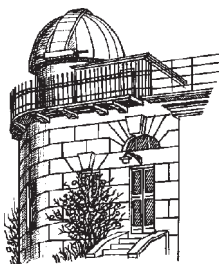


ODESSA ASTRONOMICAL PUBLICATIONS

Volume 24
(2011)



Odessa
«AstroPrint»

ПРЕДИСЛОВИЕ

XI Международная Гамовская конференция-школа: «Астрономия на стыке наук: астрофизика, космология и гравитация, космомикрофизика, радиоастрономия и астробиология» традиционно проходила на базе отдыха ОНУ «Черноморка» с 22 по 28 августа 2011 года. Организаторами конференции-школы были: Одесский национальный университет имени И.И.Мечникова (НИИ «Астрономическая обсерватория», кафедра астрономии и кафедра теоретической физики физического факультета), Радиоастрономический институт НАНУ, Одесское астрономическое общество.

Поддержку в организации работы Гамовской конференции-школы оказали Украинская астрономическая ассоциация (УАА), Евро-Азийское астрономическое общество, Российское Гравитационное общество, Институт теоретической физики НАНУ имени Н.Н.Боголюбова, Южный Центр НАНУ. Конференция-школа была посвящена 140-летию со дня основания астрономической обсерватории Одесского (Новороссийского императорского) национального университета имени И.И.Мечникова.

В конференции приняли участие 60 человек из России, Украины, Молдовы, Казахстана, Армении. Среди участников были представители Московского университета (ГАИШ), Национального ядерного университета (МИФИ), Санкт-Петербургского, Харьковского, Львовского, Одесского, Киевского, Ростовского, Днепропетровского и Кишиневского университетов. Широким было представительство академических институтов России и Украины (ИКИ РАН, АКЦ ФИАН, ИРА НАНУ, ГАО НАНУ, ИТФ НАНУ, ИПМ РАН, ИЯИ РАН), международного института ОИЯИ – Дубна. Всего было представлено 18 пленарных докладов по актуальным проблемам всех разделов конференции-школы. 55 докладов представлялось на секционных заседаниях по космомикрофизике, космологии и гравитации, астрофизике, радиоастрономии, Солнцу и солнечной системе, секции «Системы и методы обработки информации» и Постерной сессии.

Научный оргкомитет и участники конференции отметили высокий уровень представленных докладов, организации и проведения конференции-школы и выразили пожелание о дальнейшем проведении ежегодных Международных Гамовских астрономических конференций и школ.

Председатель Научного Оргкомитета

Г.С.Бисноватый-Коган

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	2
Содержание	3

MEMORIAL

<i>Андреевский С.М.</i> Одесской астрономической обсерватории 140 ЛЕТ.....	6
<i>Рикун И.Э.</i> Одесские страницы биографии Г.А.Гамова	8
<i>Рикун И.Э.</i> “Матезис” – лучшее российское научно-просветительское издательство первой четверти XX века: люди и книги.....	14

COSMOMICROPHYSICS, COSMOLOGY AND GRAVITATION

<i>Chernin A.D., Dolgachev V.P., Domozhilova L.M.</i> Dark energy and the Hubble Law	18
<i>Melnikov V.N.</i> Scalar Fields and Multidimensional Models in Gravity and Cosmology	21
<i>Naumov D.V.</i> Recent results in neutrino physics	27
<i>Петрухин А.А.</i> Проблема происхождения космических лучей сверхвысоких энергий.....	32
<i>Захожай В.А., Минаков А.А., Шульга В.М.</i> К вопросу о вкладе вырожденных карликов ближайших окрестностей Солнца, гало и населения III в массу темной материи.....	37
<i>Цивилев А.П., Парфенов С.</i> Определение содержания первичного гелия по рекомбинационным радиолниям.....	43
<i>Kudinova A., Eingorn M., Zhuk A.</i> The non-relativistic limit of the Randall-Sundrum brane world model: solutions and applications.....	46
<i>Chorovsky A.V., Eingorn M.V., Zhuk A.I.</i> The negative result of gravitational tests for Kaluza-Klein models with spherical compactification of additional dimensions	48
<i>Kusevich A.E., Eingorn M.V., Zhuk A.I.</i> Multidimensional gibbs distribution and an ideal gas of non-relativistic particles.....	51

ASTROPHYSICS

<i>Bisnovatyi-Kogan G.S., Klepnev A.S., Lovelace R.V.E.</i> Accretion into Black Holes with Magnetic fields, and relativistic jets.....	54
<i>Бикмаев И.Ф., Проник И.И., Шарипова Л.М.</i> Профили эмиссионных водородных линий в спектре ядра сейфертовской галактики NGC3227 в разные эпохи его активности.....	59
<i>Shatsova R.B., Anisimova G.B.</i> The bright part of Perseus arm and the Lens	62
<i>Artamonov B., Koptelova E., Oknyanskij V., Shimanovskaya E.</i> PG 1115+080: new analysis of light curves confirms old time delay results	65
<i>Панько Е.А.</i> Формы трехкомпонентных сверхскоплений галактик.....	68
<i>Тугай А.В., Василенко А.А.</i> Рентгеновское излучение галактик без активных ядер.....	72
<i>Бухмастова Ю.Л.</i> Влияние гравитационного линзирования на функцию светимости квазаров	75
<i>Уголькова Л.С., Артамонов Б.П.</i> Исследование активности ядра сейфертовской галактики NGC 7469 за период наблюдений с 1990-2008 гг.	78

RADIOASTRONOMY*Вольвач А.Е., Кутькин А.М., Вольвач Л.Н., Ларионов М.Г.*

Переменность квазара 3C273 от радио- до гамма-диапазона длин волн за период 1963 – 2011 г.г. 82

Чуприков А.А.

Радиоструктура источника 1803+784 85

Чуприков А.А.

Поляризационные свойства квазара 3C273 89

Рябов М.И., Сухарев А.Л.

Вейвлет-анализ процессов активности квазара 3C273 в радио-рентгене-ультрафиолете 92

Рябов М.И., Сухарев А.Л., Вольвач А.Е., Вольвач Л.Н., Сыч Р.А., Аллер М.

Вейвлет-анализ активности системы «ЯДРО-ДЖЕТ» квазаров и блазаров в сантиметровом диапазоне 97

*Лозинский А.Б., Лозинский Р.А., Ивантишин О.Л., Романчев Ю.В., Рашковский С.Л.,**Шепелев В.А., Браженко А.И., Ващишин Р.В., Литвиненко О.А.*

Угловая структура квазара 3C47 в дециметровом диапазоне волн 103

*Ващишин Р.В., Браженко А.И., Шепелев В.А., Рашковский С.Л., Инютин Г.А.,**Кошевой В.В., Лозинский А.Б., Литвиненко О.А., Деревягин В.Г.*

Исследование угловой структуры радиогалактики 3C265 на дециметровых волнах 106

Bisnovatyi-Kogan G.S., Krivosheyev Y.M.

Subrelativistic jet heating mechanisms 109

*Цвык Н.А.*Об обратном влиянии космических лучей на свойства турбулентности и структуру джетов
в радиогалактиках 111*Чуприков А.А.*

Наблюдательная РСДБ-сессия RAPL02. Результаты обработки данных 114

Захаренко В.В., Васильева Я.Ю., Коноваленко А.А., Зарка Ф., Николаенко В.С.

Первые результаты дециметрового обзора северного неба.

Редетектирование известных пульсаров 117

Дажесаманский Р.Д., Самодуров В.А., Гадельшин Д.Р., Семенюк П.Н., Кравченко Е.В.

Результаты обработки обзора на 102.5 МГц: каталог радиоисточников для склонений

+14,1°...+82°, результаты его сравнения с другими каталогами 120

*Самодуров В.А., Толмачев А.М., Вольвач А.Е., Сипаров С.В., Субаев И.А., Ладейщиков Д.А., Рудницкий Г.М.,**Вольвач Л.Н., Логвиненко С.В., Лехт Е.Е., Пащенко М.И.*

Итоги поиска минутных флуктуаций потока галактических источников мазерного излучения

в линии водяного пара на длине волны 1.35 см в 2002-2011 г.г. 122

SUN, SOLAR SYSTEM AND ASTROBIOLOGY*Орлюк М.И., Роменец А.А.*

Структура и динамика главного магнитного поля Земли на ее поверхности и в ближнем космосе 124

Рябов М.И., Сухарев А.Л., Лукашук С.А.«Скрытые» солнечные циклы – анализ развития 23-го цикла как результат проявления активности
северного и южного полушария Солнца 129*Кравец Р.О.*

Наблюдения ионосферных возмущений по данным прохождения радиоволн на наклонных трассах 136

*Рябов М.И., Вольвач А.Е., Сухарев А.Л., Донских А.И., Адобовский В.В., Куклина Н.Я., Шабалина О.А.,**Губарь Г.А., Покидайло С.Л.*Временной спектр колебаний уровня Черного моря и его возможная связь с динамикой изменения
положения РТ-22 КрАО как элемента Европейской геодинимической РСДБ сети 139*Грунская Л.В., Исакевич В.В., Ефимов В.В., Закиров А.А., Рубай Д.В.*

Взаимосвязь электрического поля пограничного слоя атмосферы с лунными и солнечными приливами ... 144

Шакун Л.С., Кошкин Н.И.

Кластерный анализ базы данных параметров орбит ИСЗ 147

Браженко А.И., Мельник В.Н., Коноваленко А.А., Доровский В.В., Ващишин Р.В., Французенко А.В., Рукер Г.

Сравнительная характеристика компонентов в парах IIIb-III по данным наблюдений

на радиотелескопе УРАН-2 153

*Мельник В.Н., Браженко А.И., Коноваленко А.А., Доровский В.В., Ващишин Р.В., Французенко А.В.,**Панченко М., Рукер Г.*

Наблюдение двух корональных выбросов масс 7 апреля 2011 на УРАН-2 156

*Рябов М.И., Панишко С.К., Гуля Л.И.*Эффекты воздействия состояния космической погоды на верхнюю атмосферу Земли по данным
мониторинга потоков мощных радиоисточников на РТ «УРАН-4» РИ НАНУ 159

СИСТЕМЫ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ, ПОСТЕРНЫЕ ДОКЛАДЫ

Шацкая М.В., Андрианов А.А., Гирин И.А., Исаев Е.А., Костенко В.И., Лихачев С.Ф., Пимаков А.С., Селиверстов С.И., Федоров Н.А.

Организация Центра Обработки Научной Информации для проекта Радиоастрон..... 162
Исаев Е.А., Амзараков М.Б., Пугачев В.Д., Самодуров В.А., Сухов Р.Р., Кобылка Н.А.

Современные пути развития центров обработки научных данных 164
Самодуров В.А., Китаева М.А., Исаев Е.А., Ладейщиков Д.А., Думский Д.В., Пугачев В.Д., Зайцев А.Ю., Логвиненко С.В.

Развитие Радиоастрономического Центра Данных (RADC) на ПРАО АКЦ ФИАН..... 166
Исаев Е.А., Думский Д.В., Лихачев С.Ф., Шацкая М.В., Пугачев В.Д., Самодуров В.А.

Развитие телекоммуникаций ПРАО АКЦ ФИАН 168
Исаев Е.А., Пугачев В.Д., Думский Д.В., Зайцев А.Ю., Самодуров В.А., Беляцкий Ю.А., Бородаенко С.Б., Лихачев С.Ф., Шацкая М.В., Корнилов В.В., Китаева М.А., Овчинников И.Л., Исаева И.В., Парунакян Д.А., Герасимчук М.В.

Развитие сети Пушинского Научного Центра 170
Китаева М.А., Самодуров В.А., Думский Д.В., Исаев Е.А.

Визуализация данных и кросс-анализ астрономических каталогов 172
Раиковский С.Л., Шепелев В.А., Инютин Г.А., Вацилишин Р.В.

Определение эффективных площадей декаметровых радиотелескопов 174
Шепелев В.А., Раиковский С.Л., Ломакин Н.П.

Особенности измерения плотности потока на декаметровых волнах 175
Занимонский Е.М., Литвиненко О.А.

Об использовании перманентных GPS станций для ионосферного мониторинга в зоне РТ "УРАН-4" 176

MEMORIAL

ОДЕССКОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ 140 ЛЕТ

С.М.Андриевский

Астрономическая обсерватория Одесского национального университета имени И.И.Мечникова
Одесса, Украина

В 2011 году Астрономической обсерватории в Одессе исполняется 140 лет. Астрономическая обсерватория (ныне Научно-исследовательский институт «Астрономическая обсерватория») – одно из старейших научных учреждений нашего города. Большую часть времени своего существования она была неразрывно связана с Новороссийским (впоследствии Одесским государственным, а затем национальным) университетом. В начале XX века 12 лет была самостоятельной организацией, причем некоторое время – Главная государственная астрономическая обсерватория Украины.

В разные периоды обсерваторией руководили такие ученые, как Л.Ф.Беркевич, А.К.Кононович, А.Я.Орлов, К.Д.Покровский, Б.В.Новопашенный, В.П.Цесевич, Ю.А.Медведев, В.Г.Каретников. С 2006 года обсерваторию возглавляет С.М.Андриевский. С обсерваторией всегда неразрывно связанной была кафедра астрономии, поэтому большинство из перечисленных выше директоров обсерватории одновременно возглавляли и университетскую кафедру астрономии.



Каждый из руководителей обсерватории привнес что-то новое в тематику научных исследований, и в период работы каждого из них возникали по-своему сложные ситуации. Леопольду Фомичу Беркевичу выпало быть первым директором и организовать работу только что созданной им в 1871 году обсерватории (первоначально обсерватория входила в состав уже существующей к тому времени кафедры астрономии). Обсерватория выполняла целый ряд особых задач, решение которых было необходимо бурно развивающемуся городу, а также использовалась в качестве учебной базы для подготовки студентов.

Придя на смену Л.Ф.Беркевичу в 1881 году, и проработав на этом посту до 1910 года, Александр Константинович Кононович сделал очень многое для открытия перспективного в то время направления астрофизических исследований в Одессе. Это сразу же сделало обсерваторию широко известной в мире, а сам А.К.Кононович стал фактически первым астрофизиком юга Российской империи.

Александр Яковлевич Орлов возглавил обсерваторию в 1912 году. Вскоре наступил очень сложный период – Первая мировая война, Октябрьская революция, затем Гражданская война. Несмотря на такие социальные потрясения, экономическую разруху и политическую нестабильность в стране, энергия и талант организатора позволили А.Я.Орлову не только сохранить обсерваторию, но и значительно расширить тематику ее научных фундаментальных и прикладных исследований. К примеру, при Орлове обсерватория выполняла такие особые задания, как геодезия черноморских лиманов, изучение береговых склонов и проблемы оползней, а также влияние на них со стороны морских приливов; подробно картографировался сам город.

Чрезвычайно тяжелые испытания пришлось на то время, когда директором Астрономической обсерватории стал Константин Дормидонтович Покровский

(сменивший Орлова в 1934 году). Ему, видному ученому, удалось спасти обсерваторию и ее имущество в годы Второй мировой войны. Несмотря на эти заслуги, сразу после освобождения Одессы от оккупантов К.Д.Покровский был репрессирован и вскоре скончался в тюрьме. Благодаря К.Д.Покровскому в Одессе стала развиваться тематика метеорных и кометных исследований.



Почти 40 лет директором обсерватории был Владимир Платонович Цесевич. Заняв этот пост в 1945 году, он с энтузиазмом принялся за работу. За время его руководства обсерватория становится одним из мировых центров по исследованию переменных звезд. В обсерватории возникают новые направления исследований (исследование искусственных спутников Земли, звездная спектроскопия, астрономическое приборостроение) и успешно развиваются уже существующие, строятся загородные астрономические станции в с. Маяки и с. Крыжановка, оборудуются высокогорные станции в Туркмении, на Северном Кавказе и в Армении. В течение десятилетий создается уникальная коллекция снимков звездного неба, которая на сегодняшний день занимает третье место в мире по количеству астронегативов.

После смерти В.П.Цесевича в конце 1983 года место директора обсерватории занял Юрий Александрович Медведев, который активно развивал тематику исследования искусственных спутников Земли.

Первым выборным директором с начала 1990 года стал Валентин Григорьевич Каретников. В чрезвычайно тяжелое время первых лет независимости Украины при практически полном отсутствии финансирования научных исследований В.Г.Каретникову удалось сохранить научное ядро коллектива обсерватории, провести компьютеризацию, завершить создание телескопа с диаметром главного зеркала в 1 метр. При В.Г.Каретникове несколько сотрудников обсерватории защитили докторские диссертации, возобновилось издание собственного научного журнала обсерватории (Odessa Astronomical Publications), возобновился выпуск ежегодного Одесского астрономического календаря, ставшего очень популярным в среде профессиональных астрономов и любителей астрономии. Практически ежегодно обсерватория стала организовывать и проводить международные научные конференции. В.Г.Каретников приложил много усилий для того, чтобы обсерватория в 1993 году получила статус Научно-исследовательского института.

Сегодня НИИ «Астрономическая обсерватория» Одесского национального университета им. И.И.Мечникова – динамично развивающееся научное учреждение. В ее структуре представлены многие астрономические направления – от астрометрии до космологии. Активная работа проводится в отделах, занимающихся физикой малых тел Солнечной системы, исследованием искусственных спутников Земли, астрономическим приборостроением (в частности, за последние три года построен новый телескоп с диаметром зеркала 80 см и модернизирован парк имеющихся телескопов). Результаты мирового уровня публикуются сотрудниками отдела физики звезд и галактик. Традиционно сильна обсерватория в области исследования переменных звезд.

ОДЕССКИЕ СТРАНИЦЫ БИОГРАФИИ Г.А.ГАМОВА

И.Э.Рикун

Одесская национальная научная библиотека им. М.Горького
Украина, Одесса, ул. Пастера, 13
rikun_inna@mail.ru

В 1933 г. выдающийся советский и американский физик-теоретик, астрофизик и популяризатор науки Георгий Антонович (Джордж) Гамов навсегда покинул Советский Союз, имя «невозвращенца» оказалось в СССР под запретом и встречалось только в специальной литературе. Первая статья о нем появилась в 1989 г., а в 1994 г. был напечатан русский перевод автобиографии Гамова «Моя мировая линия», которую он сам назвал неформальной. Неформальная эта биография была адресована американскому читателю, и, возможно, в сочетании этих двух обстоятельств кроется причина значительного количества неточностей, которыми изобилует книга. Кроме того, сам Гамов пишет: «У меня очень плохая память на имена и числа». Некоторые из неточностей уже устранены биографами Гамова, некоторые продолжают кочевать из статьи в статью.



Но давайте все по порядку. Г.А.Гамов родился в Одессе 20 февраля (4 марта) 1904 г. Его родители были учителями: отец – Антон Михайлович Гамов преподавал русский язык и литературу, мать – Александра Арсеньевна Гамова (Лебединцева) – историю и географию. Юра (так называли Гамова родные и близкие) родился на девятнадцатом году их супружества.



В статьях о Гамове приводится только девичья фамилия матери, и создается впечатление, что на фамилию мужа она не переходила. Однако просмотр таких продолжающихся изданий, как «Памятная книжка Одесского учебного округа» и «Адрес-календарь Одесского градоначальства» свидетельствует об обратном. А.А.Гамова с 1892 по 1913 год преподавала в гимназии С.И.Видинской (ныне школа № 50). В 1906 г. «ко дню святой Пасхи» была награждена золотой нагрудной медалью.

Американцам, которым безразличны тонкости системы образования в дореволюционной России, Гамов сообщает, что отец преподавал в одной из одесских частных гимназий. В действительности, он с 1888 г. преподавал в Реальном училище Св. Павла (Лютеранский пер., 2). В конце службы А.М.Гамов получал максимально возможное содержание в 2900 руб. в год, больше него в училище не получал ни один из преподавателей. Это были немалые деньги. К примеру, содержание его жены составляло всего 400 руб. В 1895 г. А.М.Гамов был награжден орденом Св. Станислава 3-й степени, а в 1909 г. – орденом Св. Анны 2-й степени. Получил он также серебряную медаль в память императора Александра III. В 1913 г., в чине статского советника, он вышел в отставку. Исполнилось 25 лет службы, что давало право на полную пенсию. Отец Г.А.Гамова мог бы продолжать преподавательскую деятельность, однако у него сильно ухудшилось и до того слабое зрение. Второй причиной ухода на пенсию, скорее всего, была смерть жены, которая умерла в том же 1913-м, и ему пришлось воспитывать сына самому.

Каким же педагогом был А.М.Гамов? До сих пор было известно одно, притом отнюдь не лестное свидетельство о его педагогических способностях. В 1888 г. порог училища Св. Павла впервые переступил не только молодой учитель А.М.Гамов, но и девятилетний ученик Лев Бронштейн. До поры до времени они не пересекались, но в пятом классе произошел конфликт. Вот что пишет об этом сам Лев Давидович Бронштейн, вошедший в историю под именем Троцкий: «В старших классах преподавание литературы перешло в руки Гамова. Это был молодой еще, пухлый, очень близорукий и болезненный блондин без

всякого огонька и без любви к предмету. Мы унылоковыляли за ним от главы до главы. В довершение Гамов был еще и неаккуратен и затягивал до крайности просмотр наших письменных работ». Он предложил написать четыре домашних работы и ни одной не вернул. Бронштейн, высоко оценивавший свои сочинения и ожидавший высокой оценки от учителя, был возмущен. Он организовал петицию к начальнику училища с требованием об его увольнении с работы. Естественно, петиция не возымела действия.

Г.А.Гамов вспоминает, что «отец, собиравший работы своих лучших учеников, годами хранил одно из сочинений Бронштейна». Возможно, узнав об этом, Троцкий и пожалел бы о своей петиции.

Кстати, историю конфликта Троцкого с отцом Г.А.Гамова излагает с присущим ему чувством юмора. Похоже, его не смущало, что у читателя может создаться негативное впечатление о педагогических способностях отца. Первый советский биограф Г.А.Гамова Ю.И.Лисневский, который начал собирать сведения о нем еще в 80-е годы прошлого века, считал, что «в этой истории что-то не то». Он встречался с людьми, лично знавшими А.М.Гамова, и те положительно характеризовали его как педагога. Автору удалось найти письменное подтверждение этого.

После установления в Одессе Советской власти А.М.Гамов, скорее всего по причинам материального характера, вновь начал преподавать в профтехшколе «Металл-IV» им. Л.Д.Троцкого, организованной на базе Реального училища Св. Павла. Среди его учеников был будущий известный художник книги и шрифта В.В.Лазурский, сын профессора кафедры истории западноевропейских литератур Новороссийского университета В.Ф.Лазурского. В своих воспоминаниях «Путь к книге» (М., 1985) он пишет, что русский язык и литературу преподавал «немолодой уже, очень опытный и добрый педагог Антон Михайлович Гамов... У незрячего Антона Михайловича был обостренный слух. И часто, прервав отвечающего урок ученика, он стучал по кафедре и говорил: “Что это за болтовня? В самом центре класса завелся какой-то очаг заразы, который мешает вести урок!”...»

Эта же книга помогла установить еще один интересный факт биографии А.М.Гамова. Он был одним из членов коллектива художественного чтения при Доме ученых, которые, посещая в летние месяцы санатории и дома отдыха, читали по ролям пьесы классического и современного репертуара. В.В.Лазурский упоминает «Марию Стюарт» Шиллера и «Клопа» Маяковского. Выступления были бесплатными. Понятно, что свои роли А.М.Гамову приходилось учить наизусть. Он очень любил театр, и Г.А.Гамов упоминает, что «отец был фанатиком оперы и часто насвистывал или напевал вполголоса арии из “Риголетто”, “Фауста”, “Пиковой дамы” и других опер».

О том, что А.М.Гамов был учителем, добросовестно относящемся к своим обязанностям, свидетельствует и документ, переданный в отдел «Одессика» ОННБ им. М.Горького Л.А.Щербиной. Документ представляет собой речь, написанную А.М.Гамовым в 1927 г. по случаю 25-летия общественной и педагогической деятельности А.Д.Щербины, преподавателя русского языка и литературы ряда одесских гимназий,

члена Историко-филологического общества при Новороссийском университете. Из этой речи мы узнаем, что А.М.Гамов занимал также должность библиотекаря в училище Св. Павла. Это подтверждается архивными документами, более того, при проверке реального училища отмечалось, что «библиотека поставлена безукоризненно». А.М.Гамов рекомендовал своим ученикам завести тетради для систематических записей о внеклассном чтении. Он вспоминает, «с какой охотой и несомненной пользой они эти записи делали». Вспоминает он также о том, как водил своих учеников в Большую физическую аудиторию университета на лекцию А.Д.Щербины, посвященную Н.В.Гоголю, и о том, «сколько разговоров и споров было среди моих учеников, вызванных этой лекцией». О добросовестности А.М.Гамова свидетельствует и «Ведомость о количестве уроков у каждого из преподавателей Одесского реального училища Св. Павла с обозначением, кто из них и сколько пропустил уроков» за 1897 г. Как значится в этой ведомости, в течение 1-го полугодия он дал 354 урока и не пропустил ни одного, во 2-м полугодии дал 355 уроков, а пропустил 28. Причина была вполне уважительная: А.М.Гамов исполнял обязанности присяжного заседателя в Окружном суде.

Итак, уничижительная характеристика Л.Д.Троцкого не соответствует действительности – А.М.Гамов был хорошим педагогом.

А какой учительницей была А.А.Гамова? До сих пор никаких свидетельств об этом не было. Однако автор нашел в газете «Одесский листок» за 16 и 17 мая 1913 г. некрологи, которые помогли установить некоторые факты биографии матери выдающегося ученого. Она родилась в Одессе 4 августа 1865 г. в семье настоятеля Одесского кафедрального Преображенского собора, члена Херсонской духовной консистории протоиерея Арсения Гавриловича Лебединцева. А.А.Гамова закончила женскую гимназию фон Гауеншильд-Кларк (впоследствии С.И.Видинской), где и осталась учительствовать. Скончалась она 15 мая 1913 г. «от разлития желчи, осложнившегося сердечными припадками» и была похоронена на Старом христианском кладбище.

В той же газете от 17 мая напечатана заметка Н.Набок-Васильковой, ученицы А.А.Гамовой, которую нельзя не процитировать: «Это была не учительница, а друг, кумир детей. Каким обожанием было окружено ее милое имя. Она была единственная! Чуткая, талантливая рассказчица, учительница, пламенно преданная своему делу, она еще пленяла нас какой-то неотразимой симпатией, которой проникнуто было все ее существо. Самыми яркими, самыми поэтическими минутами в скучных стенах гимназии были мы обязаны ее урокам и ей самой.

Она была своего рода поэтом, и в детские сердца полными пригоршнями бросала семена правды, любви к свету и знанию. Отечественная история и почти весь гимназический курс географии – о, что это были за увлекательные уроки. Педантизма покойная Александра Арсеньевна не выносила. Она всегда своими словами объясняла урок, добавляя и изменяя текст скучных книг...

Ее образ согревал детские сердца и, окончив гимназию, каждая из нас уносила о ней самое теплое, самое хорошее воспоминание. Милое личико с таким ласковым выражением карих глаз, с бесподобной улыбкой, рисуется сейчас передо мной и не хочется верить, что еще несколько часов – и она скроется от нас навеки...

В приложении к «Одесскому листку» от 25 мая 1913 г. была напечатана фотография А.А.Гамовой.

А.А.Гамова умерла, когда Юре было девять лет. У него вполне могли сохраниться детские воспоминания о матери, однако в своей автобиографической книге он упоминает лишь о том, что она читала ему Жюль Верна (после чего он стал мечтать о полетах на Луну), а также излагает драматическую историю своего появления на свет в результате кесарева сечения.

Достаточно подробно, но далеко не точно, Гамов рассказывает и о своей родне с материнской и отцовской сторон. Уже было упомянуто, что дед ученого, А.Г.Лебединцев, был кафедральным протоиереем Преображенского собора. Гамов упорно называет его митрополитом, и многие авторы, ничтоже сумяшеся, повторяют эту неточность, а ведь сейчас стоит только заглянуть в Интернет, чтобы узнать много интересного о замечательном человеке А.Г.Лебединцеве, участнике и летописце 360-дневной осады Севастополя. Он был настоятелем Севастопольской Петропавловской церкви, благочинным Севастопольского округа, духовником Кресто-Воздвиженской общины сестер милосердия. Дневник, который он вел в осажденном Севастополе, был начат 1 сентября 1854 г. и доведен до конца осады. Страсть к изучению истории А.Г.Лебединцев сохранил на всю жизнь. В Одессе он стал членом Одесского общества истории и древностей, автором значительных работ по истории Юга России.



Рассказывая об участии А.Г.Лебединцева в Крымской войне, Гамов упоминает лишь один эпизод, одновременно и трагический, и юмористический, о счастливом спасении деда и ценной иконы Богоматери с младенцем. Эта икона, с вонзившимся в ручку младенца взрывателем, висела, по словам Гамова, в Преображенском соборе у царских врат. «Я очень хорошо помню, как много раз ее видел, когда приходил в Собор ребенком; трубка взрывателя стала даже зеленоватой из-за окисления медной поверхности. Интересно, есть ли она все еще там», – писал Гамов. Мемуары создавались в 1960-е годы, и даже тогда Гамов явно не знал, что уже тридцать лет, как собор был взорван.

Внесем некоторые уточнения. Действительно, счастливо уцелевшая икона была передана протоиереем в собор, где ее поместили слева от гробницы архиепископа Димитрия. Мраморный щит, куда была вставлена икона, украшал венок, перевитый георгиевскими лентами, с надписью внизу: «В память кафедрального протоиерея Лебединцева».

Нельзя не упомянуть дядей Г.А.Гамова, родных братьев А.Г.Лебединцева, Петра и Феофана, известных историков и просветителей. Интересно, что они были знакомы с Т.Г.Шевченко, оставили о нем воспоминания, а Петр Гаврилович отслужил в Киеве панихиду над гробом поэта, когда его останки перевозили для перезахоронения в Канев.

Двоюродный брат А.А.Гамовой, Константин Феофанович Лебединцев, стал математиком, автором известных учебников по алгебре для средней школы.

У А.Г.Лебединцева, кроме дочери Александры (сама она называла себя Шуркой), было четверо сыновей. «Только один из сыновей, дядя Витя, выбрал военную карьеру и стал командиром броненосца Черноморского флота», – пишет Г.А.Гамов. Остальные трое окончили Новороссийский университет. Владимир в 1870 г. окончил юридический факультет и стал судебным следователем по важнейшим делам, а затем членом Одесского окружного суда. Александр в 1874 г. окончил историко-филологический факультет и преподавал древние языки в Ришельевской гимназии и 2-й прогимназии (он даже написал книгу об истории 2-й прогимназии). Младший, Арсений, в 1885 г. окончил с золотой медалью отделение естественных наук физико-математического факультета и стал известным гидрохимиком. В 1890-1891 гг. вместе с Н.И.Андрусовым установил и измерил содержание сероводорода в Черном море. Он проводил физико-химические исследования состава воды Одесской бухты и одесских лиманов, изучал Азовское, Каспийское, Балтийское и Мраморное моря.

Сын Владимира Арсеньевича, Всеволод, изучал астрономию в Римском университете. По словам Г.А.Гамова, там «он спутался с нигилистской группой и отправился в С.-Петербург с целью убить премьер-министра Столыпина». На самом деле В.В.Лебединцев был членом и некоторое время руководителем Летучего боевого отряда Северной области партии эсеров. Члены отряда готовили покушение на Великого Князя Николая Николаевича и министра юстиции И.Г.Щегловитова. Покушения были неудачными. 6 февраля 1908 г. он был арестован, во время следствия выдавал себя за итальянца, казнен под именем Марио Кальвино. Перед казнью передал через защитника записку отцу: «Смерти не боюсь, избегать ее не желаю, скорблю, что так вышло, но иначе поступить не мог». В «Рассказе о семи повешенных» Леонида Андреева Всеволод Лебединцев выведен под именем Вернера. О том, что Кальвино – это Лебединцев, писалось даже в газетах, но официально этот факт признан не был, и В.А.Лебединцев сохранил должность члена Окружного суда до самой смерти. Его жена, Н.А.Лебединцева, сначала получала пенсию за мужа, а после революции – за сына.

По отцовской линии Г.А.Гамов принадлежал к старинному русскому дворянскому роду Гамовых, восходящему к концу XVI века. Дед ученого, Михаил Андреевич Гамов, был полковником. По словам Гамова, он «прибыл в Южную Россию с Севера в качестве командующего Кишиневским военным округом». У него также было четверо сыновей и дочь. Иван дослужился до полковника и был расстрелян в 1922 г. вместе с другими белыми офицерами, не пожелавшими покинуть Россию после бегства Врангеля из Крыма. Владимир умер от воспаления легких в звании поручика до 1912 г., Михаил был банковским служащим и умер до 1917 г. Дочь Мария собственной семьи не имела, всю жизнь прожила в семье брата Ивана и умерла от тифа в 1921 г.

Но вернемся в детство Г.А.Гамова. Ряд лет его родители снимали летом пристройку на даче, принадлежавшей преподавателю математики и физики Реального училища Св. Павла Михаилу Андреевичу Базилевичу (10-я станция Большого Фонтана, Академическая, 16). У него было четыре дочери, с одной из них, Верой, Юра Гамов дружил. У родственницы Базилевичей Натальи Ивановны Литвиненко (ныне покойной) сохранилась открытка, написанная крупным неуверенным детским почерком: «Дорогая Вера! Спасибо за поздравления и за память. Я очень сожалею, что ты уедешь на дачу. Боюсь, что замерзнешь. Поклон от Папы, Мама и Жени. Юра Гамов». Судя по содержанию, Вера поздравляла его с днем рождения. Интересно, что для ответа Юра выбрал открытку, на которой изображен Наполеон, стоящий в позе, которую так и называют – наполеоновской.

В 1913 г. Юра поступил в Реальное училище, учрежденное коллегой отца, преподавателем географии Валерианом Антоновичем Жуковским (Херсонская, 26). В некоторых статьях о Гамове пишется, что это было училище имени В.А.Жуковского. Авторы, видимо, сбило с толку совпадение инициалов основателя и директора училища с инициалами поэта-романтика.

Годы учебы Г.А.Гамова пришлось на Первую мировую войну и революцию, в это смутное время Одесса неоднократно переходила из рук в руки. Как вспоминает сам Гамов, «пребывание в гимназии было sporadическим... Между тем у меня начали проявляться успехи в искусствах и науках, и я помню день, когда я читал книгу по евклидовой геометрии около окна в нашей квартире, и оконное стекло вдруг разбилось вдребезги от ударной волны от артиллерийского снаряда, разорвавшегося на соседней улице. Тем временем школьная жизнь продолжалась, а я все более и более стал интересоваться астрономией и физикой».

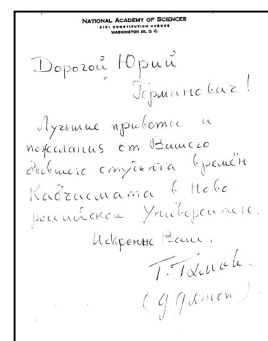
Хорошо давались Юре и иностранные языки (немецкий и французский), что, несомненно, пригодилось ему в будущем.

В 1920 г. Г.А.Гамов окончил семь классов училища и поступил на математическое отделение Физико-математического института. Так что многочисленные упоминания о том, что Гамов учился в Одесском университете, подчеркнутые у него самого, не соответствуют действительности. Именно в 1920 г. Новороссийский университет вместе с остальными универси-

тетами Украины был ликвидирован и возродился под именем Одесского только в 1933 г.

Физико-математический институт располагался в главном здании университета (Петра Великого, 2) и работали в нем все те же университетские преподаватели. Гамов проучился в этом институте всего один год, в течение которого прослушал лекции таких крупных математиков, как С.О.Шатуновский (читал высшую алгебру) и В.Ф.Каган (читал многомерную геометрию). В своих воспоминаниях он пишет: «Чтение лекций Кагана обычно проходило по вечерам, и всегда нужно было опасаться, что аудитории не будут освещены: из-за ограничений в топливе электричество часто отключалось. Но, тем не менее, он продолжал занятия, ссылаясь на то, что все равно многомерные фигуры нельзя нарисовать на двумерной доске. Студенты и сам профессор должны были перелезать через железную изгородь, окружавшую университетский городок (по ночам, когда не было электричества, привратник уходил рано и некому было открыть ворота), и мы, проходя по коридорам университетского здания, освещали себе путь свечами. Но, тем не менее, маленькая группа, пережившая все эти неудобства, получила отличные оценки на заключительном экзамене. “Это доказывает, – сделал вывод профессор Каган, – что воображение важнее освещения”».

В Физико-математическом институте Г.А.Гамов познакомился также с молодым преподавателем Ю.Г.Рабиновичем, который «был хранителем “кабисмата” (кабинета чистой математики), где мы могли читать книги и журналы в течение дня, а также болтать о математике и многих других вещах по вечерам». Занятиям и болтовне способствовало одно немаловажное обстоятельство. Как свидетельствуют архивные документы, заведующий кабинетом Ю.Г.Рабинович добился, чтобы в помещении установили железную печку и выдали дрова. Гамов пишет, что «именно эти три человека (т.е. Шатуновский, Каган и Рабинович) привили мне вкус к математике». Кроме того, знакомство с Ю.Г.Рабиновичем сыграло и другую важную роль в жизни Г.А.Гамова. Дело в том, что в 1922 г. Рабинович уехал из СССР и поселился в США. Он преподавал в Мичиганском университете, стал известным математиком, вышел в отставку в звании заслуженного профессора. В 1920-е годы Гамов и Рабинович переписывались, в своих письмах Рабинович рассказывал много интересного об Америке, и, скорее всего, рассказанное, вместе с другими обстоятельствами, повлияло на решение Гамова покинуть СССР.



Год поступления Гамова в Физико-математический институт подтверждается документами, найденными в Государственном архиве Одесской области. Там же хранится следующее прошение на имя ректора Одесского института народного образования, датированное августом 1921 г.: «Прошу зачислить меня на математическое отделение вверенного Вам института. При сем прилагаю справку о сданных мною зачетах». В справке значится только один предмет – геометрия, сданный, как мы знаем, В.Ф.Кагану. Дело в том, что в 1921 г. по распоряжению Губпрофобра Физико-математический институт был ликвидирован, а студенты переведены на соответствующие курсы основанного за год до этого Института народного образования. Так что прошение было чисто формальным и свидетельствует лишь о том, что Гамов намеревался продолжать обучение в ИНО. Однако этого не произошло. О причинах можно только гадать. Возможно, что к тому времени он уже определился, что хочет заниматься физикой, а уровень преподавания физики в Физико-математическом институте и ИНО был значительно ниже уровня преподавания математики. Гамов даже пишет, что лекции по физике не читались, что не соответствует действительности. Скорее всего, он просто не хотел слушать лекции слабых, по его мнению, преподавателей. Наиболее сильный из физиков, профессор Н.П.Кастерин, по словам Гамова, отказывался читать лекции «на том основании, что не мог получить ассистента для проведения демонстраций во время лекций. Кроме того, все равно полностью отсутствовали приборы для демонстраций – будь то опыт Галилея с маятником и эксперименты Дж.Дж.Томсона с электронным пучком. “Я не хочу читать мелодраматические лекции”, – заявил Кастерин». (Гамову пришлось объяснять американскому читателю каламбур Кастерина, не желавшего читать лекции только с помощью мела). Это воспоминание Гамова согласуется с тем фактом, что Н.П.Кастерин в 1922 г. был выслан из УССР. Он не уехал за границу, а переехал в Москву.

Летом 1982 г. Ю.И.Лисневский встретился с дочерью Н.П.Кастерина Татьяной Николаевной, которая училась с Гамовым в одной группе. Гамов пишет, что они «стали большими друзьями и могли бы стать мужем и женой, не будь я таким застенчивым, так что из этого ничего не получилось». Услышав об этом от Ю.И.Лисневского, «она улыбнулась с некоторой долей скепсиса, но ничего не сказала». Интересны ее воспоминания о совместной учебе с Гамовым: «Мы с ним часто пропускали занятия... для него обычным было прийти на занятия босиком. Постоянно чудил, был оригиналом». Впрочем, появление на занятиях босиком может объясняться не оригинальностью Гамова, а гораздо более прозаическими причинами. В Государственном архиве Одесской области сохранились протоколы заседаний президиума Физико-математического института за 1920/21 учебный год, т.е. за тот год, когда там учился Гамов. В одном из этих протоколов зафиксировано обсуждение предложения хозяйственного отдела Губвуза «о предоставлении списка профессоров и приват-доцентов, нуждающихся в обуви и починке ее». Понятно, что Гамов

ва в этих списках не было и быть не могло, но приведенный факт дает представление о лишениях, которые тогда испытывали многие, в том числе и профессора, и студенты.

Кстати, вспоминая о первых годах пребывания Гамова в Петрограде, А.В.Иоффе, жена академика А.Ф.Иоффе, которая училась в Петроградском университете на курс младше его, подчеркивает, что он «был очень беден и испытывал крайнюю нужду».

В 1922 г. Г.А.Гамов уехал учиться в Петроград. Что же он делал целый год в Одессе? В автобиографии, написанной при поступлении на работу в Физико-техническую лабораторию (будущий Ленинградский физико-технический институт), он указывает, что в 1921-1922 гг. был сотрудником вычислительного бюро Астрономической обсерватории в Одессе. Кроме того, в журнале «Мироведение» (1921, № 2) напечатан отчет о деятельности Одесского отделения Русского общества любителей мироведения, в котором указано, что Гамов был секретарем физико-химической секции. В отчете за 1921 г. (Мироведение. – 1922. – № 2) Гамов все еще значится секретарем этой секции, однако указано, что он переехал в Петроград. В отчете за 1922 г. (Мироведение. – 1923. – № 2) отмечен доклад Гамова «Строение атома».

Не так давно были обнаружены и опубликованы воспоминания многолетнего заведующего кафедрой астрономии и директора Астрономической обсерватории ОГУ, члена-корреспондента АН УССР В.П.Цесевича. В августе-октябре 1921 г. четырнадцатилетним подростком он был в Одессе. Вот что он пишет: «К тому времени я еще ни разу не наблюдал небо в хороший телескоп. Я узнал, что в Одессе, около почтамта, на Садовой улице, 4, есть любительская обсерватория с 6” телескопом, и там управляет Георгий Гамов. Я его искал в университете на улице Петра Великого, 2, но испугался и дальше четырех мраморных колонн не пошел. А в вестибюле было пусто, и спросить было не у кого... Я видел Гамова в этот приезд, и он называл меня “микроскопический коллега”».

Кроме того, летом 1921 г. Гамов занимался яхтенным спортом в Военно-морской школе при Одесском яхт-клубе и принимал участие в гонках.

Итак, в 1922 г. оканчивается одесский период в жизни Г.А.Гамова. «Проведя год в университете, – пишет Гамов, – я решил покинуть родной город и отправиться в Ленинград (Петроград в то время), где, как я слышал, физика начала процветать после зимней спячки в революционный период. Конечно, это был нелегкий шаг. Отец продал большую часть нашего фамильного серебра и я покинул Одессу». Но до 1933 г., до отъезда из СССР, Гамов не раз приезжал в Одессу к отцу. Он жил в одной комнате четырехкомнатной коммунальной квартиры на Херсонской, 17. Трехэтажный флигель стоял во дворе, он сгорел во время войны от попадания зажигательной бомбы. До 1920 г. вся квартира принадлежала Гамовым, затем их уплотнили – подселили еще две семьи работников просвещения – Альшанских и Занчевских.

Адрес Пастера, 17 – единственный, который упоминается в статьях о Гамове. Однако семья Гамовых до 1904 г., когда она поселилась в квартире, где и ро-

дился ученый, довольно часто переезжала. Удалось установить несколько адресов, по которым проживали Гамовы (поженились они в 1885 г.). В 1888 г. они жили на ул. Нежинской, 47, дом Мармарино, в 1889 – на Ямской, 69, дом Шварца (ныне ул. Новосельского), в 1890-1893 гг. – на той же Ямской, но в доме № 79, принадлежавшем Гросул-Толстому, с 1894 по 1898 гг. жили в церковном доме № 3 на Соборной площади в семье А.Г.Лебединцева (там жил и брат Гамовой Александр), в 1899 – по Греческой, 35, в 1900-1903 гг. – по Херсонской, 21. В 1904 г. они, наконец, поселились в доме на Херсонской, 17, хотя, если быть точным, 17-м он стал после 1907 г., когда была открыта Публичная библиотека, а до того значился под № 15.

Автору особенно приятно отметить, что имя А.М.Гамова в качестве дарителя значится в отчетах библиотеки за 1907-1914 гг. В течение этих лет он передал в дар Публичке 129 книг по педагогике, истории, географии, богословию, а Музею книги библиотеки подарил гравюру с видом Преображенского собора, фотографию Николаевского бульвара и печатное приглашение на обед, устроенный Городской Думой 22 августа 1857 г. в память основания Одессы.

Уехав из СССР, Гамов еще какое-то время надеялся вернуться, и в СССР еще несколько лет надеялись, что он вернется. Поэтому кампания по клеймению позором невозвращенца началась в 1937 г., после того, как в центральной прессе появилось сообщение о том, что Гамов отказался «исполнить свой долг перед Родиной». Состоялись соответствующие собрания и в одесских вузах, в частности в Одесском институте инженеров водного транспорта.

Весной 1938г. А.М.Гамов покончил жизнь самоубийством. Вполне возможно, что трагическое решение созрело под влиянием общей обстановки в стране и кампании, направленной против его сына.

В этом же году Г.А.Гамов был лишен звания члена-корреспондента АН СССР, которое получил шестью

годами ранее. Через 52 года, в 1990 г., он был восстановлен в этом звании.

Память Гамова чтут во всем мире. В честь столетия со дня рождения ученого 2004 г. был объявлен ЮНЕСКО «Международным годом Гамова». Именем Гамова назван кратер на Луне и малая планета.

Чтут память выдающегося земляка и в Одессе. В 1994 г., в год 90-летия со дня рождения Гамова, благодаря усилиям одесских астрономов, увидела свет книга «Моя мировая линия», в Одессе состоялась международная научная конференция, а в Петербургском физико-техническом институте был проведен симпозиум, посвященные памяти ученого. С тех пор Гамовские конференции каждые пять лет собирают в Одессе ученых из многих стран мира. С 2000 г. ежегодно проходят



международные летние Гамовские астрономические школы. Установлена мемориальная доска на главном здании ОНУ, именем Гамова назван сквер.

В честь разработанной Гамовым теории генетического кода европейским интерклубом «Дом Дерибаса» (штаб-квартира в Берлине) в рамках Международной Дерибасовской премии была учреждена номинация «Одесские генетические корни». Первая Международная Дерибасовская премия в этой номинации была присуждена Гамову.

