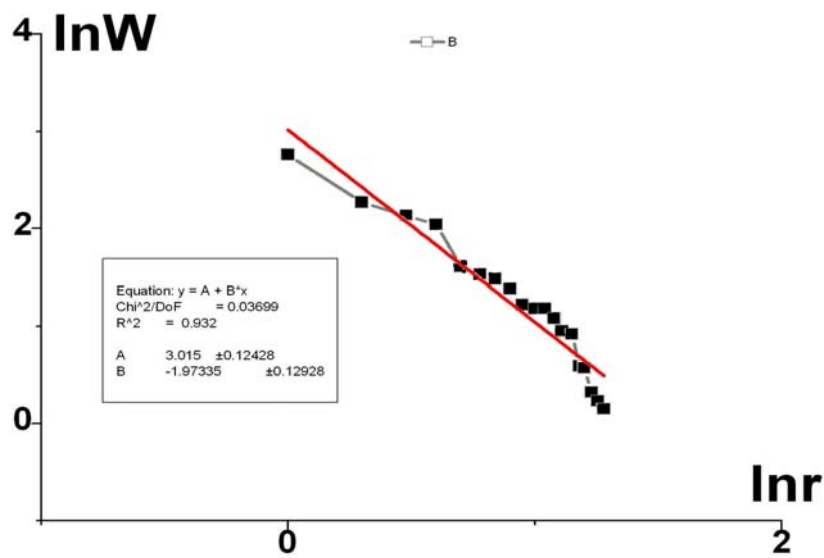
б)

Рис. 3. Ранговое распределение масс ближайших галактик, выраженных в солнечных массах ($A = 1002 \pm 16$; $\beta = 1,600 \pm 0,045$):
 а) График $W(r)$; б) График $\ln W = f(\ln r)$.

На рисунке 4 а, б представлено ранговое распределение орбитальных периодов пульсаров.



а)

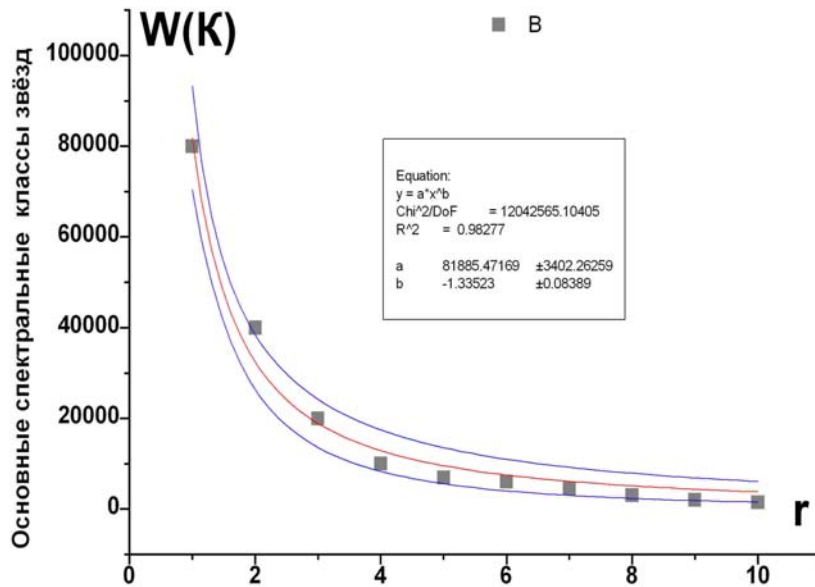


б)

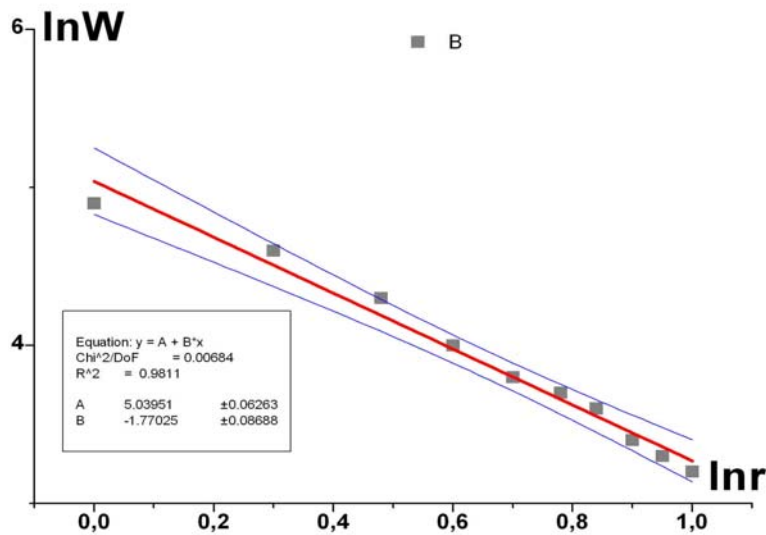
Рис. 4. Ранговое распределение орбитальных периодов пульсаров $A = 548 \pm 12$; $\beta = 1,48 \pm 0,04$.

а) График $W(r)$; б) График $\ln W = f(\ln r)$.

На рис. 5 а, б представлено рангово-видовое распределение классов звёзд нашей галактики по температуре их поверхности. Данные для построения распределения взяты из спектральной классификации звёзд, разработанной в Гарвардской обсерватории в 1890–1924 гг.



а)



б)

Рис. 5. Рангово-видовое распределение классов звёзд нашей галактики по температуре их поверхности, W – температура поверхности звезды определённого класса звёзд (К), r – ранговый номер класса звёзд; $A = 81892 \pm 3402$; $\beta = 1,33 \pm 0,06$.

а) График $W(r)$; б) График $\ln W = f(\ln r)$.

1 – W (голубые), 2 – O (голубые), 3 – B (голубовато-белые), 4 – A (белые), 5 – F (желтоватые), 6 – G (желтые), 7 – K (оранжевые), 8 – M (красные), L – (темно-красные), T – (коричневые)

Рис. 8 иллюстрирует рангово-видовое распределение теоретически рассчитанного населения нашей галактики по видам космических объектов, построенное с использованием данных таблицы 46.19 [7, с. 985].