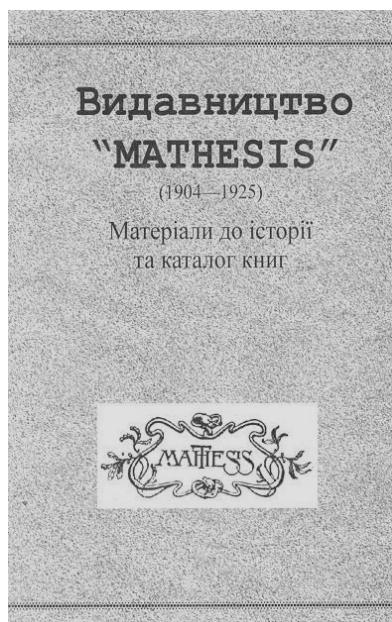
Статью хочется закончить словами его сына Игоря Рустема Гамова, известного биофизика и изобретателя, приезжавшего в Одессу на одну из Гамовских конференций: «Если бы Георгий Гамов не родился в Одессе, он бы никак не стал тем Гамовым, которого мы знаем».

“МАТЕЗИС” – ЛУЧШЕЕ РОССИЙСКОЕ НАУЧНО-ПРОСВЕТИТЕЛЬСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ПЕРВОЙ ЧЕТВЕРТИ XX ВЕКА: ЛЮДИ И КНИГИ

И.Э.Рикун

Одесская национальная научная библиотека им. М.Горького
Украина, Одесса, ул. Пастера, 13
rikun_inna@mail.ru

Одесское издательство “Матезис” (греч. *mathesis* - знание) (1904-1925) специализировалось на издании книг по естествознанию, преимущественно по математике и физике. Тщательным подбором литературы, стремлением пропагандировать передовые направления в науке, первоклассным полиграфическим исполнением оно заслужило репутацию одного из лучших научных издательств Российской империи.



Книга, подготовленная Библиотекой им. М. Горького

Одесской национальной научной библиотекой им. М.Горького в 2002 году была подготовлена книга о «Матезисе», ядром которой является каталог книг издательства, хранящихся в ее фондах, а также в фондах научной библиотеки Одесского национального уни-

верситета им. И.И.Мечникова. Описаны особенности экземпляров: штампы библиотек, штампы и записи владельцев, инскрипты (подарочные надписи). Приведены краткие биографические сведения о владельцах и дарителях. Отдельные разделы посвящены участникам товарищества, авторам, редакторам и переводчикам изданных книг, художникам, которые сотрудничали с издательством, и типографиям, в которых книги печатались. За прошедшее время были найдены новые материалы; второе, дополненное издание будет напечатано издательством Московского центра непрерывного математического образования.



Марка издательства

В процессе работы над каталогом, наряду с печатными источниками, изучались фонды Государственного архива Одесской области, одесские периодические издания начала XX века, а также велся поиск в Интернете. Найденные материалы проливают свет на некоторые новые факты истории издательства и дают возможность сделать определенные предположения и выводы.

Датой основания издательства можно с уверенностью считать 1904 год. Первое упоминание о нем поя-

вилось на страницах журнала “Вестник опытной физики и элементарной математики” (далее – ВОФЭМ) от 15 января 1904 г. за № 361. В дальнейшем объявления об изданиях, готовящихся к печати, и каталоги издательства регулярно появлялись в ВОФЭМ вплоть до 1914 года. В середине 1904 года был готов предварительный набор объявленных книг, и в цензуру было подано прошение:

“Его высокоородию господину отдельному цензору по внутренней цензуре в г. Одессе. Статского Советника Артемия Робертовича Орбинского

Прощение.

Настоящим честь имею просить о разрешении представить к цензуре в предварительном наборе следующие сочинения:

I, Аррениус, Физика неба, перевод с немецкого под редакцией А.Р.Орбинского

II, Абрагам, Сборник элементарных опытов по физике, перевод с французского под редакцией приват-доцента Б.П.Вейнберга и

III, Ауэрбах, Властительница мира и ее тень (чтение об энергии и энтропии).

Для набора в тип. Шпенцера.

Статский советник Ар.Орбинский.

Одесса, 31 июля 1904 г. Стурдзовский переулок, 2, собств. дом.”

Первые книги издательства датированы следующим 1905 годом.

Основателями товарищества были приват-доценты Новороссийского университета В.Ф.Каган, С.О.Шатуновский, А.Р.Орбинский и владелец одной из одесских типографий М.Ф.Шпенцер.

Центральной фигурой этого союза был В.Ф.Каган, на то время уже единственный редактор ВОФЭМ, с 1900 года печатавшегося в типографии М.Ф.Шпенцера.

В июле 1908 года в одесских газетах было напечатано распоряжение старшего инспектора по надзору за заведениями печати: “Вследствие циркулярного предложения Главного управления по делам печати от 24 июня сего года за № 6055 прошу гг. владельцев имеющих в Одессе книгоиздательских фирм сообщить мне к 1-му августа сего года свои имена и фамилии, а также названия и адреса содержащихся ими фирм. И.[сполняющий] об.[язанности] старшего инспектора С.Плаксин”.

Ответ на это распоряжение дал возможность установить еще двух участников товарищества: “Вследствие распоряжения Вашего Высокоородия от 16 июля с.г. за № 563 честь имею сообщить, что участниками Товарищества для издания научных и популярно-научных сочинений из области физико-математических наук под фирмой “Книгоиздательство Матезис” в Одессе состоят: 1) Статский советник **Федор Андреевич Бабичев**, 2) Окончивший Университет **Михаил Мойсеевич Иглицкий**, 3) Приват-доцент Университета **Венямин Фалькович Каган**, 4) Статский Советник **Артемий Робертович Орбинский**, 5) Приват-доцент Университета **Самуил Осипович Шатуновский** и 6) Одесский 2-й гильдии купец **Мойсей Липович Шпенцер**. Адрес фирмы: Типография М.Шпенцера, ул. Новосельского, д. № 66. Уполномоченный Т-ва “Mathesis” М.Шпенцер”.

Следовательно, участниками товарищества были еще астроном-наблюдатель астрономической обсерватории университета Ф.А.Бабичев и директор первой в России еврейской гимназии с правами М.М.Иглицкий.

Каждый член товарищества имел определенные обязанности. В.Ф.Каган возглавил научную комиссию издательства. Упоминание об этой комиссии позволяет предположить, что были и другие комиссии. Скорее всего финансовыми вопросами занимался А.Р.Орбинский. Сын известного финансиста, педагога и общественного деятеля, он сам много лет был членом правления, заместителем председателя правления Товарищества взаимного кредита, принимал участие в работе финансовой комиссии университета. За печатание книг, естественно, отвечал М.Ф.Шпенцер, он же осуществлял и техническое редактирование. О том, как это происходило, можно почитать в повести его дочери В.Инбер «Как я была маленькая».

Научное редактирование книг осуществляли В.Ф.Каган (8 книг), С.О.Шатуновский (11 книг), А.Р.Орбинский (19 книг). Под общей редакцией С.О.Шатуновского в 1912-1913 гг. выходила серия “Библиотека элементарной математики”. Всего в серии было выпущено четыре книги, еще три были объявлены к выпуску, но, к сожалению, не вышли.

А.Р.Орбинский был редактором серии “Библиотека научных новостей”, в которой в 1924 г. вышли две книги и были заявлены еще три. Высочайший уровень научного редактирования отмечался в многочисленных рецензиях на издания “Матезиса”.



В.Ф.Каган



С.О.Шатуновский



А.Р.Орбинский



М.М.Иглицкий

Круг обязанностей, которые исполняли еще два члена товарищества, удалось установить благодаря изучению такого интересного документа, как записная книжка М.М.Иглиц-кого; он вел ее на протяжении нескольких последних месяцев жизни. Как свидетельствуют записи, Ф.А.Бабичев и М.М.Иглицкий работали над каталогами издательства, выходившими ежегодно с 1908 по 1914 гг.

За годы своего существования “Матезис” издал 184 книги. Навряд ли небольшой коллектив даже очень талантливых и трудолюбивых людей мог бы достичь таких впечатляющих результатов, если бы они работали сами. К работе издательства были привлечены ученые Новороссийского университета, друзья и единомышленники, которых объединяла с членами товарищества общая научная, просветительская и общественная деятельность в Новороссийском обществе естествоиспытателей, на Высших женских курсах, в редакции ВОФЭМ и т.д. Это И.В.Слешинский, И.Ю.Тимченко, Д.А.Крыжановский, М.П.Кастерин, Д.Д.Хмыров, Б.П.Вейнберг, П.Г.Меликов, Е.С.Ельчанинов, В.В.Завьялов, Л.А.Тарасевич, Г.И.Танфильев, Н.Н.Ланге. Научными редакторами были также такие крупные ученые старшего поколения, как К.А.Поссе, И.И.Боргман, О.Д.Хвольсон. Приятно видеть среди них тогда еще молодых, но уже известных С.Н.Бернштейна, Я.В.Успенского, Л.И.Мандельштама и Н.Д.Папалекси. Многие из талантливых молодых людей, привлекавшихся к переводу книг, в дальнейшем также стали известными учеными. Это И.В.Арнольд (отец выдающегося математика В.И.Арнольда), Г.М.Фихтенгольц (тогда – преподаватель гимназии М.М.Иглицкого), Е.А.Кириллов (тогда – студент, лаборант, магистрант Новороссийского университета), Б.Ф.Цомакион (тогда – студент Новороссийского университета). Поиски материалов о некоторых редакторах и переводчиках были весьма сложными. Это объясняется тем, что их судьбы сложились по-разному: Ю.Г.Рабинович и Я.В.Успенский эмигрировали, Б.Ф.Цомакион был репрессирован, кто-то просто не стал настолько известным, чтобы оставить после себя печатные материалы.

Высокий уровень книг зависел не только от умения привлечь к сотрудничеству талантливых и компетентных личностей, но и от умения создать атмосферу доверия их к издателям.

Важным вопросом является экономическая природа издательства, которое, как мы видели выше, было товариществом под фирмой “Книгоиздательство Матезис”. Что это означает? Статьи “Товарищество” большего или меньшего объема есть во всех дореволюционных энциклопедиях, в них идет речь о разных формах товариществ и их юридических особенностях. Общим является то, что товарищество – это союз лиц, объединивших свои средства и деятельность для достижения общей цели. Какие же средства могли объединить члены товарищества “Матезис”? Богатыми людьми они не были. Дело в том, что заработка приват-доцента был недостаточен даже для пристойного существования, поэтому большинство ученых Новороссийского университета преподавали еще и в средних учебных заведениях. Есть основания считать, что М.М.Иглицкий и А.Р.Орбинский были зажиточнее других

членов товарищества, но организация издательства требовала значительных средств. При изучении отчетов Одесского общества взаимного кредита и списков его членов было установлено, что основатели “Матезиса” были членами этого товарищества (А.Р.Орбинский – с 1898, В.Ф.Каган – с 1902, все остальные – с 1903), неоднократно избирались его уполномоченными. С 1908 г. “Матезис” стал коллективным членом товарищества (Список членов Одесского общества взаимного кредита на 1-е января 1909 года. – О., 1909. – С. 123), следовательно можно утверждать, что именно там были получены кредиты для основания издательства.

В 1908-1912 гг. издательство пережило период расцвета. Оно вошло в число крупнейших издательств России (Статистика произведений печати, вышедших в России в 1910 году. – С.Пб., 1911. – С. 86). В 1910 г. было издана 21 книга (по нашим данным – 26), общим тиражом 76 500 экземпляров на сумму 94 750 руб.

Понятно, что ни мировая война, ни война гражданская расцвету издательства не благоприятствовали. В апреле 1919 г. в Одессу вошла Красная Армия. В газете “Известия Одесского совета рабочих, крестьянских и красноармейских депутатов” из номера в номер публикуются списки предприятий, обложенных контрибуцией. В списке “Обложение буржуазии. Секция книжных магазинов, букинистов, книгоиздательств, нотных магазинов и торгующих музыкальными инструментами”, напечатанном 20 мая 1919 г., находим и “Матезис”. Однако в приложении № 55 к этой газете от 5 июня 1919 г. читаем информацию “Об обложении контрибуцией трудовой интеллигенции”. Приведем отрывок из этого интересного свидетельства эпохи: *“Среди ряда жалоб, поступающих в главную комиссию по обложению контрибуцией, обращают на себя внимание жалобы представителей интеллигенции, произвольно облагаемой различными секционными комитетами.*

Главная комиссия, исходя из того принципа, что трудовая интеллигенция ни в коем случае не может быть причислена к эксплуатирующим классам или же нажившим благодаря спекуляции громадные деньги, удовлетворяет большинство основательных жалоб, исходящих от представителей лиц интеллигентного труда.

В последние дни, например, была снята контрибуция в 20 тыс. руб., наложенная типографской секцией на научное предприятие “Матезис”, никогда не занимавшееся спекуляцией”.

Власть вновь меняется: в конце августа Одессу занимает Добровольческая армия А.И.Деникина, и через месяц на первой странице “Одесского листка” появляется такое объявление: *“Книгоиздательское товарищество “Матезис”, имея в виду преобразоваться в акционерное общество с основным капиталом в четыре миллиона руб., приглашает желающих подписаться на подлежащие продаже акции. При подписке вносится 10% подписной суммы”.*

Вряд ли нашлось много желающих подписаться на акции, но это уже не имело значения, так как в феврале 1920 года в Одессе вновь была установлена Советская власть, как писали раньше, – навсегда.

Новая экономическая политика советской власти создала условия для возобновления деятельности издательства в 1922-1925 гг.

В фондах Государственного архива Одесской области сохраняется приказ Губисполкома по губотделу по делам печати. Согласно этому приказу все издательства должны были быть зарегистрированы в десятидневный срок в Одесском губотделе по делам печати (Пушкинская, 3); на всех разрешенных к выпуску произведениях печати требовалось указывать город, название типографии, тираж, номер разрешения, аббревиатуру Р.О.П. ("разрешено отделом печати"). Действительно, все эти реквизиты стоят на книгах "Матезиса" советского периода.

Частные издательства могли свободно продавать выпущенные произведения печати, но Госиздат и его органы на местах получили преимущественное право приобретение всего тиража или его части. В адресной книге "Вся Одесса" за 1923 г. в отделе объявлений читаем: "Государственное издательство Украины, одесское отделение: исключительная продажа книг издательств "Коммунист", "Матезис", государственных издательств и крупнейших кооперативных и областных издательств". На книгах "Матезиса", изданных в 1923 г., стоят штампы: "Склад издания: Одесское отделение Гос. Изд. Украины, Пушкинская, 1", а на книгах, изданных в следующем году: "Склад издания: Одесское отделение Гос. Изд. Украины, Лассалья, 33".

Возобновление деятельности "Матезиса" происходило уже в отсутствие В.Ф.Кагана. Он принял предложение О.Ю.Шмидта, который в то время руководил Государственным издательством, возглавить его Научный отдел. Еще раньше О.Ю.Шмидт предлагал присоединить "Матезис" к Госиздату. В тексте письма есть и высокая оценка деятельности "Матезиса", и причины, приведшие к свертыванию его работы:

"Глубокоуважаемый Вениамин Федорович, нет никакого сомнения, что издательство Mathesis дало высшие в стране достижения в области книги по точным наукам. Продолжение этой работы есть насущная культурная потребность.

С другой стороны, Госиздат чувствует себя обязанным дать научную и научно-популярную литературу. Волей-неволей мы очутимся перед необходимостью выпустить аналогичные книги, а отчасти даже переиздать те же. Боюсь, не вышло бы плохо: Госиздат, как экономически подавляюще сильный, погубит возможность возрождения Mathesis'a, не воспользовавшись его навыками и традициями.

Поэтому предлагаю следующее. Нам с Вами объединиться. Госиздат дал бы капитал для возрождения Mathesis'a под Вашей дирекцией. Это было бы автономное предприятие Госиздата РСФСР. Аналогичный опыт проделан с издательством "Всемирная литература" (Горький, Тихонов) и дал прекрасные результаты. Обе стороны весьма довольны.

Прошу обдумать этот вопрос и сообщить свое мнение..."

Но автономным предприятием Госиздата "Матезис" не стал. Книгоиздательское дело было монополизировано государством.



А.А. Ждаха

В художественном оформлении книг принимали участие художники-профессионалы. Одним из элементов высокой книжной культуры является издательский знак. По заказу издательства известный художник А.А.Ждаха выполнил шесть вариантов знака, из них были отобраны два. В создании обложек принимал участие и известный книжный график М.И.Соломонов. Ему принадлежит обложка книги С.Тромгольца "Игры со спичками". Сходна по стилю обложка книги Р.Нимфюра "Воздухоплавание".



Обложка работы М.И. Соломонова

Наряду с высоким полиграфическим уровнем книг "Матезиса" их очень большим достоинством была доступная цена, что также отмечалось во многих рецензиях.

Где же печатались книги "Матезиса"? В первые годы существования издательства – в типографии Шпенцера. В дальнейшем картина усложняется, всего в изготовлении книг принимали участие 10 типографий. Большинство книг было изготовлено в типографии Акционерного Южно-Русского общества печатного дела. Там для "Матезиса" были изготовлены специальные шрифты.

Всего на протяжении 1904-1925 гг. были напечатаны 184 книги (тома), 128 – названий, 139 – первым изданием. До 1913 г. издательство располагалось в типографии Шпенцера по ул. Новосельского, 66. В 1913 г. Шпенцер переехал в новый собственный дом в Стурдзовском переулке, 3а.

Признанием значения деятельности издательства стало то, что значительное число изданий "Матезиса" было рекомендовано ученой комиссией Министерства народного просвещения для библиотек средних учебных заведений.

Книги по математике, физике, астрономии, химии, биологии, истории и философии естествознания, увидевшие свет благодаря издательству "Матезис", оставили глубокий след в истории науки, образования, книгоиздательского дела.

COSMOMICROPHYSICS, COSMOLOGY AND GRAVITATION

DARK ENERGY AND THE HUBBLE LAW

A.D.Chernin, V.P.Dolgachev, L.M.Domozhilova

Sternberg Astronomical Institute, Moscow University,
Moscow, Russia
chernin@sai.msu.ru

ABSTRACT. The Big Bang predicted by Friedmann could not be empirically discovered in the 1920th, since global cosmological distances (more than 300-1000 Mpc) were not available for observations at that time. Lemaitre and Hubble studied receding motions of galaxies at local distances of less than 20-30 Mpc and found that the motions followed the (nearly) linear velocity-distance relation, known now as Hubble's law. For decades, the real nature of this phenomenon has remained a mystery, in Sandage's words. After the discovery of dark energy, it was suggested that the dynamics of local expansion flows is dominated by omnipresent dark energy, and it is the dark energy antigravity that is able to introduce the linear velocity-distance relation to the flows. It implies that Hubble's law observed at local distances was in fact the first observational manifestation of dark energy. If this is the case, the commonly accepted criteria of scientific discovery lead to the conclusion: In 1927, Lemaitre discovered dark energy and Hubble confirmed this in 1929.

Introduction

It has seemingly been taken for granted that in 1929 Hubble discovered exactly what Friedmann predicted several years before, in 1922 -- see, for example, "The brief history of time" by Stephen Hawking [1], and "Edwin Hubble: the Discoverer of the Big Bang Universe" by A.C. Sharov and I.D. Novikov [2]. Einstein was among the first physicists and astronomers who adopted or shared this view (but not Friedmann who died in 1925).

A non-traditional point was however made by Steven Weinberg in "The First Three Minutes"[3]: "Actually, a

look at Hubble's data leaves me perplexed how he could reach such a conclusion -- galactic velocities seem almost uncorrelated. In fact, we would not expect any neat relation of proportionality between velocity and distance for these 18 galaxies -- they are all much too close, none been further than the Virgo Cluster. It is difficult to avoid the conclusion that... Hubble knew the answer he wanted to get."

In [1-3], Lemaitre is not given any credit for the linear velocity-distance relation (the very his name cannot be found in [1]), though the discovery of the relation is explicitly reported in his 1927 paper long known to many cosmologists. The observational data he used (especially as presented in a velocity-distance diagram [4]) look somewhat more scattered than that in Hubble's diagram of 1929. So Weinberg's challenge extends equally to Lemaitre's result as well.

Contrary to Weinberg, Alan Sandage, who was Hubble's successor in observational cosmology on Mount Wilson and Mount Palomar, accepted Hubble's law for local galaxies as an important well-established empirical fact. He had however doubts about its cosmological interpretation [5-7].

The recent debate on the history of Hubble's law [4,8-11] revives interest to earlier controversial views [1-3,5-7] and rises again a question on the essence of the matter: What was actually discovered -- if any -- in 1927-29?

Paradox

Sandage's argument [5-7] of 1972-99, was, in brief, as follows. Friedmann's cosmology describes a Universe

which has the uniform (homogeneous) matter distribution and expands in accordance with the linear velocity-distance relation. The linearity and the uniformity are linked: the matter distribution may be uniform and preserve its uniformity, if and only if the expansion velocity is directly proportional to the distance at any moment of time. The observed Universe is indeed uniform on average over spatial scales of more than 300-1000 Mpc which is the size of the cosmic cell of uniformity. Friedmann's cosmology is applicable to such large distances only, and it says nothing about local spatial scales of less than 2-3 Mpc (or 20-30 Mpc, as it became clear after the distance revision made by Sandage in the late 1950th). Does it mean that Hubble's law has nothing in common with global cosmological expansion?

Note that not only in cosmology, but also in dynamics of gravitating medium in general, the linear velocity-distance relation assumes uniformity of matter distribution and vice versa. Therefore one should expect matter uniformity in the area where the velocity-distance linearity is observed. But the real matter distribution is highly non-uniform on local scales of a few dozen Mpc.

Sandage introduced the notion of "expansion flows" for systems of receding galaxies with nearly linear velocity-distance relation to describe the observational situation in most obvious way. When deviations from linearity (velocity dispersion) are small, the flow is considered "quiet". The quietness of expansion flows has repeatedly been confirmed in increasingly precise observations both inside and outside the cosmic cell of uniformity. In 1999 [7] and again in 2006 [12], Sandage (together with his collaborators) reported that expansion flows were quiet in the distance interval from a few Mpc to the global cosmological scales. It is especially puzzling that the rate of expansion (the velocity-to-distance ratio known as Hubble's factor in cosmology) is the same within 10-15% accuracy for all these distances and for the global expansion as well.

How may this be possible, if local flows have nothing in common with global cosmology?

Thus, Sandage pointed out a paradox: 1) Linear flows are observed inside the cosmic cell of uniformity where the matter distribution is highly non-uniform and such flows cannot exist. 2) The expansion rates of the local flows are practically the same as in the Universe as a whole. In 1999, 70 years after Hubble, Sandage concluded: "We are still left with the mystery" [7]. A year later, in 2000, a solution to the paradox was suggested [13]: 1) Local flows of expansion are nearly linear due to dark energy. 2) Omnipresent dark energy dominates the dynamics of both local and global flows and makes their expansion rates be (almost) identical. Sandage and his colleagues commented this suggestion in 2006: "No viable alternative to vacuum [dark] energy is known at present. The quietness of the Hubble flow lends support for the existence of vacuum energy" [12].

Dark energy in quiet flows

Dark energy was discovered in 1998-99 (Nobel Prize of 2011) at largest horizon-scale cosmological distances [14,15]. It contributes about 3/4 to the total mass/energy

balance of the observed Universe as a whole. Its microscopic structure is completely unknown -- this is considered as the most severe problem of fundamental physics and astronomy of the 21st century.

In macroscopic description, dark energy may adequately be treated as a vacuum-like perfectly uniform fluid which produces antigravity. The observed effective (anti)gravitating density of dark energy is 6 times the gravitating mean cosmic matter (dark matter and baryons) density for the Universe as a whole at the present epoch. Because of this dark energy controls (mainly) the observed global cosmological expansion and makes the Universe expand with acceleration. These are the key features of the currently standard Λ CDM cosmological model in which dark energy is represented by Einstein's cosmological constant Λ .

In [13] (see also [16-22]), it was demonstrated that dark energy could act and even dominate not only globally, but also locally, inside the cosmic cell of uniformity. Since dark energy exists everywhere and has a perfectly the same density in any point of space, it makes the whole world more uniform on local scales. The effect is strong in low-density areas outside large matter overdensities such as groups and clusters of galaxies. Local expansion flows are observed just in such low-density areas. In these areas, flow galaxies move (almost) as "test particles" on the dynamical background dominated by dark energy.

In terms of hydrodynamics, if dark energy dominates dynamics of expansion flows, it brakes the hard link between the kinematics of the flows and the matter distribution in them and around. Because of this, a highly non-uniform matter distribution becomes compatible with the quietness of an expansion flow. In this way, the first aspect of the paradox above is eliminated. The second aspect is also resolved since dark energy dominates both local and global flows. The local and global flows do not "know" about each other, but the both are (mainly) controlled by the same physical agent which is omnipresent perfectly uniform dark energy. Quantitatively, when dark energy dominates, the expansion rate (both local and global) is determined (mainly) by dark energy only; as a result, the rate should be close to the universal value $H_\Lambda = (8\pi/3) \rho_\Lambda^{1/2} = 60$ km/sec/Mpc, where ρ_Λ is the density of dark energy measured in global observations [14,15]. In the Λ CDM model, the observed global expansion rate is $H_0 = 70-72$ km/s/Mpc. The local rate found recently by Sandage and collaborators [12] is $H = 63$ km/s/Mpc for the distance interval from 4 to 200 Mpc. Both rates (measured with the accuracy of about 10%) are indeed close to the universal value H_Λ , and because of this they prove to be close to each other.

The very local flow

Karachentsev and his collaborators [23] have recently found (with the use of the HST) a nearly linear velocity-distance relation in the "very local" flow of dwarf galaxies at distances less than 3 Mpc from us. Well studied both observationally and theoretically (see [24] and references therein), the flow presents a good (and most close to us) example of the general picture sketched briefly above.

Recall that our Galaxy, the Milky Way, together with the giant Andromeda Nebula and dozens less massive galaxies form the Local Group of galaxies. This is a gravitationally bound quasi-stationary system of 2 Mpc across embedded -- as all bodies of nature -- in the uniform dark energy background. Around the group, at distances 1-3 Mpc from the group barycenter, two dozen dwarf galaxies move away from the group forming the very local expansion flow. The flow is quiet: it follows closely to the linear velocity-distance relation [23].

The force field in the flow area is a sum of the gravity produced by the matter (dark matter and baryons) of the group and the antigravity produced by the dark energy background. The selfgravity of the flow dwarfs contributes little to the force field, and they may reasonably be considered as test particles. Estimates indicate that the dark energy antigravity is stronger than the gravity of the Local Group at distances larger than 1 Mpc from the group barycenter. Since antigravity dominates in the flow area, the flow is accelerated by dark energy. Our models show also that the accelerated flow might be rather chaotic initially, but it is getting more and more regular and quiet with time under the action of the dark energy antigravity. Asymptotically, the flow becomes exactly linear, and its expansion rate approaches the universal value $H_\Lambda = 60$ km/sec/Mpc which is determined by the dark energy density only (see Sec.2). A similar asymptotic behavior is prescribed by the LambdaCDM model to the global cosmological expansion: its expansion rate (the Hubble factor) tends to the same universal value H_Λ . Since the observed values of H and H_0 are close to H_Λ , the present-day states of both local and global flows are not far from their common asymptotic state -- as it should be indeed where and when dark energy dominates.

Quiet local flows of expansion have also been observed recently around two other nearby groups of galaxies and around the Virgo Cluster of galaxies. The nearly linear velocity-distance relation and similar expansion rates are characteristic for each of them. Dark energy domination is recognized to control the major trend of the flow evolution and determines the asymptotic value of the expansion rate, while small individual deviations from this are due to specific local conditions in the flows and around them. The structure, dynamics and the very origin of the local flows are due to the local gravity-antigravity interplay and little affected by the global Big Bang (not saying about "initial inflation").

Conclusions

To summarize, neither Lemaitre, nor Hubble discovered the Big Bang in 1927-29. This has been done decades after that by Sandage and other astronomers (including the authors of the works [14,15]) who have extended extragalactic observations to the truly cosmological distances of 300-1000 Mpc and more. At local distances of less than 20-30 Mpc, Lemaitre in 1927 and then Hubble in 1929

dealt with accidental sets of galaxy-members of local expansion flows. These galaxies preserve in their quiet collective kinematics a dynamical signature of dark energy. The signature is the (nearly) linear velocity-distance relation. Recognized empirically at local distances, this relation has occurred to be the first observational manifestation of omnipresent dark energy. Thus, the present-day understanding of the essence of the matter and commonly accepted criteria of scientific discovery lead to the conclusion: In 1927, Lemaitre discovered dark energy and Hubble confirmed this in 1929.

We thank G. Byrd, Yu. Efremov, I. Karachentsev, D. Makarov, P. Teerikorpi, M. Valtonen for collaboration and many useful discussions. The work was partly supported by RFBR grant 10-02-00178.

Reference:

1. S.Hawking S.: 1988, "A brief history of time" Bantam Dell Pub. Group
2. Sharov A.S., Novikov I.D.: 1993, "Edvin Hubble, the Discoverer of the Big Bang Universe" Cambridge: Cambridge University Press
3. S.Weinberg S.: 1993, "The first three minutes" Basic Books
4. D.L.Block : 2011, arXiv:1106.3928
5. A.Sandage et al.: 1972, *Astrophys. J.*, 172, 253
6. A.Sandage: 1986, *Astrophys. J.*, 307, 1
7. A.Sandage: 1999, *Astrophys. J.*, 527, 479
8. H.Nussbaumer, L.Bieri: 2011, arXiv:1107.2281
9. S.van den Bergh: 2011, arXiv:1106.1195
10. E.S. Reich: 2011, *Nature*, 27 June
11. L.-P.Luminet: 2011, arXiv:1105.6271
12. A.Sandage et al.: 2006, *Astrophys. J.*, 653, 843
13. A.Chernin., P.Teerikorpi, Yu.Baryshev: 2000, arXiv: 0012021; 2003, *Adv. Space Res.*, **31**, 459
14. S.Permuter, G.Aldering, G.Goldhaber et al.: 1999, *ApJ*, 517, 565
15. A.G.Riess, A.V.Filippenko, P.Challis. et al.: 1998, *AJ*, 116, 1009
16. A.Chernin: 2001, *Physics-Uspekhi*, 44, 1099
17. A.Chernin: 2008, *Physics-Uspekhi*, 51, 253
18. A.Chernin, I.Karachentsev, M.Valtonen, et al.: 2004, *A&A*, 415, 19
19. A.Chernin, P.Teerikorpi, M.Valtonen, et al.: 2009, *A&A*, 507, 1271
20. P.Teerikorpi, A.Chernin, I. Karachentsev, M.Valtonen: 2008, *A&A*, 483, 383
21. G.Byrd, A.Chernin, M. Valtonen: 2007, *Cosmology: Foundations and Frontiers*. Editorial URSS: Moscow
22. I.Karachentsev, A.Chernin, P.Teerikorpi: 2003, *Astrophysics*, 46, 491
23. I.Karachentsev et al.: 2009, *MNRAS*, 393, 1265
24. P.Teerikorpi, A.Chernin: 2010, *A&A*, 516, 93

SCALAR FIELDS AND MULTIDIMENSIONAL MODELS IN GRAVITY AND COSMOLOGY

Melnikov V.N.

Center for Gravitation and Fundamental Metrology VNIIMS,
Ozernaya Str. 46, Moscow, Russia.
melnikov@phys.msu.ru

Introduction

In the development of relativistic gravitation and dynamical cosmology after Einstein and Friedmann one may see 3 stages:

1. Investigation of models with matter sources as perfect and viscous fluids.
2. Studies of models with sources as different physical fields, starting from electromagnetic and scalar ones, both in classical and quantum cases (our program from 1968 [1]).
3. Application of ideas and results of unified theories of physical interactions (UT) to treating fundamental problems of cosmology (dark energy and dark matter) and BH physics, especially in high energy regimes, using extra dimensions and p-branes (our program from 1987[2-4]).

The study of relations between gravitation and microphysics became one of the most actual and developing branches of modern physics since 60's of the previous century. Among basic trends there were quantization of the gravitational field, of other physical fields in a given gravitational background, super-gravity, quantization of model systems - quantum cosmology, self-consistent treatment of quantum-gravitational effects (spontaneously broken symmetries in a gravitational field, particle production, vacuum polarization, etc.), particle like solutions, unification of gravitation and other physical interactions (for details see [1]).

These investigations became possible due to the progress of quantum field theory. Their aim is the solution of such vital problems as birth of the Universe and creation of its mass, avoidance of the initial singular state in cosmology and the final one during the collapse, isotropization of the Universe expansion, explanation of its entropy, charge asymmetry and so on.

Much attention was paid also to modifications of GR, which is caused by several reasons. First, GR is known to be nonrenormalizable. This means that we must modify the classical theory of gravitation, or change the quantization procedure, or consider the gravitational field to be classical in its nature. Second, there is a possibility of slow variations of the effective gravitational coupling less

than $5 \cdot 10^{-13}$ per year. Finally, generalizations of GR are motivated by attempts to surmount such difficulties as singularities, the energy problem, etc.

Here, we briefly dwell upon our earlier and recent studies on the role of gravitation in micro- and macrophysics through the study of exactly solvable self-consistent gravitational and cosmological model systems in GR and many dimensions (for details see [1-4], in particular in 4 dimensions:

- exact solutions of classical field systems and their applications to collapse, cosmology and elementary particles,
- quantization of cosmological models with the cosmological constant and fields as matter sources and applications of the results to the problems of initial singularity, transitions between metrics with different topology and the birth of the Universe ;
- self-consistent treatment of quantum-gravitational effects (back-reaction) such as spontaneous symmetry breaking in the gravitational field, particle production and vacuum polarization;
- analysis of relations among the fundamental constants and their possible variations;
- construction of the theory of gravitation with a conformal Higgs field, giving models free of initial cosmological singularity and admitting variations of the effective gravitational coupling;
- and afterwards on similar problems in many dimensions.

On the first stage classical gravitational and other physical fields are used as sources of classical GR equations. Then, in quantum cosmology we studied as quantum ones both the material and the simplest gravitational (cosmological) fields. On the next stage quantum effects of matter and its back reaction on the gravitational field were calculated. Further, based on the previous analyses and a study of relations between macro- and microphysical constants, we suggested one of the variants of generalised gravitational theory with conformal scalar field [5].

Then, exact solutions of the system of scalar, electromagnetic and gravitational fields were obtained and studied both in the case of spherical symmetry and in the met-

rics of homogeneous and isotropic models [6]. Criteria of particle-like solutions of fields systems in gravitational field were formulated and applied to different classes of solutions [7].

Quantization of a cosmological model with the conformal scalar field was done. The result was obtained on null probability of a singular state which is of pure quantum nature. When the cosmological constant was taken into account, we got the possibility of transition between different types of models. As a limiting case of this process we had an explanation of birth of the Universe as a penetration through a potential barrier into the observable region and as a particular case - its creation from vacuum [8,9]. It was the first demonstration of the creation of the Universe from "nothing" as a quantum vacuum effect.

In the self-consistent approach the effect of gauge SSB of a conformal Higgs field was treated. In the open Friedmann model it leads to the non-singular solution [10,11]. This was also the first demonstration of the non-singular solution due to quantum vacuum effect. Some self-consistent models with particle creation were constructed, explaining the observable mass of the Universe.

We suggested and studied the theory of gravitation with the conformal Higgs field which is free of the initial cosmological singularity and is compatible with the mentioned above variations of fundamental constants data [10].

These results led to a conclusion about a regularizing role of gravitation both in the micro-world and in cosmology. Now, we will dwell upon these studies in more detail.

Scalar and electromagnetic fields in GR

Treatment of classical fields as matter sources in the Einstein-Hilbert equations was and still is an important and necessary step in the study of relations between gravitation and micro-physics. It allows one to include a wider class of equations of state than those used in the hydrodynamical approach in GR. The reason is that self-consistent systems of gravitational and other physical fields imply equations of state through the corresponding dynamical equations. Besides, this approach is better suited to the analysis of such extreme processes as the collapse of massive bodies, early stages of the evolution of the Universe and also for the study of the role of gravitation at small distances and in particular in the formation of particle-like configurations.

Investigation of self-consistent model systems of gravitational and other fields was first carried out in [5] starting from conformal scalar and gravitational fields in connection with the hypothesis about the existence of super-heavy particles - planckons (or maximons) whose parameters are the Planck mass m_L , length L and time t_L . In that paper for the first time classical and quantized scalar fields with conformal coupling were used in a self-consistent manner. Exact static solutions were obtained as closed Einstein universes. It was proved that their size could not be less than L . Einstein equations were used with the cosmological constant which for this solution took the value of the order $1/L^2$. For this solution the energy density within the planckon and the vacuum energy density defined via the cosmological term are of the same

order. This establishes a certain relation between the planckons and the "gravitational vacuum".

Stability of the planckons was investigated under time-dependent, maximally symmetric perturbations. These were shown to increase with time that means a finite life of the planckons as cells of the gravitational vacuum. This decay of super massive particles later was used in the inflaton decay idea in the early universe and still is being used nowadays.

Solutions for N quantum scalar particles in the closed Einstein model were also obtained. This solution led to relations connecting hadron mass, Λ -term and the observable radius and particle number of the Universe. When any two of the parameters are taken from the experiment, these relations give the other two parameters. The maximal number of any scalar particles in the Universe nowadays is of the order 10^{120} according to this solution and their mass is equal to the graviton mass.

Nonstatic solutions of interacting massless conformal scalar field and gravitation with a nonzero Λ -term in the Friedmann metric were obtained. A nonsingular solution, stable according to the Lyapunov criterion, was singled out; for late times this solution tends to the static Einstein model. This solution also gives the maximal particle number: $N_{\max} \sim 10^{120}$ when $\Lambda \sim 10^{-56} \text{ cm}^{-2}$, which corresponds to its present value.

Another application of self-consistent systems of gravitational and conformal scalar fields is the description of spherically symmetric systems, e.g. in the collapse problem. Exact solutions were found in [12]. They consist of three classes, one of which is rather simple: the metric is

$$ds^2 = (1 - r_Q/r)^2 dt^2 - (1 - r_Q/r)^{-2} dr^2 - r^2 d\Omega^2, \quad r_Q = \text{const.}$$

It has an event horizon and realizes the Reissner-Nordstrom black hole solution with an external massless scalar field. The third term in the expansion of g_{00} for $m = m_{\text{pl}}$, corresponds to the quantum-mechanical repulsion potential $(\hbar/r)^2 / 2m_{\text{pl}}$, connected with the momentum uncertainty \hbar/r caused by the scalar field in the spherically symmetric gravitational field. Analysis of test particle motions in this metric has shown that there always exist some r_{\min} at which a bounce takes place. Similar solutions for scalar, electromagnetic and gravitational fields in the spherically symmetric case were obtained and discussed in detail in [6].

Particle-like solutions of fields in GR

The necessity of extended particle models treatment is dictated, on one hand, by modern experimental data on complicated internal structure of particles and, on the other hand, by the difficulties of theories operating with point objects. Classical particle models (instantons, solitons, etc.) based on nonlinear field equations are at present widely discussed. However, in these investigations the gravitational field is, in general, not taken into account. A self-consistent inclusion of gravity is important due to the universal character of gravitational interaction which is always present and cannot be shielded.

In [7] exact solutions of interacting scalar, electromagnetic and gravitational fields were discussed. Two criteria of particle-like solutions with gravity were formulated, the strong one and the weak one. First requires the

solution to be (i) asymptotically flat (with material fields also properly decreasing), (ii) static or stationary, (iii) singularity-free.

The regularity requirement combined with (i) guarantees both finiteness of the total field energy, of the inertial mass m_i and the equality $m = m_i$, where m is the active gravitational (Schwarzschild) mass. Besides, existence of singularities manifests a limitation on the validity domain for a given model, or even on the classical concept of space-time. However, requirement (iii) cannot be fulfilled not only by systems with linear matter fields, but also by a broad class of systems containing directly interacting fields. Therefore, along with the strong criterion, we formulated a weak one, in which the requirement (iii) is replaced by the requirements (iii.a) $E_f < \infty$; (iii.b) $m = m_i$. Then, some singular configurations will be particle-like in the sense of the weak criterion. The solutions with linear massless scalar, linear electromagnetic and gravitational fields were analysed on the basis of these criteria. It was shown that all the solutions are singular and thus violate the strong criterion. Besides, in all the cases when horizons are absent, the total material fields energy is not finite and therefore the weak criterion is also violated. When there is a horizon (the Reissner-Nordstrom type solution), E_f integrated over static region is finite and formally the weak criterion is fulfilled. Non-linear electrodynamics was also investigated with the Lagrangian depending arbitrary on the electromagnetic field invariant. It was proved that the strong criterion cannot be fulfilled, whatever this dependence is, since such a configuration cannot have a regular center. General conditions were given for the fulfilment of the weak criterion. The fact that it can be really satisfied was demonstrated explicitly for the solution of the GR-Born-Infeld system. Solutions for various types of direct interaction of massless scalar and electromagnetic fields in GR were also obtained and analysed. In the case of $L_{int} = \Psi(\varphi) F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta}/16\pi$, $\Psi(\varphi) = \exp(\sigma\varphi) - 1$, $\sigma = \text{const}$ the solution satisfies the weak criterion though the metric and the scalar field are singular at the centre. The field energy is finite both in the flat-space limit and for $\sigma \rightarrow 0$. In the latter an event horizon of the Reissner-Nordstrom type appears and the total energy is of the Planck order. For real particles mass and charge the direct field interaction dominates in the field energy and the contribution of gravity is extremely small. A regular model, satisfying the strong criterion was constructed as well. In this model charge and mass densities in the centre are zero and take the maximum values when $r = r_c/4 = e^2/(4mc^2)$. This picture corresponds to the real proton charge and mass distributions obtained experimentally.

Quantum cosmological models

Methods of quantum cosmology (QC) became especially popular after DeWitt quantized the Friedmann universe filled with dust. QC occupies an intermediate position between different approaches to the unification of gravity with quantum physics: quantization of material fields on the gravitational background and quantization of the gravitational field itself. From the first one it differs in that the quantization of a simple gravitational field (cosmological) is performed along with the material fields

quantization in a self-consistent manner. As for the second one, QC is a simpler task since only a finite number of degrees of freedom is quantized and the problem effectively becomes quantum-mechanical. The relative simplicity of QC gives one a possibility to solve exactly some problems both on the classical and quantum levels. Nevertheless, the results of the QC are not exact results of a complete quantum theory of gravitation. Indeed, there must be vacuum fluctuations in those degrees of freedom which are suppressed, otherwise the uncertainty principle would be violated for the corresponding coordinates and momenta. But one may hope that the main features of QC remain in the complete quantum gravity and we shall be able to find ways of unification of micro- and macro-world phenomena.

Quantization of a closed Friedmann model filled with a conformal scalar field by the Dirac-DeWitt method was first performed. It was proved that the probability of a singular initial state is equal to zero, this result being of purely quantum nature. It was also shown there that the localization domain of the solution in the ultra-relativistic case (small scale factor) is of the order of L . In the classical limit the usual Friedmann singular solution was obtained. It was also shown that at small times the conformal scalar field behaves like an ultra-relativistic gas and at the present epoch - like dust. So, it represents a good model for matter with variable equation of state in cosmology. Other aspects of QC, namely, a comparison of the Dirac-DeWitt and ADM methods in the case of geometrical optics, the uncertainty relation in isotropic cosmology, quantization of the Friedmann metric matched with the Kruskal one, etc., were studied.

The role of the cosmological constant in QC was first studied in [8]. It was shown that for $\Lambda > 0$ there exist quasi-stationary states of the system and a finite probability of tunneling of the Universe from one type of model to another. This solution describes birth of the Universe with both finite and null energies of matter. Exact vacuum solutions (i.e. without matter) in QC for closed and open models were obtained and investigated later. These general solutions were shown to be non-singular for DeWitt's operator ordering. An example of a singular general solution (that with a finite probability of zero scale factor) was also given, though particular solutions may of course be non-singular. This example refers to another operator ordering. Quantization of an open Friedmann model with dust, cosmological constant and conformal scalar field was also obtained and studied [1].

Self-consistent treatment of quantum-gravitational effects

Another approach to the problem of singular states in cosmology is a self-consistent treatment of quantum effects calculated in a given gravitational field (back reaction). With quantum effects the conditions of classical theorems on singularities can be violated and as a result non-singular solutions in cosmology can be obtained even though the gravitational field remains classical. The most interesting effects treated that may in principle lead to avoidance of singularities, are spontaneously breaking of symmetry (SSB) of physical fields filling the Universe

and the vacuum polarization and particle production in a non-stationary cosmological field. Back reaction of the gauge SSB of massless conformal Higgs field was first treated in [10,11]. It was shown that in the open Friedmann model a non-singular solution of the form $a = (L^2 + t^2)^{1/2}$ exists, where a is the scale factor and $L = (\kappa/2\lambda)^{1/2} \sim 10^{-33}\text{cm}$ for the self-interaction parameter of the order unity. Non-singular solutions for a massive Higgs field at small times were also obtained [13]. There it was shown that at times of the order of $a \sim m^{-1}$ the symmetry is restored and the solution becomes that of the usual Friedmann-type obtained earlier. Later it was proved also that the conclusion of singularity avoidance remains valid if radiation and nonzero cosmological constant are taken into account, see [1]. The same happens if combined quantum effects such as SSB and vacuum polarization (including the cosmological term) are included in a self-consistent manner. SSB in an anisotropic cosmological model with two Higgs fields, one of which describes a vacuum domain structure in agreement with Bogoliubov's ideas, was investigated. Analytical and computer calculations gave some non-singular solutions for a certain range of the parameters involved. The states of maximum compression and symmetry restoration in the massive case were obtained.

Conformal SSB of a massless Higgs field was also [10] treated. In this case the gravitational constant is expressed as a function of the scalar field vacuum average and a cosmological constant appears in the Lagrangian. The most important fact is the appearance of the Einstein-Hilbert gravitational term in the action, $R/2\kappa$, the new macroscopic quantity, as a result of conformal SSB in a curved space-time. In other words, gravitation may be treated as a classical manifestation of quantum vacuum properties. In this respect one may not exclude the possibility that the gravitational field is purely classical and must not be quantized.

Several self-consistent cosmological models with particle creation were constructed [1] using the variable-frequency oscillator quantization method. The present number density of nucleons and the possible number density of gravitons are obtained as a result of particle production in the gravitational field of the expanding Universe. Self-consistent models with incoherent creation of fermions have been obtained, using the method of Hamiltonian diagonalization. The observational parameters are calculated, in particular, the present matter density and the age of the Universe. A model is singled out in which the so called Mach relation $2GM/a \sim 1$ is fulfilled.

Theories with variations of fundamental physical constants

As a result of analyses of hypotheses and theories predicting variations of the constants along with the corresponding observational and experimental, astronomical, astrophysical and geophysical data a conclusion was drawn that possible variations of the atomic constants are excluded at a rather high level. Variations of the gravitational coupling on the level $5 \cdot 10^{-13}$ per year in the atomic system of units ($c, h, m = \text{const}$) or of all the masses in the gravitational system of units ($c, h, G = \text{const}$) do not con-

tradict modern experimental data. From the present viewpoint any variations of the constants (if they exist) are not absolute: they depend on the system of measurements used, i.e. on the standards based on a particular type of interaction.