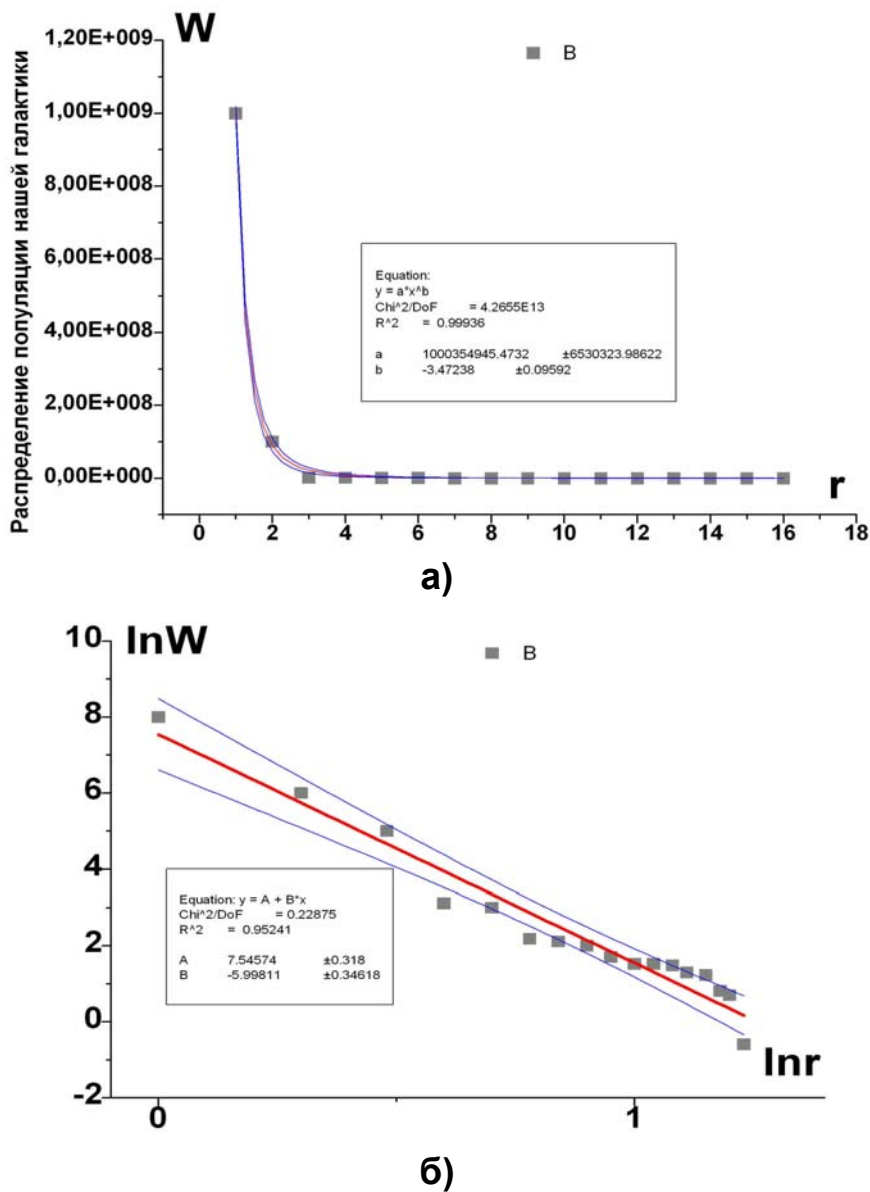


Рис. 8. Рангово-видовое распределение населения нашей галактики, W – численность вида (теоретически рассчитанное количество объектов подсистемы), r – ранговый номер вида (подсистемы); $A = 10^{11} \pm 0,05 \cdot 10^{11}$; $\beta = 6,64 \pm 0,014$.

а) График $W(r)$; б) График $\ln W = f(\ln r)$.

При этом ранговое распределение численности населения нашей галактики представлено следующими видами космических объектов [7, с. 985]: 1 – субкарлики, 2– белые карлики, 3 – тёмные пылевые туманности, 4 – долгопериодические переменные звёзды, 5 – новые звёзды, 6 – звёзды класса В, 7 – Планетарные туманности, 8– долгопериодические переменные с периодом $P = 150-200$ дней, 9 – переменные типа RV Тельца, 10 – звёзды класса RN, 11 – рассеянные звёздные скопления, 12 – долгопериодические цефеиды, 13 – долгопериодические цефеиды типа W Девы, 14 – короткопериодические цефеиды, 15 – звёзды класса О, 16 – звёзды класса S, 17 – шаровые звёздные скопления.

- Также построены табулированные и графические ранговые распределения:
- распространённости элементов в космосе;
 - светимости рентгеновских пульсаров;
 - периодов полуправильных переменных звезд и другие (в статье не приводятся).

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют:

- закон рангового параметрического и рангово-видового H -распределения применим к процессам вселенского масштаба;
- получено соответствие реальных и теоретических зависимостей параметрических и рангово-видовых распределений астрономических объектов нашей галактики, подтверждающее, что наша галактика является ценозом;
- астрономическая картина Мира дополнена еще одним элементом знания – представлением о ранговых распределениях космических объектов систем, которые могут быть описаны распределением Ципфа.

В заключение автор благодарит научного руководителя проф. Р.В. Гурину за консультации и помощь в работе.

Литература

1. *Zipf J.K.* Human behaviour and the principle of least effort [Текст] // J.K. Zipf. – Cambridge (Mass.): Addison-Wesley Pres, 1949, XI. – 574 p.
2. *Кудрин Б.И.* Введение в технетику. 2-е изд., переработанное, дополненное. Томск: Изд. Томск. госуниверситета, 1993. – 552 с.
3. *Кудрин Б.И.* Техногенная самоорганизация. Для технариев электрики и философов // Вып. 25. «Ценологические исследования». – М.: Центр системных исследований. – 2004. – 248 с.
4. *Гнатюк В.И.* Закон оптимального построения техноценозов: Монография / Ценологические исследования. – Вып.29. – М.: Изд-во ТГУ – Центр системных исследований, 2005. – 384 с.
5. *Гурина Р.В., Хайбуллов Р.А.* Ценологический подход в образовании // Учёные записки Педагогического института Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского. Серия Психология. Педагогика, 2009, том 2, №1 (5). – С.56-62.
6. *Гурина Р.В., Ланин А.А.* Ценологические исследования космических объектов// Тр. Международного форума по проблемам науки, техники и образования. Т.3 / Под ред. В.П. Савиных, В.В. Вишневого. – М.: Академия наук о Земле, 2004. – С.6-8.
7. Таблицы физических величин. Справочник. / Под ред. акад. И.К. Кикоина. - М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.

RANK ANALYSIS OF COSMIC SYSTEMS

Khaibullov R. A.

Ulyanovsk State University

The given article deals with the possibilities of using the rank analysis for investigation of the quality of the astronomy systems. The curves of rank distributions objects of cosmic systems correspond to the classical H -distribution of Zipf. Rank analysis is the one of methods of cosmic systems investigation. World astronomy picture is added by the knowledge element – rank H -distribution objects in cosmic systems.

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И МАССЫ СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР

Яблоков С.Н.¹, Гнедин Ю.Н.²

¹СПбГПУ

²ГАО РАН

Введение

Всеволновой характер современной астрономии позволяет осуществлять наблюдения, используя весь спектр электромагнитного излучения, включая радио, оптическое, рентгеновское, гамма и нейтринное излучение, излучение фотонов сверхвысокой энергии и космические лучи. Именно это обстоятельство привело к стремительному росту наших знаний как о конкретных астрономических объектах, так и всей Вселенной в целом и, в особенности, об ее структуре. Астрономы открыли новые необычные формы материи и энергии. Оказалось, что состав Вселенной совсем не похож на состав окружающего непосредственно нас мира. Если рассматривать среднюю плотность вещества или энергии, то для вселенной в целом обычное барионной вещество составляет только 4%, на 23% Вселенная состоит из невидимой, так называемой, ‘темной материи’, а 73% средней плотности составляет ‘темная энергия’, т.е. новый вид поля (по-видимому, скалярного, т.е. состоящего из элементарных частиц с нулевым спином), которое обеспечивает ускоренное Хаббловское расширение Вселенной (Рис. 1).

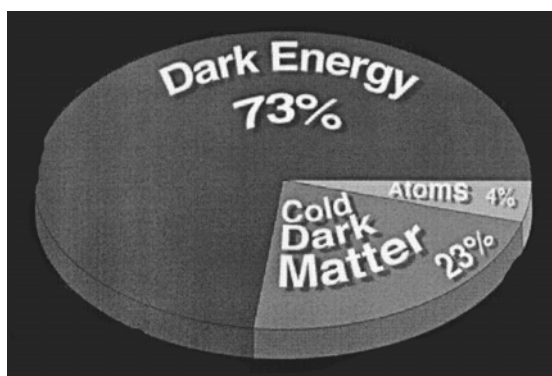


Рис. 1. Состав нашей Вселенной.

Впервые ускоренное расширение Вселенной было обнаружено в 1998 г. двумя независимыми группами, наблюдавшими вспышки сверхновых первого типа (SNe Ia). Поскольку хорошо известно, что сверхновые типа Ia являются стандартными свечами, то анализ полученных фотометрических данных о блеске далеких SNe Ia показал, что Хаббловское расширение Вселенной происходит с ускорением. Этот факт был интерпретирован как наличие дополнительного энергетического поля, которое принято называть «темной энергией». Феноменологически темная энергия может быть описана в рамках общей теории относительности, если в правую часть уравнения Эйнштейна внести слагаемое “Lambda”, которое можно интерпретировать как некое силовое поле, действующее как антигравитация. Это означает, что уравнение состояния этого поля содержит отрицательное давление, произведен расчет плотности вещества во Вселенной. В последующие годы результаты стратосферных и космических измерений реликтового микроволнового излучения позволили очень точно определить плотность энергии этого силового поля, т.е. плотность темной энергии. По новейшим данным, она составляет около 8 кэВ (в единицах массы примерно 10^{-29} г) на кубический сантиметр

(плотность барионной материи почти в 20 раз меньше). Эти же данные свидетельствуют, что на протяжении первых 7 млрд. лет после Большого взрыва гравитирующая материя (включая и темную) превалировала над темной энергией и Вселенная расширялась с замедлением скорости. Однако по мере ее расширения плотность материи уменьшалась, а плотность темной энергии не менялась (в стандартной космологической модели), что и привело к ее преобладанию в настоящее время. Результаты наблюдений сверхновых позволяют утверждать, что произошло это около 6.5 млрд. лет назад.