The theory of gravitation with a Higgs conformal field, generalizing the one with linear conformal field used first in [5] was suggested in [10]. In this theory GR Lagrangian appears as a consequence of conformal SSB of the non-linear scalar field on the gravitational background. An advantage of this theory is the absence of an initial singular state in isotropic cosmology as a result of a self-consistent treatment of gauge SSB in a cosmological field. Besides, in the atomic system of units it admits variations of the effective gravitational coupling allowed by the modern experiments. In the gravitational system of units this corresponds to variations of all masses. Transitions from one system of units to another are performed through conformal transformations. Different aspects of this theory are studied: cosmological solutions, the role of conformal transformations etc. Cosmological solutions with local inhomogeneities were investigated. The general method of construction and study of topological transitions models is formulated. Their local properties including asymptotic behaviour in the singularity neighbourhood are studied and applications to the problems of gravitation and cosmology as well (singular state and exponential expansion). The method is shown to lead to scalar-tensor theories of topological transitions.

We estimated also the possible variations of the gravitational constant G in the framework of a generalized (Bergmann-Wagoner-Nordtvedt scalar-tensor theory of gravity on the basis of the field equations, without using their special solutions. Specific estimates were essentially related to the values of other cosmological parameters (Hubble and acceleration parameters, dark matter density etc.), but the values of \dot{G}/G compatible with modern observations did not exceed $5 \cdot 10^{-13}/\text{year}$.

Thus, the method of exactly solvable self-consistent model systems of interacting fields allows us to get rather important results in gravitation, cosmology and astrophysics and to find some relations between different physical interactions.

Multidimensional gravitational and cosmological models

The necessity of studying multidimensional models of gravitation and cosmology [2-4] is motivated by several reasons. First, the main trend of modern physics is the unification of all known fundamental physical interactions: electromagnetic, weak, strong and gravitational ones. During the recent decades there has been a significant progress in unifying weak and electromagnetic interactions, some more modest achievements in GUT, supergravity, string and super-string theories. But, we still have no good model unifying all 4 interactions. All present unified models use different number of extra dimensions: 10, 11, 26, 5, 6, 7 etc.

Second, multidimensional gravitational models, as well as scalar-tensor theories of gravity, are theoretical frameworks for describing possible temporal and range varia-

tions of fundamental physical constants [15-17]. These ideas have originated from the earlier papers of E. Milne (1935) and P. Dirac (1937) on relations between the phenomena of micro- and macro-worlds, and up till now they are under thorough study both theoretically and experimentally. The possible discovery of the fine structure constant variations is now at a critical further investigation.

Lastly, applying multidimensional gravitational models to basic problems of modern cosmology and black hole physics, we hope to find answers to such long-standing problems as:

- singular or nonsingular initial states,
- creation of the Universe,
- creation of matter and its entropy,
- cosmological constant,
- coincidence problem, origin of inflation and specific scalar fields which may be necessary for its realization,
- isotropization and graceful exit problems,
- stability and nature of fundamental constants,
- possible number of extra dimensions, their stable compactification,
- new revolutionary data on present acceleration of the Universe, dark matter and dark energy nature etc.

Bearing in mind that multidimensional gravitational models are certain generalizations of general relativity which is tested reliably for weak fields up to 0.0001 and partially in strong fields (binary pulsars), it is quite natural to inquire about their possible observational or experimental windows. From what we already know [2-4], among these windows are:

- possible deviations from the Newton [18] and Coulomb laws, or new interactions,
- possible variations of the effective gravitational constant with a time rate smaller than the Hubble one,
- possible existence of monopole modes in gravitational waves,
- different behavior of strong field objects, such as multidimensional black holes, wormholes and p -branes,
- standard cosmological tests,
- possible non-conservation of energy in strong field objects and accelerators, if brane-world ideas about gravity in the bulk turn out to be true etc.

Our realized program [2-4] in multidimensional cosmology includes exact solutions with sources as:

- Λ , $(\Lambda+\varphi)$ (nonsingular, dynamically compactified, inflationary);
- PF, $(PF+\varphi)$ (nonsingular, inflationary);
- viscous fluid (nonsingular, generation of mass, entropy); explaining quintessence and coincidence in 2-component model;
- giving stochastic behaviour near the singularity, billiards in Lobachevsky space, when $D=11$ is critical and φ destroys the billiards (94);

Ricci-flat solutions above for any n , also with curvature in one factor-space and with curvatures in 2 factor-spaces only for $N=10,11$;

- with scalar fields, dilatons, forms of arbitrary rank (1998, inflationary, bouncing, Λ generation);
- first billiards for p -branes (1999);
- dilatonic fields with potentials, billiards for these systems;

quantum variants (WDW-equation) for above cases and solutions with present acceleration and variation of G [20,21]. In particular, we considered cosmological models in diverse dimensions leading to present acceleration and a relatively small time variation of the effective gravitational constant G now. In case of two factor spaces with non-zero curvatures without matter, we have suggested a mechanism for predicting small \dot{G}/G . When the 3-space has a negative curvature and the internal space has a positive curvature, we got an accelerating expansion of our 3-dimensional space and a small value of \dot{G}/G .

Integrable models with extra arbitrary dimensions were obtained and studied also in spherical symmetry cases, see [2-4].

Reference:

1. K.P.Stanukovich, and V.N. Melnikov: 1983, Hydrodynamics, Fields and Constants in the Theory of Gravitation / Energoatomizdat, Moscow, (in Russian). English version with fields in: V.N. Melnikov: 2002, Fields and Constants in the Theory of Gravitation /CBPF-MO-02/02, CBPF Publ., Rio de Janeiro.
2. V.N. Melnikov: 1993, Multidimensional Classical and Quantum Cosmology and Gravitation. Exact Solutions and Variations of Constants / CBPF-NF-051/93, CBPF Publ., Rio de Janeiro.
3. V.N. Melnikov: 1995, Multidimensional Cosmology and Gravitation / CBPF-MO-002/95, CBPF Publ., Rio de Janeiro.
4. V.N. Melnikov: 2002, Exact Solutions in Multidimensional Gravity and Cosmology III / CBPF-MO-03/02, CBPF Publ., Rio de Janeiro.
5. K.A. Bronnikov, V.N. Melnikov, K.P. Stanukovich: 1968 / Preprint ITP-68-69, Kiev.
6. K.A. Bronnikov, and V.N. Melnikov: 1974, In: Problems of Gravitation and Elementary Particle Theory (PGEPT) / Atomizdat, Moscow, No.5, p. 80.
7. K.A.Bronnikov, V.N Melnikov et al: 1979 Ann.Phys. (NY), Vol.118, p.84.
8. M.I Kalinin and V.N. Melnikov: 1972, In: PGEPT / Trudy VNIIFTRI, Moscow, No.16 (46), p.43.
9. Yu.N. Barabanenkov and Melnikov: 1977 In: PGEPT / Atomizdat, Moscow, No.8, p.85.
10. V.N. Melnikov: 1979, Dokl.Akad.Nauk, Vol.246, p.1351.
11. V.N. Melnikov and S.V. Orlov: 1979, Phys.Lett., Vol.70A, p.263.
12. N.M. Bocharova, K.A. Bronnikov and V.N. Melnikov: 1970, Vestnik MGU, Fizika & Astronomia., Vol. 6, P.706.
13. V.N. Melnikov and S.V. Orlov: 1983, Phys.Lett., Vol.5A, p.226.
14. N.A. Zaitsev and V.N. Melnikov: 1979, In: PGEPT / Atomizdat, Moscow,, No.10, p.131.
- V.N. Melnikov: 1980, In: PGEPT / Atomizdat, Moscow, No.11, p.164.
15. V.N. Melnikov: 1988, In: Eds. V. de Sabbata and V.N. Melnikov, Gravitational Measurements, Fundamental Metrology and Constants, , Kluwer Academic Publ., Dordrecht, p. 283.

-
16. V.N.Melnikov: 2001, Proc. 2000 NASA/JPL Conference on Fundamental Physics in Microgravity / NASA Document D-21522, p. 4.1
 17. V.N. Melnikov: 2006, Gravity and Cosmology as Key Problems of the Millennium. In: Eds. Jean-Michel Alimi, Andre Fuzfa, Albert Einstein Century International Conference / AIP Conference Proceedings, USA, No 861, p. 109.
 18. V. de Sabbata, V.N. Melnikov and P.I. Pronin: 1992, Prog. Theor. Phys., Vol. 88, p. 623.
 19. V.N. Melnikov: 2008, FPC and Theoretical Models for Time Variation of G, Progr. Theor. Phys., Suppl., Japan, Vol. 172, p.182.
 20. V.N. Melnikov: 2009, Models of G Time Variations in Diverse Dimensions. Frontiers of Physics. Vol. 4, No 1, p. 75.
 21. V.N.Melnikov: 2011, Multidimensional Cosmology, Constants and Transition to New SI Units. Int. J. Mod. Phys. A, Vol. 26, No 22, P. 3788.

RECENT RESULTS IN NEUTRINO PHYSICS

D.V.Naumov

Joint Institute for Nuclear Research
Dubna, Russia
dnaumov@jinr.ru

ABSTRACT. This manuscript is a shorthand version of my talk given at Odessa Gamov School on Astronomy, Cosmology and Beyond (22-28 August 2011, Odessa, Ukraine). Within this note we very briefly review the main achievements, new results and open problems in neutrino physics of today.

1. Introduction

Neutrino is a light spin one-half fermion participating in weak and gravitational interactions. Its history begins with a letter of W.Pauli (4th December 1930) to Lise Meitner et al. in which he suggested an existence in nuclei of electrically neutral particles with a small mass which he called «neutron». With help of these «neutrons» Pauli attempted to solve several puzzles: seemingly violation of energy-momentum conservation in β -decays (continuous β -spectrum instead of expected discrete spectrum) and «wrong» spin statistics of nuclei ${}^6\text{Li}$, ${}^{14}\text{N}$ (these nuclei have an integer magnetic spin which could not be composed of an odd number of spin one-half protons). The first theory of weak interactions was given by E.Fermi who also introduced a new name for a light neutral particle participating in these interactions — «neutrino». It is probably worth to mention that modern solution to Pauli's problems of 1930 actually requires two different particles: *neutron and neutrino* while this fact is usually omitted referring to Pauli's letter as to a theoretical discovery of neutrino.

1.1 Number of types of neutrino

Experimental discovery of three neutrino flavours span in time for more than 50 years: 1956 (ν_e), 1962 (ν_μ) and 2000 (ν_τ). The flavour of neutrino is not however a good quantum number — it was experimentally found that it is not conserved. Instead it is better to think about number of neutrino species — number of particles with different masses. Assuming universality of weak interactions, Z boson decays by LEP experiments constraint this number as $N_\nu = 2.9841 \pm 0.0083$. However these data do not ex-

clude existence of either heavy neutrinos (with mass heavier than $m_Z/2$) or of neutrino with non standard interactions, like *sterile neutrino*. Remarkably the number of neutrino types following from analysis of cosmological data $N_\nu = 4.3 \pm 0.9$ while being in agreement with LEP number within the error bars has some tention with accelerator data.

1.2 Neutrino mass and mixing matrix

What do we know about mass of neutrino? Direct measurements based on analysis of kinematics give the following constraints [1]:

$$\sum_i |\mathcal{V}_{ei}|^2 m_i < 2.2\text{eV}, \sum_i |\mathcal{V}_{\mu i}|^2 m_i < 170\text{keV}, \sum_i |\mathcal{V}_{\tau i}|^2 m_i < 15.5\text{MeV},$$

where the most stringent limit comes from analysis of tritium decays. Cosmology puts another limit of sum of masses of neutrinos [2]:

$$\sum_i m_i < 1 - 2\text{eV}.$$

These data do not exclude zero mass of neutrino. There is however an important piece of information which tells us that at least two of three neutrino are massive. This conclusion comes from the analysis of neutrino oscillations — a macroscopic display of quantum mechanical interference.

These data give the following:

$$m_2^2 - m_1^2 = (7.65 \pm 0.23) \cdot 10^{-5} \text{eV}^2, |m_3^2 - m_1^2| = (2.4 \pm 0.12) \cdot 10^{-3} \text{eV}^2.$$

From these data and combining it with cosmological limit it is easy to conclude that mass of the most heavy neutrino should be at least larger than $\sqrt{m_3^2 - m_1^2}$ and lighter than sum of masses of all neutrinos. Thus the mass of the heaviest neutrino is bound within a rather narrow window $0.05 < m_\nu^{\text{heavy}} < 1 - 2\text{eV}$.

It appears that every massive neutrino ν_i interacts with every charged lepton l_a^\pm proportionally to the correspond-

ing element V_{ai} of the Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) neutrino mixing matrix:

$$V_{ai} = \begin{pmatrix} V_{e1}V_{e2}V_{e3} \\ V_{\mu1}V_{\mu2}V_{\mu3} \\ V_{\tau1}V_{\tau2}V_{\tau3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1)$$

where $\alpha = e, \mu, \tau$ while i runs from 1 to 3 and in (1) we used the following abbreviations $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$. Some elements of the neutrino PMNS matrix (1) has been measured in experiments with solar, atmospheric and reactor neutrinos.

The following matrix elements are known today: $\sin^2 2\theta_{12} = 0.30^{+0.02}_{-0.02}$, $\sin^2 2\theta_{23} = 0.50^{+0.07}_{-0.06}$.

1.3 Missing angles θ_{13} and δ in the mixing matrix

There are two angles of PMNS matrix still unknown: θ_{13} and δ . Measurement of these missing angles is one of the main directions of current research in neutrino physics. δ - is the phase parameter responsible for CP-violation in lepton sector. It is crucial to measure this parameter as it may shed light on baryo- and leptogenesis in the early Universe. It is however impossible to measure δ if $\theta_{13} = 0$ and this largely explains an interest of the community to measure θ_{13} . What do we know about θ_{13} today? A number of experiments constrained it from above.

$\sin^2 2\theta_{13} < 0.17$ limit was obtained by Chooz experiment [3] and similar limit was given by Palo Verde [4] (both reactor experiments). $\sin^2 2\theta_{13} < 0.26$ limit was given by K2K [5] and the following limit $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$ was given by MINOS [6] both being accelerator experiments.

An indication on non-zero value of θ_{13} came from reactor experiment KamLAND [7]: $\sin^2 2\theta_{13} = 0.02^{+0.016}_{-0.016}$ which being combined with other world data yields the best fit value $\sin^2 2\theta_{13} = 0.009^{+0.013}_{-0.007}$ [8].

In summer of 2011 T2K Collaboration and MINOS Collaboration claimed an experimental evidence for non-zero value of θ_{13} . T2K in appearance mode claimed to observe an excess of 6 ν_e candidates with an expected background of 1.5 [9]. If interpreted as $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations this implies quite large $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1 \pm 0.07$. Its statistical significance is 2.5σ which is not enough to be a «discovery» yet. MINOS also in appearance mode claimed to observe a small excess of ν_e events with statistical significance of about 1.7σ which is well compatible with a fluctuation [10]. However in a global analysis of neutrino oscillation world data [11] θ_{13} is non-zero at 3σ confidence level. The best fit value is $\sin^2 2\theta_{13} = 0.02$. Today a measurement of θ_{13} is a hot topic in neutrino physics and several experiments with anti-neutrinos from reactors (Dou-

ble Chooz, Reno, DayaBay) and with neutrinos from accelerator (T2K, Nova, MINOS) are addressing this topic and competing with each other.

1.4 Magnetic moment of neutrino

Does neutrino possess a magnetic moment? The Standard Model (SM) predicts it to be unobservably small on the level of (for heaviest neutrino):

$$\mu_\nu = 3eG_F m_\nu / (8\pi\sqrt{2}) = 3.2 \cdot 10^{-10} \mu_B \approx 10^{-20} \mu_B.$$

The experiments so far could put only upper limits. The current limit $\mu_\nu < 5.4 \cdot 10^{-11} \mu_B$ is given by Borexino Collaboration [12]. More stringent limits come from GEMMA and GEMMA-2 reactor experiment: $\mu_\nu < 5 \cdot 10^{-12} - 3.2 \cdot 10^{-11} \mu_B$ [13]. However these data is not used by PDG Collaboration.

1.5 Lifetime of neutrino

Is neutrino a stable particle? In the SM the answer is obvious - neutrino does not decay. However experimental limits are surprisingly modest compared to limit on the proton life-time ($\tau_p > 10^{38} - 10^{40}$ years). The most stringent limits on neutrino life-time come from measurements of its magnetic moment. An analysis of solar neutrino data yields: $\tau_\nu / m_\nu > 7 \cdot 10^9 \text{ s} / eV$, which implies $\tau_\nu / m_\nu > 2.8 \cdot 10^8 \text{ s}$ for heaviest ν .

1.6 Dirac or Majorana?

One of most important questions in neutrino physics — is neutrino a Dirac or Majorana particle? In other words if neutrino and anti-neutrino are two different particles (Dirac) or this is the same particle (Majorana)? Naively, one might think that since so far it was never observed experimentally that anti-neutrino can cause a reaction like:

$$\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e \quad (2)$$

which is caused by neutrino

$$\nu_e + n \rightarrow p + e \quad (3)$$

than this might indicate in favour that neutrino is a Dirac fermion. In fact, this is not a proof because of V-A type of weak interaction in the SM which favours left-handed helicity of neutrino and right-handed helicity of antineutrino. Therefore, even if neutrino is a Majorana particle than the probability of reaction (2) with $\nu_e = \bar{\nu}_e$ emitted from (for example) $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$ decay will be dramatically suppressed by the factor of the order of $m_\nu^2 / E_\nu^2 \approx 10^{-22}$ (at neutrino energy $E_\nu = 1 \text{ GeV}$) due to opposite helicities of neutrino in the initial and final states of these reactions. This is hard to detect in conventional experiments with (anti)neutrino beam scattering off the target. One of the most promising technique to investigate the neutrino nature (Dirac or Majorana) is to observe neutrinoless double beta decay $0\nu 2\beta$ of heavy nuclei $(A, Z) \rightarrow (A, Z-2) + 2e^-$. This reaction is only possible if

neutrino is a Majorana particle. This method is sensitive to neutrino of light mass of the order of eV.

A number of experiments aimed to address this issue [14,15]. Some future project are under preparations [16]. The experiments use various nuclei to probe the neutrino nature. So far there is no solid evidence in favour of Majorana neutrino and the experiments could put only limits on life-time of exploited nucleus against $0\nu 2\beta$ decay. Using thus obtained limits one could put a limit on neutrino mass combination $m_{eff}^2 = \left| \sum V_{ei}^2 m_i \right|^2$. As an example let us mention the limits following from NEMO-3 experiment: $T_{1/2}^{0\nu 2\beta} > 1.8 \times 10^{22}$ years at 90% CL which implies $m_{eff}^2 < 4.0 - 6.3 \text{ eV}^2$.

For heavy Majorana neutrino (for the masses of the order of TeV) $0\nu 2\beta$ process becomes impractical. There is another type of reaction which could probe nature of neutrino with TeV range mass: $l^- l^- \rightarrow W^- W^-$ at colliders [17]. This reaction is also possible only if neutrino is Majorana particle.

2. Recent results

Last several years are highlighted by a number of new, interesting and sometimes very unexpected results obtained in neutrino physics. Let us briefly recall some of these results.

2.1 Solar neutrino puzzle

A long standing puzzle of solar neutrinos was finally solved after measurements of the SNO [18], SuperKamiokande [19], KamLAND [20] and Borexino Collaborations [21]. SNO accurately measured the number of neutrino scatterings off heavy water (D_2O) due to both charged (CC) and neutral (NC) currents. These measurements are sensitive to ν_e (CC) and $\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau$ (NC) fluxes thus unambiguously pointing if neutrino oscillation occurred or not. A global analysis of the data provided by the above mentioned experiments ensures us that the solar neutrino puzzle is solved due to neutrino oscillations.

2.2 Reactor anomaly

The KamLAND Collaboration experimented with reactor $\bar{\nu}_e$ searching for their disappearance. The Japanese reactors contributing to the KamLAND data have on average a distance of about 180 km from the detector. The typical energy of $\bar{\nu}_e$ from reactors (several MeV) and distance between source and detector of about 200 km turned out to be an ideal combination of parameters in order to observe $\bar{\nu}_e$ oscillations. All previous attempts to observe $\bar{\nu}_e$ oscillations with reactors were not successful just because of too short distance between reactor and detector used in the previous experiments. Therefore, the reactor experiments with short base were in a good agreement

with theoretical expectations assuming no neutrino oscillations.

However in the beging of 2011 this agreement was seriously questioned after a new detailed theoretical calculation of $\bar{\nu}_e$ fluxes from reactors [22]. The new fluxes are predicted to be by 3% larger than previous estimates which makes now a tension with the world reactor data. Some physicists interpret this discrepancy as a manifestation of new neutrino state — *sterile neutrino*. This possibility is still an open question in neutrino physics.

2.3 Geoneutrino

Nowdays a well educated schoolchild knows that interior of the Earth is quite hot and is hotter towards the center of our planet. However why it is like that — nobody can tell for sure. There are various hypotheses and we could not discuss all of them in details here. The most popular however are the following three:

- The heat of the Earth interior still remains after the primary heating of the proto-planet.
- Weak decays of radioactive nuclei like ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K during billions of years continuously heat the interior of the planet.
- There is a sort of an active nuclear reactor in the center of the Earth as a source of the internal energy (georeactor).

Perhaps all these mechanisms contribute to some extent. The last two mechanisms should produce $\bar{\nu}_e$ which could be detected on the Earth surface by neutrino experiments. Two neutrino experiments KamLAND [23] and Borexino [24] searched for such geoneutrinos and found an evidence for them with a combined statistical significance of 4.2σ . However the sensitivity reached by both experiments is not enough to prefer any among the above mentioned three models, while one could put a limit on the possible power of georeactor. Its power should not be larger than 3GW. The next progress in this interesting field is expected when new detectors will be functional: Hanna-Hanna, Lena and SNO+.

2.3 Atmospheric neutrino puzzle

Another puzzle in neutrino physics was related to the so called atmospheric neutrinos — particles produced in decays of hadrons and leptons which in their turn are produced in interactions of cosmic rays with nuclei in the atmosphere. Qualitatively one could expect the number of muon neutrinos and antineutrinos to be twice of that of electron neutrinos and antineutrinos because of the following chain of reactions:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \text{ and } \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu.$$

The SuperKamiokande however observed these numbers to be nearly the same which, among other possible interpretations, could be interpreted as a result of $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations.

The MINOS Collaboration significantly improved the previous measurement of SuperKamiokande Collaboration of $\left(m_3^2 - m_1^2, \sin^2 \theta_{23} \right)$ parameter space also favouring

neutrino oscillations as a solution to atmospheric neutrino problem [25].

In 2010 MINOS reported also a hint for possible difference between $(|m_3^2 - m_1^2| \sin^2 \theta_{23})$ of neutrino and anti-neutrino which would mean CPT violation. However one year later a new analysis of MINOS did not confirm the previous hint. The MinoBooNE Collaboration reported to observe neutrino oscillations in $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ channel while there is no hint for neutrino oscillation in $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ channel what is puzzling.

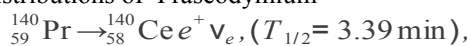
The OPERA Collaboration observed a first candidate for ν_τ appearance in the beam of mostly muon neutrinos produced at CERN and sent to Gran-Sasso [26]. This observation once confirmed with greater statistical significance would be a milestone in the neutrino oscillation physics.

2.4 Measurement of neutrino speed

Autumn of 2011 brought us the most unexpected result — the OPERA Collaboration performed a measurement of neutrino velocity accurately measuring the distance between production and detection points and synchronizing the clocks between CERN and Gran-Sasso with help of GPS to some nanoseconds (ns) level. As the result of analysis of 2009, 2010 and 2011 data neutrinos seem to arrive by about 60 ns earlier than expected for massless particle [27]. This result could be interpreted as a measurement of neutrino velocity which exceeds that of the light by about $2.5 \cdot 10^{-5} c$. At the moment of writing this short note more than one hundred of possible explanations or interpretations of this result and a lot of additional checks are already suggested by the community. Perhaps this result will not survive in the future. However it already played an important role stimulating people to create new ideas, refresh the fundamentals of physics and re-asking the Nature again some «obvious» questions.

2.5 GSI anomaly

Another recent and puzzling result comes from GSI facility. It is not directly related to neutrino physics while some interpretations do make such a relation. GSI accelerator facility is used to study decays of highly ionized nuclei. Such ions can decay via weak interactions emitting neutrinos. GSI measures very accurately the life-time of some nuclei monitoring the trajectory of decaying nucleus including the trajectory of its daughter nucleus. The life-time distributions of Praseodymium



and Promethium nuclei were studied:



For both nuclei GSI observed an expected exponential distribution of the life-time with unexpected periodical modulation superimposed on top of it.

They fit the data by:
 $\frac{dN}{dT} = N(0)e^{-\lambda t} \lambda_{EC}(1 + a \cdot \cos(\omega t + \varphi))$ and found $a = 0.2$ and

$\omega = (7 \text{ sec})^{-1}$ [28]. GSI suggested an interpretation of this puzzling result as a manifestation of emission of different massive neutrinos in the final state which according to their calculation should lead to quantum beats with period:

$$T = \frac{2M}{m^2} \approx 10 \text{ sec} \text{ if } M = 140 m_p \text{ and } \Delta m^2 = 10^{-4} \text{ eV}^2. \text{ This}$$

interpretation was questioned in the literature as it seem to violate causality or, perhaps saying it a bit more cautiously, this interpretation is in conflict with QM prescription that different final states should not interfere in the process amplitude. However, let us emphasize that a justification of this prescription was just a subject in the proposal of GSI studies.

Basically, they ask the following question. Consider an initial state $|i\rangle$ which can end up in a final state $|f_k\rangle$ with the corresponding amplitude $A(i \rightarrow f_k)$. What is the probability to observe any of the final states $|f_k\rangle$? The QM prescription is well known: $|A(i \rightarrow f)|^2 = \sum |A(i \rightarrow f_k)|^2$. An alternative way to compute this probability would be the following formula $|A(i \rightarrow f)|^2 = |\sum A(i \rightarrow f_k)|^2$. Obviously, the last formula contains interference terms which are not present in the usual QM prescription. It is hard to find a really solid theoretical argument why QM prescription should be preferred therefore it sounds very reasonable to verify it experimentally. Thus whatever interpretation of the GSI anomaly would be accepted by the community in the future — it would be fair to say that GSI raised a really fundamental question.

3. Conclusions

26 years passed after the famous Pauli letter before the first anti-neutrino ($\bar{\nu}_e$) was experimentally detected (1956). The second type of neutrino (ν_μ) was discovered six years later (1962). Next 40 years were required to observe the third type of neutrino (ν_τ) (2000). So, the first stage of neutrino study lasted for 70 years. Now the time is significantly compacted — new and very important results appear almost every year. This happens because of a large involvement of a wide community in neutrino physics. New and ambitious projects in neutrino physics are under active development. We believe that next years will bring us a lot of new results in neutrino physics.

Acknowledgements. It is my pleasure to thank the organizers of the Gamov School 2011 for inviting me to review neutrino physics at the School and for the warm atmosphere during the conference.

References:

1. C.Kraus et al.: 2005, Eur. Phys.J. C40, 447—468.
2. G.L.Fogli et al.: 2008, Phys. Rev. D78, 033010.
3. M. Apollonio et al., 1999, Phys. Lett. B466, 415; 2003, Eur. Phys. J. C27, 331.

4. F.Boehm et al., 2000, Phys. Rev. Lett. 84, 3764; 2001, Phys. Rev. D64, 112001.
5. S.Yamamoto et al., 2006, Phys. Rev. Lett. 96, 181801
6. P.Adamson et al., [MINOS Collab.], 2008, Phys. Rev. Lett. 101, 131802
7. B.Aharmim et al., arXiv:0910.2984.
8. G.L.Fogli et al., 2008, Phys. Rev. Lett. 101, 141801.
9. K.Abe et al., [T2K Collab.], 2011, Phys. Rev. Lett.107, 041801.
10. P.Adamson et al., [MINOS Collab.], 2011, arXiv:1108.0015.
11. G.L.Fogli et al., 2011, Phys. Rev.D84, 053007.
12. C.Arpesella et al., [Borexino Collab.], 2008, Phys. Rev. Lett. 101, 091302.
13. A.G.Beda et al., [Gemma Collab.], 2010, arXiv:1005.2736
14. C.E.Aalseth et al. [IGEX Coll.] 2002 , Phys. Rev. D65. 092007;
J.Argyriades, [NEMO Coll.], 2009, Phys. Rev. C80, 032501;
R.Arnold. et al. [NEMO Coll.] 2005, Phys.Rev. Lett. 95, 182302.
T.Bloxham et al. [COBRA Coll.] 2007 , Phys. Rev. C76. 025501;
R.Luscher et al. 1998, Phys. Lett. B434. 407-414;
15. K.Zuber, 2001, Phys. Lett.B519,1-7;
E.Andreotti, et al. [CUORICINO Coll.], 2011, Astropart. Phys.34, 822-831;
E.Andreotti et al. [CUORICINO Coll.], 2010, arXiv:1012.3266;
I.Abt et al. 2004, arXiv:hep-ex/0404039.
16. M.Danilov et al.2000, Phys. Lett. B480. 12-18;
C.E.Aalseth et al. [Majorana Coll.] 2004, Phys.Atom.Nucl.67;
H.Ejiri, 2000, Phys.Rep. 338. P. 265-351;
C.Chen Mark [SNO+ Coll.], 2008, arXiv:0810.3694.
17. C.A.Heusch, 1998, Nucl. Phys. A629. P. 545;
C.A.Heusch and P.Minkowski, 1994, Nucl. Phys. B416, 3;
C.A.Heusch and P. Minkowski, 1996, Phys. Lett. B374, 116;
J.K.Singhal et al., 2000, Phys. Rev. D63, 017302.
18. B.Aharmim et al., [SNO Collab.], 2011, arXiv:1109.0763.
19. K.Abe et al., [Super-Kamiokande Collab.], 2011, Phys. Rev. D83, 052010.
20. S.Abe, et al. [KamLAND Collab.], 2008, Phys. Rev. Lett.100, 221803.
21. G.Bellini et al. [Borexino Collab.], 2011, Phys. Rev. Lett. 107, 141302.
22. G.Mention et al., arXiv:1101.2755
23. T.Araki et al., 2005, Nature 436, 499.
24. G.Bellini et al., 2010, Phys. Lett. B 687, 299–304.
25. P.Adamson, et al., [MINOS Collab.], 2008, Phys. Rev. D77, 072002.
26. N.Agafonova et al.[OPERA Coll.], 2010, Phys. Lett.B691, 138-145
27. T.Adam et al. [OPERA Collaboration], 2011, arXiv:1109.4897
28. Yu.A. Litvinov et al., 2008, Phys. Lett. B664, 162-168

ПРОБЛЕМА ПРОИСХОЖДЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

А.А.Петрухин

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"

Россия, Москва

AAPetrukhin@mephi.ru

ABSTRACT. The problem of cosmic ray origin comes to two main questions: were and how cosmic particles are accelerated up to very high energies. In this paper, arguments in favor of two basic sources of cosmic rays (Galaxy and Metagalaxy) are considered and consequences for observed parameters of cosmic rays (energy spectrum and mass composition) are analyzed. Model of cosmic ray generation in plasma pinches is discussed.

Введение

Наблюдение в космических лучах (КЛ) частиц с энергиями, на много порядков превышающими энергии частиц, которые образуются в ядерных и термоядерных реакциях и могут быть получены в ускорителях, всегда вызывало большой интерес и естественные вопросы, где и как могут ускоряться такие частицы. Термин "сверхвысокие энергии" является довольно условным и скорее техническим, т.к. фактически он означает "сверхускорительные", и поэтому граница его применения меняется со временем. Когда-то это было $\sim 10^{11}$ эВ, сейчас $\sim 10^{15}$ эВ, а в ближайшем будущем станет $\sim 10^{17}$ эВ. Но величина $\sim 10^{15}$ эВ является выделенной в связи с тем, что выше этой энергии начинают проявляться изменения в энергетическом спектре и массовом составе космических лучей.

Вторая особенность КЛ сверхвысоких энергий (выше 10^{15} эВ) связана с тем, что единственным источником информации о частицах с такими энергиями являются вызываемые ими широкие атмосферные ливни (ШАЛ), состоящие из адронов, мюонов и электромагнитной компоненты (электроны, позитроны и гамма-кванты), которые и являются предметом экспериментальных исследований. В последние годы при исследовании ШАЛ стали широко использоваться детекторы черенковского и флуоресцентного излучения от каскадного процесса в атмосфере. При этом регистрируется весь профиль ШАЛ, в том числе глубина максимума его развития X_{\max} , которая наряду с числом мюонов N_μ является важным параметром при определении типа первичной частицы (рис. 1).

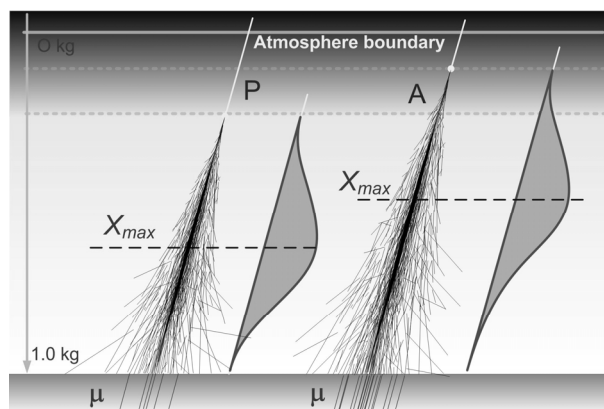


Рисунок 1. ШАЛ от протонов и ядер

Схема преобразования характеристик КЛ в измеряемые параметры ШАЛ и последующего восстановления этих характеристик приведена на рис. 2. При этом обычно предполагается, что характеристики взаимодействия частиц слабо изменяются с ростом энергии, а доля энергии, уносимая нерегистрируемыми частицами (например, нейтрино), оценивается и учитывается корректно.

Полученные таким образом в многочисленных экспериментах результаты приведены на рис. 3 – 5.

Из рисунков видно, что в области энергий $10^{15} - 10^{16}$ эВ наблюдаются три особенности в результатах измерений: энергетический спектр изменяет свой наклон с $\gamma_1 \approx 2,7$ до $\gamma_2 \approx 3,0 - 3,1$ (образуется излом или "колени" – the knee). Отношение N_μ/N_e начинает увеличиваться. Скорость изменения X_{\max} начинает уменьшаться. При этом изотропия потока КЛ, которая

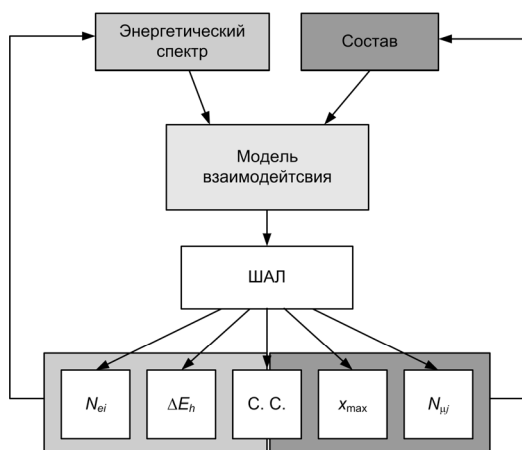


Рисунок 2. Восстановление характеристик КЛ по измеренным параметрам ШАЛ.

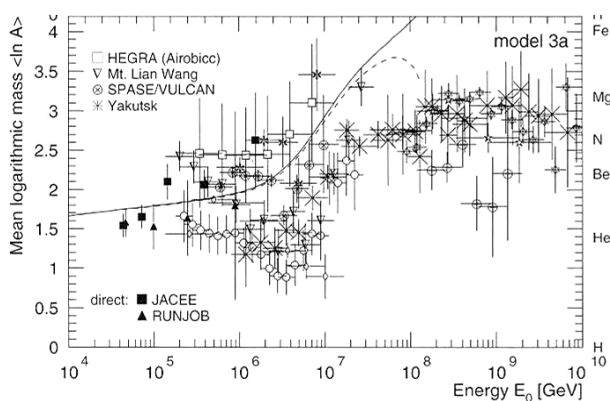


Рисунок 4. Результаты исследования состава КЛ по N_μ [1].

наблюдается при энергиях ниже излома, сохраняется. В статье рассматриваются возможности объяснения полученных результатов в рамках различных моделей происхождения космических лучей.

Галактическая модель

В настоящее время эта модель является доминирующей, хотя она не лишена серьезных недостатков и противоречий с экспериментальными данными.

В модели предполагается, что КЛ образуются в Галактике и диффундируют в ней $\sim 10^7 - 10^8$ лет. За это время частицы могут сотни и тысячи раз пересечь всю Галактику и в результате их поток становится изотропным. Максимальная энергия частиц, которые могут быть ускорены и удержаны в Галактике, пропорциональна заряду и составляет $Z \cdot E_0$ эВ. Величина E_0 в теоретических расчетах медленно, но неуклонно увеличивалась с 10^{12} до $(3 - 5) \cdot 10^{15}$ эВ. Выше этой энергии начинается выбывание частиц из потока, сна-

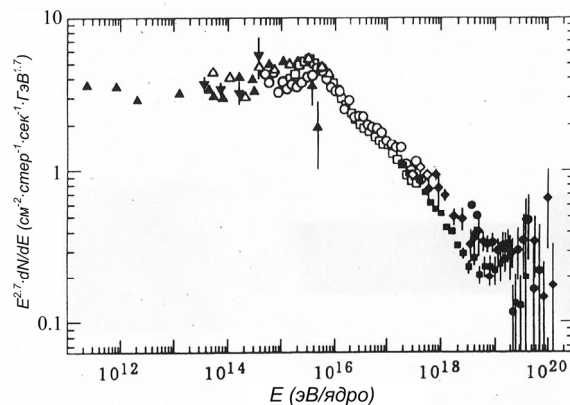


Рисунок 3. Энергетический спектр КЛ. Ось ординат умножена на $E^{2.7}$, чтобы лучше выделить особенности спектра.

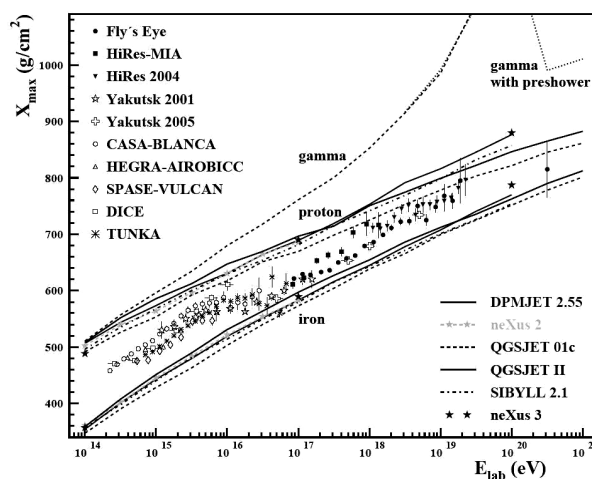


Рисунок 5. Результаты исследования X_{\max} [2].

чала протонов, затем ядер гелия и далее последовательно более тяжелых ядер, вплоть до железа. Такая схема является очень привлекательной, т.к. позволяет единым образом объяснить как изменение энергетического спектра (уменьшение количества регистрируемых частиц за счет достижения ими предела ускорения и/или выхода из Галактики), так и утяжеление состава регистрируемых частиц, так как первыми из потока выбывают протоны (рис. 6).

В то же время эта модель имеет серьезные недостатки. Основной из них – очень трудно объяснить изотропию потока космических лучей. Наша Галактика является спиральной и плоской. Солнце находится в одном из рукавов, довольно далеко от ее центра. Чтобы обеспечить изотропию потока в результате рассеяния частиц на магнитных полях (диффузия), их количество и величина, особенно в гало, должны быть достаточно большими. Как можно обеспечить необходимые поля в самой Галактике, в ее практически пустом межзвездном пространстве, остается большим вопро-

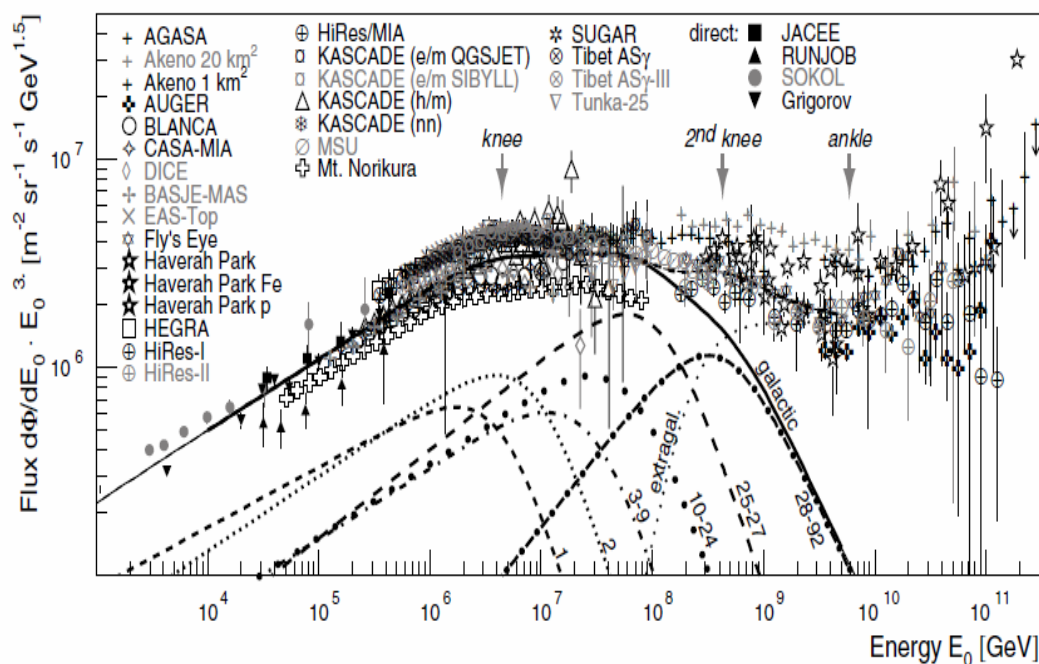


Рисунок 6. Объяснение спектра и состава КЛ в рамках галактической модели [3]

сом. Еще сложнее объяснить существование таких полей в гало. Обычно при расчетах используются средние значения магнитных полей, полученные из результатов экспериментов по нетепловому радиоизлучению галактик, по вращению плоскости поляризации радиоизлучения, межзвездной поляризации света звезд, по эффекту Зеемана в межзвездных радиолиниях. При этом нельзя исключить такую возможность, что основные изменения в измеряемых величинах происходят вблизи излучающих объектов, а результат измерений размазывается на все пространство.

Непонятно также отсутствие анизотропии в потоке частиц от центра Галактики, а также при максимальных энергиях частиц, выше которых они вылетают за пределы Галактики.

Еще один вопрос связан с изменениями массового состава при энергиях выше излома. В рамках галактической модели нормальный состав, который наблюдается при энергиях ниже излома, при энергиях выше излома должен плавно утяжеляться за счет выбывания сначала легких, а затем более тяжелых ядер. Однако, как следует из рисунков 4 – 5, массовый состав начинает меняться достаточно резко, и, не доходя до чистого железа, начинает медленно возвращаться к нормальному составу или даже более легкому (чисто протонному). Это противоречие достаточно серьезное и ставит под сомнение возможность объяснения наблюдаемых явлений в рамках галактической модели.

Внегалактическая модель

Если космические лучи генерируются и распространяются равномерно по всей Метагалактике, то в этом случае нет никаких проблем с изотропией. Но возникает проблема появления излома энергетического спектра и изменения массового состава в этой области энергий.

Если рассматривать историю вопроса, то главным аргументом против метагалактической модели был энергетический. Плотность энергии космических лучей вблизи Земли составляет $\sim 0,6$ эВ/см³ или 10^{-12} эрг/см³. Средняя плотность видимого вещества в Галактике составляет $\sim 2 \cdot 10^{-24}$ г/см³ или, если пересчитать в электронвольтах, $\sim 10^9$ эВ/см³, что соответствует приблизительно 1 протону в кубическом сантиметре. А плотность энергии космических лучей составляет всего лишь $\sim 10^{-9}$ от видимого вещества.

Средняя плотность видимой Вселенной (Метагалактика) составляет $\sim (2 - 7) \cdot 10^{-30}$ г/см³ или $\sim (1 - 3) \cdot 10^3$ эВ/см³, что соответствует 1 протону в кубическом метре. В этом случае вклад КЛ в общую массу видимой Вселенной возрастает до $10^{-4} - 10^{-3}$. Такая величина казалась слишком большой. В наше время, когда установлено, что видимая часть Вселенной составляет всего лишь 5% от полной ее массы (энергии), этот аргумент не выглядит достаточно серьезным.

Если космические лучи генерируются во всех областях Вселенной и равномерно распределяются по ее объему, то в этом случае энергетический спектр должен обрезаться со стороны ультравысоких энергий, вследствие их взаимодействия с реликтовым излучением (эффект Грейзена-Зацепина-Кузьмина), который в настоящее время, по-видимому, экспериментально обнаружен. Необходимо отметить, что существование эффекта ГЗК не является доказательством метагалактического происхождения всех космических лучей сверхвысоких энергий. В существующих галактических моделях поток космических лучей, благодаря их утечке, уменьшается с ростом энергии до тех пор, пока не сравняется с метагалактическим потоком, который в этом случае полагается существенно меньшим, чем галактический.

Процессы образования и ускорения КЛ

Независимо от места образования космических лучей (Галактика или Метагалактика) остается открытым вопрос о механизмах (процессах) ускорения частиц до таких высоких энергий, которые наблюдаются в космических лучах. Существует много моделей ускорения космических частиц в различных процессах: взрывы сверхновых, процессы многократного рассеяния на магнитных полях (механизм Ферми), ускорение на ударных волнах, относительно новые механизмы: bottom-up, top-down и другие, подчас экзотические, модели. В последние годы наибольшим вниманием пользуется модель ускорения на ударных волнах [4].

Следует подчеркнуть, что ни один из перечисленных подходов к описанию процессов ускорения космических частиц не дает энергетический спектр с показателями 2,7 (обычно 2,0 – 2,2). Изменение наклона спектра происходит во время длительной диффузии космических лучей в Галактике, при которой в результате взаимодействий генерируются легкие ядра Li, Be и B, которых практически нет в кривой распространности элементов в природе, но которые присутствуют в космических лучах.