Для определения расстояния до далеких объектов используются различные косвенные методы. В основе многих методов лежит определение фотометрического расстояния D_L от светящегося объекта до источника с потоком излучения F , если светимость объекта L известна из других соображений. Предполагая сферическую симметрию поля излучения, получаем:

$$D_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}}, \quad (1)$$

т.е.

$$L \sim D_L^2. \quad (2)$$

Уравнение, определяющее состояние темной энергии, имеет вид:

$$p = w(z)\rho, \quad (3)$$

где ρ – средняя плотность вещества во Вселенной, $w(z)$ – определяет космологическую модель, z – красное смещение.

Фотометрическое расстояние

Зависимость фотометрического расстояния D_L от космологической модели и красного смещения дается следующей формулой:

$$D_L = \frac{c}{H_0} (1+z) \int_0^z \frac{dx}{H(x)/H_0}, \quad (4)$$

$$H(x) = H_0 \left[\Omega_m (1+x)^3 + \Omega_\Lambda f(x) \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где $H_0 = 70.5 \pm 1.3 \text{ km}/(s \cdot \text{Mpc})$ – постоянная Хаббла, c – скорость света, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ – средняя плотность темной материи и энергии соответственно.

$$f(x) = \exp \left\{ 3 \int_0^x \frac{1+w(z)}{1+z} dz \right\}. \quad (6)$$

Рассмотрим наиболее часто используемые космологические модели.

Модель 1:

$$w(z) = w_0 + w_1 z. \quad (7)$$

В данной параметризации уравнение состояния (3), есть линейная функция от красного смещения [1]. Это обстоятельство приводит к тому, что модель 1 можно использовать при небольших красных смещениях, т.к. ее расходимость с ростом z очевидна.

Для данной модели может быть показано, что $-1 \leq w_0 \leq -0.204$ и $-0.417 \leq w_1 \leq 0.854$ [2].

Модель 2:

$$w(z) = w_0 + w_1 \frac{z}{1+z}. \quad (8)$$

Данная параметризация была предложена в [3]. В такой модели не возникает проблем с расходимостью, как в модели 1, и, именно по этому, данная модель широко используется в литературе.

Аналогично для данной модели может быть показано, что $-1 \leq w_0 \leq -0.434$ и $-0.564 \leq w_1 \leq 0.498$ [2].

Модель 3:

$$w(z) = w_0 + w_1 \ln(1+z). \quad (9)$$

Эта параметризация была предложена в [4]. При небольших красных смещениях эта модель очень хорошо согласуется с наблюдениями, однако на больших красных смещениях данная параметризация тоже расходится, хотя и значительно медленнее, чем параметризация 1.

Аналогично для данной модели может быть показано, что $-1 \leq w_0 \leq -0.061$ и $-1.101 \leq w_1 \leq 1.159$ [2].

Для стандартной космологической модели:

$$w(z) = -1. \quad (10)$$

В основе данной модели лежит предположение о стационарном состоянии темной энергии.

Фундаментальные соотношения между физическими параметрами сверхмассивных черных дыр

Многочисленные наблюдения за сверхмассивными черными дырами позволяют получить эмпирические формулы для монохроматической светимости в различных спектральных линиях, связывающие массу объекта и эту светимость L [5].

Для линий углерода:

$$M_{bh} = 4.82 \times 10^6 \left(\frac{1450}{5100} \right)^{0.7(1+\alpha)} \left[\frac{\lambda L_\lambda}{10^{44} \text{ erg/s}} \right]^{0.7} \left[\frac{FWHM_{clv}}{10^3 \text{ km/s}} \right]^2 M_\odot. \quad (11)$$

где λ – длина волны принимаемого излучения, $FWHM$ – полоса ширины линии на половине высоты (Рис. 2), α – показатель спектра излучения квазара.

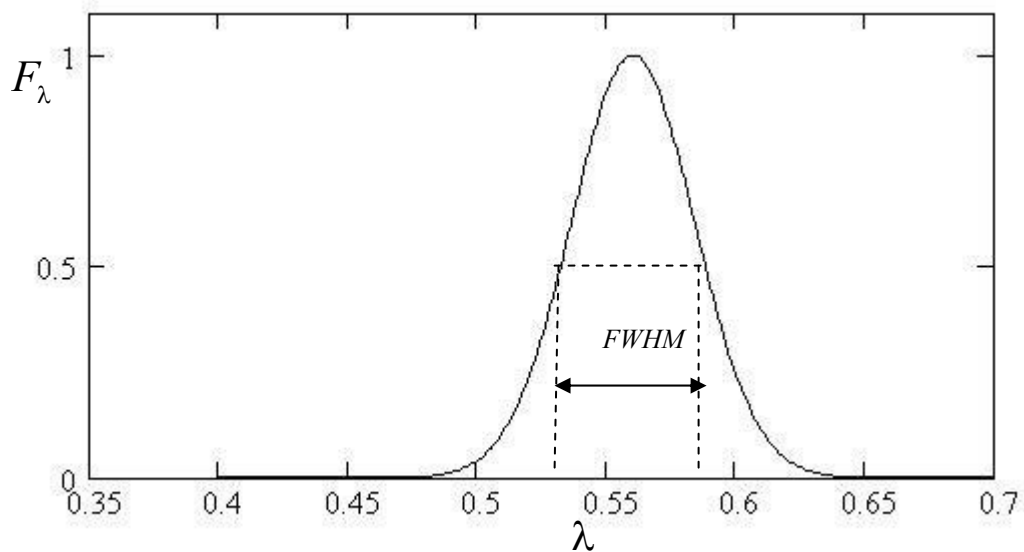


Рис. 2.

Для линий магния:

$$M_{bh} = 2.04 \left[\frac{L_\lambda}{10^{44} \text{ erg/s}} \right]^{0.88} \left[\frac{FWHM_{MgII}}{\text{km/s}} \right]^2 M_\odot. \quad (12)$$

Легко видеть, что в формулах (11), (12) только светимость L_λ зависит от фотометрического расстояния (2).

Основные формулы

На основании указанного выше замечания можно сделать выводы о том, как меняется масса сверхмассивного объекта в зависимости от выбора космологической модели. Например, составляя отношения масс к массе объекта в стандартной модели, т.е.: для линий углерода:

$$\frac{M_{bh}(w(z))}{M_{bh}(w=-1)} = \left[\frac{L(w(z))}{L(w=-1)} \right]^{0.7}, \quad (13)$$

или, что эквивалентно, согласно (2):

$$\frac{M_{bh}(w(z))}{M_{bh}(w=-1)} = \left[\frac{D_L(w(z))}{D_L(w=-1)} \right]^{0.7 \times 2}, \quad (14)$$

для линий магния:

$$\frac{M_{bh}(w(z))}{M_{bh}(w=-1)} = \left[\frac{D_L(w(z))}{D_L(w=-1)} \right]^{0.88 \times 2}, \quad (15)$$

где $D_L(w(z))$ – вычисляется по формуле (4).

Необходимо отметить, что для всех приведенных моделей функция $D_L(w(z))$ представляема только в виде квадратур. Для определения её значений применяют численные методы, однако входящая в нее функция $f(x)$ (6) может быть полностью представлена в аналитическом виде.

Для сохранения компактности вида и удобства анализа полученных результатов введем следующие обозначения:

$$f_\alpha(\beta, z, w_0, w_1) = \frac{M_{bh}(w(z))}{M_{bh}(w=-1)} = \left[\frac{y_\alpha(w(z))}{y(w=-1)} \right]^{\beta \times 2}, \quad (16)$$

где

$$y_\alpha(w(z)) = \int_0^z \frac{dx}{H(x)/H_0}, \quad (17)$$

α – принимает значения {1, 2, 3} в зависимости от космологической модели, β – принимает значения {0.7, 0.88} для линий углерода и магния соответственно.