В то же время существует модель ускорения космических лучей в плазменных пинчах, которая дает степенной энергетический спектр ускоряемых частиц с показателем $\gamma \approx 2,73$ [5]. Идея этой модели следующая. В космической плазме любого происхождения могут образовываться цилиндрические z-пинчи, в которых протекает электрический ток. Вокруг таких пинчей возникает круговое магнитное поле, которое их сжимает. В силу обычных флуктуаций в каком-либо месте пинча может возникнуть перетяжка и соответственно в этом месте увеличится магнитное поле, которое будет сильнее сжимать пинч. Этот процесс приведет к быстрому уменьшению диаметра пинча в данном месте и в конечном счете к его разрыву. При этом частицы плазмы выдавливаются из пинча, а их энергия увеличивается по мере сокращения его радиуса и увеличения скорости сжатия (рис. 7).

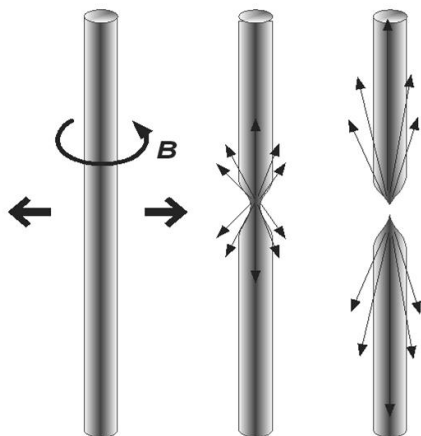


Рисунок 7. Механизм ускорения КЛ в плазменных пинчах

В работе [5] было показано, что энергетический спектр частиц, ускоряющихся в плазменных пинчах, имеет следующий вид:

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-(1+\sqrt{3})},$$

который не зависит ни от размера пинча, ни от величины тока в нем, ни от каких-либо других параметров. Все эти параметры определяют лишь величину коэффициента пропорциональности. В модели используются только хорошо известные уравнения физики плазмы. Модель не имеет свободных параметров, кроме абсолютной интенсивности. В ней практически отсутствуют ограничения на максимальную величину ускоряемой энергии, поэтому суммарный спектр от различных источников будет иметь тот же самый наклон.

Таким образом, в рамках этой модели возможно образование единого энергетического спектра КЛ во всей Вселенной. Что касается массового состава, то он должен соответствовать распространенности различных ядер во Вселенной и не меняется с энергией. Естественно возникает вопрос, как это можно совместить с имеющимися экспериментальными данными по изменению энергетического спектра и массового состава космических лучей выше излома.

Ядерно-физическая модель образования излома

Возможность объяснения излома в результате изменения характеристик ядро-ядерных взаимодействий рассматривалась еще в первой работе об обнаружении излома [6]. Однако в дальнейшем большинство исследований склонилось к космофизической модели происхождения излома, тем более что ускорительные данные до энергий $\sqrt{s} \sim 1$ ТэВ ($\sim 10^{15}$ эВ в космических лучах) не давали каких-либо указаний на изменение характера адронных взаимодействий.

Однако упомянутые выше трудности объяснения имеющихся экспериментальных данных (по массовому составу и изотропии), а также наблюдения различных необычных событий и явлений (выстроенность, проникающие каскады, большие p_t и др.) [7] возродили интерес к ядерно-физическому объяснению имеющейся информации о космических лучах сверхвысоких энергий.

Что необходимо для объяснения самого излома и других наблюдаемых явлений при высоких энергиях? Для этого требуется модель адронного взаимодействия, которая может обеспечить: пороговое поведение при энергиях порядка нескольких ПэВ, большое сечение, чтобы изменить наклон спектра ШАЛ, более быстрое развитие ШАЛ (для увеличения доли N_μ/N_e и уменьшения X_{\max}).

Такой моделью может быть образование сгустка кварк-глюонной плазмы (лучше говорить о кварк-глюонной материи, так как обычная плазма – это газ, а кварк-глюонная – жидкость). Образование КГП (КГМ) обеспечивает выполнение двух главных

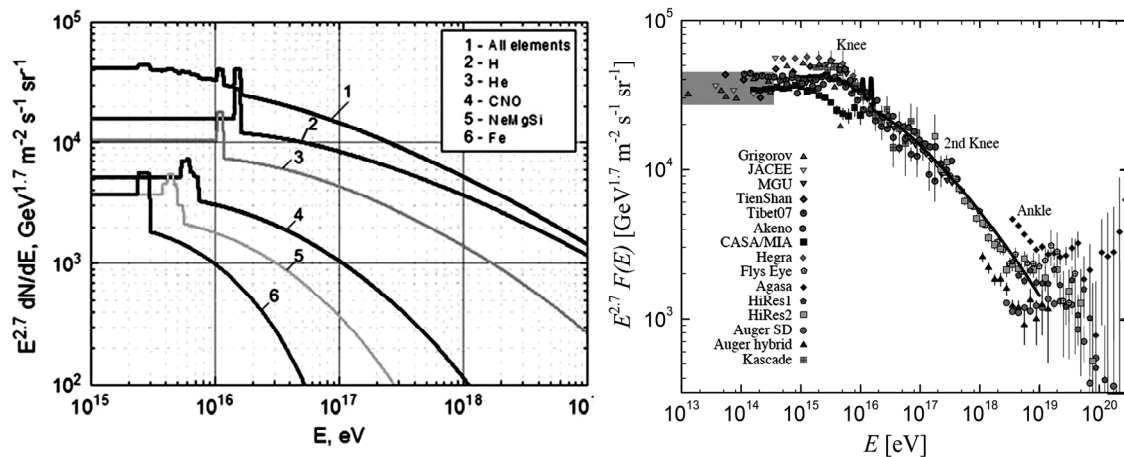


Рисунок 8. Формирование энергетического спектра КЛ в рамках модели образования КГМ. Слева – для некоторых групп ядер, справа – спектр всех частиц.

условий: пороговое поведение, так как требуется определенная температура, и большое сечение, так как необходим переход от кварк-кваркового взаимодействия к взаимодействию многих кварков, т.е.

$\sigma = \pi\lambda^2 \rightarrow \sigma = (\lambda + R)^2$ или $(R_1 + R_2)^2$, где R – радиус сгустка КГП.

Для объяснения других наблюдаемых явлений требуется большая величина углового орбитального момента. В работе [8] было показано, что в нецентральных соударениях ионов образуется КГП с большим угловым орбитальным моментом, который увеличивается с энергией $L \sim \sqrt{s}$.

Такое состояние кварк-глюонной материи может рассматриваться как обычный резонанс с большим центробежным барьером, $V(L) = L^2/2mr^2$, который будет большим для легких кварков и малым для тяжелых (для t -кварка в m_t/m_u , $d \sim 3 \times 10^4$ раз).

Пороговая энергия образования нового состояния материи будет ниже для тяжелых ядер и в Ц-системе изменится скачкообразно:

$$\sqrt{s} = \sqrt{2m_p E_1} \rightarrow \sqrt{2nm_p E_1}, \quad n \sim 4 \text{ (}\alpha\text{-частица)}.$$

Образовавшаяся $t\bar{t}$ -пара унесет энергию $\geq 2m_t = 350$ ГэВ, а с учетом энергии разлета ≥ 500 ГэВ (в Ц-системе). Часть этой энергии "исчезнет" ($\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \mu$), а часть изменит начальную стадию развития ШАЛ, параметры которой обычно не регистрируются. В результате измеренная энергия ШАЛ не будет равна энергии первичной частицы.

На рис. 8 приведены результаты расчетов в рамках рассмотренных предположений для различных групп ядер (слева) и суммарный спектр (справа), который очень хорошо описывает экспериментальные данные. Объясняется также изменение состава КЛ: вначале резкий рост за счет регистрации ШАЛ от тяжелых ядер, затем медленный выход на протонный состав. Важно подчеркнуть, что, в отличие от модели, приведенной на рис. 6, в которой состав КЛ изменяется реально, в рассматриваемом подходе наблюдаемые из-

менения не связаны с изменением состава КЛ, и являются результатом изменения модели взаимодействия.

Заключение

1. Проблема происхождения космических лучей сверхвысоких энергий остается открытой. Хотя большинство исследователей склоняется к их галактическому происхождению, но пока не удастся удовлетворительно описать образование излома энергетического спектра, открытого в 1958 году, и изменения массового состава КЛ выше излома.

2. Метагалактическое происхождение КЛ, особенно в рамках модели плазменных пинчей, выглядит более привлекательно, но требует изменения характера адронного взаимодействия.

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД в рамках ведущей научной школы (НШ-5712.2010.2) при поддержке Министерства образования и науки РФ (АВЦП "Развитие научного потенциала высшей школы на 2009-2010 годы").

Литература

1. J. Hoerandel: 2003, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., Vol. 29, p. 2439.
2. D. Heck: 2005, VINKOS CORSIKA School.
3. J. Hoerandel: 2007, Mod. Phys. Lett., Vol. A22, p. 1533.
4. Е.Г. Бережко, Г.Ф.Крымский: 1988, УФН, Том 154, с. 49.
5. В.П. Власов, С.К. Жданов, Б.А. Трубников: 1989, Письма ЖЭТФ, Том 19, с. 581.
6. Г.Б. Христиансен, и Г.В. Куликов: 1958, ЖЭТФ, Том 35, с. 635.
7. S.A. Slavatinsky: 2003, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), Vol. 122, p. 3.
8. Zuo-Tang Liang and Xin-Nian Wang: 2005, Phys. Rev. Lett., Vol. 94, p. 102301.

К ВОПРОСУ О ВКЛАДЕ ВЫРОЖДЕННЫХ КАРЛИКОВ БЛИЖАЙШИХ ОКРЕСТНОСТЕЙ СОЛНЦА, ГАЛО И НАСЕЛЕНИЯ III В МАССУ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Захожай В.А., Минаков А.А., Шульга В.М.

Радиоастрономический институт НАН Украины
zkhvladimir@mail.ru

ABSTRACT. The data about occurrence frequency of substars and white dwarfs among close stars are analyzed. The estimation of partial content of subdwarfs and stellar remains among populations II and III as function of power of initial mass function have been made.

Введение

Среди кандидатов в объекты, составляющих темную материю, наиболее часто, рассматриваются различные частицы (которые участвуют в гравитационном взаимодействии, но не излучают в электромагнитном диапазоне) и холодные астрономические объекты (излучение от которых является настолько слабым, что оно не доступно для регистрации современными астрономическим средствам). Каково соотношение долевых содержаний этих кандидатов в настоящее время не известно.

Если какие-либо частицы и доминируют в общей массе темной материи, все равно необходимо выяснить, а какое долевое содержание остывших астрономических объектов (вырожденных карликов) среди них, а главное: какие физические механизмы привели к такому состоянию? Поэтому необходим анализ распространенности этих астрономических объектов, основанный на современных представлениях описания процесса звездообразования и расчете долевых содержаний всех «участников» этого процесса. Необходимо проанализировать наблюдательные статистические характеристики остывших звездных остатков, образовавшихся в различные эпохи звездообразования, выяснить доверие к полученной информации и адекватность ее отражения реальными астрофизическими процессами.

В работе не рассматриваются представители небарионной материи и гипотетические звезды, существование которых не исключает современная физическая теория, но еще не являются предметом наблюдения. К

ним, как известно, относят кварковые¹, лептонные², Q -³ и преонные⁴ звезды. В целом, проблема кандидатов в объекты темной материи широко дискутируется в научной литературе (см., например, статьи [13-15, 21] и соответствующие в них литературные ссылки).

В предлагаемой статье анализируется возможность объяснения всей, или части, темной материи за счет исключительно известных видов астрономических объектов. Исследуются условия, возникающие при образовании и эволюции Галактики, в результате которых к настоящему времени долевое содержание темных карликов (остывших к настоящему времени субзвезд и звездных остатков населений I–III) составляет определенное значение, которое меньше или может превышать наблюдаемое число звезд и субзвезд. Это и является основной целью статьи.

Вначале приводятся оценки вклада, по массе, субзвезд, звездных остатков в окрестностях Солнца. Далее используется этот статистический материал для вычисления массы вещества, заключенной в субкарликах гало и долевое содержание звездных остатков среди этой популяции. Приводятся

¹ Гипотетическое космическое тело с диаметром ≈ 10 км, состоящее из кварков и имеющее плотность выше ядерной — $\sim 10^{17}$ г/см³ [22]. Массы кварковых звезд ожидаются вблизи предела Оппенгеймера–Волкова — $\sim 2.5m_{\odot}$.

² Переходное гипотетическое звено межну между кварковой звездой и черной дырой [18].

³ Гипотетический тип компактных и тяжелых нейтронных звезд, существование которых связывают с поглощением стабильных Q - шаров (англ.: Q -ball) с большими барионными и лептонными числами [20, 21].

⁴ Гипотетический космический объект, с диаметром ≈ 10 см и плотностью — $\sim 10^{27}$ г/см³ [22]. Преоны — предполагаемые элементарные частицы, из которых могут состоять кварки и лептоны.

результаты расчета долевого содержания газа, оставшегося после N циклов звездообразования, позволяющего проводить оценки массы вещества, содержащегося в звездных остатках населения III. Выводы и их краткое обсуждение приводятся в заключении.

Долевые содержания звездных остатков и субзвезд среди звездно-субзвездной популяции ближайшего солнечного окружения

Окрестности Солнца – типичный регион диска Галактики, с той точки зрения, что в этой области доступны для обнаружения объекты самых низких светимостей: субзвезды, красные и белые карлики и субкарлики – звезды населения II. Наиболее достоверные статистические данные могут считаться для той области, где есть и достаточное число объектов и прослеживается их минимальный (наблюдаемый) дефицит. Такой оптимальной областью может считаться сфера с радиусом 10 пк с центром в Солнце. Здесь ожидается 500 звезд и субзвезд, а их наблюдаемая полнота соответствует 70% [4]. Специально проведенные исследования показали, что 30%-й дефицит вызван наблюдательной селекцией параллакс слабых объектов, абсолютная звездная величина которых больше 12^m [3]. Т.е. с поправкой на наблюдательную селекцию, полученные из статистических исследований данные могут служить надежной нижней оценкой долевого содержания.

Подсчеты (по числу объектов), проведенные по каталогу звезд находящихся ближе 10 пк [24], дали следующие результаты. Общая пространственная концентрация звезд, находящихся ближе 10 пк – 0.12 зв/пк^3 [3], 5% звезд относятся к классу светимости VII.

Средние массы звезд главной последовательности и известных белых карликов соответственно равны $0.4 m_\odot$ и $\approx 1 m_\odot$, соответственно [4, 5]. С учетом вышеперечисленных статистических свойств, селекции наблюдений, следует что диск Галактики образовался 10–12 млрд лет, звездообразование шло примерно равномерно, а солнечные окрестности являются типичным его населением, долевого содержание (по массе) белых карликов среди звездно-субзвездной составляющей диска следует принять 0.20–0.27.

Вычисленный спектр масс ближайших к Солнцу звезд с учетом наблюдательной селекции [4] и данных об открытых субзвездах позволили вычислить звездно-субзвездную функцию масс [25]. Долевого содержание, по массе, субзвезд в этой области составляет 0.13 и не противоречит их числу в окрестностях Солнца. Распространение этой статистики на диск Галактики с учетом современных функций масс звезд с массой $> 1 m_\odot$ дает верхнюю оценку содержания субзвезд 0.18.

Субкарлики поля гало

Как известно, звездные скопления, компонентами которых являются субкарлики, образовались в период формирования гало. Исходя из темпа потери звездными скоплениями своих компонентов (см., например, [2]), до настоящего времени «дожили» звездные системы населения II Галактики с массами более $10^4 m_\odot$, которые относят к шаровым скоплениям. Распавшиеся звездные системы (с массой $< 10^4 m_\odot$) населения II образовали поле гало. Оно состоит из субкарликов и звездных остатков, которые образовались из проэволюционировавших звезд населения II с массой более $0.8 m_\odot$. Отмечается радиальные концентрации шаровых скоплений и звезд низкой светимости гало к галактическому центру [9], таким образом, что в плоскости Галактики населения I и II перемешаны. Согласно вышеупомянутого каталога ближайших звезд и проведенных по ним статистическим исследованиям, 3–5% звезд относятся к классам светимости VI [8].

Представим, что пространственная концентрация субзвезд в окрестностях Солнца отражает их радиальное распределение в гало Галактики. Тогда, на основании проведенных статистических исследований, не сложно показать, что на расстоянии 8 кпк от центра Галактики их вышеприведенное долевого содержание среди ближайших звезд соответствует пространственной концентрации (с учетом наблюдательной селекции) – $5 \cdot 10^6 \text{ субк./кпк}^3$.

Веттерер и МакГроу построили зависимость концентрации звезд типа RR Лиры $n_{RR \text{ Лир}}$ от галактоцентрического расстояния R_{GC} на интервале 10–110 кпк [23], которая в пределах $R_{GC} = 15–75 \text{ кпк}$ согласуется с данными SDSS- обзора [16]. Из графической зависимости « $n_{RR \text{ Лир}} - R_{GC}$ » следует, что она имеет степенной вид

$$n_{RR \text{ Лир}} = 2 \cdot 10^3 R_{GC}^{-3} \text{ ед} \text{ е}^{-3}. \quad (1)$$

Экстраполируя эту зависимость в область, где находится солнечный круг ($R_{GC} = 8 \text{ кпк}$), получим, что одна звезда типа RR Лиры, находящаяся в этой области, приходится на $1.3 \cdot 10^6$ субкарликов. Тогда, вычислив число звезд типа RR Лиры в пределах от внутреннего ($R_{GC} = 2 \text{ кпк}$) до внешнего ($R_{GC} = 120 \text{ кпк}$) гало [9]:

$$N_{RR \text{ Лир}} = \int_2^{120} 4\pi R_{GC}^2 n_{RR \text{ Лир}}(R_{GC}) dR_{GC} = 10^5, \quad (2)$$

и предполагая, что отношение чисел субкарликов к переменным типа RR Лиры сохраняется в пределах гало, не сложно оценить количество субкарликов в этой области: $N_{VI} = 1.3 \cdot 10^{11}$. Чтобы вычислить общую массу субкарликов M_{VI} необходимо знать их среднюю массу $\langle m \rangle_{VI}$, которая зависит от спектра масс $n(m)$, и современных минимальных m_{minVI} и максимальных m_{maxVI} масс звездно-субзвездного населения II.

В соответствии с зависимостью «время горения водорода – масса звезд нулевого возраста», как уже от-

мечалось выше, звезды, образовавшиеся в эпоху формирования гало, дожившие до настоящего времени имеют максимальную массу $m_{\max II} = 0.8 m_{\odot}$. О минимальной массе объектов населения II достоверных сведений нет. Наиболее распространенным функциональным видом, который используется при решении подобных задач, выбирается степенной спектр масс $\langle m \rangle_{II} \propto m^{\gamma}$ (где $\gamma \leq 0$). Показатель спектра масс γ несет информацию о механизме звездообразования [12]. Но о спектре масс звезд населения II достоверно почти ничего не известно. Учитывая неопределенность значения общей массы M_{VI} из-за ее зависимости от значений $m_{\min II}$ и γ , рассмотрим их в качестве параметров так, что

$$M_{VI}(m_{\min II}, \gamma) = N_{VI} \langle m \rangle_{II} = N_{VI} \int_{m_{\min II}}^{0.8 m_{\odot}} m^{\gamma+1} dm / \int_{m_{\min II}}^{0.8 m_{\odot}} m^{\gamma} dm. \quad (3)$$

В качестве первого приближения, для $m_{\min II}$ можно рассмотреть два значения: $0.01 m_{\odot}$ и $0.1 m_{\odot}$, что подразумевает образование субзвезд и их отсутствие в населении II. В соответствии с анализом, проведенным в работе [6], у шаровых скоплений (как представителей населения II, которые являются поставщиками субзвезд (если $m_{\min II} < 0.1 m_{\odot}$), субкарликов в результате диссипации звезд) наблюдаемые γ имеют значения в интервале от 0 до -4, в зависимости от исследуемого интервала масс. Поэтому этот интервал для γ и был выбран для настоящего анализа. На рис. 1 показаны графики зависимостей $M_{VI} = M_{VI}(m_{\min II}, \gamma)$.

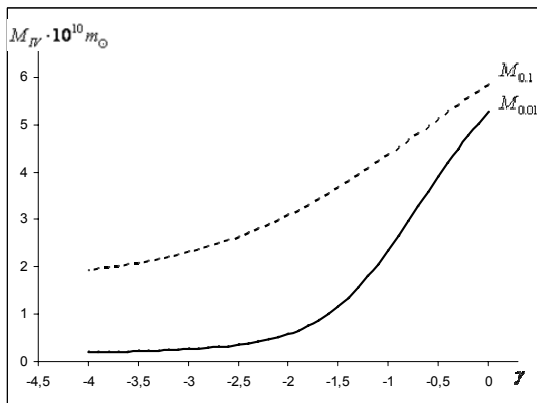


Рис. 1. Зависимость общей массы, заключенной в субкарликах, как функция показателя спектра масс и нижней массы объектов ($0.01 m_{\odot}$ и $0.1 m_{\odot}$), образовавшихся в эпоху формирования гало Галактики (указаны в виде нижних индексов – $M_{0.01}$ и $M_{0.1}$)

Звездные остатки поля галактического гало

Время остывания белых карликов 7–8 млрд лет [1]. Таким образом, самые старые белые карлики, которые образовались в диске 8–10 млрд лет назад, не доступны для наблюдения в видимом диапазоне.

Однако в их существовании никто не сомневается. Спектр масс звездных остатков $s(m_f)$ можно восстановить, если известно начальное распределение масс видимых компонентов $n(m)$ (в данном случае субкарликов) и связи между массами звезд нулевого возраста и соответствующими им массами звездных остатков – $m = \kappa(m_f)$:

$$s(m_f) = n(\kappa(m_f)) |dm/dm_f|. \quad (4)$$

Анализ показал, что связи между массами звезд нулевого возраста населений I–III и их звездными остатками могут быть представлены в следующем виде:

для белых карликов и нейтронных звезд – в виде степенной зависимости [7]

$$m_f = a m^{\alpha}, \quad (5)$$

для черных дыр – в виде квадратично-логарифмической функции

$$\lg m_f = C \lg^2 m + B \lg m + A, \quad (6)$$

где $a, \alpha, A, B, C = \text{const}$.

Для степенного вида спектра масс звезд нулевого возраста

$$n(m) = \Xi m^{\gamma}, \quad (7)$$

с показателем степени γ , явный вид спектров масс звездных остатков (1 – для белых карликов и нейтронных звезд; 2 – для черных дыр) может быть получен в следующем виде:

$$s_1(m_f) = \Xi |\beta| b^{\gamma+1} m_f^{\beta(\gamma+1)-1}, \quad (8)$$

$$s_2(m_f) = \frac{\Xi}{2|C|} m_f^{-1} \text{dex} \left\{ (\gamma+1) \left[-\frac{B}{2C} \pm \lg^{1/2} (D m_f^{1/C}) \right] \right\} \lg^{-1/2} (D m_f^{1/C}), \quad (9)$$

где Ξ – нормировочный коэффициент, b и β – коэффициенты обратной функции (5) – $m = b m_f^{\beta}$,

$$D = \text{dex} \left[0.25 B^2 / C^2 - A / C \right].$$

Следует ожидать, что связь между массами звезд нулевого возраста населений I–III и их звездными остатками является непрерывной функцией, общий спектр масс звездных остатков должен также описываться непрерывной функцией, состоящей из суммы плотностей вероятностей (8) и (9) «сшитых» с помощью коэффициента k_2 , обеспечивающего равенство значений этих функций при значении массы Оппенгеймера–Волкова m_{JO-V} .

$$s_1(m_{JO-V}) = k_2 s_2(m_{JO-V}), \quad (10)$$

т.е.

$$k_2 = 2|\beta C| 2|\beta C| \cdot b^{\gamma+1} m_{JO-V}^{\beta(\gamma+1)} \lg^{1/2} \left(D m_{JO-V}^{1/C} \right) / \text{dex} \left\{ (\gamma+1) \left[-\frac{B}{2C} \pm \lg^{1/2} \left(D m_{JO-V}^{1/C} \right) \right] \right\} \quad (11).$$

Это дает возможность записать общий спектр масс звездных остатков в виде

$$s(m_f) \propto s_1(m_f) + k_2 s_2(m_f). \quad (12)$$

Чтобы правильно осуществить нормировку этой плотности вероятности необходимо вычислить коэффициент k_1 , связывающий спектры масс $n(m)$ и $s(m_f)$ в точках $m = 0.8 m_{\odot}$ и $m_f = 0.5 m_{\odot}$ (согласно связи (5), у звезды с массой нулевого возраста $0.8 m_{\odot}$ образуется белый карлик с массой $0.5 m_{\odot}$):

$$n(m)|_{m=0.8m_1} = k_1 s_1(m_f)|_{m_f=0.5m_1} \quad (13)$$

Т.е. этот коэффициент в явном виде равен

$$k_1 = 0.8^\gamma / |\beta| b^{\gamma+1} 0.5^{\beta(\gamma+1)-1}, \quad (14)$$

а общий спектр масс звездных остатков есть

$$s(m_f) = k_1 [s_1(m_f) + k_2 s_2(m_f)]. \quad (15)$$

На рис. 2 приводятся результаты вычисления, полученные с использованием спектра масс (15), содержаний (по массе) в гало Галактики:

- звездных остатков по отношению к субкарликам

$$\Delta = k_1 \left[\int_{0.5m}^{m_{JO-V}} s_1(m_f) dm_f + k_2 \int_{m_{JO-V}}^{m_{f \max}} s_2(m_f) dm_f \right] / \left[1 + k_1 \left[\int_{0.5m}^{m_{JO-V}} s_1(m_f) dm_f + k_2 \int_{m_{JO-V}}^{m_{f \max}} s_2(m_f) dm_f \right] \right], \quad (16)$$

- белых карликов по отношению ко всем звездным остаткам

$$\delta = \int_{0.5m_1}^{1.4} s_1(m_f) dm_f / \left[\int_{0.5m_1}^{m_{JO-V}} s_1(m_f) dm_f + k_2 \int_{m_{JO-V}}^{m_{f \max}} s_2(m_f) dm_f \right]. \quad (17)$$

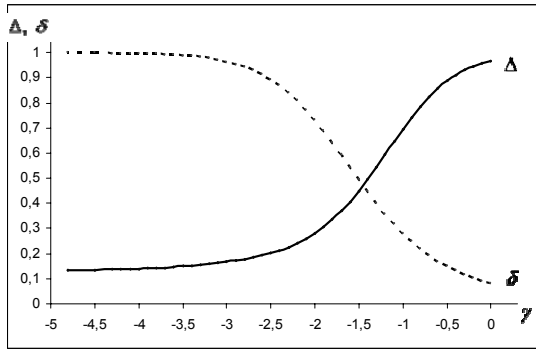


Рис. 2. Зависимости от показателя спектра масс γ отношений масс, содержащихся: Δ – в звездных остатках и субкарликах; δ – в белых карликах и звездных остатках в целом

Результаты расчета звездных остатков населения III

Звезды населения III образуются путем повторной фрагментации протоскоплений, образовавшихся в эпоху рекомбинации атомов водорода, когда температура Вселенной остыла до 4 000 К. Это соответствует возрасту Вселенной $2 \cdot 10^5$ лет и ее средней плотности 10^{-20} г/см³. Для джинсового приближения, это соответствует массе первичных фрагментов (протоскоплений) $10^6 m_\odot$.

Для расчета долевых содержаний протозвезд населения III, которые образуются путем фрагментации протоскоплений с массой $10^6 m_\odot$, эволюционирующих в дальнейшем в звезды и звездные остатки, воспользуемся алгоритмом, разработанным одним из соавторов для решения такого типа задач в рамках статисти-

ческой космогонии [10, 11]. Общий вид алгоритма для расчета компонентов эволюционирующей произвольной звездной системы достаточно громоздок. Так, при анализе долевого содержания газа, оставшегося в протоскоплении, после произвольного s -го этапа звездообразования, которое в соответствии с [10], выражение для которого в общем случае имеет вид

$$\xi_{ss} = f_{ss} [g_{ss}^1 + g_{ss}^3 (k_{ss}^1 + k_{ss}^2 w_{ss}^3)], \quad (18)$$

где⁵: f_{ss} – долевое содержание газа в системе, оставшееся во фрагментирующей системе после $(s-1)$ -го этапа звездообразования; g_{ss}^v – доли массы вещества, оставшиеся после образования протозвезд ($v = 1$) и ушедшие на образование последних ($v = 3$), соответственно; k_{ss}^μ – доли массы вещества, содержащиеся в звездных коконах ($\mu = 1$) и звездах нулевого возраста ($\mu = 2$), соответственно; w_{ss}^3 – доля вещества, теряемая за счет звездного ветра сверхветра и потери оболочек между начальными s -го и $(s+1)$ -го звездообразованиями.

Сумма долевых содержаний накопившихся за все s -циклы, пробегающего значения от 1 до N , с учетом того, что $f_{11} \equiv 1$, есть:

$$\xi_N = \prod_{i=1}^N [g_{ii}^1 + g_{ii}^3 (k_{ii}^1 + k_{ii}^2 w_{ii}^3)]. \quad (19)$$

В этом случае для $N (\geq s)$ числа звездообразований, с учетом нормировки долевых солевых содержаний, требуется $3N$ вышеприведенных характеристик.

Выражение (19) можно существенно упростить, если принять во внимание физические условия, которые существовали в ранней Вселенной, и свойства первых звезд с нулевым содержанием металлов. Допустим, что процесс каскадной фрагментации происходил достаточно быстро настолько, что можно принять одинаковыми однотипные физические характеристики образующихся протозвезд в промежутке времени, когда минимальная масса протоскоплений уменьшилась (за счет дальнейших уменьшений температуры и плотности Вселенной) от значения $10^6 m_\odot$ до $10^5 m_\odot$. Это соответствует выполнению следующих равенств:

$$g_{11}^v = g_{22}^v = \dots = g_{ss}^v = \dots = g_{NN}^v, \quad (20)$$

$$k_{11}^\mu = k_{22}^\mu = \dots = k_{ss}^\mu = \dots = k_{NN}^\mu, \quad (21)$$

$$w_{11}^3 = w_{22}^3 = \dots = w_{ss}^3 = \dots = w_{NN}^3. \quad (22)$$

Условия (20)-(22) позволяют записать выражение (19) в существенно упрощенном виде

$$\xi_N = [g_{11}^1 + g_{11}^3 (k_{11}^1 + k_{11}^2 w_{11}^3)]^N, \quad (23)$$

⁵ Индексы «ss» обозначают, что процесс эволюции описывается диагональными членами матрицы долевых содержаний вышеприведенных компонентов.

из которого легко получить число N - циклов ($s = N$) звездообразований, необходимых для достижения долевого содержания газа ξ_N :

$$N = \lg \xi_N / \lg [g_{11}^1 + g_{11}^3 (k_{11}^1 + k_{11}^2 w_{11}^3)]. \quad (24)$$

Согласно [10], при отсутствии образования в звездных системах субзвезд имеем:

$$g_{ss}^1 = \int_0^{10^5 m_\odot} m^\gamma dm / \int_0^{10^6 m_\odot} m^\gamma dm \quad (25)$$

и

$$g_{ss}^3 = 1 - g_{ss}^1. \quad (26)$$

С учетом свойств звезд населения III [17, 19], можно принять для остальных характеристик следующие значения: $k_{ss}^2 = 0.1$, $w_{ss}^3 = 0.1$. Принимая во внимание найденные значения, по формуле (24) были вычислены зависимости числа циклов звездообразования N от показателя спектра масс γ , для фиксированных значений $\xi_N = 0.1, 0.133, 0.5, 0.9$.

Данные приведены на рис. 3. Эти значения отражают доленое содержание газа, оставшееся после N - циклов звездообразования (включая $0.133 \approx 0.04/(0.04 + 0.26)$ – отношение барионного вещества к сумме барионной и темной материи).

Выводы и их краткое обсуждение

1. В сфере с радиусом 10 пк с центром в Солнце содержание видимых белых карликов и субзвезд равно 5% и 13%, соответственно. Эти значения могут служить нижней оценкой соответствующих содержаний, поскольку не известно, сколько белых карликов и субзвезд в окрестностях Солнца перешло в стадию черных карликов. Для выяснения вклада, по массе, субзвезд и звездных остатков в диске Галактики в целом, необходимо проведение специальных статистических расчетов эволюционных моделей диска Галактики. Алгоритм таких расчетов разработан в рамках статистической космогонии [10, 11].

2. В гало Галактики доленое содержание звездных остатков по отношению к массе, заключенной в субкарликах не менее 14% (для $\gamma = -4$). Субкарлики образуются путем диссипации из звездных скоплений населения II, с массой меньше $10^4 m_\odot$. Если их начальный спектр масс такой же, как у рассеянных скоплений, для которых ожидается равным $\gamma = -1$. В этом случае, согласно полученной зависимости « $\Delta - \gamma$ » отношение звездных остатков к субкарликам, по массе, может составлять 70%. При таком γ общая их масса в гало может составлять: $2.3 \cdot 10^4 m_\odot$ если при образовании населения II были условия для образования субзвезд; если нет – $4.4 \cdot 10^4 m_\odot$, как это следует из рис. 1. Доленое содержание звездных остатков соизмеримо с встречаемостью субзвезд в системах, для которых показатель начального спектра масс $\gamma \rightarrow 0$, т.е., спектр масс стремится к равномерному распределению.

3. При условии, что в первичных неоднородностях существуют условия для быстрого образования звезд с нулевым содержанием металлов, при малых γ доленое

содержание газа оставшегося от формирования звездных системах может быть существенно меньше того, которое остается для последующего формирования звезд населения II и I. Значение $\gamma = -1/3$ удовлетворяет такому условию. Как ранее было показано в работе авторов [12], значению показателя начального спектра масс $\gamma = -1/3$ отвечает большое разнообразие фрагментирующих физических систем.

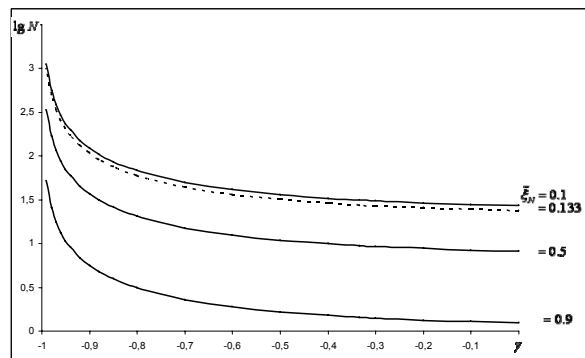


Рис.3. Зависимости числа циклов звездообразования N от показателя спектра масс γ , для фиксированных значений $\xi_N = 0.1, 0.133, 0.5, 0.9$ (ξ_N – доленое содержания газа, оставшееся после N - циклов звездообразования)

Литература

1. Бисноватый-Коган Г.С.: 1989, Физические вопросы теории звездной эволюции, М.: Наука.
2. Гуревич Л.Э., Левин Б.Ю.: 1950, Докл. АН СССР, т. 70, № 5, с. 781.
3. Захожай В.А.: 1980, Астрометрия и астрофиз., № 42, с. 64.
4. Захожай В.А.: 1990, Статистические свойства звезд и кратных систем в области 10 пк // Астрономо-геодезические исследования: Близкие двойные и кратные звезды, Свердловск.: УрГУ, с. 44.
5. Захожай В.А.: 1994, Кинем. и физ.неб.тел, т. 10, № 2, с. 68.
6. Захожай В.А.: 2000, Кинем. и физ. неб. тел, т. 16, № 2, с. 153.
7. Захожай В.А.: 2002, Вісн. астрон. школи, т. 3, № 2, с. 81.
8. Захожай В.А.: 2002, Кинем. и физ. неб. тел, т. 18, № 6, с. 535.
9. Захожай В.А.: 2005, Кинем. и физ. неб. тел, т. 21, № 6, с. 414.
10. Захожай В.А.: 2009, Изв. Крымской Астрофиз. Obs., т. 104, № 6, с. 80.
11. Захожай В.А.: 2009, Изв. ГАО в Пулковке, № 219, вып.4, с. 105.
12. Захожай В.А., Минаков А.А., Шульга В.М.: 2010, 10-я гамовская астрономическая конференция-школа «Астрономия на стыке наук – космофизика, космология и гравитация, астрофизика, радиоастрономия, астробиология»: труды конференции-школы. – 23-28 августа, 2010, Одесса: Астропринт, с. 115.
13. Лукаш В.Н., Рубаков В.А.: 2008, Успехи. физ. наук, т. 178, с. 301.

-
14. Рябов В.А., Царев В.А., Цховребов А.М.: 2008, Успехи физ. наук, т. 178, с. 1130.
 15. Чернин А.: 2008, Успехи. физ. наук, т. 178, с. 267.
 16. Bullock J.S., Kravtsov A.V., Weinberg D.H.: 2001, *Astrophys. J.*, Vol. 548, p. 33.
 17. Bromm V., Larson R.B.: 2004, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, Vol. 42, p. 79.
 18. Dai D-C., Lue A., Starkman G., Stojkovic D.: arXiv:0912.0520v3.
 19. Heger A., Fryuer C.L., Woosley S.E. et al.: 2003, *Astrophys. J.*, Vol. 591, Iss.1, p. 288.
 20. Kusenko A.: arXiv:hep-ph/0612159v1.
 21. Kutsenko A., Steinhardt P.: 2001, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 87, p. 141301.
 22. Naeye R.: 2008, *New Sci.*, Vol. 197, No. 2643, p. 34.
 23. Wetterer C.J., McGraw J.T.: 1996, *Astron. J.*, Vol. 112, p. 1046.
 24. Zakhzhaj V.A.: <http://cdsweb.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=V/101>.
 25. Zakhzhay V.A.: 2008, *Astrophys. Space Sci.*, Vol. 315, No. 1-4, p. 13.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ПЕРВИЧНОГО ГЕЛИЯ ПО РЕКОМБИНАЦИОННЫМ РАДИОЛИНИЯМ

А.П.Цивилев¹, С.Парфенов²

¹ Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пушкино, Россия
tsivilev@prao.ru

² Уральский Федеральный университет, Екатеринбург, Россия
grey1105@yandex.ru

ABSTRACT. The determination of the Primordial helium abundance (Y_p) by recombination radio lines (RRL) is made, and the new results over the paper [1] are presented. The results of new RRL H,He observations in source W51 at 8 and 13 mm are presented. Then new analysis of H and He RRL observation data on sixth galactic HII regions, obtained at different time, is made. The $Y_p = 25.85(\pm 0.68)\%$ is obtained. This value allows to exist of unknown light particles at the Big Ban beginning, i.e. may assume a deviation from Standard Cosmological model.

Измерение Первичного гелия, $Y_p = (He-4/H)$, образованного во время Первичного нуклеосинтеза, несомненно очень важно для современной космологии. Во время Первичного нуклеосинтеза (первые 2-3 мин после Большого Взрыва) кроме He-4 образовывалось еще несколько элементов: дейтерий (D), гелий-3 (He-3), тритий (T) и литий (Li-7). Но, если их выход зависел только от барионной плотности Вселенной, то выход гелия в большей степени зависел от условий закалки отношения нейтронов и протонов. Одним из условий было количество легких, релятивистских частиц (например, [2]) на момент закалки (~10-20 сек после Большого Взрыва). Таким образом, если указанные выше элементы являются индикатором барионной плотности Вселенной, то первичное обилие гелия является еще и индикатором наличия или отсутствия неизвестных легких частиц.

Вклад известных легких частиц в рамках Стандартной Космологической модели хорошо считается (например, [2]). Присутствие неизвестных легких частиц может означать отклонение от Стандартной Космологической модели.

Большая часть работ по оценке Y_p по рекомбинационным линиям была произведена в оптике (например, [3]). Известно, что оптические наблюдения подвержены систематическим эффектам (около десятка), которые накладывают ограничения на получаемый результат. Измерения в радиодиапазоне, по рекомбинационным радиолниям (РРЛ), имеют

свои преимущества [1]. Основное, в радиодиапазоне при больших уровнях возбуждения (главное квантовое число ~50 и более), гелий является водородоподобной системой. При этом, коэффициенты населенности идентичных уровней гелия и водорода одинаковы и при нахождении отношения (He/H) – сокращаются, т.е. не требуется модельных расчетов коэффициентов населенности уровней как в оптике. В результате измерения по РРЛ свободны от подавляющего числа проблем оптических измерений и могут дать дополнительные, независимые оценки содержания Первичного гелия. Последние такие оценки по РРЛ сделаны в статье [1], где для учета вклада звезд в производство гелия предложено использовать два способа: по зависимости Y от Z (содержание элементов, тяжелее гелия) для внутренних источников Галактики (расположенных к ее центру ближе т. Орион), и применять постоянную поправку для внешних источников. Значение Z берется из литературы или, если не известно, как модельное по Галактике.

В радиодиапазоне тоже существуют проблемы. По нашему мнению можно выделить две, наиболее влияющие на результат. Это коррекция за ионизационную структуру и вариации базовой линии спектрометра. Обе эти проблемы были исследованы.

С тех пор на РТ22 (Пушкино) были проведены качественные наблюдения РРЛ H,He в источнике W51 в 2-х переходах: 56α (8мм) и 65α (13мм). Параметры РРЛ и некоторые результаты приведены в табл. 1. Это увеличило количество источников, где нами было измерено относительное содержание гелия по РРЛ. В литературе в это время появилось новые и более точные данные по наклону зависимости Y от Z ($dY/dZ = 1.62(\pm 0.29)$) [3]. Нами был проведен анализ расчета поправки за ионизационную структуру [4], где, в частности, было показано, что для HII областей, возбуждаемыми горячими звездами ярче, чем O6V, поправка за ионизационную структуру будет небольшая и практически постоянна [4].

Таблица 1: Параметры РРЛ в источнике W51 на длине волны 13 и 8 мм

РРЛ	Амплитуда, К	ΔV , км/сек	V_{lsr} , км/сек	Получено
H65 α	.411(.0023)	29.97(.23)	57.0(.12+.2)	$T_e = 8000(500)K$
He65 α	.0371(.0013)	32.35(1.4)	56.9(.46+.2)	$y^+ = 9.74(0.55)\%$
H93 γ	.0471(.0013)	30.4(1.0) fix	60.9(.34+.2)	
C65 α	.0112(.0036)	2.3(0.8) fix	56.4(.36+.2)	
H56 α	.2346(.0012)	30.2(.15)	56.3(.04+.2)	$T_e = 6780(500)K$
He56 α	.0272(.0010)	27.8(1.06)	58.5(.33+.2)	$y^+ = 10.68(0.56)\%$ (0.77 sys)%
C56 α	.004(.002) fix	3.4(1.6) fix	55.6 (.7+.2)	

Примечания: V_{lsr} , в скобках сумма ошибок: первая цифра – случайная ошибка, вторая- систематическая; fix – фиксирование параметра при фиттинге. Амплитуда линий дана в антенных температурах.

Таблица 2: Результаты определения Y_p по галактическим III зонам

Source	$N(He^+)/N(H^+)$	$\Delta y(IS)$	$N(He)/N(H)$	Z, metallicity	Y_p
	%	%	%		%
Orion A		См. [1]	10.0(0.8)	0.0112(.0022)	26.44(1.7)
W3A	9.9 (0.5)	-0.6	9.3(0.5)	distant	26.1(1.5)
M17	11.1(1.1)	-0.7	10.4(1.1)	0.0183(.0018)	25.88(2.2)
NGC7538	8.1(0.8)	См. [1]	8.9(.9)	distant	25.15(2.1)
W48	9.6(1.3)	~ 0.0	9.6(1.3)	0.0183(.0019) ^m	23.78(~ 3.0)
W51	9.98(0.48)	-0.44	9.53(0.48)	0.00967(0.0021)	25.92(1.1)

Примечания: distant – внешний источник, m – модельное значение Z по Галактике [5].

Поэтому, был проведен новый анализ данных по измерению содержания гелия, полученных нами по наблюдениям РРЛ в разное время. В таблице 2 приведены результаты этого анализа, где в первом столбце – источник, во втором – измеренное относительное содержание ионизованного гелия как отношение концентраций $y^+ = N(He^+)/N(H^+)$, в третьем – поправка за ионизационную структуру, в четвертом – отношение концентраций $N(He)/N(H)$, в пятом – содержание тяжелых элементов (из литературы) и в шестом – полученное значение Первичного гелия по массе.

Итак, по шести источникам получим среднее взвешенное значение: $Y_p = 25.85(\pm 0.68)\%$. Данная величина за пределами 1σ превышает значение Y_p , рассчитанное в рамках Стандартной Космологической Модели и, вероятно, указывает на присутствие неизвестных легких частиц во время Первичного нуклеосинтеза. Можно оценить их количество. Еще в 2004 г. ([6,7]) нами впервые было предложено использовать для этого разницу оценок Y_p , полученных по рекомбинационным линиям и ограничениями по измеренной барионной плотности из флуктуаций интенсивности реликтового фона.

Например, Page1 [8] выразил расчетный выход гелия при Первичном нуклеосинтезе по следующей формуле:

$$Y_p = 0.246 + 0.013(N_V - 3) + 0.18((\tau_V - 887) \text{ sec}/887) + 0.011 \ln(\eta_{10}/5)$$

Далее, считая, что время жизни свободного нейтрона (τ_V) мало отличается от 887 сек и второй член можно опустить, и объединив, далее, первый и последний член (зависимость от барионной плотности η_{10}) как измеренный по данным флуктуаций интенсивности реликтового фона, ($Y = 0.2476$, [9]), получим зависимость только от числа легких частиц типа нейтрино (N_V):

$$Y_p = 0.2476 + 0.013(N_V - 3).$$

Затем получим добавочное (свыше 3-х, т.к. в экспериментах на ускорителях с большой достоверностью было установлено, что число разновидностей нейтрино (N_V) близко 3.0 – например [2]) неизвестное число частиц типа нейтрино:

$$\Delta N = (Y_p - 0.2476)/0.013$$

В итоге получим, что $\Delta N = 0.3-1.4$, т.е. измеренное Y_p допускает существование каких-то легких частиц в первые $\sim 10-20$ сек после Большого Взрыва. Ранее тоже делался подобный вывод, но с меньшей достоверностью ([6],[7],[11]).

В последнее время к подобным результатам приходят и оптические измерения [3], хотя ранее они находили меньшее значение Y_p (например, [10]), не допускающее существования неизвестных частиц.

Итак, в последнее время оптические и радиоизмерения Первичного гелия по рекомбинационным линиям приходят к согласию о «высоком» содержании Y_p ,

допускающем присутствие неизвестных легких частиц во время Первичного нуклеосинтеза, т.е. отклонение от Стандартной космологической модели. Конечно, могут существовать и другие, менее вероятные объяснения большого содержания гелия [6]. В любом случае, работу надо продолжать и уточнять величину Y_p , чтоб или согласовать со Стандартной Моделью или усилить вывод о полученном превышении ΔN .

Литература

1. А.П.Цивилев: 2009, *ПАЖ*, **35**, №10, 745.
2. Г.В.Клапдор-Клайнгротхаус, К.Цюбер: 2000, *Астрофизика элементарных частиц* / М.: Ред. журн. "Успехи физ. наук".
3. Y.I.Izotov, T.X.Thuan: 2010, *Astrophys. J. Lett.*, **710**, 67.
4. Цивилев А.П., Парфенов С.Ю., Поляков А.М., Соболев А.М.: 2010, *Тез. докл. ВАК-2010*, 108.
5. P.A.Shaver, R.X.McGee, L.M.Newton et al.: 1983, *MNRAS*, **204**, 53.
6. Tsivilev A.P., Sorochenko R.L., Cortiglioni S., S.Poppi, Montebugnoli S.: 2004, *Odessa Astronomical Publications*, **17**, 103.
7. A.P.Tsivilev, S.Cortiglioni, S.Poppi, S.Montebugnoli: 2006, *Proc. of the ESO-ARCETRI WORKSHOP "Chemical Abundances and Mixing in Stars in the Milky Way and its Satellites"*: Ed. S. Randich, L. Pasquini / Netherlands: Springer, p. 375.
8. B.E.J.Pagel: 2000, *Phys. Rep.*, **333–334**, 433.
9. A.Coc, Elisabeth Vangioni: 2010, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **202**, 012001, p.1.
10. Y.I.Izotov, T.X.Thuan: 2004, *Astrophys. J.*, **602**, 200.

THE NON-RELATIVISTIC LIMIT OF THE RANDALL-SUNDRUM BRANE WORLD MODEL: SOLUTIONS AND APPLICATIONS

A.Kudinova, M.Eingorn, A.Zhuk

Odessa National University named after I.I.Mechnikov

Odessa, Ukraine

autumnforever1@gmail.com, maxim.eingorn@gmail.com, ai_zhuk2@rambler.ru

ABSTRACT. The non-relativistic limit of the Randall-Sundrum model with a single brane is investigated. Both exact and approximate expressions for the potential of a delta-shaped material source are used, some geometric configurations of the sources are considered. Formulae for the potential energy and the force of the gravitational interaction are derived, including the most important case of two balls. The constraints on the model's parameter are obtained.

Nowadays the brane world models are becoming increasingly popular. Despite the four-dimensional nature of the directly observed physical world, extra dimensions of the space-time can be macroscopic and even noncompact. Then the four-dimensionality of our world is achieved by localizing matter in multidimensional space-time on its four-dimensional submanifolds called branes. There is an assumption that, unlike the gravitational field that freely lives and propagates in the multidimensional volume, ordinary fields of matter are localized on branes and, at the fundamental level, are four-dimensional and not multidimensional objects. The multidimensional gravitational field becomes effectively four-dimensional in the low-energy region despite the macroscopic and even infinite length of extra dimensions [1].

The most famous and popular contemporary model of the world on the brane is the Randall-Sundrum model [4, 5]. It describes the five-dimensional gravitational field with the cosmological constant Λ , interacting with the four-dimensional brane. Tension Σ is characteristic of the brane. From the viewpoint of a four-dimensional observer the brane's tension can be viewed as a four-dimensional cosmological constant. The brane is a time-like plane and multidimensional space-time is Z_2 symmetric about it. As the brane is a delta-shaped distribution of matter and tension from the standpoint of the five-dimensional space-time, the solution of the corresponding multidimensional Einstein equations is not smooth: normal to the brane derivatives of the metric coefficients undergo a jump on the brane. Israel's matching conditions are met on the brane [3]. Here is the metrics of this model:

$$ds^2 = \exp\left(-\frac{2|\xi|}{l}\right) \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - d\xi^2.$$

The gravitational field potential created by a single particle of mass m at rest is expressed in terms of the zero and massive modes.

$$\varphi(r) = -\frac{G_5 m}{r} \varphi_0^2(l) - \frac{G_5 m}{r} \int_0^\infty d\tilde{m} \varphi_{\tilde{m}}^2(l) \exp(-\tilde{m}r),$$

$$\varphi_0(z) = \left(\frac{1}{l}\right)^{1/2} \left(\frac{l}{z}\right)^{3/2},$$

$$\varphi_{\tilde{m}}(z) = \left(\frac{\tilde{m}z}{2}\right)^{1/2} \frac{Y_1(\tilde{m}l)J_2(\tilde{m}z) - J_1(\tilde{m}l)Y_2(\tilde{m}z)}{\left(J_1^2(\tilde{m}l) + Y_1^2(\tilde{m}l)\right)^{1/2}}.$$

The zero mode is concentrated in the vicinity of the brane, and massive modes in the form of oscillating stationary waves go to infinity along the fifth coordinate [1, 6]. The asymptotic behaviour of the gravitational field potential can be seen on the Fig.1.

The smooth curve describes the exact solution for the gravitational potential and the dashed curves describe its asymptotics.

The potential of the gravitational field induced by a single particle of mass m at rest can be expressed as a product of the Newtonian gravitational potential and a function f .

$$\varphi(r) = -\frac{G_N m}{r} \cdot f(r),$$

$$f(r) = 1 + \underbrace{\frac{l^2}{2} \int_0^\infty d\tilde{m} \tilde{m} \left[\frac{Y_1(\tilde{m}l)J_2(\tilde{m}r) - J_1(\tilde{m}l)Y_2(\tilde{m}r)}{\left(J_1^2(\tilde{m}l) + Y_1^2(\tilde{m}l)\right)^{1/2}} \right]^2}_{\text{exact correction}} e^{-\tilde{m}r}$$

$$\text{or } f(r) = 1 + \underbrace{\frac{\alpha}{r^2}}_{\text{approximate correction}}.$$

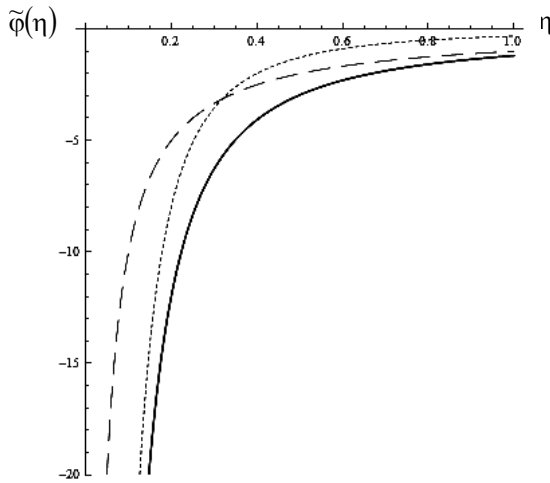


Fig. 1. Gravitational field potential and its asymptotic behaviour

We introduce a new parameter Alpha that is related with the Randall-Sundrum model parameter l by the following ratio: $\alpha = \frac{l^2}{2}$.

We use the above-mentioned exact correction to describe the potential as well as the approximate correction. Within this approach we determine the analytic expressions for some values. Particularly we define the sphere field potential, the ball layer field potential, ball field potential, accelerations of a test body in these fields. In addition to gravitational potentials we also define the potential energy and the absolute value of the force of the gravitational interaction of two ball layers and two balls. For the expressions taken with the approximate correction their asymptotic behaviour is being considered.

But the results for the absolute value of the force of the gravitational interaction of two balls are the most interesting and challenging.

$$F(r) = \frac{\gamma mm'}{r^2} (1 + \delta_F),$$

where in the case of the approximate correction the relational force correction reads

$$\delta_F = -\frac{9\alpha}{8R^3 R'^3} \left\{ \ln \frac{r^2 - (R'+R)^2}{r^2 - (R'-R)^2} \left(-\frac{1}{4}r^4 + \frac{1}{2}r^2(R'^2 + R^2) - \frac{1}{4}(R'^2 - R^2)^2 \right) - \left[-r^2 R' R + R'^3 R + R' R^3 \right] \right\}.$$

The expression takes the approximate form

$$F(r) = \frac{G_N mm'}{r^2} \left(1 + \frac{3\alpha}{r^2} \right) \text{ up to the order } \frac{1}{r^4} \text{ when } r \gg R, R'.$$

In the case of the exact correction

$$\delta_F = \frac{9}{R^3 R'^3} \cdot \frac{l^2}{2} \int_0^\infty d\tilde{m} \left[\frac{Y_1(\tilde{m}l)J_2(\tilde{m}l) - J_1(\tilde{m}l)Y_2(\tilde{m}l)}{(J_1^2(\tilde{m}l) + Y_1^2(\tilde{m}l))^{1/2}} \right]^2 \times \\ \times \frac{1}{\tilde{m}^5} e^{-\tilde{m}r} (1 + \tilde{m}r) [\tilde{m}R \cosh(\tilde{m}R) - \sinh(\tilde{m}R)] \times [\tilde{m}R' \cosh(\tilde{m}R') - \sinh(\tilde{m}R')].$$

The smooth curve describes the exact solution for the relational force correction and the dashed curve describes the approximate solution. In the Tables 1, 2 there are some characteristic values we can get using the formulas for the interaction force calculated in this paper. For example, the relational force correction assumes the value about 1% when the model parameter is one fifth of the millimeter.

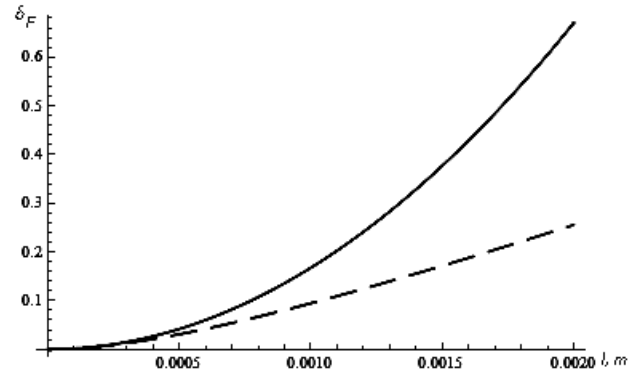


Fig. 2. The relational correction to the force of the gravitational interaction

Table 1. The model parameter and both the exact and the approximate relational force corrections

l , model parameter (m)	δ_F , exact correction	δ_F , approx. correction
10^{-3}	$9,46366 \cdot 10^{-2}$	$1,67664 \cdot 10^{-1}$
10^{-4}	$1,61438 \cdot 10^{-3}$	$1,67664 \cdot 10^{-3}$
10^{-5}	$1,67528 \cdot 10^{-5}$	$1,67664 \cdot 10^{-5}$
10^{-6}	$1,67662 \cdot 10^{-7}$	$1,67664 \cdot 10^{-7}$
10^{-7}	$1,67664 \cdot 10^{-9}$	$1,67664 \cdot 10^{-9}$

Table 2. The relational force correction and both the exact and the approximate values of the model parameter

δ_F , force correction	l , exact value (m)	l , approximate value (m)
0,01%	0,0000244692	0,0000244219
0,1%	0,0000782407	0,0000772289
1%	0,000262267	0,000244219
10%	0,00103709	0,000772289

The results for the gravitational force value provide some restrictions on the model parameter proceeding from the modern experimental data for testing the Newtonian inverse square gravitational law on the short distances. If the accuracy of determining the gravitational constant in the Washington and Zurich experiments [2, 7] is taken as a tentative force correction, the upper limit for the value of the Randall-Sundrum model's parameter is about 10^{-6} m.

References

1. А.Барвинский: 2005, *Успехи физических наук*, **175**, 569-601.
2. J.Gundlach, S.M.Merkowitz: 2000, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2869-2872.
3. W.Israel: 1966, *Nuovo Cimento B*, **44**, 1.
4. L.Randall, R.Sundrum: 1999, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 3370-3373.
5. L.Randall, R.Sundrum: 1999, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4690-4693.
6. В.Рубаков: 2001, *Успехи Физических Наук*, **171**, 913-978.
7. St.Shlamminger, E.Holzschuh: 2006, *Phys. Rev. D*, **74**, 082001.

THE NEGATIVE RESULT OF GRAVITATIONAL TESTS FOR KALUZA-KLEIN MODELS WITH SPHERICAL COMPACTIFICATION OF ADDITIONAL DIMENSIONS

Chopovsky A.V.¹, Eingorn M.V.^{1,2}, Zhuk A.I.^{1,2}

¹Department of Theoretical Physics and ²Astronomical Observatory,
Odessa National University, Street Dvoryanskaya 2, Odessa 65082, Ukraine
alexey.chopovsky@gmail.com, maxim.eingorn@gmail.com, ai_zhuk2@rambler.ru

ABSTRACT. We investigated classical gravitational tests for the Kaluza-Klein model with spherical compactification of additional dimensions in the case of absence of a six-dimensional bare cosmological constant. We perturbed a background by a compact massive source with the dust-like equation of state in all spatial dimensions and obtained the solution of Einstein equations in the weak-field limit. It enabled to calculate PPN parameter γ , and we obtained a strong contradiction to observations.

Any theoretical model may be referred to physics only relative to the particular sphere of reality, where its findings are confirmed by experiment. Certainly, outside this sphere the theory represents just an abstractive logical construction and completely loses a right to be called a physical theory. Obviously, in such a context the Kaluza-Klein (KK) theory is not an exception and needs experimental verification.

There are a number of observable gravitational effects predicted by general relativity (GR). They include, as is well known, the Mercury perihelion shift, the deflection of light and the time delay of radar echoes (the Shapiro time-delay effect). In the weak-field approximation it's convenient to calculate all these effects using the so-called parameterized post-Newtonian (PPN) parameters β and γ [1]. These parameters are introduced as coefficients in the expansion of metrics in powers of a small parameter $2\varphi/c^2$ in a following way:

$$ds^2 \approx \left(1 + \frac{2\varphi}{c^2} + \beta \frac{2\varphi^2}{c^4} + \dots\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \gamma \frac{2\varphi}{c^2} + \dots\right) (dr_3^2 + r_3^2 d\theta^2 + r_3^2 \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (1)$$

Accordingly, experiments impose strict restrictions on these quantities. In particular, according to the Shapiro time-delay experiment using the Cassini spacecraft γ should be very close to the unity: $\gamma = 1 + (2.1 \pm 2.3) \times 10^{-5}$

[2]. This fact is in good agreement with GR, where $\gamma = 1$. Hence, separating the linear in $2\varphi/c^2$ mode similar to (1) in the certain multidimensional model, we can detect the deviation of theoretical predictions from experimental data. It's clear that the significant difference between γ and the unity points to the flaw in the considered theory.

Now let us proceed directly to the KK-theory analysis. Let's consider a factorizable 6-dimensional static background metrics

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 - a^2 (d\xi^2 + \sin^2 \xi d\eta^2), \quad a \equiv \text{const}, \quad \eta \in [0, 2\pi), \quad \xi \in [0, \pi]. \quad (2)$$

It is defined on a product of the flat 4-dimensional (external) space-time and the 2-dimensional (internal) sphere with the radius a (in other words, a is the scale factor of the internal compact manifold). The metrics has topology $\mathbf{R} \times \mathbf{R}^3 \times S^2$. We choose the space with nonzero curvature intentionally. The case of the flat metrics with topology $\mathbf{R} \times \mathbf{R}^3 \times T^{D-3}$, where T^{D-3} is a $(D-3)$ -dimensional torus, has been investigated in [3]. As a result it was shown that in such a case $\gamma = 1/(D-2)$, and hence the condition $\gamma = 1$ is satisfied only in GR, where $D = 3$. The question is how common is this negative result for the Kaluza-Klein models. To understand it, we generalize the problem to the case of the curved metrics. In contrast to the models with toroidal compactification, in the present problem we need some bare matter to provide nonzero curvature of the internal space. Now we want to define the energy-momentum tensor (EMT) of this matter, using Einstein equations (also we consider the case of absence of a multidimensional cosmological constant):

$$\kappa T_{ik} = R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik}, \quad \text{where } \kappa = 2S_5 \tilde{G}_6 / c^4. \quad (3)$$

Here $S_5 = 8\pi^2/3$ is a total solid angle and \tilde{G}_6 is a gravitational constant in the 6-dimensional space-time. It is obvious that the only contribution to the scalar curvature is provided by the Ricci tensor components corre-

sponding to the internal compact manifold. Using general formulae, we easily compute those components and the curvature (for details see [4]):

$$R_{44} = 1, R_{55} = \sin^2 \xi,$$

the trace of the Ricci tensor is

$$R = R_i^i = R_{44}g^{44} + R_{55}g^{55} = -\frac{2}{a^2}. \quad (4)$$

Substitution of (4) into (3) gives us a desired EMT of the background matter. It has the following form:

$$T_{ik} = \begin{cases} \frac{1}{\kappa a^2} g_{ik}, & \text{for } i = k = 0, \dots, 3; \\ 0, & \text{for } i = k = 4, 5; \end{cases} \quad \text{it's convenient to} \\ \text{introduce } \Lambda_4 \equiv \frac{1}{\kappa a^2}. \quad (5)$$

Clearly, such matter can be simulated by a perfect fluid with the vacuum equation of state in the external space and the dust-like equation of state in the internal one.

So, we found out the form of matter that corresponds to the considered geometric background, and now we intend to perturb this background by a static point-like mass. It's well known that a point-like mass is a good approximation to calculate classical gravitational tests in GR. And certainly, the physical content of this approximation preserves under the transition to multidimensionality. Thus, we make a perturbation of the background by a static massive source insertion. Let the perturbation have its non-relativistic rest mass density of the form $\varepsilon \rho(\mathbf{r}_5)$. Here ε is an infinitesimal prefactor introduced to simplify keeping of the perturbation orders during calculations and $\rho(\mathbf{r}_5)$ is a certain function of all spatial coordinates. There are two separate cases of this function's form. In the first case the source with the rest mass m is uniformly smeared over the internal sphere and has its multidimensional density of the form $\rho = \rho_3(\mathbf{r}_3)/(4\pi a^2) = m\delta(\mathbf{r}_3)/(4\pi a^2)$. In the second case a particle is localized on the sphere: $\rho = \rho(\mathbf{r}_5) = m\delta(\mathbf{r}_5)$. Indeed, the problem with delocalized perturbation is of more full physical sense, but we shall investigate the case without smearing, that is more general from the mathematical standpoint. We present the perturbed metrics in the following form:

$$ds^2 = A(\mathbf{r}_5)c^2 dt^2 + B(\mathbf{r}_5)dx^2 + C(\mathbf{r}_5)dy^2 + D(\mathbf{r}_5)dz^2 + E(\mathbf{r}_5)d\xi^2 + F(\mathbf{r}_5)d\eta^2. \quad (6)$$

Up to corrections of the first order in perturbation all unknown functions may be rewritten in such a way:

$$A \approx A^0 + \varepsilon A^1(\mathbf{r}_5), \quad B \approx B^0 + \varepsilon B^1(\mathbf{r}_5), \quad C \approx C^0 + \varepsilon C^1(\mathbf{r}_5), \\ D \approx D^0 + \varepsilon D^1(\mathbf{r}_5), \quad E \approx E^0 + \varepsilon E^1(\mathbf{r}_5), \quad F \approx F^0 + \varepsilon F^1(\mathbf{r}_5). \quad (7)$$

The terms indexed by zero correspond to the background metric components. Also we suppose that the diagonal form of the metric tensor is preserved, and we show below that Einstein equations have a solution in a suchlike assumption. Really, let's try to solve the field equations rewritten as follows:

$$R_{ik} = \kappa \left(T_{ik} - \frac{1}{4} T g_{ik} \right), \quad (8)$$

where T_{ik} is the total EMT.

We can present the total EMT as a superposition $T_{ik} = \hat{T}_{ik} + \tilde{T}_{ik}$, where the first term is the EMT of the perturbation with the only component in the nonrelativistic limit $\hat{T}_{00} \approx \varepsilon \rho(\mathbf{r}_5)c^2$ (up to infinitesimals of the higher order). The second term is the EMT of the background. We suppose that the perturbation existence results in appearance of a small fluctuation $\Lambda_4 \rightarrow \Lambda_4 + \varepsilon \Lambda_4^{(1)}$ in (5). Therefore, it's not difficult to obtain explicit expressions for nonzero components of T_{ik} :

$$T_{00} \approx \frac{1}{\kappa a^2} + \varepsilon \left(\frac{1}{\kappa a^2} A^1 + \rho c^2 + \Lambda_4^{(1)} \right), \\ T_{ii} \approx -\frac{1}{\kappa a^2} + \varepsilon \left(\frac{1}{\kappa a^2} B_i - \Lambda_4^{(1)} \right), \\ B_1 = B^1, B_2 = C^1, B_3 = D^1. \quad (9)$$

Using bulky formulae, we can find expressions for the linearized in ε Ricci tensor components (this procedure is performed in more detail in [4]). Analysis of the obtained expressions along with non-diagonal Einstein equations is very helpful. It enables to reduce all field equations (8) to one equation and five conditions, presented below:

$$\Delta_3 A^1 + \frac{1}{a^2} \Delta_{\xi\eta} A^1 = \frac{3}{2} \kappa \rho c^2, \\ B^1 = C^1 = D^1 = E^1/a^2 = A^1/3, \quad \kappa \Lambda_4^{(1)} = \frac{E^1}{a^4}. \quad (10)$$

In our notation $\Delta_{\xi\eta}$ is the Laplace operator on the internal sphere. Obviously, the introduction of $\Lambda_4^{(1)}$ is justified, because only in the case $\Lambda_4^{(1)} \neq 0$ the internal manifold is compact ($a < +\infty$). Hence, making a change of the function $A^1 \equiv 2\varphi/c^2$ we come to the Poisson equation for the gravitational potential of the particle:

$$\Delta_3 \varphi + \frac{1}{a^2} \Delta_{\xi\eta} \varphi = S_5 G_6 \rho(\mathbf{r}_5), \quad \text{where } G_6 = 3\tilde{G}_6/2, \quad (11)$$

which admits the following solution:

$$\varphi = -\frac{S_5 G_6 m}{4\pi a^2 r_3} \sum_{l=0}^{+\infty} \sum_{m=-l}^l Y_{lm}^*(\xi_0, \eta_0) Y_{lm}(\xi, \eta) \exp\left(-\frac{\sqrt{l(l+1)}}{a} r_3\right). \quad (12)$$

Here ξ_0, η_0 denote the position of the source on a two-sphere and Y_{lm} are Laplace's spherical harmonics. It is evident that at large r_3 the obtained potential should coincide with the Newtonian one. From this boundary condition we easily get the following correlation: $S_5 G_6/(4\pi a^2) = 4\pi G_N$, where G_N is the Newtonian gravitational constant. Therefore, the perturbation of the 00 metric coefficient reads

$$A^1 = -4\pi \frac{r_g}{r_3} \sum_{l=0}^{+\infty} \sum_{m=-l}^l Y_{lm}^*(\xi_0, \eta_0) Y_{lm}(\xi, \eta) \exp\left(-\frac{\sqrt{l(l+1)}}{a} r_3\right), \\ r_g = 2G_N m/c^2 \quad \text{is the gravitational radius.} \quad (13)$$

All the rest of unknown metric coefficients expresses via $A^1 \equiv 2\varphi/c^2$ from the conditions in (10).

Now we have requisite to find the PPN-parameter γ . Obviously, the characteristic sizes of astrophysical objects, such as the Sun, are much larger than the compactification scale of the internal space ($R_3 \gg a$). Then for

$r_3 \gg R_3$ we can limit ourselves to the zero mode in (13). Hence, at these distances the metrics (6) reads

$$ds^2 \approx \left(1 - \frac{r_g}{r_3}\right) c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{1}{3} \frac{r_g}{r_3}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2) - a^2 \left(1 + \frac{1}{3} \frac{r_g}{r_3}\right) (d\xi^2 + \sin^2 \xi d\eta^2) \quad (14)$$

It can be easily seen from (14) that the PPN-parameter $\gamma = 1/3$. It's worth to note that the case of the uniformly smeared particle over the two-sphere is a consequence from the obtained result, and there is no effect on γ . We see that the obtained result is in complete contradiction to the observational data, because to satisfy the experimental constraints this quantity should be very close to the unity. We also note that the relation $\gamma = 1/(D-2)$ is right (in the present case $D=5$). All these facts indicate the presence of significant physical flaw in the considered models. We suggested that the problem is that in both of these types of

models (i.e. with toroidal and spherical compactification) the internal spaces are not stabilized. In [5] we show that our guess is correct and in the case of stabilized internal spaces considered models can be in agreement with observations.

References

1. C.M. Will: 2000, *Theory and Experiment in Gravitational Physics* / Cambridge University Press, Cambridge.
2. Bh. Jain and J. Khoury: 2010, *Cosmological Tests of Gravity*; arXiv:astro-ph/1004.3294.
3. M. Eingorn and A. Zhuk: 2010, *Class. Quant. Grav.* 27, 205014; arXiv:gr-qc/1003.5960.
4. A. Chopovsky, M. Eingorn and A. Zhuk: 2011, arXiv:gr-qc/1107.3387.
5. A. Chopovsky, M. Eingorn and A. Zhuk: 2011, arXiv:gr-qc/1107.3388.

MULTIDIMENSIONAL GIBBS DISTRIBUTION AND AN IDEAL GAS OF NON-RELATIVISTIC PARTICLES

A.E. Kusevich¹, M.V. Eingorn² and A.I. Zhuk³

Odessa National University named after I.I. Mechnikov, Faculty of Physics,
Departments of ¹Experimental and ²Theoretical Physics and ³Astronomical Observatory
Odessa, Ukraine

¹lika.kusevich@gmail.com, ²maxim.eingorn@gmail.com and ³ai_zhuk2@rambler.ru

ABSTRACT. We generalize the standard methods of quantum statistical physics and thermodynamics to the multidimensional case and apply them in order to derive different thermodynamic quantities, characterizing an ideal gas of non-relativistic particles. In particular, we obtain the formula for the pressure in the internal space.

Introduction

Present-day observable phenomena, such as dark energy and dark matter, represent the great challenge for modern cosmology, astrophysics and theoretical physics generally. Nowadays within the scope of standard models these phenomena have no satisfactory explanation. This critical situation stimulates the search of solutions of this very complicated and overwhelmingly important problem beyond all conventional models, for example, by introducing extra spatial dimensions (ESDs). This breathtaking generalization follows directly from modern theories of unification of all known fundamental interactions (such as superstring theory, supergravity and M-theory). Indeed, these theories have the most self-consistent formulation in multidimensional space-times with ESDs [1]. Obviously, it is extremely necessary to subject these and other non-standard physical theories to a procedure of hard-edged screening concerning their compatibility with experimental data.

In the well-known Kaluza-Klein models, based on two pioneering papers [2, 3] by Theodor Kaluza and Oskar Klein respectively, all ESDs are assumed to be finite/compact and microscopic. In the recent paper [4] it was explicitly shown that Kaluza-Klein models with toroidal compactification of ESDs and a standard dust-like matter source of the gravitational field contradict experimental data of astronomical observations. In these models formulas for the classical gravitational tests of any theory of gravity (such as the perihelion shift, the deflection of light, the time delay of radar echoes [5] and PPN parameters [6, 7]) are incompatible with observations in the Solar System.

The natural topical question arises, whether Kaluza-Klein models with toroidal compactification survive, when introducing non-dust-like matter sources of the gravitational field with non-dust-like equations of state in the internal space. Such matter sources were considered in [8], where it was explicitly shown that among the exact “soliton” solutions of the vacuum Einstein equation in the 5-dimensional space-time with a single compact ESD [9–11], describing the static gravitational field of a finite spherically symmetric matter source at rest, there is only one solution, called “the black string”, satisfying all observational data with the same accuracy as the Schwarzschild solution in General Relativity. This fact represents the main advantage of this solution. All ordinary non-relativistic particles must be identified exactly with the black strings. A single black string at rest is characterized by the dust-like equation of state $p_0 = 0$ in the 3-dimensional external space and the very specific, strange and even unlikely equation of state $p_1 = -\varepsilon/2$ in the 1-dimensional internal space, where p_0 and p_1 are the corresponding pressures and ε is the rest energy density. Thus, the pressure p_1 , sometimes called “tension”, is negative and relativistic. Unfortunately, both these circumstances have unclear physical origin, and the corresponding burning issue remains open. This fact represents the main disadvantage of the black string.

In this work we produce consistent multidimensional generalization of standard methods of quantum mechanics, statistical physics and thermodynamics and apply it in order to derive different thermodynamic quantities, characterizing an ideal gas of black strings. Firstly, we solve exactly the 4-dimensional Schrödinger equation for the wave function of a free particle and find its energy spectrum. Secondly, we generalize the standard Gibbs distribution to the case of the multidimensional space and obtain the partition function of the considered ideal gas. Thirdly, with the help of this function and the first law of thermodynamics we arrive at the explicit expression for the pressure in the internal space and investigate its asymptotical

behavior. This predictably positive and non-relativistic expression represents the usual temperature dependent contribution to the pressure. In conclusion we summarize our main results.

Let us start with the stationary 4-dimensional Schrödinger equation

$$\begin{aligned} \hat{H}_4 \psi_4 &= E_4 \psi_4, \quad \hat{H}_4 = \hat{H}_3 - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2}, \\ \hat{H}_3 &= -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_3 = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

where \hat{H}_4 and \hat{H}_3 are 4- and 3-dimensional Hamilton operators respectively; ψ_4 is a wave function of a free non-relativistic particle (it depends on all spatial coordinates x, y, z, ξ , but does not depend on time t); the coordinate ξ corresponds to the ESD and Δ_3 is a 3-dimensional Laplace operator. Let us note that subscripts 4, 3 and 1 indicate everywhere that the corresponding quantity relates to the total 4-dimensional, the external 3-dimensional or the internal 1-dimensional spaces respectively. Following the variable separation method, we seek for the solution of the equation (1) in the form $\psi_4(x, y, z, \xi) = \psi_3(x, y, z) \psi_1(\xi)$ and obtain

$$\hat{H}_3 \psi_3 = E_3 \psi_3, \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi_1}{d\xi^2} = E_1 \psi_1, \quad E_4 = E_3 + E_1, \quad (2)$$

where E_3 and E_1 represent the standard and the additional parts of the total energy E_4 respectively. Now our aim is to determine E_1 . Imposing periodic boundary conditions

$$\psi_1(0) = \psi_1(a), \quad \frac{d\psi_1}{d\xi}(0) = \frac{d\psi_1}{d\xi}(a), \quad (3)$$

where a is the period of the torus (the size of the ESD), one can explicitly show that

$$E_{1(n)} = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{ma^2} n^2, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Thus, we have arrived at the additional energy spectrum, which is necessary for the subsequent determination of the corresponding partition function Z_1 . For $n = 0$ the wave function $\psi_{1(0)} = 1/\sqrt{a}$ is constant. Therefore, we can draw an important side conclusion that in the ground state ($n = 0$, $E_{1(0)} = 0$) the particle is uniformly smeared over the ESD. Thus, the assumption of the uniform smearing, actually made in [9-11], means that the matter source (namely, the black string) is considered in its ground state.

For $n = 1, 2, 3, \dots$ the wave function $\psi_{1(n)}$ can be expressed in the form of the linear combination of two orthogonal functions

$$\psi_{1s(n)} = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{2\pi n}{a} \xi\right), \quad \psi_{1c(n)} = \sqrt{\frac{2}{a}} \cos\left(\frac{2\pi n}{a} \xi\right). \quad (5)$$

Both these functions (as well as $\psi_{1(0)}$) are real and satisfy the normalization condition

$$\int_0^a \psi_1^2 d\xi = 1.$$

Now let us turn to the multidimensional Gibbs distribution. Proceeding from the fundamental principles of quantum statistical physics, one can show that it preserves its standard form:

$$\begin{aligned} w_\nu &= \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{\varepsilon_\nu}{kT}\right), \quad \sum_\nu w_\nu = 1, \\ Z &= \sum_\nu \exp\left(-\frac{\varepsilon_\nu}{kT}\right), \end{aligned} \quad (6)$$

where w_ν represents the probability of finding a system, closed in the thermostat, in the ν -th quantum state with the energy ε_ν ; ν denotes the full set of quantum numbers, unambiguously determining the considered quantum state; k is the Boltzmann constant and T is the temperature. Finally, Z is the partition function.

Now let us consider an ideal gas of N identical non-relativistic particles. Obviously, in view of (2) the partition function Z_4 of each of them can be expressed in the form of the product of two partition functions Z_3 and Z_1 , corresponding to the external and the internal spaces respectively: $Z_4 = Z_3 Z_1$. Substituting the discrete spectrum (4) into (6), we obtain

$$\begin{aligned} Z_1 &= \sum_{n=0}^{+\infty} \exp\left(-\frac{E_{1(n)}}{kT}\right) = \sum_{n=0}^{+\infty} \exp\left(-\frac{2\pi^2 \hbar^2}{ma^2 kT} n^2\right) = \\ &= \sum_{n=0}^{+\infty} \exp\left(-\frac{T_c}{T} n^2\right) = \sum_{n=0}^{+\infty} q^{n^2} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \theta_3(0, q) \end{aligned} \quad (7)$$

where $\theta_3(z, q) = 1 + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} q^{n^2} \cos 2nz$ denotes the third of the theta-functions.

In (7) we have also introduced a convenient quantity q and a characteristic temperature T_c :

$$q = \exp\left(-\frac{2\pi^2 \hbar^2}{ma^2 kT}\right) = \exp\left(-\frac{T_c}{T}\right), \quad 0 < q < 1,$$

$$T_c = \frac{2\pi^2 \hbar^2}{ma^2 k}. \quad (8)$$

According to [12], the free energy $F = U - TS = -kT \ln Z$, where U is the internal energy and S is the entropy, preserves its standard form, while the first law of thermodynamics now reads

$$\begin{aligned} TdS &= dU + p_0 adV_3 + p_1 V_3 da, \\ dF &= -SdT - p_0 adV_3 - p_1 V_3 da. \end{aligned} \quad (9)$$

It follows from (9), in particular, that

$$\begin{aligned} p_0 &= -\frac{1}{a} \left(\frac{\partial F}{\partial V_3} \right)_{T, a}, \quad p_1 = -\frac{1}{V_3} \left(\frac{\partial F}{\partial a} \right)_{T, V_3}, \\ S &= -\left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_{V_3, a}, \quad U = -T^2 \left(\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{F}{T} \right) \right)_{V_3, a}. \end{aligned} \quad (10)$$

For the considered ideal gas the existence of the ESD results in the additional (everywhere with respect to the standard 3-dimensional part) free energy

$$F_1 = -NkT \ln Z_1 = -NkT \ln \left[\sum_{n=0}^{+\infty} \exp\left(-\frac{T_c}{T} n^2\right) \right] = -NkT \ln \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \theta_3\left(0, \exp\left(-\frac{T_c}{T}\right)\right) \right] \quad (11)$$

From (10) and (11) we obtain the following additional pressures:

$$p_0 = 0, \quad p_1 = \frac{2NkT_c}{V_3 a} \frac{\sum_{n=0}^{+\infty} n^2 q^{n^2}}{\sum_{n=0}^{+\infty} q^{n^2}} = \frac{2NkT_c}{V_3 a} \frac{\theta'_3(0, q)}{1 + \theta_3(0, q)} \exp\left(-\frac{T_c}{T}\right), \quad (12)$$

where the prime denotes the derivative with respect to q . It is clear that p_1 is positive and non-relativistic. It has the following asymptotes:

$$p_1|_{T \ll T_c} \approx \frac{2NkT_c}{V_3 a} \exp\left(-\frac{T_c}{T}\right), \quad p_1|_{T \gg T_c} \approx \frac{NkT}{V_3 a} = n_4 kT, \quad n_4 = \frac{N}{V_3 a}. \quad (13)$$

The latter asymptote is predictable, since when the temperature is high enough, we can apply the classical approach instead of the quantum one.

Conclusion

An ideal gas of ordinary non-relativistic particles has been described by the standard methods, generalized to the multidimensional case. In particular, the explicit expressions (11) and (12) for the additional free energy and pressures respectively have been derived. The pressure p_1

in the internal space is positive and temperature dependent. The relativistic, negative and temperature independent tension of each black string must be explained otherwise, for example, by the corresponding background matter perturbation.

Our results can be generalized directly to the case of the multidimensional space-time with an arbitrary number of toroidal ESDs (see our forthcoming works).

References

1. J.Polchinski: 1998, String Theory, Volume 2: Superstring Theory and Beyond / Cambridge University Press, Cambridge.
2. Th.Kaluza: 1921, Sitzungsber. d. Preuss. Akad. d. Wiss., p. 966.
3. O.Klein: 1926, Zeitschrift für Physik, Vol. 37, p. 895.
4. M.Eingorn and A.Zhuk: 2010, Class. Quant. Grav., Vol. 27, 205014; arXiv:gr-qc/1003.5690.
5. C.M.Will: 2005, Was Einstein Right? Testing Relativity at the Century, 100 Years of Relativity: Spacetime Structure – Einstein and Beyond / World Scientific, Singapore; arXiv:gr-qc/0504086.
6. N.Straumann: 1984, General Relativity and Relativistic Astrophysics / Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.
7. C.M.Will: 2000, Theory and Experiment in Gravitational Physics / Cambridge University Press, Cambridge.
8. M.Eingorn and A.Zhuk: 2011, Phys. Rev. D, Vol. 83, 044005; arXiv:gr-qc/1010.5740.
9. D.Kramer: 1970, Acta Phys. Polon. B, Vol. 2, p. 807.
10. D.J.Gross and M.J.Perry: 1983, Nucl. Phys. B, Vol. 226, p. 29.
11. A.Davidson and D.Owen: 1985, Phys. Lett., Vol. 155, p. 247.
12. Y.Tosa: 1986, Phys. Rev. D, Vol. 33, p. 2326.

ASTROPHYSICS

ACCRETION INTO BLACK HOLES WITH MAGNETIC FIELDS, AND RELATIVISTIC JETS

Bisnovatyi-Kogan G.S.¹, Klepnev A.S.¹, Lovelace R.V.E.²

¹Space Research Institute Rus. Acad. Sci., Moscow, Russia

²Cornell University, Ithaca, USA

ABSTRACT. We discuss the problem of the formation of a large-scale magnetic field in the accretion disks around black holes, taking into account the non-uniform vertical structure of the disk. The high electrical conductivity of the outer layers of the disk prevents the outward diffusion of the magnetic field. This implies a stationary state with a strong magnetic field in the inner parts of the accretion disk close to the black hole, and zero radial velocity at the surface of the disk. Structure of advective accretion disks is investigated, and conditions for formation of optically thin regions in central parts of the accretion disk are found. The problem of jet collimation by magneto-torsion oscillations is considered.

1. Introduction

Quasars and AGN contain supermassive black holes, about 10 HMXR contain stellar mass black holes - micro-quasars. Jets are observed in objects with black holes: collimated ejection from accretion disks.

Early work on disk accretion to a black hole argued that a large-scale magnetic field of, for example, the interstellar medium would be dragged inward and greatly compressed by the accreting plasma [10,11,13]. Subsequently, analytic models of the field advection and diffusion in a turbulent disk suggested, that the large-scale field diffuses outward rapidly [13,15], and prevents a significant amplification of the external poloidal field. The question of the advection/diffusion of a large-scale magnetic field in a turbulent plasma accretion disk was reconsidered in [7], taking into account its non-uniform vertical structure. The high electrical conductivity of the surface layers of the disk, where the turbulence is suppressed by the radiation flux and the high magnetic field, prevents outward diffu-

sion of the magnetic field. This leads to a strong magnetic field in the inner parts of accretion disks.

The standard model for accretion disks [18] is based on several simplifying assumptions. The disk must be geometrically thin and rotate at the Kepler angular velocity. These assumptions make it possible to neglect radial gradients and, to proceed from the differential to algebraic equations. For low accretion rates \dot{M} , this assumption is fully appropriate. However, for high accretion rates, the disk structure may differ from the standard model. To solve the more general problem, advection and a radial pressure gradient have been included in the analysis of the disk structure [17]. It was shown in [1], that for large accretion rates there are no local solutions that are continuous over the entire region of existence of the disk and undergo Kepler rotation. A self-consistent solution for an advective accretion disk with a continuous description of the entire region between the optically thin and optically thick regions had been obtained in [3,6].

2. The fully turbulent model

There are two limiting accretion disk models which have analytic solutions for a large-scale magnetic field structure. The first was constructed in [11] for a stationary non-rotating accretion disk. A stationary state in this disk (with a constant mass flux onto a black hole) is maintained by the balance between magnetic and gravitational forces, and thermal balance (local) is maintained by Ohmic heating and radiative heat conductivity for an optically thick conditions. The mass flux to the black hole in the accretion disk is determined by the finite electrical conductivity of the disk matter and the diffusion of matter

across the large-scale magnetic field. It is widely accepted that the laminar disk is unstable to different hydrodynamic, magneto-hydrodynamic, and plasma instabilities which implies that the disk is turbulent. In X-ray binary systems the assumption about turbulent accretion disk is necessary for construction of a realistic models [18]. The turbulent accretion disks had been constructed for non-rotating models with a large-scale magnetic field. A formula for turbulent magnetic diffusivity was derived in [11], similar to the scaling of the shear α -viscosity in turbulent accretion disk in binaries [18], where the viscous stress tensor component $t_{r\phi} = \alpha P$, with $\alpha \leq 1$ a dimensionless constant, and P is the pressure in the disk mid-plane. Using this representation, the expression for the turbulent electrical conductivity σ_i is written as

$$\sigma_i = \frac{c^2}{\tilde{\alpha} 4\pi h \sqrt{P/\rho}}. \quad (1)$$

Here, $\tilde{\alpha} = \alpha_1 \alpha_2$. The characteristic turbulence scale is $\ell = \alpha_1 h$, where h is the half-thickness of the disk, the characteristic turbulent velocity is $v_t = \alpha_2 \sqrt{P/\rho}$. The large-scale magnetic field threading a turbulent Keplerian disk arises from external electrical currents and currents in the accretion disk. The magnetic field may become dynamically important, influencing the accretion disk structure, and leading to powerful jet formation, if it is strongly amplified during the radial inflow of the disk matter. It is possible only when the radial accretion speed of matter in the disk is larger than the outward diffusion speed of the poloidal magnetic field due to the turbulent diffusivity $\eta_i = c^2/(4\pi\sigma_i)$. Estimates in [15] have shown that for a turbulent conductivity (1), the outward diffusion speed is larger than the accretion speed. Thus it appears that there is no large-scale magnetic field amplification during Keplerian disk accretion. Numerical calculations in [15] are reproduced analytically for the standard accretion disk structure [7]. Far from the inner disk boundary the specific angular momentum is $j \gg j_{in}$. The characteristic time t_{visc} of the matter advection due to the shear viscosity is $t_{visc} = \frac{r}{v_r} = \frac{j}{\alpha v_s^2}$. The time of the magnetic field diffusion is $t_{diff} = \frac{r^2}{\eta} \frac{h}{r} \frac{B_z}{B_r}$, $\eta = \frac{c^2}{4\pi\sigma_i} = \tilde{\alpha} h v_s$. In the stationary state, the large-scale magnetic field in the accretion disk is determined by the equality $t_{vis} = t_{diff}$, what determines the ratio

$$\frac{B_r}{B_z} = \frac{\alpha}{\tilde{\alpha}} \frac{v_s}{v_K} = \frac{\alpha}{\tilde{\alpha}} \frac{h}{r} \ll 1. \quad (2)$$

Here, $v_K = r\Omega_K$ and $j = rv_K$ for a Keplerian disk. In a turbulent disk a matter is penetrating through magnetic field lines, almost without a field amplification: the field induced by the azimuthal disk currents has $B_{zd} \sim B_{rd}$.

3. Turbulent disk with radiative outer zones

Near the surface of the disk, in the region of low optical depth, the turbulent motion is suppressed by the radiative flux, similar to the suppression of the convection over the photospheres of stars with outer convective zones. The presence of the outer radiative layer does not affect the estimate of the characteristic time t_{visc} of the matter advection in the accretion disk because it is determined by the main turbulent part of the disk. The time of the field diffusion, on the contrary, is significantly changed, because the electrical current is concentrated in the radiative highly conductive regions, which generate the main part of the magnetic field. Inside the turbulent disk the electrical current is negligibly small so that the magnetic field there is almost fully vertical, with $B_r \ll B_z$. In the outer radiative layer, the field diffusion is very small, so that matter advection is leading to strong magnetic field amplification. We suppose, that in the stationary state the magnetic forces could support the optically thin regions against gravity. When the magnetic force balances the gravitational force in the outer optically thin part of the disk of surface density Σ_{ph} , the following relation takes place [11]

$$\frac{GM\Sigma_{ph}}{r^2} \approx \frac{B_z I_\phi}{2c} \approx \frac{B_z^2}{4\pi}, \quad (3)$$

The surface density over the photosphere corresponds to a layer with effective optical depth close to $2/3$ (e.g. [5]). We estimate the lower limit of the magnetic field strength, taking κ_{es} (instead of the effective opacity $\kappa_{eff} = \sqrt{\kappa_{es}\kappa_a}$). Writing $\kappa_{es}\Sigma_{ph} = 2/3$, we obtain $\Sigma_{ph} = 5/3$ (g/cm²) for the opacity of the Thomson scattering, $\kappa_{es} = 0.4$ cm²/g. The absorption opacity κ_a is much less than κ_{es} in the inner regions of a luminous accretion disk so we estimate the lower bound on the large-scale magnetic field in a Keplerian accretion disk as [7]

$$B_z = \sqrt{\frac{5\pi}{3}} \frac{c^2}{\sqrt{GM_\odot}} \frac{1}{x\sqrt{m}} \approx 10^8 G \frac{1}{x\sqrt{m}}, \quad x = \frac{r}{r_g}, \quad m = \frac{M}{M_\odot}. \quad (4)$$

The maximum magnetic field is reached when the outward magnetic force balances the gravitational force on the surface with a mass density Σ_{ph} . In equilibrium, $B_z \sim \sqrt{\Sigma_{ph}}$. We find that B_z in a Keplerian accretion disk is about 20 times less than its maximum possible value [11], for $x = 10$, $\alpha = 0.1$, and $\dot{m} = 10$.

4. Self-consistent numerical model

Self-consistent models of the rotating accretion disks with a large-scale magnetic field requires solution the equations of magneto-hydrodynamics. The solution with a small field will not be stationary, and a transition to the

strong field solution will take place. Therefore the strong field solution is the only stable stationary solution for a rotating accretion disk. The vertical structure of the disk with a large scale poloidal magnetic field was calculated in [14], taking into account the turbulent viscosity and diffusivity, and the fact that the turbulence vanishes at the surface of the disk. Coefficients of the turbulent viscosity ν , and magnetic diffusivity η are connected by the magnetic Prandtl number $P \sim 1$, $\nu = P\eta = \alpha \frac{c_{s0}^2}{\Omega_K} g(z)$, where α is a constant, determining the turbulent viscosity [18]; $\beta = c_{s0}^2/\nu_{A0}^2$, where $\nu_{A0} = B_0/(4\pi\rho_0)^{1/2}$ is the midplane Alfvén velocity. The function $g(z)$ accounts for the absence of turbulence in the surface layer of the disk [7]. In the body of the disk $g=1$, whereas near the surface of the disk g tends over a short distance to a very small value, effectively zero. The smooth function with a similar behavior is taken [15] in the form $g(\zeta) = \left(1 - \frac{\zeta^2}{\zeta_s^2}\right)^\delta$, with $\delta \ll 1$. In the stationary state the boundary condition on the disk surface is $u_r = 0$, and only one free parameter - magnetic Prandtl number P remains in the problem. In a stationary disk vertical magnetic field has a unique value. The example of the radial velocity distribution for $P=1$ is shown in Fig.1 from [8].