Опустим непосредственное аналитическое получение $f_\alpha(\beta, z, w_0, w_1)$, а приведем лишь конечный результат, например:

$$f_1(0.7, z, w_0, w_1) = \left[\frac{\int_0^z \frac{dx}{\sqrt{0.3(1+x)^3 + 0.7 \exp\{3(w_1(x - \ln(1+x)) + (1+w_0)\ln(1+x))\}}}}{\int_0^z \frac{dx}{\sqrt{0.3(1+x)^3 + 0.7}}} \right]^{0.7 \times 2} \quad (18)$$

Аналогичные выражения могут быть получены и для других приведенных космологических моделей.

Численные расчеты

Результаты вычислений представлены в табл. 1, 2, 3 для каждой из моделей соответственно. В таблицах представлены такие значения, которые дают наибольший эффект различия масс сверхмассивных объектов.

Таблица 1.

$f_1(0.88, 5.810, -0.9, 0.85) = 0.533$	$f_1(0.88, 5.810, -0.5, 0.85) = 0.337$
$f_1(0.88, 5.810, -0.7, 0.7) = 0.494$	$f_1(0.88, 5.810, -0.4, 0.5) = 0.421$
$f_1(0.88, 5.810, -0.7, 0.8) = 0.448$	$f_1(0.88, 5.810, -0.4, 0.6) = 0.378$
$f_1(0.88, 5.810, -0.7, 0.85) = 0.426$	$f_1(0.88, 5.810, -0.4, 0.7) = 0.342$
$f_1(0.88, 5.810, -0.6, 0.6) = 0.487$	$f_1(0.88, 5.810, -0.4, 0.8) = 0.313$
$f_1(0.88, 5.810, -0.6, 0.7) = 0.438$	$f_1(0.88, 5.810, -0.4, 0.85) = 0.30$
$f_1(0.88, 5.810, -0.6, 0.8) = 0.398$	$f_1(0.88, 5.810, -0.2, 0.5) = 0.323$
$f_1(0.88, 5.810, -0.6, 0.85) = 0.379$	$f_1(0.88, 5.810, -0.2, 0.6) = 0.292$
$f_1(0.88, 5.810, -0.5, 0.5) = 0.480$	$f_1(0.88, 5.810, -0.2, 0.7) = 0.267$
$f_1(0.88, 5.810, -0.5, 0.6) = 0.429$	$f_1(0.88, 5.810, -0.2, 0.8) = 0.247$
$f_1(0.88, 5.810, -0.5, 0.7) = 0.387$	$f_1(0.88, 5.810, -0.2, 0.85) = 0.237$
$f_1(0.88, 5.810, -0.5, 0.8) = 0.353$	

Таблица 2.

$f_2(0.88, 5.810, -0.5, 0.1) = 0.787$	$f_2(0.88, 5.810, -0.434, 0) = 0.769$
$f_2(0.88, 5.810, -0.5, 0.25) = 0.753$	$f_2(0.88, 5.810, -0.434, 0) = 0.769$
$f_2(0.88, 5.810, -0.5, 0.35) = 0.728$	$f_2(0.88, 5.810, -0.434, 0.25) = 0.709$
$f_2(0.88, 5.810, -0.5, 0.4) = 0.715$	$f_2(0.88, 5.810, -0.434, 0.35) = 0.682$
$f_2(0.88, 5.810, -0.5, 0.498) = 0.689$	$f_2(0.88, 5.810, -0.434, 0.498) = 0.640$

Таблица 3.