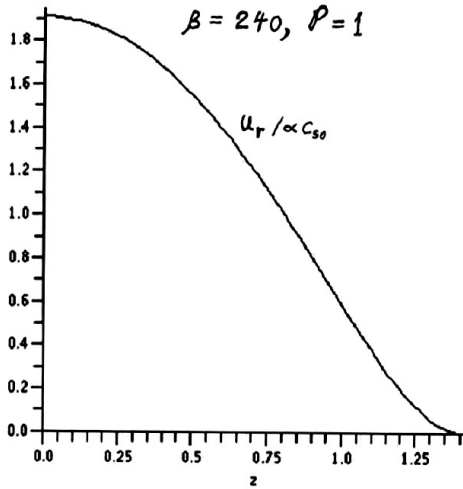


Fig. 1. Distribution of the radial velocity over the thickness in the stationary accretion disk with a large scale poloidal magnetic field

5. Basic equations for accretion disk structure

We use equations describing a thin, steady-state accretion disk, averaged over its thickness [3,6]. These equations include advection and can be used for any value of the vertical optical thickness of the disk. We use a pseudonewtonian approximation for the structure of the disk near the black hole, where the effects of the general theory of relativity are taken into account using the Paczyński-Wiita potential [16]

$$\Phi(r) = -\frac{GM}{r-2r_g}. \quad (5)$$

Here M is the mass of the black hole, $2r_g = 2GM/c^2$ is the gravitational radius. The self-gravitation of the disk is neglected, the viscosity tensor $t_{r\phi} = -\alpha P$. The conservation of mass is expressed in the form $\dot{M} = 4\pi r h \rho v$, where \dot{M} is the accretion rate, $\dot{M} > 0$, and h is the half thickness of the disk. The equilibrium in the vertical direction $\frac{dP}{dz} = -\rho z \Omega_K^2$ is replaced by the algebraic relation in the form $h = \frac{c_s}{\Omega_K}$,

where $c_s = \sqrt{P/\rho}$ is the isothermal sound speed. The equations of motion in the radial and azimuthal directions are, respectively, written as

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + (\Omega^2 - \Omega_K^2)r, \quad \frac{\dot{M}}{4\pi} \frac{d\ell}{dr} + \frac{d}{dr}(r^2 h t_{r\phi}) = 0, \quad (6)$$

where Ω_K is the Kepler angular velocity, given by $\Omega_K^2 = GM/r(r-2r_g)^2$; $\ell = \Omega r^2$ is the specific angular momentum. Other components of the viscosity tensor are assumed negligibly small. The vertically averaged equation for the energy balance is $Q_{adv} = Q^+ - Q^-$, where

$$Q_{adv} = -\frac{\dot{M}}{4\pi r} \left[\frac{dE}{dr} + P \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right],$$

$$Q^+ = -\frac{\dot{M}}{4\pi} r \Omega \frac{d\Omega}{dr} \left(1 - \frac{l_{in}}{l} \right), \quad (7)$$

$$Q^- = \frac{2aT^4 c}{3(\tau_\alpha + \tau_0)h} \left[1 + \frac{4}{3(\tau_0 + \tau_\alpha)} + \frac{2}{3\tau_*^2} \right]^{-1}, \quad (8)$$

are the energy fluxes (erg/cm²/s) associated with advection, viscous dissipation, and radiation from the surface, respectively, τ_0 is the Thomson optical depth, $\tau_0 = 0.4\rho h$ for the hydrogen composition. We have introduced the optical thickness for absorption, $\tau_\alpha \approx 5.2 \cdot 10^{21} \frac{\rho^2 T^{1/2} h}{acT^4}$, and the effective optical thick-

ness $\tau_* = [(\tau_0 + \tau_\alpha)\tau_\alpha]^{1/2}$. The equation of state is for a mixture of a matter and radiation $P_{tot} = P_{gas} + P_{rad}$. The gas pressure is given by formula, $P_{gas} = \rho RT$, R is the gas constant, and the radiation pressure is given by

$$P_{rad} = \frac{aT^4}{3} \left[1 + \frac{4}{3(\tau_0 + \tau_\alpha)} \right] \left[1 + \frac{4}{3(\tau_0 + \tau_\alpha)} + \frac{2}{3\tau_*^2} \right]^{-1}. \quad (9)$$

The specific energy of the mixture of the matter and radiation is determined as $\rho E = \frac{3}{2} P_{\text{gas}} + 3 P_{\text{rad}}$. Expressions for Q^- and P_{rad} , valid for any optical thickness, have been obtained in [1].

6. Method of solution and numerical results

The system of differential and algebraic equations can be reduced to two ordinary differential equations,

$$\frac{x}{v} \frac{dv}{dx} = \frac{N}{D}, \quad (10)$$

$$\frac{x}{v} \frac{dc_s}{dx} = 1 - \left(\frac{v^2}{c_s^2} - 1\right) \frac{N}{D} + \frac{x^2}{c_s^2} \left(\Omega^2 - \frac{1}{x(x-2)^2}\right) + \frac{3x-2}{2(x-2)}. \quad (11)$$

Here the numerator N and denominator D are algebraic expressions depending on x , v , c_s , and l_{in} , the equations are written in dimensionless form with $x = r/r_g$, $r_g = GM/c^2$. The velocities v and c_s have been scaled by the speed of light c , and the specific angular momentum l_{in} by the value c/r_g . This system of differential equations has two singular points, defined by the conditions $D = 0$, $N = 0$. The inner singularity is situated near the last stable orbit with $r = 6r_g$. The outer singularity, lying at distances much greater than r_g , is an artifact arising from our use of the artificial parametrization $t_{r\phi} = -\alpha P$ of the viscosity tensor. The system of ordinary differential equations was solved by a finite difference method discussed in [2]. The method is based on reducing the system of differential equations to a system of nonlinear algebraic equations which are solved by an iterative Newton-Raphson scheme, with an expansion of the solution near the inner singularity and using of l_{in} as an independent variable in the iterative scheme [2]. The solution is almost independent of the outer boundary condition. The numerical solutions have been obtained for the structure of an accretion disk over a wide range of the parameters \dot{m} ($\dot{m} = \frac{\dot{M} c^2}{L_{\text{EDD}}}$) and α . For low accretion rates, $\dot{m} < 0.1$, the solution for the advection model has $\tau_* \gg 1$, $v \ll c_s$, and an angular velocity is close to the Kepler velocity everywhere, except a very thin layer near the inner boundary of the disk. As the accretion rate increases, the situation changes significantly. The changes show up primarily in the inner region of the disk. Fig. 2 shows the radial dependences of the temperature of the accretion disk for the accretion rate $\dot{m} = 50$, and different values of the viscosity parameter $\alpha = 0.01, 0.1, 0.4$. Clearly, for large \dot{m} and α the inner part of the disk becomes optically thin. Because of this, a sharp increase in the temperature of the accretion disk is observed in this region.

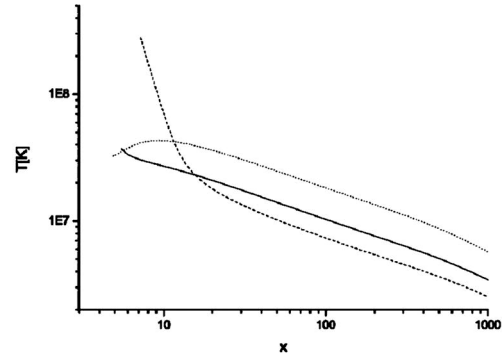


Fig. 2. The radial dependence of the temperature of the accretion disk for an accretion rate $\dot{m} = 50$, and viscosity parameters $\alpha = 0.01$ (dotted curve), $\alpha = 0.1$ (smooth curve), and $\alpha = 0.4$ (dashed curve).

Two distinct regions can be seen in the plot of the radial dependence of the temperature of the accretion disk. This is especially noticeable for a viscosity parameter $\alpha = 0.4$, where one can see the inner optically thin region with a dominant non-equilibrium radiation pressure P_{rad} , and an outer region which is optically thick with dominant equilibrium radiation pressure. Things are different when the viscosity parameter is small. Only a small (considerably smaller than for $\alpha = 0.4$) inner region becomes optically thin for accretion rates of $\dot{m} \approx 30 - 70$. Meantime, in the case of $\alpha = 0.01$, there are no optically thin regions at all.

7. Jet collimation by magneto-torsional oscillations

Following [4], we consider the stabilization of a jet by a pure magneto-hydrodynamic mechanism associated with torsional oscillations. We suggest that the matter in the jet is rotating, and different parts of the jet rotate in different directions, see Fig. 3.

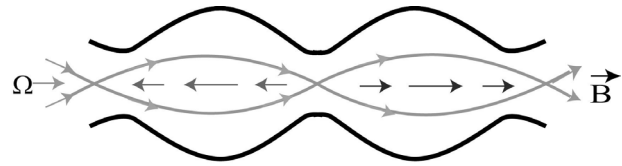


Fig.3. Qualitative picture of jet confinement by magneto-torsional oscillations.

Such a distribution of the rotational velocity produces an azimuthal magnetic field, which prevents a disruption of the jet. The jet is representing a periodical, or quasi-periodical structure along the axis, and its radius oscillates with time all along the axis. The space and time periods of oscillations depend on the conditions at jet formation: the length-scale, the amplitude of the rotational velocity, and the strength of the magnetic field. The time period of oscillations can be obtained during the construction of the dynamical model, and the model should also show at what

input parameters a long jet stabilized by torsional oscillations could exist.

Let us consider a long cylinder with a magnetic field directed along its axis. This cylinder will expand without limit under the action of pressure and magnetic forces. It is possible, however, that a limiting value of the radius of the cylinder could be reached in a dynamic state, in which the whole cylinder undergoes magneto-torsional oscillations. Such oscillations produce a toroidal field, which prevents radial expansion. There is therefore competition between the induced toroidal field, compressing the cylinder in the radial direction, and gas pressure, together with the field along the cylinder axis (poloidal), tending to increase its radius. During magneto-torsional oscillations there are phases when either the compression or expansion force prevails, and, depending on the input parameters, there are three possible kinds of behavior of such a cylinder that has a negligible self-gravity.

(1) The oscillation amplitude is low, so the cylinder suffers unlimited expansion (no confinement).

(2) The oscillation amplitude is high, so the pinch action of the toroidal field destroys the cylinder and leads to the formation of separated blobs.

(3) The oscillation amplitude is moderate, so the cylinder, in absence of any damping, survives for an unlimited time, and its parameters (radius, density, magnetic field etc.) change periodically, or quasi-periodically, in time.

After considerable simplifications, which details may be found in [4], the equation, describing the magneto-torsional oscillations of a long cylinder, takes the following form:

$$\frac{d^2 y}{d\tau^2} = \frac{1 - D \sin^2 \tau}{y}. \quad (12)$$

This equation describes approximately the time dependence of the outer radius of the cylinder $R(t)$ in the symmetry plane, where the rotational velocity remains zero. The dimensionless variables and the parameter D in (12) are defined

$$\tau = \omega t, \quad y = \frac{R}{R_0}, \quad \text{with} \quad R_0 = \frac{\sqrt{K}}{\omega}, \quad D = \frac{1}{2\pi K C_m} \left(\frac{C_b \Omega_0}{z_0 \omega} \right)^2.$$

The frequency of oscillations ω may be represented as

$$\omega = \alpha_n k V_A = \alpha_n \frac{B_{z,0}}{z_0} \sqrt{\frac{\pi}{\rho_0}}, \quad \text{where } k \text{ is the wave number,}$$

$$k = 2\pi/z_0, \quad \text{and } V_A \text{ is the Alfvén velocity,}$$

$V_A = B_{z,0}/\sqrt{4\pi\rho_0}$; $\alpha_n < 1$ is a coefficient determining the frequency of nonlinear Alfvén oscillations, which are similar to the magneto-torsional oscillations under investigation. The example of the dynamically stabilized cylinder is given in Fig.4, from [4], y and z are non-dimensional radius, and radial velocity, respectively. Transition to stochastic regime in these oscillations was investigated in [9].

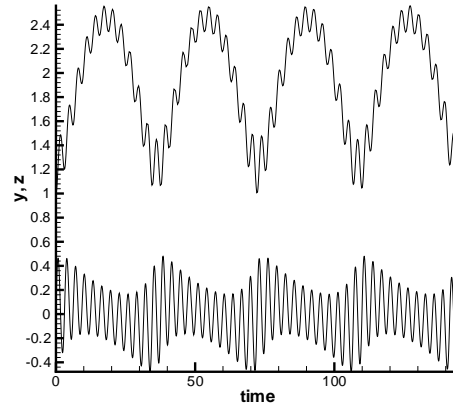


Fig.4. Time dependence of non-dimensional radius y (upper curve), and non-dimensional velocity z (lower curve), for $D = 2.1$, $y(0)=1$.

Acknowledgments. The work of GSBK, ASK was partially supported by the Russian Foundation for Basic Research grant 11-02-00602, the RAN Program 'Origin, formation and evolution of objects of Universe' and President Grant for Support of Leading Scientific Schools NSh-3458.2010.2. R.V.E.L. was supported in part by NASA grants NNX08AH25G and NNX10AF63G and by NSF grant AST-0807129.

References:

- [1] Y.V.Artemova, G.S.Bisnovatyi-Kogan, G.Bjornsson, I.D.Novikov: 1996, *ApJ*, **456**, p.119.
- [2] Y.V.Artemova, G.S.Bisnovatyi-Kogan, I.V.Igumenshchev, I.D.Novikov: 2001, *ApJ*, **549**, p.1050.
- [3] Y.V.Artemova, G.S.Bisnovatyi-Kogan, I.V.Igumenshchev, I.D. Novikov: 2006, *ApJ*, **637**, p. 968.
- [4] G.S.Bisnovatyi-Kogan: 2007, *MNRAS*, **376**, p. 457.
- [5] G.S.Bisnovatyi-Kogan: 2001, *Stellar physics*, **1,2**. Berlin: Springer.
- [6] G.S.Bisnovatyi-Kogan, A.S.Klepnev: 2010, *Astro-physics*, **53**, p.409.
- [7] G.S.Bisnovatyi-Kogan, R.V.E.Lovelace: 2007, *ApJL*, **45**, p.167.
- [8] G.S.Bisnovatyi-Kogan, R.V.E.Lovelace: 2010, PoS (Texas 2010) 008; arXiv:1104.4866.
- [9] G.S.Bisnovatyi-Kogan, A.I.Neishtadt, Z.F. Seidov, et al.: 2011, *MNRAS*, **416**, p.747.
- [10] G.S.Bisnovatyi-Kogan, A.A.Ruzmaikin: 1974, *Ap&SS*, **28**, p. 45.
- [11] G.S.Bisnovatyi-Kogan, A.A.Ruzmaikin: 1976, *Ap&SS*, **42**, p.401.
- [12] R.V.E.Lovelace: 1976, *Nature*, **262**, p.649.
- [13] R.V.E.Lovelace, M.M.Romanova, W.I.Newman: 1994, *ApJ*, **437**, p.136.
- [14] R.V.E.Lovelace, D.M.Rothstein, G.S.Bisnovatyi-Kogan: 2009, *ApJ*, **701**, p.885.
- [15] S.H.Lubow, J.C.B.Papaloizou, J.E.Pringle: 1994, *MNRAS*, **267**, p.235.
- [16] B.Paczynski, P.J.Wiita: 1980, *Astron. Ap.*, **88**, p.23.
- [17] B.Paczynski, G.S.Bisnovatyi-Kogan: 1981, *Acta Astr.*, **31**, p.283.
- [18] N.I.Shakura, R.A.Sunyaev: 1973, *Astron. Ap.*, **24**, p.337.

ПРОФИЛИ ЭМИССИОННЫХ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC3227 В РАЗНЫЕ ЭПОХИ ЕГО АКТИВНОСТИ

И.Ф.Бикмаев¹, И.И.Проник², Л.М.Шарипова²

¹ Казанский (Приволжский) федеральный университет – КФУ, Казань, Россия,
ibikmaev@yandex.ru

² Научно-исследовательский институт “Крымская астрофизическая обсерватория”,
пос. Научный, АРК, Украина, pronik@crao.crimea.ua, shali@crao.crimea.ua

АБСТРАКТ. Полученные на Российско-Турецком 1.5-м телескопе РТТ-150 в апреле 2009 года спектральные данные и данные, опубликованные в литературе, послужили основой исследования формы профилей эмиссионных линий в спектре ядра сейфертовской галактики NGC 3227 в разные эпохи его активности: 1967 г., 1977 г. и 2009 г. Результаты исследования формы профилей водородных линий позволили сделать предположение об отсутствии кардинального изменения сейфертовского типа ядра галактики от 1977 г. до 2009 г., но было выявлено существенное ослабление струйной активности ядра галактики в этом интервале времени.

Key words: Galaxies: Seyfert – individual: NGC 3227.

1. Введение

Одной из главных характеристик активных ядер галактик (АЯГ) является переменность излучения их ядер со временем. Наблюдательные особенности этой характеристики служат одной из основ моделей АЯГ. Сейфертовская галактика NGC 3227 является членом пары галактик NGC 3227-3226. Изменение активности ядра галактики NGC 3227 может быть следствием, в частности, взаимодействия со спутником. Рубин и Форд [1], исследуя спектры ядра галактики NGC 3227, полученные на 1.8-м телескопе Огайского университета и 2.1-м телескопе обсерватории Китт-Пик в 1966-1968 гг., обнаружили систематическое расширение газа со скоростью 175 км/сек в сторону от ядра. Наблюдательным проявлением активности ядра галактики является изменение формы профилей эмиссионных линий. Розенблатт и др.[2], изучая спектры, полученные на 1.5-м телескопе Паломарской обсерватории в 1979-1984 гг., выделили два типа профиля эмиссион-

ной линии H β . Проник и Метик [3] изучали профили бальмеровских линий по спектральным данным, полученным на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории в январе 1977 года. Ниже приводятся результаты, исследования спектров ядра галактики NGC 3227, полученных на Российско-Турецком телескопе РТ-150 в апреле 2009 года. На основе этих данных и данных, опубликованных в литературе, были прослежены изменения формы профилей бальмеровских линий от 1967 г. до 2009 г., поскольку эти изменения - важное свидетельство состояния активности ядра сейфертовской галактики.

2. Наблюдения, обработка и результаты

Спектральные наблюдения галактики NGC 3227 были проведены 16, 20 и 21 апреля 2009 года на 1.5-м Российско-Турецком телескопе с использованием прибора TFOSC (оптическая камера и спектрометр с редуктором светосилы). Было получено 17 спектрограмм. В наблюдениях применялась штатная аппаратура телескопа. Приемником света служила ПЗС-камера, имеющая размер 2080x2048 пкс. Дисперсия в регистрируемом диапазоне длин волн 3800 Å - 6700 Å и разрешение составляли 1.4 Å/пкс и 5 Å, соответственно. Ширина щели спектрографа была 1".2. Экспозиция индивидуального спектра длилась 20 минут. Обработка полученных 17 спектрограмм осуществлялась с помощью комплекса программ Dech 95, Dech 20, разработанных Г.Галазутдиновым (www.gazinur.com). Величина апертуры при обработке всех спектров была 1".2 x 1".8. На рис.1 показан спектр ядра галактики NGC 3227, полученный 21 апреля 2009 г.

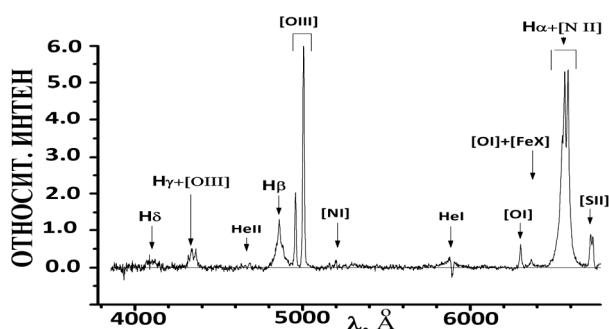


Рис.1: Спектр ядра сейфертовской галактики NGC 3227, полученный 21 апреля 2009 г. на телескопе РТТ-150. Тонкой горизонтальной линией показан уровень континуума. Вертикальными стрелками отмечено положение эмиссионных линий.

В результате обработки были получены профили бальмеровских линий H_γ , H_β , H_α , представленные на рис. 2. На каждой из панелей рисунка показаны три средних за ночь профиля линий H_γ , H_β , H_α , а также профили линий ионизованного кислорода [OIII] 4363Å, [OIII] 4959 и азота [NII] 6584Å за 16 апреля, 20 апреля и 21 апреля 2009 г.

По оси абсцисс отложены скорости газа в км/сек. Относительные интенсивности профилей спектральных линий, выраженные в единицах континуума, отложены по оси ординат. Положение континуума показано тонкой горизонтальной линией. Вертикальными стрелками и цифрами 1-6 отмечено положение компонент профилей водородных линий, согласно работам [1], [3]. При изучении полученных профилей эмиссионных линий были вычислены отношения пиков интенсивностей водородных и запрещенных линий: $I_{H_\gamma}^{\max} / I_{[OIII]4363}^{\max}$, $I_{H_\beta}^{\max} / I_{[OIII]4959}^{\max}$, $I_{H_\alpha}^{\max} / I_{[NII]6584}^{\max}$. Найденные величины составили 1.1, 0.75 и 1.0, соответственно. Кроме того, в профиле линии H_β было выявлено вздутие красного крыла в области от $0.3 I_{\max}$ до $0.5 I_{\max}$.

Данные, полученные на телескопе РТТ-150 и опубликованные в литературе, позволили провести сравнительный анализ формы профилей бальмеровских линий H_γ , H_β , H_α для трех эпох: 1967 г. (глубокий минимум яркости ядра галактики, имевшего тип Sy2), 1977 г. (эпоха максимума яркости ядра галактики; тип ядра - Sy1) г. и апрель 2009 г. Так, профиль линии H_β в эпоху 1967 г., показанный на рис. 3, согласно работе [1], имеет несколько компонент: 1-5. Наличие указанных компонент в профилях бальмеровских линий (рис. 4), в том числе голубого вздутия в линиях H_γ , H_β , в эпоху максимума яркости ядра в январе 1977 г. отмечали Проник и Метик [3].

Профили линий H_γ , H_β и H_α , полученные в апреле 2009 г., исследовались на наличие компонент 1 и 5 (рис.2). Было обнаружено, что присутствие этих компонент в профиле H_γ более выражено по сравнению с профилями линий H_β и H_α . Были выявлены изменения яркости компонент 1 и 5 линий H_γ , H_β , H_α относительно пика яркости линий для трех эпох активности ядра галактики: 1967 г., 1977 г., 2009 г., представленные в таблице.

Данные таблицы свидетельствуют о том, что в интервале времени от 1967 г. до 1977 г. происходило с разной степенью изменение яркости компонент линии H_β . В частности, в этот период изменение яркости компоненты номер 1 линии H_β произошло на фактор 3.9. В период от 1977 г. до 2009 г. изменение яркости этой компоненты имело фактор 2.6 и было наибольшим в сравнении с изменением яркости компонент линий H_γ , H_α в указанном интервале времени.

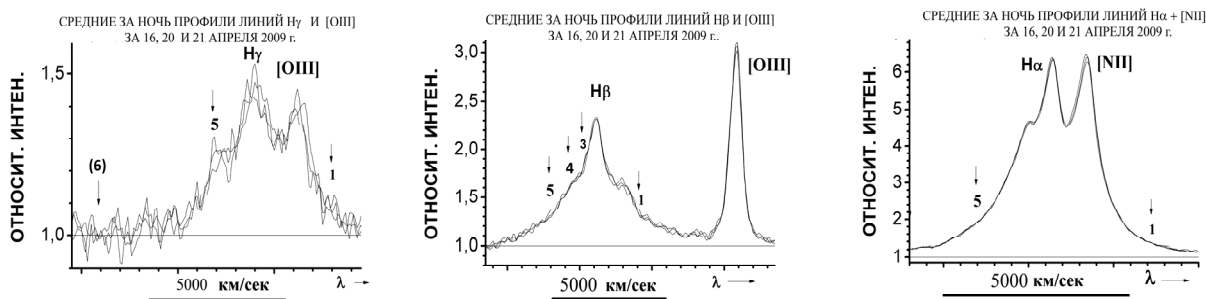


Рис.2: Средние за ночь профили линий H_γ , H_β , H_α для трех дат: 16 апреля, 20 апреля и 21 апреля 2009 г. Цифрами 1-6 обозначено положение компонент в профилях линий, согласно работам [1] и [3].

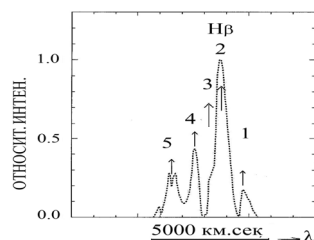


Рис. 3: Профиль линии H_β , в марте 1967 года [1].

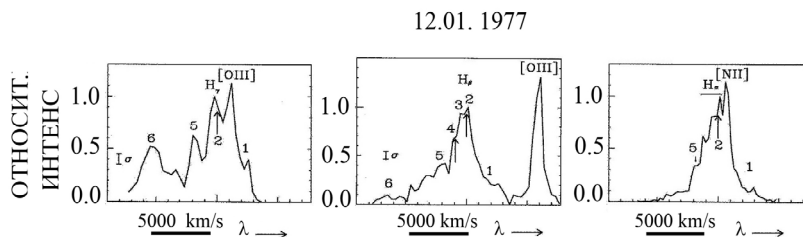


Рис. 4: Профили бальмеровских линий, полученные по наблюдениям на 6-м телескопе в январе 1977 года. [3].

Таблица: Изменение яркости некоторых компонент в профилях бальмеровских линий в спектре ядра галактики NGC3227

	01.1977 г.	04.2009 г.	03. 1967 г.
I (1комп.) / I _{max} (H γ)	40%	26%	
I (5комп.) / I _{max} (H γ)	60%	60%	
I (1комп.) / I _{max} (H β)	66%	25%	17%
I (5комп.) / I _{max} (H β)	30%	29%	27%
I (1комп.) / I _{max} (H α)	10%	7%	
I (5комп.) / I _{max} (H α)	32%	20%	

Было обнаружено уменьшение ширины профилей линий H γ , H β , H α на уровне 0.5 I_{max} яркости пика линий от 1977 г. до 2009 г., имевшее величину 12%, 5% и 16%, соответственно. В апреле 2009 г. красное крыло линии H β усилено в области от 0.3 I_{max} до 0.5 I_{max} по сравнению с контуром линии в январе 1977 г. - в эпоху максимума яркости ядра галактики NGC3227. В апреле 2009 г. наблюдалось равенство относительных интенсивностей пиков контуров линий H α 6563Å и [NII] 6584Å.

3. Выводы

Исследование профилей бальмеровских линий позволило предположить, что свыше 30 лет (1977 г. – 2009 г.) ядро галактики NGC 3227 не меняло карди-

нально свой сейфертовский тип. Наблюдалось только незначительное уменьшение ширины профилей линий H γ , H β , H α на уровне 0.5 I_{max} яркости пика, величина которого составляла 500 км/сек, 100 км/сек и 100 км/сек, соответственно. Было выявлено существенное различие в форме профилей линий, показавшее уменьшение струйной активности ядра от 1977 г. к 2009 г.: отсутствие голубого вздутия в линиях H γ и H β , уменьшение яркости голубых крыльев водородных линий и обнаружение вздутия в красном крыле профиля линии H β .

Авторы благодарят TUBITAK и КФУ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (1.5-метровый Российско-Турецкий телескоп в Анталя, Турция). Авторы благодарны Р.Я.Жучкову за помощь в наблюдениях на РТТ-150. ИФБ благодарит РФФИ за частичную поддержку данного исследования (гранты 09-02-97013-р-поволжье-а, 10-02-01145а).

Литература

1. Rubin V.C., Ford W.K.: 1968, *Ap.J.*, **154**, 431.
2. Rosenblatt E.I., Malkan M.A., Sargent W.L.W., Readhead A.S.C.: 1994, *Astrophys. Suppl.Ser.*, **V.93**, N.1, p.73
3. Pronik I.I., Metik L.P.: 2004, *Astron.&Astrophys. Transac.*, **23**, N.6, p.509.

THE BRIGHT PART OF PERSEUS ARM AND THE LENS

Shatsova R.B., Anisimova G.B.

Southern Federal University
Ростов-на-Дону, Россия
galina@iubip.ru

ABSTRACT. The part of Milky Way between $l \approx 90^\circ$ and 150° , related to the Perseus arm, stand out by its large brightness. It is due to the great number of supergiants, Cepheids, OB-associations, supernova, molecular clouds, γ -bursts, etc. The outlines of this part of the arm in the celestial projection almost coincide the Lens projection, formed by the intersecting radioloops' shells II and III, well known by their synchrotron radiation. It means, that the bright Perseus arm part is observing through nearby to it Lens ($r=100-250$ pc). The arm parts, observing outside this Lens, are fainter for several magnitudes. The Sagittarius arm is observing through the Loop I.

The modern data of the light absorption do not explain this phenomenon. This one and some other facts rise the hypothesis that the spur shells, in particular, the Lens are focusing, or in some other way make brighter passing through them radiation. It is important to estimate the role of the Lens effect in the existing picture of the spiral structure of the Galaxy, independently of the hypothesis.

The differences of brightness in the Perseus arm attracted the attention of several authors before us, for instance, Efremov in monograph "Sites of star formation in galaxies" [1].

One can distinguish the region at longitudes $l(90^\circ - 150^\circ)$ in comparison to the neighbouring regions in the

histograms in Fig.1 for the number of supergiants and OB-associations (over Humphreys [2]), the Cepheids on the map of Melnic et al [3], the (l, b) distribution of molecular clouds (over Huang and Thaddeuss [4]) – Fig.2a, the (x, y) - plane distribution of open clusters (over Dias et al [5]) – Fig.2b, etc.

We compared the visual magnitudes with the longitudes (V, l) for the supergiants (over [2]). Fig.3 shows the envelope curve from the bright side of this distribution for the distances larger 1 kpc. One can see at $l < 90^\circ$ and $l > 150^\circ$ both the number of these stars is several times smaller (Fig.1) and they are fainter for several stellar magnitudes. The third peculiarity of the bright part is its inclination to the galactic equator: between $b \approx +12^\circ$ at $l \approx 90^\circ$; and $b \approx -13^\circ$ at $l \approx 143^\circ$. The inclination is seen also in HII region (over Berdnikov).

The observation of arm region $l(90^\circ, 150^\circ)$, distinguished in larger density, brightness and inclination may mean either real inhomogeneity of the arm, similar to the fragmental spirals of many galaxies, or it tells some circumstances, giving the visibility of inhomogeneity. In last case the simplest explanation of the visibility of differences would be the higher light absorption in the neighbouring sky regions. But the modern maps of light absorption (Hakkila et al, [6]) show the higher light absorption in the bright part, but not around it (Fig.4). So, the alternative to the real difference in the arm can be the other reason.

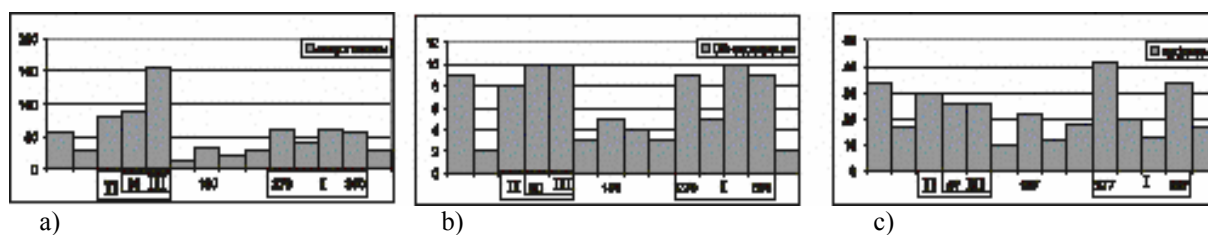


Fig. 1. The number of objects at $l(90^\circ, 150^\circ)$
a) supergiants, b) OB-associations (over Humphreys), c) the Cepheids on the map of Melnic et al

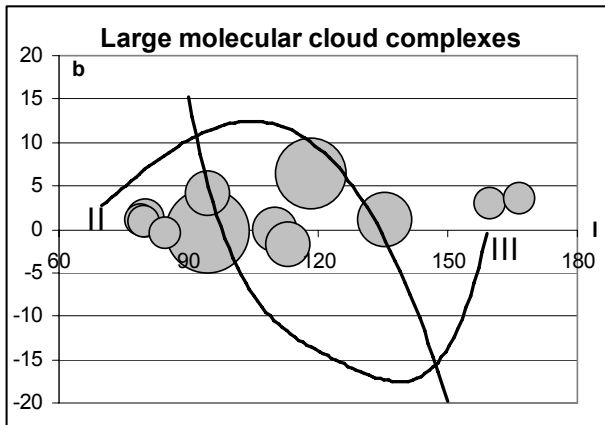


Fig.2a (l, b) distribution of molecular clouds (over [4])

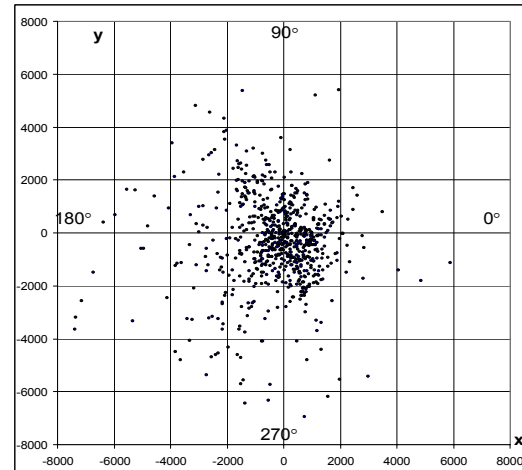


Fig. 2b (x, y)-plane distribution of open clusters (over [5])

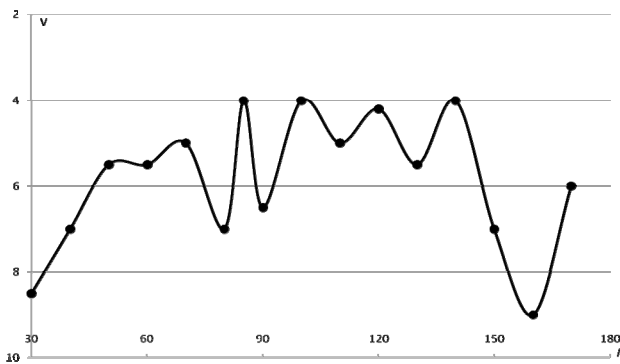
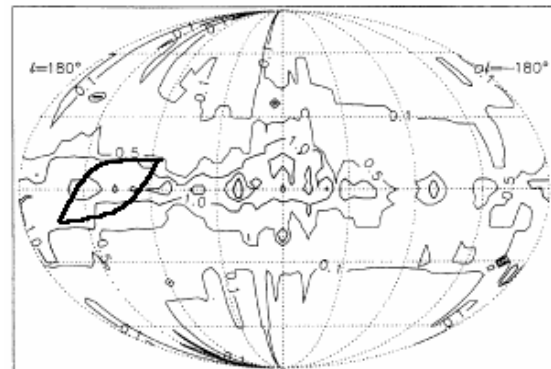
Fig. 3 (V, l) distribution for supergiants (over [2]). The envelope curve from the bright side of this distribution for the distances larger 1 kpc. The number of these stars both at $l < 90^\circ$ and $l > 150^\circ$ is smaller and they are fainter for several stellar magnitudes.

Fig. 4. The Lens on the map of light absorption ([6])

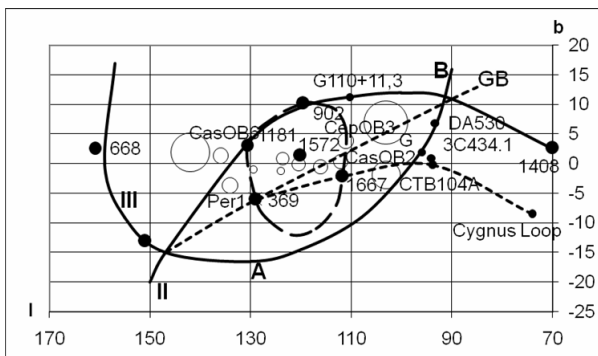
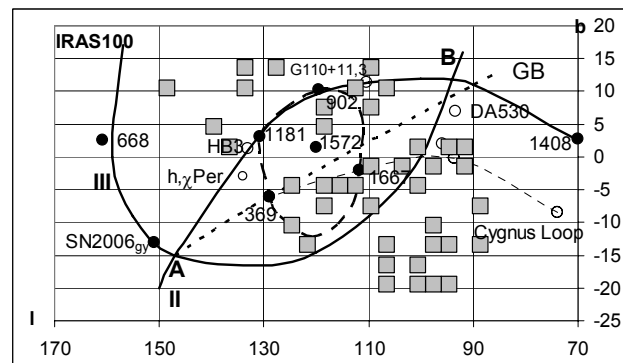


Fig. 5a. The Lens, formed by the Loops II & III on the map of supernovas (black circles) and OB associations (open circles).

Fig. 5b. The Lens, formed by the Loops II & III on the map of supernovas and IRAS100 sources: grey areas ($3^\circ \times 3^\circ$), where the number of IRAS100 sources exceeds the average number \bar{N} at the same latitude for $\sqrt{\bar{N}}$.

Examining the radiospurs – the shell structures, known by its synchrotron radiation, located at the distances of 100 – 300 pc – we turned our attention to the sky region, named as “Lens” [7]. It is formed by the intersection of Loops II and III, [8]. Many interesting objects are observed through this Lens, as we’ll tell below. But firstly we’ll begin by the fact, that the outlines of the bright part of Perseus arm is almost coinciding with the outlines of the Lens projection (Fig.5). The Lens is turned to us by its edge. It is stretched along the Gould Belt for almost 60° in the same way as the arm does, and it has the same inclination ($\approx 20^\circ$). All remote galactic objects in this directions and the whole bright part of the arm are observed through this Lens. The Lens in its coordinates, angular dimensions and the inclination is similar to the avoidance zone of the galaxies. Only the galaxy IC10 is observed in the window of transparency (Fig.5), located near the Lens centre. The other galaxies are observed at the border of both Zone [9] and Lens, restricting the arm. Thus, the chain of the north part of Andromeda group galaxies (≥ 6 galaxies) is stretched along the southern border. There is only one galaxy of Local group – Sag – at such small latitudes (near the centre of Galaxy). One more chain consists of the discrete sources of microwave radiation. The WMAP-3 catalogue [10] contains the same number of objects of this chain. But such objects restrict the avoidance zone in the other places, too. The remote supergalaxy Perseus is observed through the Lens vertex A.

The observed picture has one more peculiarity – it is quasi-symmetry relative to the Lens elements (Fig.5a). It is similar to the eye, consisting of the pupil, iris, the eyeball and the eyelids. The eyelids are outlined by the chains of galaxies and several supernova (SN902, SN1181, SN1408, SN668) and remnants – HB3, G110+10.3, W63 are at the northern eyelid, and DA530, etc – near the southern one. The supernova Tycho (SN1572), the Cas OB4 association, and the galaxy IC10, form the “pupil” near the Lens centre. There are four historical supernova more: SN369, 902, 1182 and 1667 (CasA) [11] at the edge of “iris”, having the radius about $8 - 10^\circ$ around the “pupil”. There are four associations (Cas OB2, CepOB3, Per1, Cas OB6) at the ring of four supernova. There are Cas OB1, 5, 7 and 8, over [2], between the “pupil” and the ring.

The large associations Per1 and SepOB2 are almost symmetrical relatively the “pupil”. The same “eye” and the ring one can see also over the infrared radiation [12]. Fig.5b shows the areas ($3^\circ \times 3^\circ$), where the number of IRAS₁₀₀ sources exceeds the average number \bar{N} at the same latitude for $\sqrt{\bar{N}}$. The IR-loops are projecting inside the ring, over [13].

Even the gamma bursts are quasi –symmetric relative the Lens. Its dense chains are seen in different sky regions, and in the Lens region, as well, over the maps of 1000, 2000, etc bursts, registered by the specialized satellites during different years. Some chains border “the eye” by “the eye-

lids”, similar to the mentioned above galactic chains. The most dense chain passes along the small Lens axis. And it can mean either their extragalactic or Galactic nature, or, perhaps, the Lens itself. Other chains are rather symmetrically located inside the Lens. But the gamma bursts is the special and very actual theme, which cannot be solved by the way.

What is the probability of random location of the bright part of Perseus arm inside the Lens? That 5 of 12 historical supernova are randomly located inside the Lens, and 2 more are located nearby, at the shells II and III? That the bright Perseus supergalaxy is randomly located in the Lens vertex A? And several more facts.

It seems like that the Lens screening is making brighter the picture of remote objects, observing through it, and it is focusing them. And quasi –symmetry can be the effect of macro-lensing.

Page et al [14] discovered the polarization of microwave (relict) radiation inside the whole radioloops system area.

One can see that the number of physical phenomena, created by spurs, increases and it will attract the attention of astrophysics again and again.

Resuming the theme of Perseus spiral arm, we can conclude, that its objects are rather more remote, than it is considered now. We cannot even exclude the question about its reality. But it needs the special examination.

References

1. Efremov Ju.N.: 1989, “Sites of star formation in galaxies”, Science, Moscow
2. Humphreys R.M.: 1970, *AJ.*, **75**, 602; 1973, *Ap.J Suppl.Ser.*, **38**, 309
3. Melnik A.A. et al.: 2000, “The variable stars – the key of ... Galaxy”, N.Arkhiz, p.148
4. Huang Y-L, Thaddeus P.: 1986, *Ap.J.*, **309**, 804-821
5. Dias W.S., Alessi B.S. et al.: 2002, *A.A.*, **389**, 871
6. J. Hakkila et al.: 1997, *AJ*, **114**, №5, 2043-2053
7. R.B.Shatsova, G.B.Anisimova: 2008, *Odessa Astronomical Publications*, Odessa, **21**, 106
8. Berkhuijsen E.M.: 1973, *A.A.*, **24**, 143
9. De Vaucouleurs: 1959, *AJ(rus)*, **36**, 977
10. http://lambda.gsfc.nasa.gov/data/map/dr2/dfp/wmap_ptsrc_catalog_p2_3yr_v2.txt (WMAP)
11. R.B.Shatsova, G.B.Anisimova: 2007, *Modern Problems of Astronomy*, Odessa, p.40
12. R.B.Shatsova, G.B.Anisimova: 2005, *Odessa Astronomical Publications*, Odessa, **18**, 96
13. R.B.Shatsova, G.B.Anisimova: 2007, “Variable stars. The Galactic Halo & Galaxy Formation” SAI MSU, Moscow p.165
14. Page L., Hinshaw G., Komatsu E. et al.: 2007, *Astrophys.J.Suppl.Ser.*, **170**, 335-376

PG 1115+080: NEW ANALYSIS OF LIGHT CURVES CONFIRMS OLD TIME DELAY RESULTS

B.Artamonov¹, E.Koptelova^{1,2}, V.Oknyanskij¹, E.Shimanovskaya¹

¹ Sternberg Astronomical Institute of Moscow State University
Moscow, Russian Federation

² Physics Department of National Taiwan University, Taipei, Taiwan
oknyan@sai.msu.ru

ABSTRACT. We analyze all publicly available long-term optical observations of the gravitationally lensed quasar PG1115+080 with the aim of measuring time delays between its four components. In particular, we present analysis of the Maidanak light curves of the PG1115+080 components obtained between 2001 and 2006 (Tsvetkova et al. 2010). We find that the light curves of the 2006 observational season show almost linear trend with some fast variations seen only in the A1 and C components. This can be as due to microlensing or observational errors. These fast variations can decrease statistical significance of the time delay estimates or even produce misleading results. Application of the MCCF technique (Oknyanskij 1993) to photometric data collected in the 2004-2005 seasons gives time delay values $t_{BC} = 22 \pm 3$, $t_{AC} = 12 \pm 3$, and $t_{BA} = 10 \pm 3$ days, which are in agreement with previous results of Schechter et al. (1997) and Barkana (1997) reported for the 1995-1996 light curves analyzed using two different statistical methods. The ratio t_{AC}/t_{BA} between our intermediate delays is about 1.2 that is close to the value reported by Barkana (~ 1.13) and predicted by lens models (~ 1.4) unlike the Schechter's and Vakulik's (2009) values (~ 0.7 and ~ 2.7).

Time delays between quasar's intrinsic brightness variations seen in different images of gravitationally lensed quasars provide a tool for an optical measurement of the Hubble constant H_0 (Refsdal 1964). The difficulties of the H_0 measurement based on the lensed quasars time delays were broadly discussed. The main one is the model of the lensing galaxy. The values of H_0 from lensing time delays are generally less than the most recent estimate of $H_0 = 72 \pm 8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ obtained in the HST Key Project with the use of Cepheids (Freedman et al. 2001).

The PG 1115+080 is the first quadruple gravitationally lensed quasar, which was initially discovered as a triplet (Weymann et al. 1980, Hege et al. 1981). The system was claimed to be a promising candidate for an optical meas-

urement of the Hubble constant through a time delay estimation. Multiple time delays were published for that system by Schechter et al. in 1997 based on optical observations conducted in 1995-1996 with four instruments. They found that the component C leads the component B by 23.7 ± 3.4 days and components A₁ and A₂ by 9.4 ± 3.4 days. The same data were analyzed by Barkana with different statistical technique that provides the time delay values $t_{CB} = 25.0^{+3.3}_{-3.8}$ days and $t_{CA} = 13.4^{+2.0}_{-2.2}$ days. New time delay estimates for PG1115 were published in 2010 when data of monitoring campaign conducted at Maidanak Observatory (Uzbekistan) were analyzed by Tsvetkova et al. (2010). The authors applied their own method and obtained results that considerably differ from values, determined earlier by Schechter et al. and Barkana, and result in larger values of the Hubble constant.

We analyzed observations of PG 1115+080 conducted with 1.5 m telescope at Maidanak observatory in 2001-2006 (Tsvetkova et al. 2010) and R-band observations of the quasar with SMARTS 1.3 m telescope at CTIO and 2.4 m telescope at the MDM Observatory in 2004-2006 (Morgan et al. 2008). The light curves of PG1115+080 are presented in Figure 1. The time delay between A1 and A2 is expected to be hours, so we averaged light curves of the A1 and A2 components to compose the A light curve. The Maidanak observations is the most complete and homogeneous data of the long-term monitoring of the PG1115 available. However, we have found that A1, A2, B, C light curves for 2006 represent almost linear trend with some fast variations only in A1 and C components that can be due to microlensing or observational errors. We believe that those data can decrease the statistical significance of time delay estimates or even provide misleading results (see Figure 2), so we excluded it from the time delay analysis. An idea to combine Maidanak data with the SMARTS photometry published by Morgan et al. (2008) seemed quite appealing. But large scatter of the data points in B and C light curves hamper detection of the

quasar brightness variations as was noted by Vakulik et al. (2009), so we used SMARTS data only for A1+A2. Then we applied the modified cross-correlation function (MCCF) technique (Oknyanskij 1993, Koptelova et al. 2006) to the PG1115 light curves. We calculated cross-correlation functions for observational seasons 2004, 2005, 2006 separately, and for the combined seasons 2004-2006 and 2004-2005. Cross-correlation functions for the CB pair of PG1115+080 components calculated for 2004, 2005 and 2004-2005 data are presented in Figure 2 (left). The cross-correlation function for the CB pair in 2006 is presented in Figure 2 (right). It has several maxima and is unstable. We also have found that data from 2006 makes the

result for the combined season 2004-2006 unstable. So we decided to rely only on 2004-2005 data to estimate the time delays. Figure 3 shows cross-correlation functions for the CB pair based on Schechter data (left) and for the AB and AC pairs of PG1115+080 components based on SMARTS (Morgan et al. 2008) and Maidanak (Tsvetkova et al. 2010) observations (right). We find that component C leads component B by 22 ± 3 days and components A1 and A2 by 12 ± 3 days, and component A leads component B by 10 ± 3 days. The time delay results for PG1115+080 are summarized in Table 1.

Table 1. PG1115+080 time delays

	t_{BA} , days	t_{AC} , days	t_{BC} , days	t_{AC}/t_{BA}
Schechter et. al. 1997	14.3	9.4 ± 3.4	23.7 ± 3.4	0.7
Barkana, 1997	$11.7^{+2.9}_{-3.2}$	$13.4^{+2.0}_{-2.2}$	$25.0^{+3.3}_{-3.8}$	1.1
Tsvetkova et. al. 2010	$4.4^{+3.2}_{-2.5}$	$12.0^{+2.5}_{-2.0}$	$16.4^{+3.5}_{-2.5}$	2.7
This work	10 ± 3	12 ± 3	22 ± 3	1.2

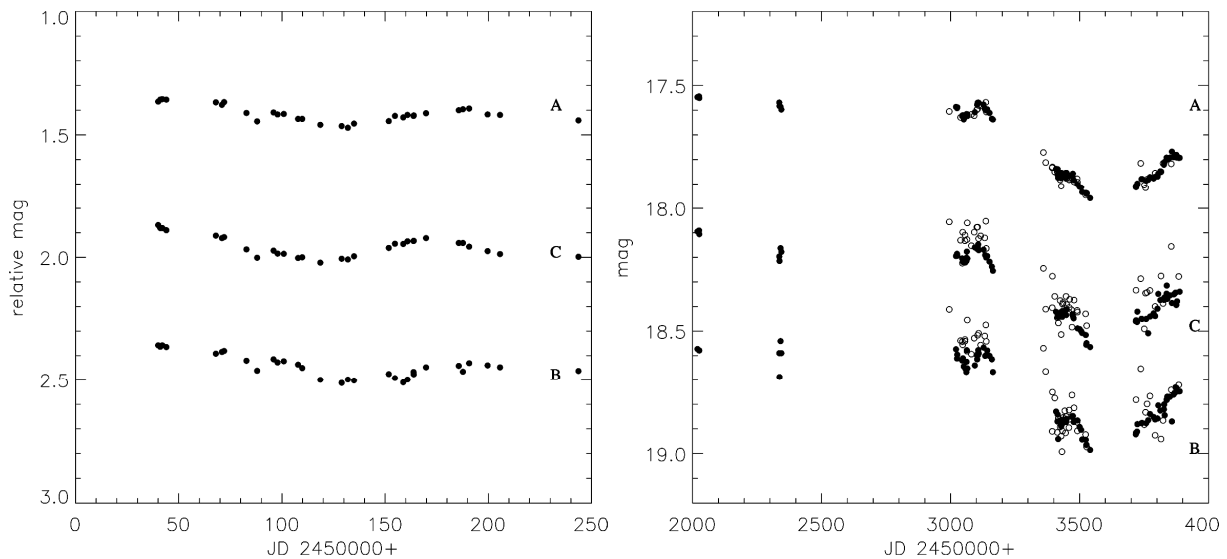


Figure 1. The light curves of PG1115+080 in 1995-1996 (left, A light curve is shifted by 1.5 mag) based on data of Schechter et al. (1997) and combined SMARTS (open circles) and Maidanak (filled circles) light curves of PG1115+080 in 2001-2006 (right, A light curve is shifted by 0.7 mag) based on data of Morgan et al. (2008) and Tsvetkova et al. (2010)

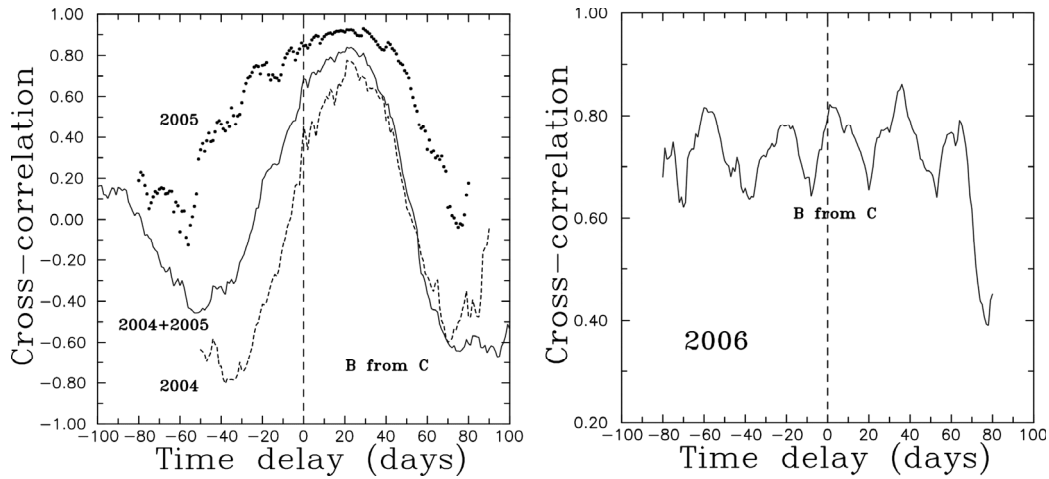


Figure 2. MCCF cross-correlation functions for the CB pair of PG1115+080 components based on Maidanak observations in 2004-2005 (left) and 2006 (right)

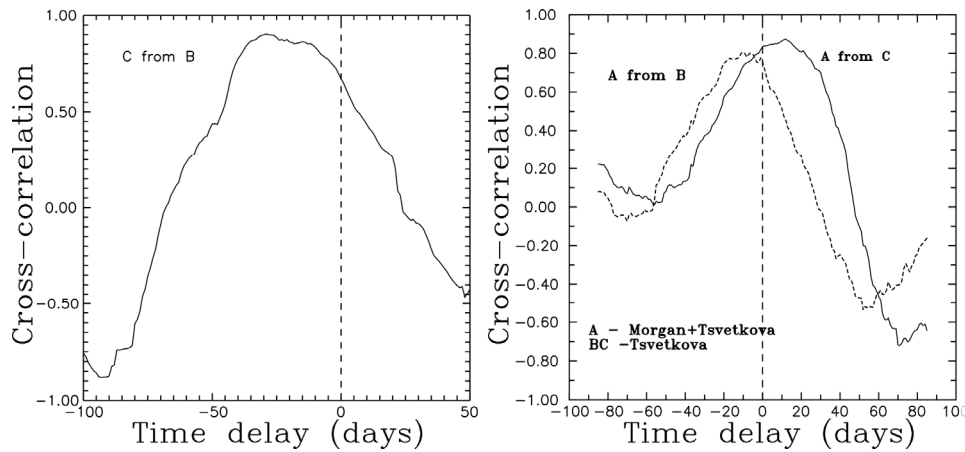


Figure 3. MCCF cross-correlation functions for the CB pair of PG1115+080 components based on Schechter et al. data (left) and for the AB and AC pairs of PG1115 components based on SMARTS and Maidanak observations (right)

Time delays found are in correspondence with the earlier results of Schechter et al., Barkana et al. and partially with the results of Vakulik et al. (2009) within the accuracy of the analysis. Unfortunately, even all available data do not allow to unambiguously and justified vote for larger or smaller value for the BC time delay and consequently for smaller or larger value of the Hubble constant. New observations and, probably, reprocessing of the available data are needed to attain better accuracy. New methods of analysis, taking into account microlensing and weights of all data points, need to be developed.

We thank Paul L. Schechter for kindly providing us with the PG1115+080 observational data obtained in 1995-1996. The work was supported by Russian Foundation for Basic Research, grants 09-02-00244, 11-01-00040, 10-01-91150-ГФЕН.

References

1. R.Barkana: 1997, *ApJ*, **489**, No. 1, 21.
2. W.L.Freedman, B.F.Madore, B.K.Gibson et al.: 2001, *ApJ*, **553**, 47.
3. E.K.Hege, E.N.Hubbard, P.A.Strittmatter et al.: 1981, *ApJ*, **248**, L1.
4. E.A.Koptelova, V.L.Oknyanskij, E.V.Shimanovskaya: 2006, *A&A*, **452**, 37.
5. C.W.Morgan, C.S.Kochanek, Dai X. et al.: 2008, *ApJ*, **689**, 755.
6. V.L.Oknyanskij: 1993, *Pis'ma v Astronomicheskii Zhurnal*, **19**, 1021.
7. S.Refsdal: 1964, *MNRAS*, **128**, 307.
8. P.L.Schechter, C.D.Bailyn, R.Barr et al.: 1997, *ApJ*, **475**, 85.
9. V.S.Tsvetkova, V.G.Vakulik, V.M.Shulga et al.: 2010, *MNRAS*, **406**, No. 4, 2764.
10. V.G.Vakulik, V.M.Shulga, R.E.Schild et al.: 2009, *MNRAS*, **400**, 90.
11. R.J.Weymann, D.Latham, J.Roger: 1980, *Nature*, **285**, 641.

ФОРМЫ ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ СВЕРХСКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

Е.А.Панько

Николаевский национальный университет им. В.А.Сухомлинского
panko.elena@gmail.com

ABSTRACT. We analyzed the shapes of galaxy superclusters, contains only 3 galaxy clusters. The superclusters were found using PF Catalogue Galaxy Clusters and Groups covering 5000 square degrees as input data. We applied Friend-of-Friend method and found 111 galaxy superclusters including 62 three-member ones. We showed the real superclusters are elongated structures. In best fit ellipse approximation the typical value of minor axis less than 0.5 of major axis; 30% of the galaxy clusters triplets have minor axis less than 0.8 of major axis. The Kolmogorov-Smirnov test confirmed this property is not random.

Введение

Распределение галактик во Вселенной не однородно, и это заметно как в их положениях на небесной сфере, так и при анализе трехмерного распределения галактик в пространстве. Даже без применения специальных методов видны области повышенной концентрации галактик, такие, как двойные и кратные системы галактик, группы галактик и скопления, в которых насчитывается от десятков до нескольких тысяч членов [1]. Применение современных вычислительных методов позволяет уверенно находить, описывать и анализировать эти структуры в том числе и статистическими методами [2, 6, 7, 12, 15]. В рамках современной космологической парадигмы Λ CDM эволюция скоплений галактик связана с развитием первичных флуктуаций плотности, а скопления галактик являются крупнейшими вириализованными структурами во Вселенной. В работе [8] на базе CfA обзора измеренных красных смещений галактик показано, что группы галактик показывают волокнистое распределение. На масштабах в десятки мегапарсек скопления и группы галактик формируют ассоциации еще большего порядка – сверхскопления галактик. Эти структуры не вириализованы, но в случае доминирования во Вселенной темной энергии дальнейшая эволюция сверхскоплений галактик приводит к формированию

островных изолированных сверхплотных конгломераций вещества [2]. В настоящее время крупномасштабная структура Вселенной развивается и, если формирование сверхскоплений идет по иерархическому сценарию, то вытянутость формирующихся структур должна быть заметна уже для трехчленных образований. Мы нашли типичные значения эллиптичности для трехкомпонентных сверхскоплений галактик.

Наблюдательный материал

Мы использовали Каталог скоплений и групп галактик (далее *PF*) [12], базирующийся на Мюнстерском красном обзоре неба [16], как входной список для поиска сверхскоплений. Основной каталог *PF* насчитывает 6188 групп и скоплений галактик, с численностью галактик в поле структуры N_g от 10 до 837, с оценочными значениями количества фоновых галактик N_{bg} от 3-х до 243. Для каждой структуры в каталоге *PF* приведен набор параметров, описывающих ее форму и ориентацию в приближении наилучшего эллипса. Каталог покрывает 5000 квадратных градусов в южном полушарии неба и базируется на статистически полном списке галактик до красной звездной величины $r_f=18.^m$ в этой области неба [16]. Как и исходный список, каталог *PF* является двухмерным, но проведенная калибровка расстояний по звездной величине десятой по яркости галактики [13] позволяет рассматривать этот каталог как трехмерный. В работе [4] показано, что структуры с $N_g \geq 50$ ($N_{bg} \geq 21$) по значениям их эллиптичности $E=1-b/a$ и эволюционного фактора dE/dz можно отнести к одной популяции, а остальные – к другой. При этом объекты первой популяции (скопления галактик) отражают основные детали крупномасштабного распределения светящегося вещества, а группы галактик (вторая популяция) позволяют проследить детали этого распределения.

В процессе работы выяснилось, что несколько структур каталога *PF* требуют дополнительного анализа, который и был проведен. В модифицированном

каталоге *PF* насчитывается 1711 скоплений с $N_g \geq 50$. Среди них 9 имеют больше 400 галактик в поле скопления, от 301 до 400 галактик содержат 19 скоплений, от 201 до 300 – 71, от 101 до 200 – 362 и от 50 до 100 галактик имеют 1250 скоплений. Большая часть этих 1711 скоплений имеют красные смещения до 0.12, т.е. мы будем рассматривать ближние сверхскопления. Распределение красных смещений входного списка скоплений показано на Рис. 1.

Метод поиска сверхскоплений

Для поиска сверхскоплений мы использовали *Friend-of-friend* (*FoF*) алгоритм. Он применяется в двух версиях, предложенных в работах [17] и [9]. Различие этих алгоритмов поиска кластеризованных объектов связано только со значением критической дистанции, при которой объекты считаются связанными: в [17] эта одинакова для всего набора объектов, а в [9] дистанция изменяется с увеличением расстояния от наблюдателя. Мы применили *FoF* алгоритм с постоянным значением критической дистанции, т.к. 1711 скоплений исходного списка имеют z в пределах 0.16 (Рис. 1). По этой же причине для расчета расстояний мы применили простейший вариант определения расстояния между скоплениями. Для z в пределах до 0.16 значения расстояний, вычисленные по всем трем формулам, совпадают в пределах точности вычислений нашего исследования.

Для поиска сверхскоплений галактик методом *FoF* мы определили расстояние до ближайшего скопления D для всего исходного массива данных. Эти значения находятся в пределах от $4.5 h^{-1}$ Мпк до $169 h^{-1}$ Мпк

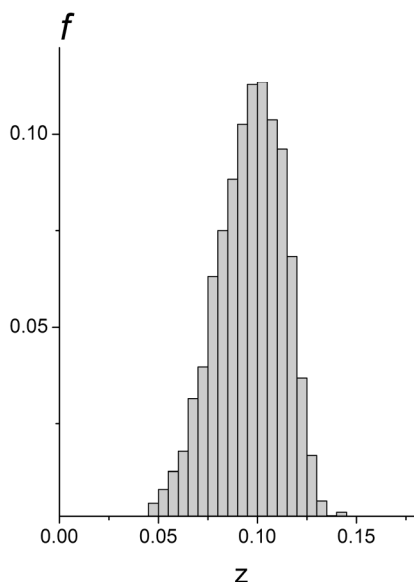


Рис. 1: Распределение красных смещений 1711 скоплений галактик модифицированного каталога *PF*.

(Рис. 2). При этом из 1711 только 13 имеют расстояния до ближайшего соседа больше, чем $70 h^{-1}$ Мпк. Эти скопления мы будем рассматривать как кандидаты в изолированные скопления, а рабочий диапазон расстояний принимаем в пределах от 4.5 до $70 h^{-1}$ Мпк.

Мы определили контраст линейной шкалы расстояний аналогично определению контраста площадей для плоскости как:

$$\gamma = \frac{\bar{D} - D}{D} \quad (1)$$

где \bar{D} – среднее значение расстояния для случайного распределения.

Для нашего рабочего диапазона $\bar{D} = 37.2 h^{-1}$ Мпк, и в этом случае значение $\gamma = 1.5$ соответствует значению $D_{\text{lim}} = 24 h^{-1}$ Мпк. Это значение совпадает с критической дистанцией в работе [7]. Мы приняли это значение как предельное для поиска сверхскоплений методом *FoF*. Для выбранного значения D_{lim} в случайном распределении кластеризованными будут 15% ядер.

Поиск сверхскоплений выполнялся таким образом: для каждого скопления находилось ближайшее соседнее скопление. Если расстояние до этого соседа (*Friend*) было меньше критического, то такой набор считался кластеризованным. Затем для каждого из соседей поиск повторялся (*next Friend*). Процедура останавливалась, когда больше не находилось ближайшего соседа на расстоянии, меньшем, чем D_{lim} . Всего было найдено 111 сверхскоплений с количеством членов от 3-х до 9-ти. Больше всего трехчленных структур – 62, что позволяет проанализировать эту выборку статистическими методами.

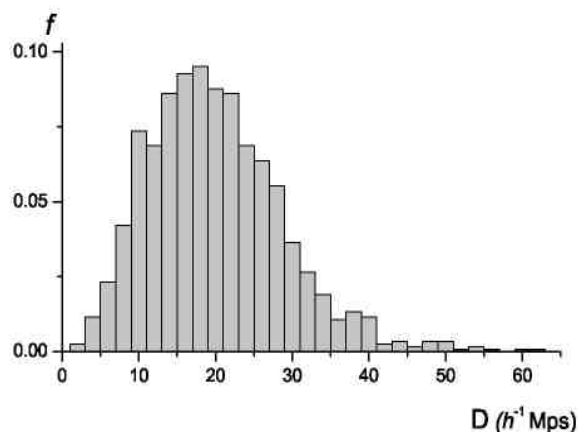


Рис. 2: Распределение расстояний до ближайшего соседа для 1711 скоплений галактик модифицированного каталога *PF* (13 скоплений с $D > 70 h^{-1}$ Мпк не показаны).

Таблица 1: Интегральное распределение эллиптичностей реальных и смоделированных трехчленных сверхскоплений

Середина бина (размер бина 0.1)	Реальные сверхскопления	Смоделированные три- плеты	Разности между смоделиро- ванными и реальными три- плетами
0.05	0.0161	0	-0.0161
0.15	0.0161	0.0161	0
0.25	0.0806	0.1129	0.0323
0.35	0.129	0.2581	0.1291
0.45	0.2742	0.5161	0.2419
0.55	0.4194	0.7419	0.3225
0.65	0.5484	0.9355	0.3871
0.75	0.7097	0.9677	0.258
0.85	0.9196	1	0.0804
0.95	1	1	0

Формы трехчленных сверхскоплений галактик

Для трехчленных сверхскоплений в качестве характеристики формы мы рассматриваем эллиптичность, определенную формально через отношение осей наилучшего эллипса:

$$E = 1 - b/a, \quad (2)$$

где a и b соответственно большая и малая оси наилучшего эллипса.

Значения a и b мы определяли двумя способами: применяя формально метод ковариационного эллипса [3, 5] и как собственные значения ковариантной матрицы, составленной из векторов, определяющих положение членов сверхскопления в трехмерном пространстве. Как показано в работах [10, 11, 14], собственные значения составленной таким образом матрицы пропорциональны осям структуры в приближении наилучшего эллипсоида. В нашем случае значения E , определенные обоими методами совпадают с точностью до 4-го знака. Разумеется, для трехчленной структуры только два собственных значения рабочей матрицы не равны нулю. Можно добавить, что для точек, расположенных в вершинах равностороннего треугольника, значения a и b равны.

Для найденных трехкомпонентных сверхскоплений характерна вытянутая форма: большая их часть имеет эллиптичность $E > 0.5$, к филаментарным объектам с $E > 0.8$ относятся 30% исследованных объектов (Рис. 3, верхняя панель).

Чтобы оценить влияние случайного фактора на изучаемый параметр мы смоделировали аналогичный набор трехчленных структур, но со случайными положениями членов. Распределение эллиптичности случайных триплетов гауссово с медианным значением 0.5 (Рис. 3, средняя панель). По разности этих распределений (Рис. 3, нижняя панель) мы можем сделать вывод, что вытянутость реальных сверхскоплений не случайна. Тест Колмогорова-Смирнова (Таблица 1) подтверждает этот вывод. Для интегрального распределения с бином 0.1 мы получили значение для квантиля распределения Колмогорова-Смирнова $\lambda = 2.155$ по максимальной разнице интегральных распределений эллиптичности реальных и смоделированных триплетов, (бин 0.6 - 0.7, в Таблице 1 выделено полу-

жирным шрифтом). Критическое значение на уровне достоверности $\lambda\alpha = 0.01 = 1.627$. Полученное значение больше критического на уровне достоверности $\alpha = 0.01$, и это позволяет отвергнуть гипотезу о совпадении наблюдаемого распределения со случайным.

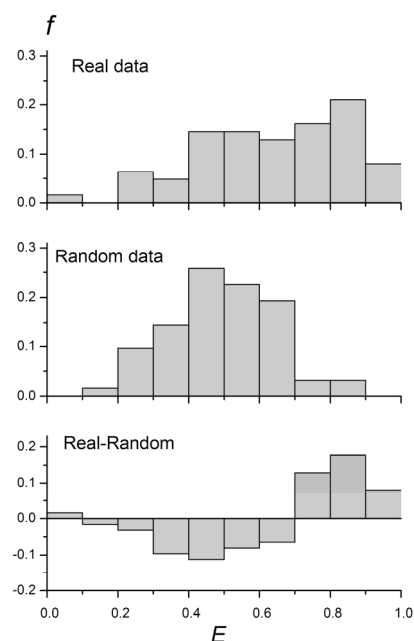


Рис. 3: Распределение эллиптичностей реальных и модельных структур и разность распределений

Выводы

На основе анализа эллиптичности 62 трехчленных сверхскоплений галактик, найденных для скоплений каталога *PF* методом *Friend-of-friend*, мы показали, что их форма не является случайной: большая часть их имеет эллиптичность $E > 0.5$, а 30% относятся к филаментарным образованиям с $E > 0.8$. Тест Колмогорова-Смирнова опровергает гипотезу о случайности форм трехчленных сверхскоплений галактик на уровне достоверности $\alpha = 0.01$. Таким образом, уже на уровне самых бедных сверхскоплений идет формиро-

вание филаментарных структур. Кроме того, учитывая, что мы рассматривали ближайшие к нам сверхскопления, можно сказать, что вириализация таких структур из-за их относительно небольшой массы еще не произошла, и мы будем наблюдать вытянутые сверхскопления галактик и на больших расстояниях.

Благодарности. В исследовании мы пользовались сервисом Astrophysics Data System NASA. Это исследование частично поддерживается грантом BS052 Университета Яна Куханевского в Кельце, Польша.

Литература

1. G.O.Abell, H.G.Corwin, R.P.Olowin: 1989, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **70**, 1.
2. P.A.Araya-Melo, A.Reisenegger, A.Mez. et al.: 2009, *Mon. Non. Roy. Astron.Soc.*, **399**, 97.
3. M.Biernacka, P.Flin, E.Panko, T.Juszczyk: 2007, *Odessa Astron. Publ.*, **20**, 26.
4. M.Biernacka, P.Flin, E.Panko, T.Juszczyk: 2009, *ASP Conf. Ser.*, **409**, 29.
5. D.Carte, N.Metcalf: 1980, *Mon. Non. Roy. Astron.Soc.*, **191**, 325.
6. G.B.Dalton, S.J.Maddox, W.J.Sutherland, G.Efstathiou: 1997, *Mon. Non. Roy. Astron.Soc.*, **289**, 263.
7. M.Einasto, E.Tago, J.Jaaniste, J.Einasto, H.Andernach: 1997, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **123**, 119.
8. M.J.Geller, J.P.Huchra: 1983, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **52**, 61.
9. J.P.Huchra, M.J.Geller: 1982, *Astrophys. J.*, **257**, 423.
10. H.Jang-Condell, L.Hernquist: 2001, *Astrophys. J.*, **548**, 68.
11. V.Kolokotronis, S.Basilakos, M.Plionis, I.Georgantopoulos: 2001, *Mon. Non. Roy. Astron.Soc.*, **320**, 49.
12. E.Panko, P.Flin: 2006, *Journal of Astronomical Data*, **12**, 1.
13. E.Panko, T.Juszczyk, M.Biernacka, P.Flin: 2009, *Astrophys. J.*, **700**, 1686.
14. M.Plionis, J.D.Barrow, C.S.Frenk: 1991, *Mon. Non. Roy. Astron.Soc.*, **249**, 662.
15. E.Tago, J.Einasto, E.Saar et al.: 2008, *Astron. Astrophys.*, **479**, 927.
16. R.Ungerhe, W.C.Seitter, H.W.Duerbeck: 2003, *Journal of Astronomical Data*, **9**, 1.
17. Ya.B.Zeldovich, J.Einasto, S.F.Shandarin: 1982, *Nature*, **300**, 407.

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИК БЕЗ АКТИВНЫХ ЯДЕР

А.В.Тугай, А.А.Василенко

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко
Киев, Украина
tugay.anatoliy@gmail.com

ABSTRACT. We performed cross-correlation of SDSS galaxies and X-ray sources from 2XMMi catalogue. We selected galaxies with strong NII[6583] and OIII[5007] lines to divide them to starburst galaxies and AGNs. In result we obtained samples of 148 candidates to starburst galaxies and 138 AGNs. We built X-ray spectra for starburst galaxies I Zw 49, NGC4303, NGC4490 and NGC5907 and approximated them by powerlaw model with indexes 2.6, 2.8, 2.1 and 1.6 correspondingly. We also found that NGC4254 has thermal spectrum with $kT=0.2$ keV. For NGC4254 and NGC4303 we obtained spectrum of galaxy disc without nuclear region.

Современные космические рентгеновские обсерватории позволяют проводить высокоэффективный статистический анализ астрономических объектов, излучающих в жестком диапазоне и представляющих интерес для астрофизики высоких энергий. В частности, на основе архива наблюдений обсерватории XMM-Newton было автоматически отождествлено более 250 тысяч рентгеновских источников в диапазоне 0.2-15 кэВ. В данной работе мы анализировали рентгеновское излучение галактик на основе каталога 2XMMi [1], который содержит 221012 источников (доступен по адресу <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=IX%2F40>). В работе [2] было проведено отождествление рентгеновских источников 2XMM с оптически источниками Слоановского цифрового обзора неба [3] (SDSS). В результате было обнаружено около 2000 галактик с рентгеновским излучением. Мы поставили вопрос не только о кросс-корреляции, но и о происхождении рентгеновского излучения галактик. Несомненно, жесткое излучение должно быть связано с некими активными процессами в галактике. Это может быть активное звездообразование либо активность ядра (АЯГ). В первом случае рентгеновское излучение образуется в основном на конечных стадиях эволюции звезд - в остатках сверхновых и в окрестностях компактных объектов (белых карликов, нейтронных звезд и черных дыр). Во втором случае источни-

ками рентгеновского излучения могут быть аккреционный диск и джет сверхмассивной черной дыры. Тип активности галактики может быть определен по соотношению интенсивностей эмиссионных линий в оптическом диапазоне. Этот метод был впервые предложен в [4] и применен к SDSS в [5]. В работе [5] для различения галактик с активными ядрами и с активным звездообразованием было предложено эмпирическое соотношение

$$\log(\text{OIII}[5007]/\text{H}\beta[4861])=0.61/(\log(\text{NII}[6583]/\text{H}\alpha[6563])-0.05)+1.3 \quad (1)$$

Левая часть выражения представляет собой десятичный логарифм отношения интенсивностей линий ионизированного кислорода и бальмеровской линии H-beta. В правую часть входит логарифм отношения интенсивностей линий ионизированного азота и H-alpha. В квадратных скобках указаны длины волн линий в ангстремах.

Среди галактик SDSS мы выбрали такие, в спектрах которых наблюдаются 4 указанные эмиссионные линии и все они по крайней мере в 3 раза ярче фона. Затем мы отобрали галактики, для которых в пределах видимого изображения в каталоге 2XMMi есть рентгеновский источник. В результате мы получили выборку из 286 галактик. Распределение относительных интенсивностей эмиссионных линий для нашей выборки показано на Рис.1. Сплошной линией проведено соотношение (1). Согласно [5], источники выше кривой следует считать сейфертовскими галактиками, а источники под кривой - областями активного звездообразования. Поскольку соотношение (1) является эмпирическим, оно не может в точности разделять объекты разных типов. Поэтому мы проверили имеющиеся сведения о 148 галактиках под кривой, которые далее будем называть кандидатами в галактики с активным звездообразованием (КГЗ). Мы просмотрели информацию в электронных базах NED, LEDA и Simbad и выяснили, что только 60 из 148 КГЗ действи-

тельно известны как галактики с активным звездообразованием. Они показаны на Рис.1. треугольниками. Наличие звездообразования в остальных 88 КГЗ стоит проверить в будущем с применением новых данных наблюдений. Отметим, что среди них мы обнаружили 29 АЯГ. Среди всех галактик нашей выборки со звездообразованием оказалось возможным построить рентгеновские спектры по данным XMM-Newton только для шести. Рентгеновский спектр галактики NGC4631 был детально проанализирован в работах [6] и [7]. Мы построили рентгеновские спектры для остальных пяти галактик. Параметры полученных спектров представлены в Табл. 1. Для галактик NGC4254 и NGC4303 нам удалось исключить центральную область изображения и построить спектр для диска. Для четырех галактик оптимальной оказалась степенная модель с фотоионизационным поглощением межзвездным водородом на низких энергиях. Средний

показатель степени АЯГ, согласно [8], равен 1.60 ± 0.04 . Более резкое спадание спектра у I Zw 49, NGC4303 и NGC4490 указывает на то, что спектр действительно формируется не активным ядром, а областями звездообразования, излучение которых имеет меньшие энергии. То же можно сказать и про галактику NGC4254, рентгеновское излучение которой удалось аппроксимировать тепловым спектром. У NGC4303 нам удалось выделить в спектре излучение горячего диффузного газа, которое мы описали моделью Raymond [9] с эффективной температурой 180 эВ. Меньший показатель степени галактики NGC5907 заставляет нас предположить существование в ней слабоактивного ядра типа LINER. В спектре NGC5907 мы обнаружили эмиссионную линию на энергии 5.9 ± 0.2 кэВ с нормировкой $7 \cdot 10^{-6}$ кэВ/с/см²/кэВ. В спектрах рентгеновских источников, в том числе АЯГ, в этой области встречается линия Fe K α .

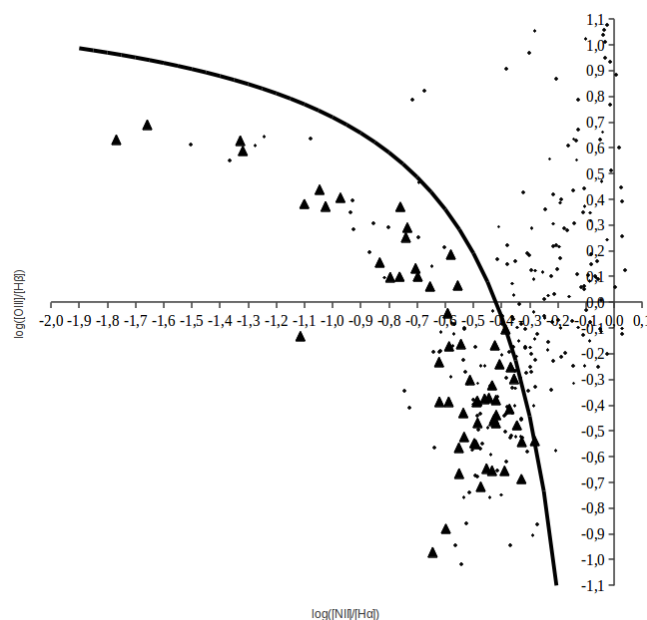


Рисунок 1. Распределение галактик SDSS с рентгеновским излучением в зависимости от относительной интенсивности эмиссионных линий.

Таблица 1. Параметры моделей рентгеновских спектров

Галактика	I Zw 49	NGC4254	NGC4303	NGC4490	NGC5907
Модель	powerlaw *phabs	bbody	phabs(phabs *raymond +powerlaw)	powerlaw *phabs	powerlaw *phabs +gaussian
Хи-квадрат	1.24	2.94	0.95	0.60	0.93
Показатель степени	2.66 ± 0.13		2.82 ± 0.10	2.06 ± 0.11	1.67 ± 0.09
Нормировка, кэВ/с/см ² /кэВ * 10 ⁻⁴	1.5 ± 0.3	0.055 ± 0.004	0.52 ± 0.09	1.0 ± 0.2	3.4 ± 0.7
nH, 10 ²² см ⁻²	0.17 ± 0.02		0.50 ± 0.02	0.20 ± 0.03	0.57 ± 0.05
kT, eV		202 \pm 5	181 \pm 4		

В дальнейшем мы планируем проанализировать рентгеновское излучения 138 АЯГ нашей выборки (расположены над кривой на Рис. 1). Предварительная проверка показала, что для 19 из них могут быть построены рентгеновские спектры по данным наблюдений XMM-Newton.

Литература

1. XMM-Newton Survey Science Centre Consortium: 2008, The XMM-Newton 2nd Incremental Source Catalogue (2XMMi) / Leicester, UK
2. F.-X.Pineau et al.: 2011, A&A, Vol.527, p.126.
3. K.N.Abazajian et al.: 2009, ApJS, Vol.182, p.543.
4. J.Baldwin, M.Phillips, R.Terlevich: 1981, PASP, Vol.93, p.5.
5. G.Kauffmann et al.: 2003, MNRAS, Vol.346, p.10.
6. R.Soria, K.K. Ghosh: 2005, ApJ, Vol.696, N.1, p.287.
7. Y.Yamasaki et al.: 2009, PASJ, Vol.61, p.291.
8. M.Cappi et al.: 2006, A&A, Vol.446, p.459.
9. C.Raymond, W.Smith: 1977, ApJS, Vol.35, p.419.

ВЛИЯНИЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ЛИНЗИРОВАНИЯ НА ФУНКЦИЮ СВЕТИМОСТИ КВАЗАРОВ

Ю.Л.Бухмастова

Санкт-Петербургский государственный университет
Санкт-Петербург, Россия
bukh_julia@mail.ru

ABSTRACT. The function of quasar distribution on apparent brightness is discussed. This function is found on base of suggestion that quasars, at least partly, are strong gravitational lensing images of the active nuclei of distant galaxies. This function is obtained using the Schechter luminosity function of sources, luminosity function of sources in form two- power law and also the magnification probability law for various models of gravitational lenses. At finding of theoretical function of the quasar distribution on apparent brightness the theorem on probability density of multiplication of random quantities. It is shown that slopping of this function in the event of weak quasars varies from -1 before -2 , as for usual galaxies. In the case of bright quasars a slopping to functions of distribution on apparent brightness is defined basically by lensing effect and is limited from below the value -3 . Good agreement of theory and observations allows to expect that quasar are gravitational lensing images of the active nuclei of distant galaxies statistically. If basic suggestion is true the luminosity functions of galaxies and apparent brightness of quasars are not independent, but connected by means of differential probability of lensing.

Функция светимости характеризует связь числа источников с их светимостью (с абсолютной звездной величиной). Функции светимости (ФС) галактик и квазаров отличаются друг от друга тем, что число квазаров уменьшается с ростом светимости более плавно. Расширение ФС квазаров может быть кажущимся эффектом, связанным с фокусировкой излучения на гравитационных линзах, попавших на луч зрения. На возможность такой интерпретации указывает диаграмма (рис.1), построенная для галактик и квазаров. Уменьшив блеск квазаров на 2-5 звездных величин путем сдвигания вправо на диаграмме Хаббла, мы получим выборку объектов, схожих по светимостям с ядрами галактик.

Из-за гравитационного отклонения лучей в поле тяготения массивного объекта происходит увеличение светящейся площади источника. Таким образом яркость источника возрастает в десятки и сотни раз.

Необходим учет эффектов гравитационного линзирования при анализе функции светимости квазаров, поскольку галактики с активными ядрами и квазары могут рассматриваться как единый класс объектов. Принимая эту гипотезу, мы предполагаем, что квазары являются усиленными ядрами активных галактик. В качестве линз могут выступать шаровые скопления, находящиеся в гало более близких к нам галактик. В качестве линзируемых источников берутся не сами галактики, а их ядра. Массы компактных центральных объектов находятся в строгом процентном соотношении с массами галактик в целом и составляют около 0.2% от общей массы эллиптических родительских галактик или от массы балджа спиральных галактик [1]. Отсюда следует, что ФС галактик и их ядер идентичны по форме, а значит можно рассматривать ФС ядер в виде шехтеровского закона или в виде двухстепенного закона.

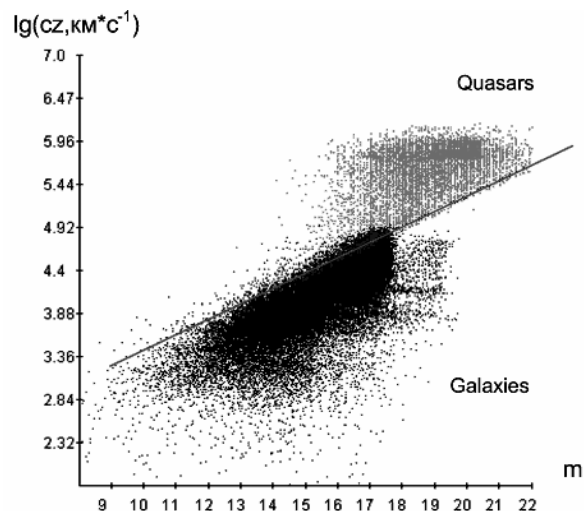


Рисунок 1

Функция светимости фоновых источников

Предположим, что ФС фоновых источников (квазаров) может быть представлена в виде функции Шехтера. Её общий вид $p_L(y) = n_0 y^a e^{-y}$, где $y = L/L_0$, L_0 -характерная светимость источника, $a < y < b$, a и b – нижняя и верхняя границы светимости, $n_0 = \frac{1}{\Gamma(1+\alpha, a) - \Gamma(1+\alpha, b)}$, где $\Gamma(\alpha, x)$ - неполная гамма функция, $-2 \leq \alpha \leq -1$.

Предположим также, что ФС фоновых источников может быть представлена в виде двухстепенного зако-

на $p_L(y) = \begin{cases} c_1 y^a, & a < y \leq k \\ c_2 y^b, & k < y < b \end{cases}$ показатели α и β опреде-

ляют наклон функции светимости для слабых и ярких источников соответственно, k – граница излома двухстепенного закона, определяющая переход от слабых источников к ярким, c_1 и c_2 постоянные величины.

Дифференциальная вероятность линзирования

Предположим, что все источники находятся на заданном фиксированном расстоянии (соответствующем красному смещению $z \sim 1$) и рассмотрим случай значительных усилений блеска ($\mu > 1$). Для различных моделей гравитационных линз дифференциальная вероятность того, что источник с фиксированным красным смещением будет усилен в μ раз, определяется как

$$p_A(\mu) = \frac{\nu - 1}{\mu^\nu}, \quad \mu > 1, \nu > 1. \text{ Значение } \nu \text{ близко к } 3 \text{ [2,3].}$$

Функция распределения линзированных источников по видимой яркости.

Пусть l – кажущаяся светимость источника, L – его истинная светимость, A – коэффициент усиления. Воспользуемся теоремой о плотности вероятности произведения независимых случайных величин. $l = A * L$. Рассмотрим плотности распределения трех случайных величин $p_l(x)$, $p_A(\mu)$, $p_L(y)$. Введем переменную интегрирования $u = x / \mu$. Плотность вероятности распределения источников по видимой яркости определится как $p_l(x) = \int p_L(u) \cdot p_A\left(\frac{x}{u}\right) \frac{du}{u}$. С учетом функции Шехтера

$$p_l(x) = n_0 \frac{\nu - 1}{x^\nu} [\Gamma(\nu + \alpha, a) - \Gamma(\nu + \alpha, \min\{x, b\})].$$

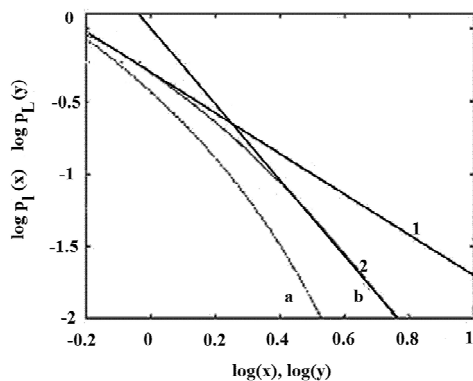


Рисунок 2

Наклон этой функции $\beta(x) = -\frac{d \ln p_l(x)}{d \ln(x)}$

определится как

$$\beta(x) = \begin{cases} \nu - \frac{x^{\nu+a} e^{-x}}{\Gamma(\nu + \alpha) - \Gamma(\nu + \alpha, x)}, & a < x < b \\ \nu, & x > b \end{cases}$$

Предельное значение наклона $\beta \approx -3$.

Подставляя в формулу интеграла двухстепенную аппроксимацию функции светимости, получаем следующие выражения для функции видимой яркости линзированных источников. В случае слабых источников спра-

ведливо $p_l(x) \approx c_1 c_2 \left(\frac{x^\alpha}{\nu + \alpha} - \frac{x^{-\nu} a^{\nu+\beta}}{\nu + \alpha} \right)$. В случае яр-

ких источников $p_l(x) \approx c_2 c_3 \left(\frac{x^\beta}{\nu + \beta} - \frac{x^{-\nu} k^{\nu+\beta}}{\nu + \beta} \right)$. c_1 ,

c_2, c_3 – постоянные величины [4].

Расширение функции светимости квазаров

Функция светимости галактик и квазаров, построенная на основе приведенных формул, представлена на рис. 2. Функция a – ФС для галактик, построенная по формуле Шехтера. Функция b – ФС для квазаров. Показаны двухстепенные аппроксимации ФС квазаров: график 1 с показателем степени $\alpha = -1.4$ для слабых квазаров и график 2 с показателем степени $\beta = -2.6$ для ярких квазаров. Эти показатели меняются в зависимости от выбранного значения границы излома двухстепенного закона. Теоретический предел для ярких квазаров $\beta = -3$. Приведем значения показателей степени, полученные в результате обработки наблюдательных данных. В работе [5] исследовано около 1000 квазаров с $0.1 < z < 3.3$. Показатели степени $\alpha = -1.7$, $\beta = -3.6$. В работе [6] дан обзор 2dF QSO 25000 квазаров с $0 < z < 3$. Показатели степени $-1.96 < \alpha < -1.55$, $-3.75 < \beta < -3.45$. В работе [7] проводится обработка данных 2dF QSO+SDSS обзора 10637 квазаров с $0.4 < z < 2.6$. Авторы приводят значение $-1.41 < \alpha < -1.37$. Показатель степени β для ярких квазаров меняется в зависимости от удаленности квазаров. Для близких квазаров с $z < 0.5$ $\beta = -3$, для $z > 2.5$ $\beta = -3.5$. На рис. 3 представлена наблюдаемая ФС для квазаров [7]. Видно, что форма ФС остается практически неизменной для квазаров с различными красными смещениями.

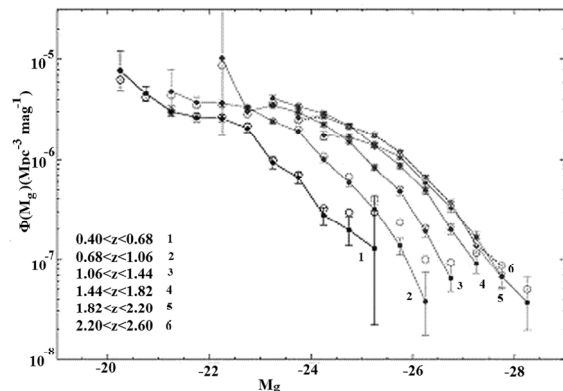


Рисунок 3

Выводы

Существует разброс в значениях наклона для ярких квазаров. Возможные причины такого разброса данных:

1) в неточности определения абсолютных звездных величин. Эти значения вычисляются в рамках определенной космологической модели; возможны неточности в фотометрических данных;

2) в способах обработки наблюдательных данных;

3) в некорректности формулы, определяющей зависимость вероятности линзирования от коэффициента усиления: в формуле нет учета зависимости от красного смещения квазара.

Однако в работе [2] авторами был получен теоретический нижний предел показателя степени ФС ярких квазаров, равный -2 . Поскольку этот результат явно противоречит наблюдениям, была отвергнута гипотеза о том, что расширение ФС квазаров — кажущийся эффект, связанный с линзированием. В представленном анализе теоретический нижний предел показателя степени стремится к -3 , что гораздо ближе к наблюдениям. Таким образом появилась возмож-

ность реабилитировать старую идею Барнотти-Тайсона о линзовой природе повышенной светимости квазаров. В рамках этой гипотезы функции светимости галактик и квазаров не являются независимыми, а связаны между собой посредством дифференциальной вероятности линзирования.

Литература

1. S.Nadis: 2001, *Astronomy*, February.
2. P.Schneider, J.Ehlers, E.E.Falko: 1992, "Gravitational Lenses", Springer-Verlag, N.Y., 375.
3. Ю.В.Барышев, Ю.Л.Бухмастова: 1997, *Астрономический журнал*, т. 74, стр. 497.
4. Ю.Л.Бухмастова: 2002, *Астрофизика*, т. 45, стр. 231
5. F.D.A.Hartwick, D.Schade: 1990, *ARAA*, v. 28, p. 437
6. B.J.Boyle, S.M.Croom, R.J.Smith, T.Shanks, P.J.Outram, F.Hoyle, L.Miller, N.S.Loaring: 2001, <http://babbage.sissa.it/astro-ph/0103064>.
6. Scott M. Croom, Gordon T. Richards, Tom Shanks et al.: arXiv:0907.2727v1

ИССЛЕДОВАНИЕ АКТИВНОСТИ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАКТИКИ NGC 7469 ЗА ПЕРИОД НАБЛЮДЕНИЙ С 1990-2008 ГГ.