$f_3(0.88, 5.810, -0.061, 0.750) = 0.275$	$f_3(0.88, 5.810, -0.5, 0.950) = 0.437$
$f_3(0.88, 5.810, -0.061, 0.850) = 0.257$	$f_3(0.88, 5.810, -0.5, 1.159) = 0.375$
$f_3(0.88, 5.810, -0.061, 0.950) = 0.241$	$f_3(0.88, 5.810, -0.7, 0.750) = 0.657$
$f_3(0.88, 5.810, -0.061, 1.159) = 0.213$	$f_3(0.88, 5.810, -0.7, 0.850) = 0.613$
$f_3(0.88, 5.810, -0.5, 0.750) = 0.51$	$f_3(0.88, 5.810, -0.7, 0.950) = 0.569$
$f_3(0.88, 5.810, -0.5, 0.850) = 0.471$	$f_3(0.88, 5.810, -0.7, 1.159) = 0.489$

Анализ результатов численных расчетов

Прежде всего, необходимо отметить, что массы сверхмассивных объектов во всех рассмотренных космологических моделях оказываются заметно меньше, чем в стандартной модели, причем различия могут достигать 75%. Анализируя результаты, пред-

ставленные в табл. 2, можно видеть, что максимальные различие в массах составляет 35%. Результаты, даваемые моделью 2 (табл. 2.), хорошо подтверждают тот факт, что используемая параметризация (8) имеет предел, из-за чего расхождение на концах доверительного интервала не такое существенное, как в других рассмотренных моделях.

Заключение

Результаты данной работы показывают, что в зависимости от выбора космологической модели оценки величин масс сверхмассивных черных дыр могут изменяться в несколько раз. Пока этот эффект находится в пределах ошибок всех имеющихся астрономических методов определения масс компактных объектов. Тем не менее, он может существенно повлиять на эволюцию компактных объектов на ранних стадиях и также на оценки масс первичных объектов, из которых в процессе эволюции рождаются сверхмассивные черные дыры.

Данная работа выполнена при поддержке программы «Ведущие научные школы» (НШ – 6110.2008.2).

Литература

1. *A.R. Cooray and D. Huterer*, *Astrophys. J.* 513, L95 (1999); *E. Di Pietro and J. F. Claeskens*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 341, 1299 (2003).
2. *M. Chevallier and D. Polarski*, *Int. J. Mod. Phys. D* 10, 213 (2001); *E.V. Linder*, *Phys. Rev. Lett.* 90, 091301 (2003).
3. *M. Szydlowski, O. Hrycyyna and A. Kurek*, *Phys. Rev. D* 77, 027302 (2008).
4. *E.M. Barboza Jr. et al.*, arXiv:0905.4052 (2009).
5. *M. Dietrich, F. Hamann*, *Astrophys. J.*, 611, 761 (2004).

THE COSMOLOGICAL MODELS AND MASSES OF THE SUPERMASSIVE BLACK HOLES

Yablokov S.N.¹, Gnedin Y.N.²

¹*SPbGPU*

²*GAO RAN*

In this paper we will present, how the physical character of the dark energy influences on the definition of the important astrophysical quantities like supermassive black holes' masses, because one of the principal measures of the masses of the objects like these is based on the definition the bolometric luminosity of the accretive disk, which gather round the supermassive black hole. There is presented, that masses of the objects indicated above can have differences more than 1.5 – 2 times depending on the choice of the one or another cosmological model. The difference is especially essential on the big cosmological distance.

СПИСОК АВТОРОВ

- Бахарева Д.И. 53*
Буренков А.В. 70
Глубокова С.К. 5
Гнедин Ю.Н. 18, 105
Давыденко А.А. 13
Дьяков А.А. 26
Кауров А.А. 18
Лавров А.С. 26
Ловягин Н.Ю. 37
Нагнибеда В.Г. 63
Панас Н.М. 53
Рахимов И.А. 26
Сергеев Р.Ю. 26
Смирнова В.В. 63
Соков Е.Н. 70
Тюльбашев С.А. 5
Учайкин М.В. 87
Хайбуллов Р.А. 95
Харинов М.А. 26
Чашей И.В. 5
Шишов В.И. 5
Яблоков С.Н. 105

Научное издание

ИЗВЕСТИЯ
ГЛАВНОЙ
АСТРОНОМИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ
В ПУЛКОВЕ

№ 219

Выпуск 3

Труды Второй Пулковской
молодежной конференции

Ответственный редактор А.В. Степанов