Л.С. Уголькова, Б.П. Артамонов

ГАИШ МГУ

Университетский проспект, 13, Москва 119992, Россия, lsul@mail.ru

ABSTRACT. We combine many published photometrical observations of the Seyfert Galaxy (SG) NGC 7469 and also new results from Hubble Space Telescope which can be used for future research of some properties of the activity of the nucleus of the SG. A drift of the activity maximum from 1997 to 1998 is observed with an increased of the wave length similarly to some blazars in radio range. Analyzing the surface photometry according to data obtained both at the Maidanak observatory and HST data an intensity asymmetry at the SG central region image is observed at different periods. The existence of a second component might be supposed. The radius of the active region itself inside the SG kernel is 40-50 parsec.

1. Введение

Сейфертовская галактика (СГ) 1-типа NGC 7469 (Arp 298 = MCG 1-58-25) — спиральная галактика типа SBa, слабо наклоненная к лучу зрения. Координаты объекта: RA 23h 03m 15.75s, DEC +08° 52' 25".9. Расстояние до галактики $D=68$ Мпк для $H_0=75$ км. $z = 0.01639$. Физический компаньон расположен на расстоянии 80", это неправильная галактика IC 5283. Область звездообразования, которая наблюдается в виде колец в оптике и особенно сильно проявляется в инфракрасной области, находится на расстоянии 2".0 от ядра галактики. Ядро галактики переменнo в рентгеновской, ультрафиолетовой, оптической и инфракрасной областях, в радиодиапазоне это слабый источник. Наблюдается переменность и в спектральных линиях.

В оптическом диапазоне фотометрия ядра NGC 7469 проводилась В.Т. Дорошенко, В.М. Лютым и В. Ю. Рахимовым с 1967 по 1987 г. (1989) Переменность этой СГ подтверждается крымскими наблюдениями Н.И. Меркуловой (2000), которые проводились в 1990-1998 г., с 2002-2003 С.Г.Сергеевым, В.Т.Дорошенко и др. (2005, 2010) с использованием CCD камеры на 70 – см. телескопе Крымской Астрофизической Обсерватории.

Комплексные наблюдения сейфертовской галактики NGC 7469 проводились на 1.5-метровом телескопе АЗТ-22 Майданакской обсерватории с 1997 по 2010 год на протяжении двух-трех месяцев каждый год. Кроме того, были использованы данные, полученные в период с 1990 по 2001 г. Это фотоэлектрические

UBVR-наблюдения проводились на 2-х телескопах (АЗТ-14 — диаметр зеркала 48 см и Цейс-600 — 60 см). Результаты наблюдений опубликованы в Астрономическом журнале Б.П.Артамонов и др. (2010).

2. Результаты редукции наблюдений разных авторов СГ NGC 7469

Точность Майданакских наблюдений 0.01-0.02 звездной величины (фотоэлектрические) и 0.02-0.001 звездной величины (ПЗС).

Подтверждается существование медленной S-компоненты, продолжительностью от 3-х до 9-и лет и быстрой F- компоненты продолжительностью от нескольких дней и часов и до 2-3-х месяцев.

Величина амплитуды F – компоненты всегда меньше амплитуды S-компоненты и чем меньше время вспышки, тем она слабее. Это относится и к медленной компоненте.

По Майданакским наблюдениям NGC 7469 Артамонов и др. (2010), а также по данным Меркуловой (2000) и объединённым Майданакским данным с данными группы Сергеева, Дорошенко и др (КРАО) наблюдается смещение кривой блеска с уменьшением частоты аналогично блазару 3C 345 и других блазаров (Вольвач, Рябов и др. 2006), но в оптическом диапазоне. Это видно по смещению максимума и минимума блеска самой сильной и продолжительной вспышки (медленная компонента 1994-2003гг. с максимумом активности в 1997-1998 годах) на следующих рисунках рис. 1, рис.2.

Из объединённых кривых на рис.1 видно по нижним точкам (основание огибающей кривой блеска), что ранность в интенсивности СГ между 1997 и 1998 годами уменьшается от фильтра U к В, в фильтре V она становится равной нулю, а в фильтре R она меняет знак на противоположный. Это видно из Майданакских данных в работе Артамонов и др. (2010) и особенно хорошо заметно по данным Меркуловой (рис.3.), где представлены одновременные наблюдения во всех фильтрах UBVRi.

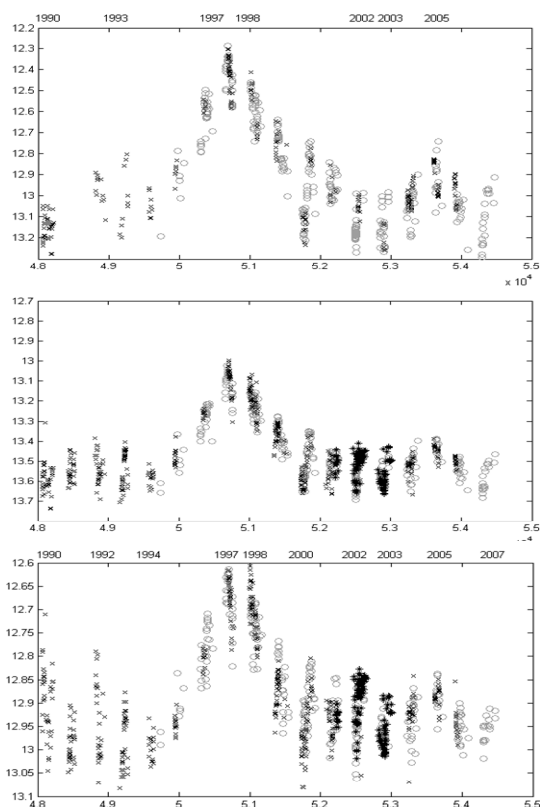


Рис. 1. Объединённые кривые блеска в U,B,V фильтрах.

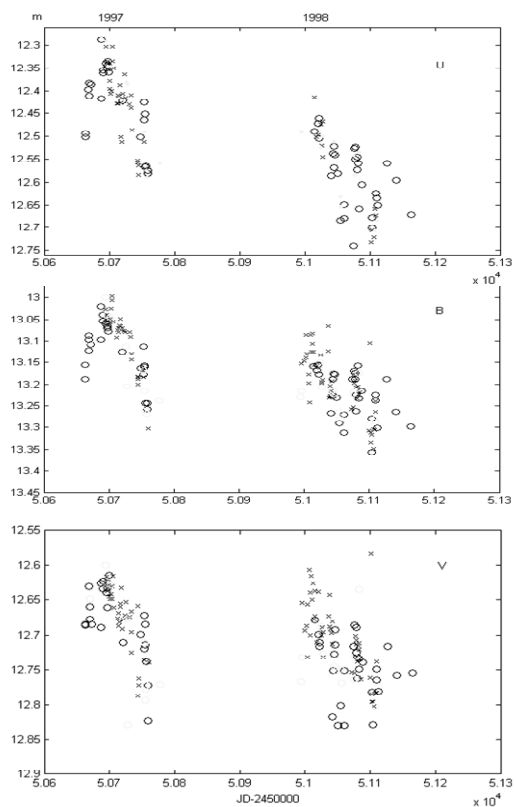


Рис. 2. Объединённые кривые блеска в максимуме блеска в U,B,V фильтрах.

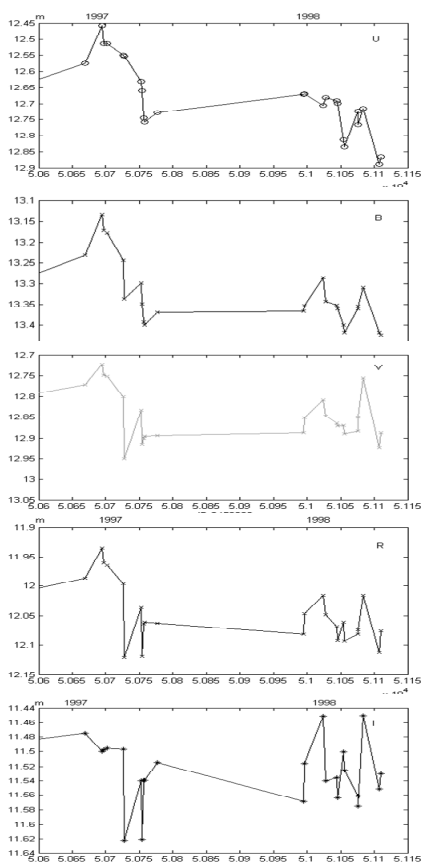


Рис. 3. Дрейф максимума активности с 97г к 98г с увеличением длины волны данные Меркуловой.

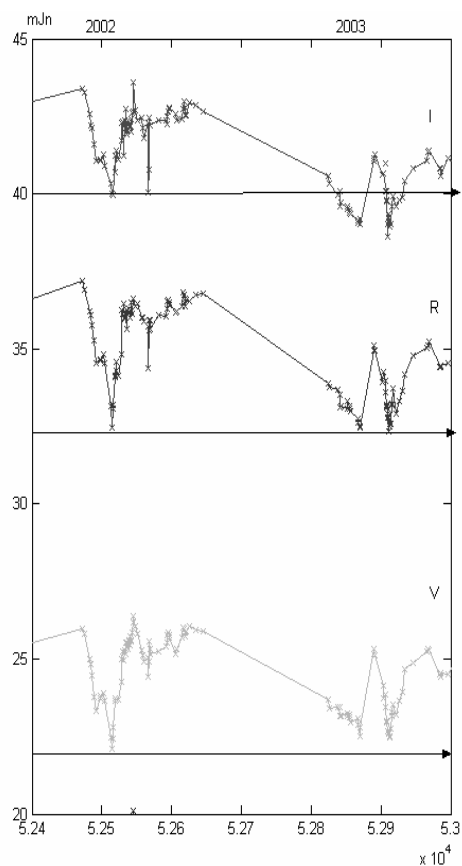


Рис. 4. Смещение минимума активности с 2002 г. к 2003 г. с увеличением длины волны.(объединённые)

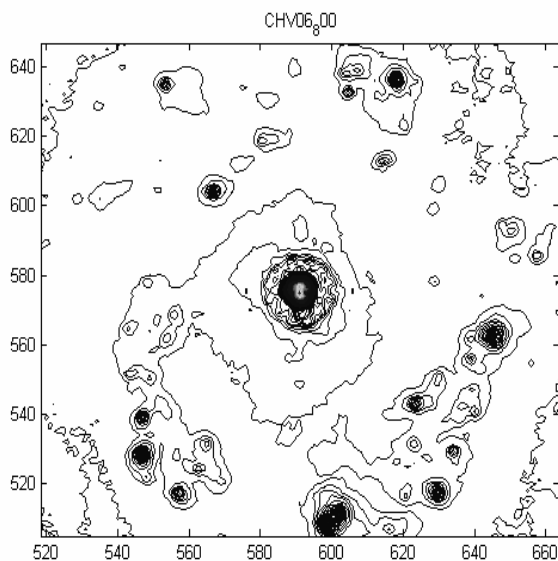


Рис. 5. Кольцо звёздообразования с 4-х секундным диаметром. HABL 2006 года.

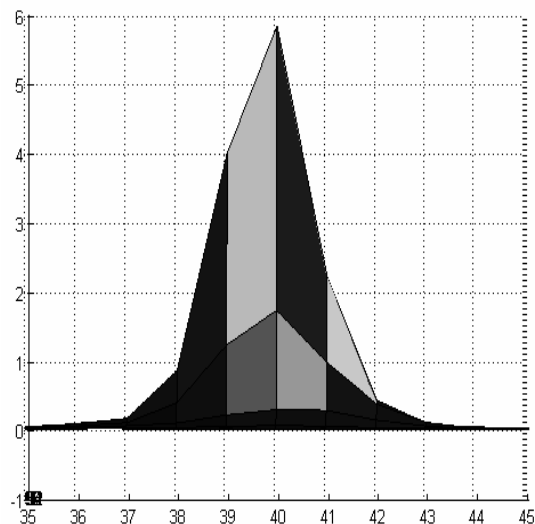


Рис. 6. Наблюдается асимметрия в интенсивности. Данные 2000 года. Фильтр R

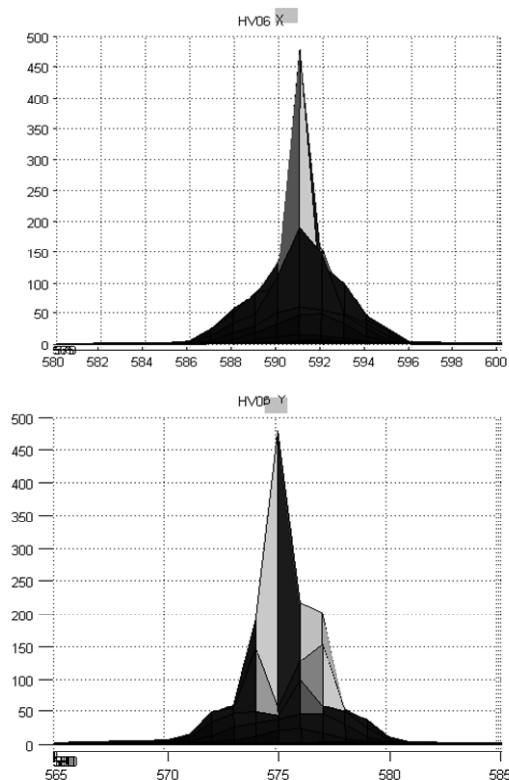


Рис. 7. HST данные. Структура с одной стороны.

Аналогично наблюдаем смещение минимума активности с 2002 г. к 2003г. с увеличением длины волн по объединённым данным КРАО и Майданакским данным, представленными в mJn, где более заметны изменения разности минимальных значений между 2002 и 2003 годами. В фильтре I она меняет знак, что указывает на смещение минимума к 2003 году.

Здесь не приводятся кривые в других фильтрах, т.к. они искажены сверхновой 2000 года, вспыхнувшей

вблизи ядра СГ, в большей степени, чем в длинноволновой области.

Объяснение этой особенности кроется в строении области близкой к центральной части ядра и тех механизмов переизлучения, сопровождающих активность ядра СГ. В блазарах наблюдаемое явление связано с существованием джетов или каких то структур.

Поверхностная фотометрия даёт следующие результаты:

наблюдается кольцо звёздообразования с 4-х секундным диаметром.

HABL 2006 год, фильтр V рис.5,

Ещё ближе к центральной части по Майданакским наблюдениям и HST данным видна асимметрия в распределении излучения рис.6. Это наблюдается во все периоды активности СГ и на всех длинах волн. Более подробно и по большому наблюдательному материалу с Майданак можно будет посмотреть в arXiv.org в ближайшее время.

В наиболее удачных фреймах (без искажений, связанных с передержкой изображений, и с наилучшим разрешением) выявляется более сложная структура (рис. 7), где (HST данные 2006 г.) выявляют детали на расстоянии 20 парсек от центра, при основании центральной части 75 парсек.

Выводы

Представлены результаты наблюдений ядра сейфертовской галактики NGC 7469, проведенных в Майданакской обсерватории в 1990-2008гг. в фильтрах UBVRi, мониторингов Крыской обсерватории и HST данных.

- Анализ кривых блеска подтверждает предположение о наличии быстрой (от нескольких дней до нескольких месяцев) и медленной (~8-9 лет) компонент переменности с различными амплитудами на разных интервалах времени.

- Изменение показателей цвета для разных лет говорит о разной температуре, наблюдается УФ-избыток не только в максимуме, но и в минимуме яркости.
- Наблюдается дрейф максимума активности с 1997 к 1998 году с увеличением длины волны подобно многим блазарам в радиообласти.
- При изучении поверхностной фотометрии наблюдается несимметричность в интенсивности изображения центральной области СГ в разные периоды времени по данным Майданака и HST данным, предполагается существование второго компонента или какойто структуры с интенсивностью 40% от центрального ядра. Радиус самой активной области ядра по HST данным составляет 40-50 парсек.
- Подтверждение таких зависимостей и выявление особенностей задача дальнейших исследований.

Работа поддержана грантом РФФИ. Код проекта 09-02-00244-а.

Литература

- Дорошенко, В.М.Лютый, В.Ю.Рахимов: 1989, ПАЖ, т.15, № 6, с. 48
Н.И.Меркулова: 2000, АЖ, 119, 631-643
С.Г.Сергеевым, В.Т.Дорошенко и др.: 2005, Aph.J, 622, 129-135
В.Т.Дорошенко и др.:2010, ПАЖ.,т.36,№ 9, 643-666
Б.П.Артамонов, и др. :2010,А.Ж., т.87, №9, 835-843
А.Е.Вольвач, М.И.Рябов и др.: 2006, Astronomical and Astrophysical Transactions, vol. 25, Issue 5, p.385-391.

RADIOASTRONOMY

ПЕРЕМЕННОСТЬ КВАЗАРА 3C273 ОТ РАДИО ДО ГАММА-ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН ЗА ПЕРИОД 1963 – 2011 ГГ

Вольвач А.Е.¹, Кутькин А.М.², Вольвач Л.Н.¹, Ларионов М.Г.²

¹ Лаборатория радиоастрономии НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория»,
Кацивели, Ялта, Украина (volvach@ukrpost.ua)

² Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

ABSTRACT. The results of long term monitoring programs of quasar 3C 273 are collected and analyzed over 1963 – 2011 in wavebands from radio to gamma. Using cross-correlation analysis we found time delays between the variations in radio lightcurves. The time delay-to-frequency dependence was approximated by power-law function and the core shift value in the source was calculated. We also estimated the magnetic field strength in the core at 1 pc: $B_1=0.5\pm0.1$ G.

Введение

Кварзар 3C 273 является одним из наиболее изученных внегалактических объектов. Масса центральной сверхмассивной черной дыры в 3C 273 оценивается на уровне $M_{\text{ВН}} \cong 7 \cdot 10^9 M_{\text{Солнца}}$ [1]. Данный источник демонстрирует ярко выраженную переменность плотности потока излучения и находится под пристальным вниманием исследователей.

Обнаружение гармонических составляющих в кривых блеска являлось и является одной из основных задач программ долговременного мониторинга. В первую очередь это относится к оптическому диапазону, в котором уже в 1965 г. было отмечено наличие 13-летнего периода в 3C 273 [2]. Позднее обнаруживали и другие периодические составляющие изменений плотности потока, сравнимые с этим периодом [3,4]. Используя длинные ряды наблюдений в В-полосе (с 1887 по 1991 гг.), Бабаджанянц и Белоконов выделили

период в 13,4 года из анализа этих данных и сравнения с миллисекундной структурой радиоджета [5]. Фан, Ромеро и Лин [6] также отмечали наличие периода 13,65 года в оптическом диапазоне, что в пределах ошибок согласуется с данными работы [5]. Кроме того, они указывали на наличие еще и 2х летнего периода [6]. Манчанда сообщил об обнаружении 13,5 летнего периода в рентгеновском диапазоне (50 кэВ), что послужило толчком к активному обсуждению механизмов энерговыделения, действующих в АЯГ [7].

Важным аспектом в понимании физики явлений, происходящих в АЯГ, является исследование относительных временных задержек многочастотных кривых блеска. Для 3C273 была определена задержка около 0,25 года между частотами 22 и 37 ГГц [8]. Близкое значение задержки между 22 и 37 ГГц было получено нами ранее для источника 3C 454.3 [9] и, как будет показано ниже, для 3C 273. В работе [8] для некоторых источников с хорошими наблюдательными данными авторам удалось определить задержки отдельных вспышек между различными частотами наблюдений. Было отмечено, что различные вспышки в одном и том же источнике имели различные задержки. С другой стороны в работе [9] показано, что три последние вспышки в 3C 454.3 демонстрировали одинаковые задержки.

Радиоядром принято называть наиболее компактную часть у основания релятивистского выброса. В стандартной модели неоднородного выброса Блэнд-

форда-Кёнигла [10] это поверхность с оптической толщиной $\tau \approx 1$ (фотосфера), которая находится на определенном расстоянии от истоков выброса. Положение ядра зависит от частоты (эффект смещения ядра), и характер этой зависимости определяется механизмами поглощения. Если преобладает синхротронное самопоглощение, то смещение ядра можно представить $r_c \propto (v_{\text{obs}})^{-1/k}$, где показатель k зависит от распределения плотности энергии частиц и магнитного поля [11]. Изучение данного эффекта представляет большой интерес для современной астрономии. По измерениям величины эффекта можно оценить ряд характеристик самого выброса (напряженность магнитного поля в ядре, расстояние начала струи от центральной машины и т.д. [12]), а кроме того, смещение ядра тесно связано с астрометрическими задачами, где наблюдения АЯГ на разных частотах используются для формирования каталогов реперных источников.

В данной работе представлены результаты кооперационных широкополосных наблюдений 3C273 за длительный период с 1963 года по 2011 год [13].

Наблюдения

На частотах 22.2 и 36.8 ГГц наблюдательные данные были получены с помощью: 22-метрового радиотелескопа (РТ-22) Крымской астрофизической обсерватории, 26-м радиотелескопа (РТ-26) радиоастрономической обсерватории Мичиганского университета, с помощью 14-м радиотелескопа (РТ-14) радиоастрономической обсерватории Метсахови Аалто университета. Мы также использовали данные наблюдений на частотах 90, 230 и 362 ГГц, в рентгеновском и оптическом диапазонах длин волн, и данные с телескопа LAT космической обсерватории FERMI [14, 15, 16, 17].

Анализ результатов

Ранее в работе [9] нами была определена частотная зависимость задержек блазара 3C 454.3, которая была аппроксимирована логарифмическим законом вида $\Delta T \sim (\log v)^{-1}$. В случае 3C 273 полученные значения задержек также хорошо описываются логарифмическим законом, однако, степенная модель, по видимому, более физична [11,12], и далее мы будем рассматривать именно ее. Очевидно, что если мы наблюдаем реальное релятивистское движение вещества в выбросе, то смещение ядра $\Delta r(v)$ пропорционально временной задержке $\Delta T(v)$.

Для проведения кросскорреляционного анализа мы проводили линейную интерполяцию кривых блеска. Ошибки определения временных задержек учитывались с помощью метода Монте Карло, объединенного с бутстраппингом (англ. bootstrapping). График зависимости задержек от частоты относительно 375 ГГц приведен на рисунке 1. Сплошная линия представляет наилучшую аппроксимацию уравнением $\Delta T = C \cdot v^{-1/k}$. В результате мы определили показатель $k=1.4 \pm 0.1$.

Следуя [12], положим распределение магнитного поля и плотности частиц вдоль выброса $B=B_1 \cdot (r_1/r)^m$ и $N=N_1 \cdot (r_1/r)^n$, где B_1 и N_1 – напряженность поля и концентрация электронов на расстоянии $r_1=1$ пк от осно-

вания струи. В этом случае величины k , m , n и показатель спектра α связаны соотношением $k=((3-2\alpha)m+2n-2)/(5-2\alpha)$ [12]. В случае равномерного распределения поля и частиц $m=1$, $n=2$ и $k=1$.

Можно ввести величину Ω , которая будет характеризовать меру смещения ядра для двух частот ν_1 и ν_2 [12]:

$$\Omega = 4.85 \cdot 10^{-9} \frac{\Delta r_{\text{mas}} D_L}{(1-z)^2} \left(\frac{\nu_1^{1/k} \nu_2^{1/k}}{\nu_2^{1/k} - \nu_1^{1/k}} \right) \quad (1),$$

где $D_L=735$ Мпк – фотометрическое расстояние до источника. Проекционное расстояние Δr_{mas} можно выразить через временную задержку как $\Delta r_{\text{mas}} = \mu_{\text{app}} \Delta T$, где μ_{app} – видимая скорость компонентов РСДБ выброса в проекции на небесную плоскость в миллисекундах дуги в год. Мы взяли среднее значение $\mu_{\text{app}}=0.94$ мс/год из работы [18]. Полученные нами значения Ω для различных пар частот хорошо согласуются между собой и дают среднее значение $\langle \Omega \rangle = 13.9 \pm 1.4$ пк·ГГц.

Теперь можно выразить смещение ядра:

$$r_{\text{core}}(v) = \frac{\Omega}{\sin \theta} v^{-1/k} \quad (2),$$

а также оценить напряженность магнитного поля в выбросе на расстоянии 1 пк от истоков джета в предположении равномерного распределения энергии частиц и поля [19]:

$$B_1 \cong 0.025 \left(\frac{\Omega^3 (1-z)^2}{\delta^2 \varphi \sin^2 \theta} \right)^{1/4} \quad (3),$$

где θ – угол между выбросом и направлением на наблюдателя, φ – угол половинного раскрытия выброса, δ – Допплер-фактор, и далее получить оценку магнитного поля в ядре для заданной частоты:

$$B_{\text{core}}(v) = B_1 r_{\text{core}}^{-1}(v) \quad (4).$$

Для определения этих величин мы использовали средние значения $\theta=6.1^\circ$, $\varphi=1.4^\circ$ и $\delta=9.0$ из работы [20]. В результате мы получили оценку магнитного поля на расстоянии 1 пк от основания выброса: $B_1=0.5 \pm 0.1$ Гс и зависимость $r_{\text{core}}(v_{\text{ГГц}}) \approx 131 \cdot v^{-1/1.4}$ пк. Полученное значение напряженности магнитного поля согласуется с данными работы [21]. В работе [12] была предсказана величина смещения ядра 3C 273 между частотами 2 и 22 ГГц, она составляет $\Delta r=0.78$ миллисекунд дуги. Для принятого значения $\mu_{\text{app}}=0.94$ мс/год мы получили величину смещения между 4.8 и 22.2 ГГц $\Delta r=1.14$ мс.

Выводы

В результате кооперационных наблюдений в широком диапазоне длин волн были получены наблюдательные данные за длительный период около 50 лет. С помощью кросскорреляционного анализа получены величины задержек между кривыми блеска на разных частотах. Частотная зависимость задержек позволила определить величину эффекта смещения ядра в квазаре 3C 273 и получить оценки напряженности магнитного поля в ядре.

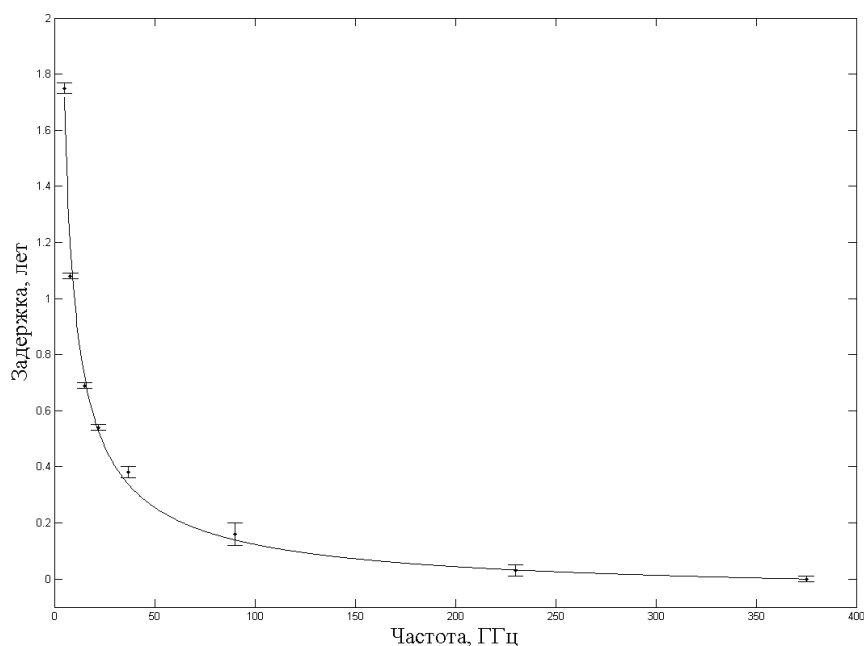


Рис. 1. Частотная зависимость задержек в радио и субмиллиметровом диапазонах (относительно частоты 362 ГГц). Сплошная линия – наилучшая аппроксимация уравнением $\Delta T = C \cdot \nu^{-1/k}$.

Литература

1. S. Paltani and M. Türlér, A&A, 435, 811, (2005).
2. H.J. Shmith, & D. Hoffleit, Nature 1965, 198, 650, (1965).
3. I. Jurkevich, Astrophys. J., 172, L29, (1972).
4. Z. Abraham, G.E. Romero, A&A, 344, 61, (1999).
5. M.K. Babadzhanants, E.T. Belokon', Astron. Rep., 37(2), 127, (1993).
6. J.H. Fan, G.E. Romero, R.G. Lin, AcASn, 42, № 1, 9, (2001).
7. R.K. Manchanda, J.Astrophys.Astr., 23, 243, (2002).
8. V.-G. Deng, J.-M. Bai, L. Zhang and X. Yang, Chin.J.Astron.Astrophys., 8, 195, (2008).
9. А.Е. Вольвач и др., Астрон.ж. 88, 662, (2011).
10. R.D. Blandford & A. Königl, ApJ, 232, 34 (1979).
11. A. Königl, ApJ, 243, 700 (1981).
12. A.P. Lobanov, A&A, 330, 79 (1998).
13. Вольвач А.Е. и др., Астрон. журн. в печати, (2011).
14. В.А.Ефанов, И.Г. Моисеев, Н.С. Нестеров, Изв. КрАО. 1979. 60, 3, (1979).
15. M. F. Aller, H. D.Aller, P. A. Hughes, Bull. Amer. Astron. Soc., 33. 1516, (2001).
16. M. Turler et al., A&AS, 134, 89, (1999).
17. S. Soldi et al., A&A, 486, 411, (2008).
18. K.I. Kellermann, M.L. Lister and D.C. Homan, ApJ, 609, 539 (2004).
19. S.P. O'Sullivan & D.C. Gabuzda, MNRAS, 400, 26 (2009).
20. S.G. Jorstad et al., AJ, 130, 1418, (2005).
21. T. Savolainen et al., ASP Conf. Series, 386, 451 (2008).

РАДИОСТРУКТУРА ИСТОЧНИКА 1803+784

А.А.Чуприков

Астрокосмический Центр Физического Института им. П.Н. Лебедева
Российской Академии Наук

Москва, Россия
achupr@asc.rssi.ru

ABSTRACT. Results of processing of data of ground-space VLBI experiment titled V053 are presented. These observations were made in 1997 October with 10 antennas of American interferometer VLBA and with Japan space telescope VSOP (VLBI Space Orbit Program). Data were transferred from the NRAO archive and processed with the software “Astro Space Locator” (ASL for Windows). The main result is radio image of the known quasar 1803+784. Properties of the ground-space VLBI data processing are discussed.

Рассматриваются вопросы обработки данных наблюдения на радиоинтерферометре, включающем антенну, установленную на искусственном спутнике Земли. Это стало актуально в связи с успешным запуском 18 июля 2011 года космического аппарата “Спектр-Р” с десятиметровой антенной проекта “РАДИОАСТРОН” на борту (<http://www.asc.rssi.ru/radioastron/index.html>). Аналогичный спутник был выведен на орбиту в Японии в 1996 году (<http://www.vsop.isas.jp/NewOrbit.html>) и успешно работал вплоть до 2003 года в рамках проекта VSOP (VLBI Space Orbit Program) (см. [3], [4]). В таблице 1 для сравнения приведены параметры орбит двух этих спутников.

На данный момент орбиту спутника “Спектр-Р” нельзя считать установившейся, и в таблице 1 приведено приближенное значение ее эксцентриситета, а значения долготы восходящего узла и долготы перигея отсутствуют. Видно, что максимальная длина базы в проекте “РАДИОАСТРОН” в десять с лишним раз превосходит таковую в проекте VSOP, а за счет большого эксцентриситета орбиты спутника “Спектр-Р” и ее эволюции во времени можно получить лучшее покрытие (u, v)-плоскости. Значит, требования к технологии обработки РСДБ-данных проекта “РАДИОАСТРОН” представляются более серьезными, чем в проекте VSOP. В настоящей работе демон-

стрируется применение компьютерных технологий программного комплекса “Астрокосмический Локатор” (ASL for Windows) (см. [2]) для обработки данных VSOP из архива Национальной Радиоастрономической Обсерватории США (NRAO). Были обработаны данные сеанса V053, проведенного 17 октября 1997 года. В эксперименте участвовали 10 антенн наземной сети VLBA (Very Long Baseline Array), (<http://www.vlba.nrao.edu/>) а также 8-метровая космическая антенна проекта VSOP. Наблюдался известный квазар 1803+784, который имеет достаточно большое красное смещение ($z = 0.68$, оценка расстояния 3000 Мпк) и отличается компактной радиоструктурой и ее переменностью в различных диапазонах длин волн (см. [1], [3]). Длительность наблюдения составила 4.5 часа, что позволило получить приемлемое покрытие (u, v)-плоскости. В качестве станции слежения была использована 70- метровая антенна DSN (Deep Space Network) под Мадридом. На нее поступали данные со спутника и записывались в двух частотных полосах по 16 МГц (4962 МГц – 4978 МГц и 4978 МГц – 4994 МГц). При этом каждая полоса имеет 256 частотных каналов. Корреляция была проведена на корреляторе NRAO, полученный FITS-файл с наземно-космическими РСДБ-данными позже был помещен в архив этой обсерватории. Автором настоящей работы была проведена вторичная обработка этого массива данных. Обработка состояла из следующих этапов:

1. Амплитудная калибровка функции видности по файлу, содержащему значения системной температуры и эффективной площади каждой антенны. Антенна на спутнике имеет эффективную площадь 17 квадратных метров, что соответствует чувствительности 0.0062 [K/Jy], а системная температура равна 92 – 102 К для нижней полосы и 102 – 106 К для верхней (<http://www.vsop.isas.ac.jp/obs/HALCAcal.html>)

2. Редактирование полученного массива функции видности

Таблица 1. Параметры орбиты спутника в проектах VSOP и “РАДИОАСТРОН”

Параметр	VSOP	“РАДИОАСТРОН”
Большая полуось [км]	17342.353	189000
Период	6.3 часа	7 – 10 дней
Эксцентриситет	0.603	> 0.8
Наклонение [град.]	31.45	51.6
Долгота восходящего узла	185.1264	?
Долгота перигея	238.6360	?

3. Самокалибровка данных. Был выбран оптимальный интервал времени, на котором искомые параметры (остаточная задержка, остаточная частота интерференции и начальная фаза) можно считать постоянными. Было установлено, что он равен 1 минуте 14 секундам. При этом отношение сигнала к шуму после осреднения по частоте и времени становится максимальным

4. Осреднение всего массива данных по частоте и времени и вторичное редактирование функции видности

5. Фазовая и амплитудная самокалибровка на интервале времени в 5 минут

На рисунке 1 показана амплитуда и фаза видности перед редактированием данных.

Ключевым этапом обработки является операция самокалибровки, после выполнения которой массив данных может быть когерентно осреднен по частоте и времени. На рисунке 2 показана амплитуда и фаза видности после такого осреднения.

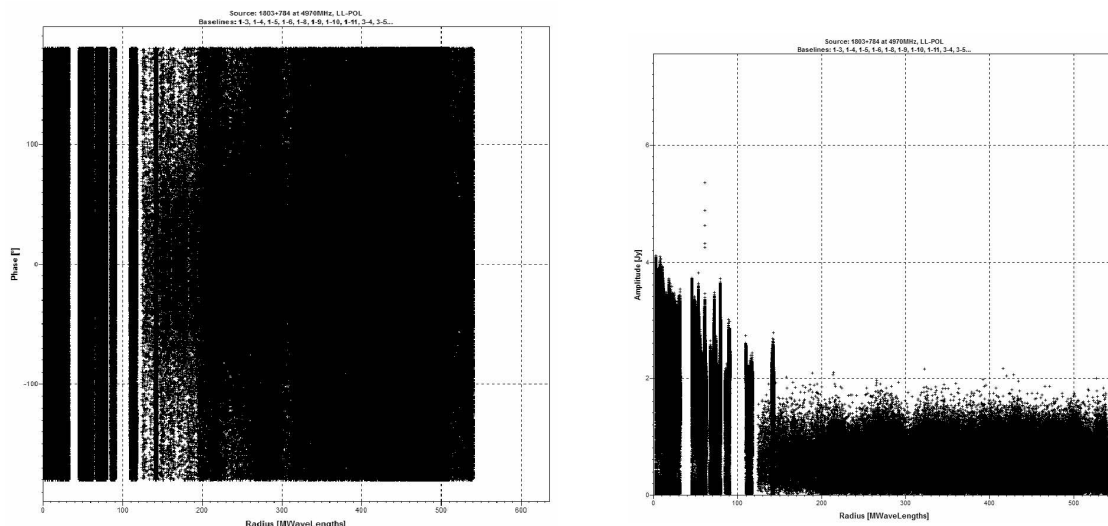


Рисунок 1. Фаза (слева) и амплитуда видности (справа) после выполнения предварительной калибровки

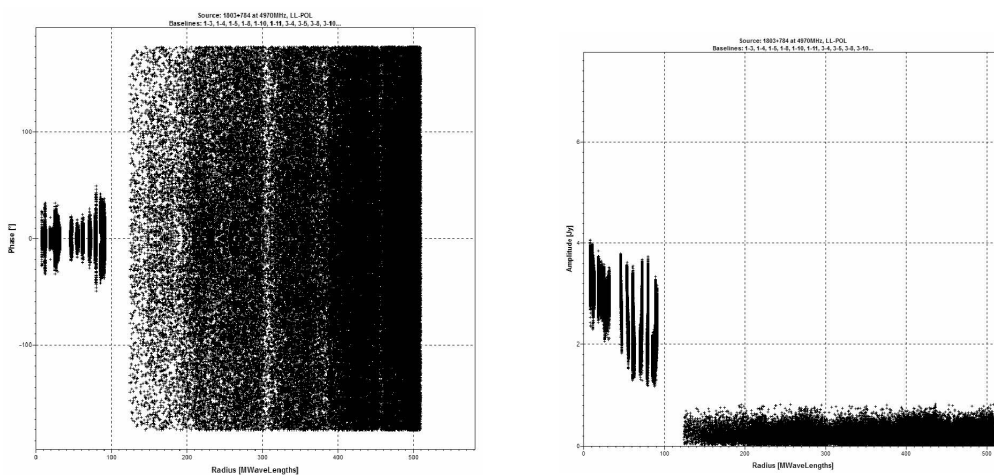


Рисунок 2. Амплитуда (слева) и фаза видности (справа) после выполнения окончательной калибровки

Таблица 2. Список компонент источника 1803+784

Номер компоненты	Прямое восхождение [миллисекунды дуги]	Склонение [миллисекунды дуги]	Поток [Ян.]
1	0	0	3.49
2	-1.50	-0.70	0.22
3	-1.42	-1.38	0.08

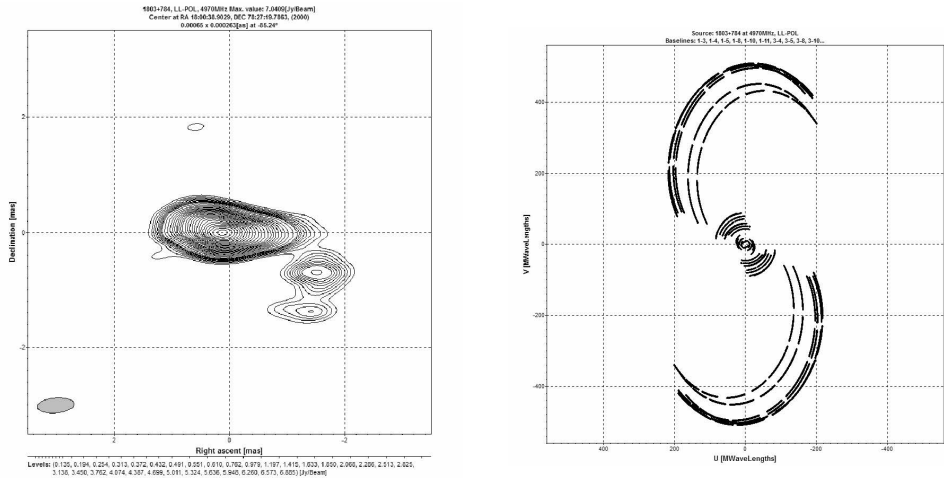


Рисунок 3. Изображение 1803+784 (слева) и соответствующее покрытие (u, v)-плоскости (справа). Использованы все базы

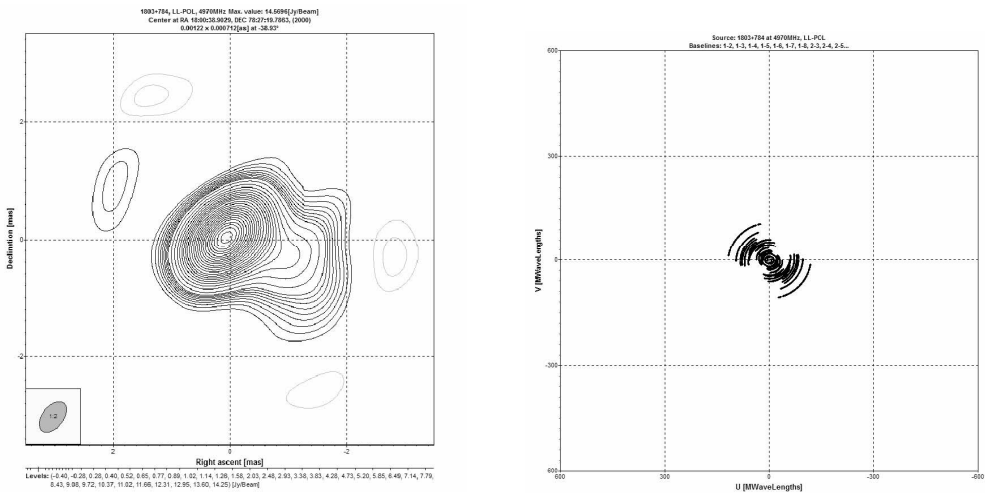


Рисунок 4.

На рисунке 3 показано восстановленное изображение 1803+784 и покрытие (u, v)-плоскости. Изображение состоит из трех компонент, потоки и относительные координаты которых приведены в таблице 2.

Для сравнения на рисунке 4 показано восстановленное изображение данного объекта и (u, v)-плоскость для того случая, когда рассматриваются только наземные базы.

Таким образом, обработка архивных данных наземно-космической интерферометрии продемонстрировала, что необходимо тщательно определить интервал времени, на котором остаточная задержка, остаточная частота интерференции и начальная фаза считаются постоянными и выполнить когерентное осреднение

функции видности. Кроме того, необходимо тщательное редактирование данных с удалением бракованных отсчетов.

В данном сеансе наблюдений использование наземно-космических баз позволило улучшить разрешение более чем в 5 раз

Ядро объекта 1803+784 остается неразрешенным даже при использовании спутниковой антенны проекта VSOP. Это означает, что данный источник представляет интерес для программы “РАДИОАСТРОН”.

Литература

1. S.Britzen, A.Witzel, T.P.Krichbaum, T.W.B.Muxlow: 1999, *NewAR*, 43, p. 751—755
2. A.Chuprikov: 2002, Proc. of the 6th European VLBI Network Symposium, Bonn, Germany, June 25th-28th, 2002, Max-Planck-Institut fuer Radioastronomie, p. 27—30
3. D.C.Gabuzda: 2000, Proc. of the VSOP Symposium, 19-21 January 2000, Institute of Space and Astronautical Science, Kanagawa, Japan, p. 121—128
4. H.Hirabayashi: 2000, Proc. of the VSOP Symposium, 19-21 January 2000, Institute of Space and Astronautical Science, Kanagawa, Japan, p. 3—8

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КВАЗАРА 3C273

А.А.Чуприков

Астрокосмический Центр Физического Института им. П.Н. Лебедева

Российской Академии Наук

Москва, Россия

achupr@asc.rssi.ru

ABSTRACT. Results of processing of the VLBA observational data of 2008 are presented. Our interest is well known quasar 3C273. Polarization maps are presented. Technologies of processing of polarization VLBA data as well as results of usage of such methods for VLBA data processing are discussed.

В данной работе приводятся результаты обработки данных РСДБ-наблюдений на американской интерферометрической сети VLBA (Very Long Baseline Array), состоящей из десяти 25-метровых антенн, расположенных на территории США, и имеющей максимальную базу длиной около 11000 км. Все данные получены из архива Национальной Радиоастрономической Обсерватории (NRAO). Для автора интерес представляет хорошо известный квазар 3C273, который регулярно наблюдается на данной РСДБ-сети. Свойства 3C273 достаточно хорошо известны. Для него красное смещение $z = 0.158$, расстояние оценивается в 580 Мпк, и одна миллисекунда дуги на карте соответствует линейному размеру около 2.9 пк (см. [3]). В свое время этот источник наблюдался на японском наземно-космическом интерферометре VSOP (VLBI Space Orbit Program) (см. [5], [6]). Объект включен также в программу наблюдений на российском наземно-космическом интерферометре “РАДИОАСТРОН”, и такие наблюдательные будут получены, вероятно, уже в текущем году. В отличие от 8-метровой антенны спутника VSOP, где данные от волновода, принимающего правую (R) круговую поляризацию, отсутствовали [4], 10-метровая антенна спутника “РАДИОАСТРОН” способна принимать излучение в обеих круговых поляризациях. В связи с этим при обработке данных “РАДИОАСТРОНА” важно как можно более тщательно выполнить процедуру поляризационной калибровки, которая делается после того, как

закончена калибровка функции видности и по амплитуде, и по фазе, но этого недостаточно, так как необходимо учесть тонкие эффекты, связанные с поляризацией излучения. Учет таких эффектов важен для понимания астрофизики объекта, что является главной задачей миссии “РАДИОАСТРОНА”. Алгоритм поляризационной калибровки описан в работе [2] и успешно реализован в программном комплексе “Астрокосмический Локатор” (ASL for Windows) (см. [1]).

Рассматриваются результаты обработки данных следующих наблюдательных сессий VLBA: BH151 (диапазон 18 см, наблюдения в августе 2008), BM256 (диапазон 7 мм, наблюдения также в августе 2008) и BC186 (диапазон 18 см, наблюдения в ноябре 2008). Во всех случаях восстановление амплитуды видности было сделано с помощью калибровочной таблицы системной температуры (TY TABLE) и калибровочной таблицы гейна, то есть коэффициента усиления тракта антенны (GC TABLE). Фаза была восстановлена программой поиска максимума и программой самокалибровки. Поляризационная калибровка выполнена с помощью универсального калибратора 3C286.

Анализ полученных изображений показывает, что в диапазоне 18 см доминирует радиоструктура вокруг ядра объекта, имеющая размер примерно 20×20 миллисекунд дуги, что соответствует линейному размеру около 58×58 парсек. В более коротковолновом диапазоне 7 мм наблюдаемая радиоструктура гораздо компактней (1.5×1.5 миллисекунд дуги, что соответствует линейным размерам 4.4×4.4 парсек). Штрихами на поляризационной карте показано направление и интенсивность вектора линейной поляризации (подробнее о данной технологии см. [2]). Таким образом, по полученным поляризационным картам квазара 3C273 можно сказать следующее:

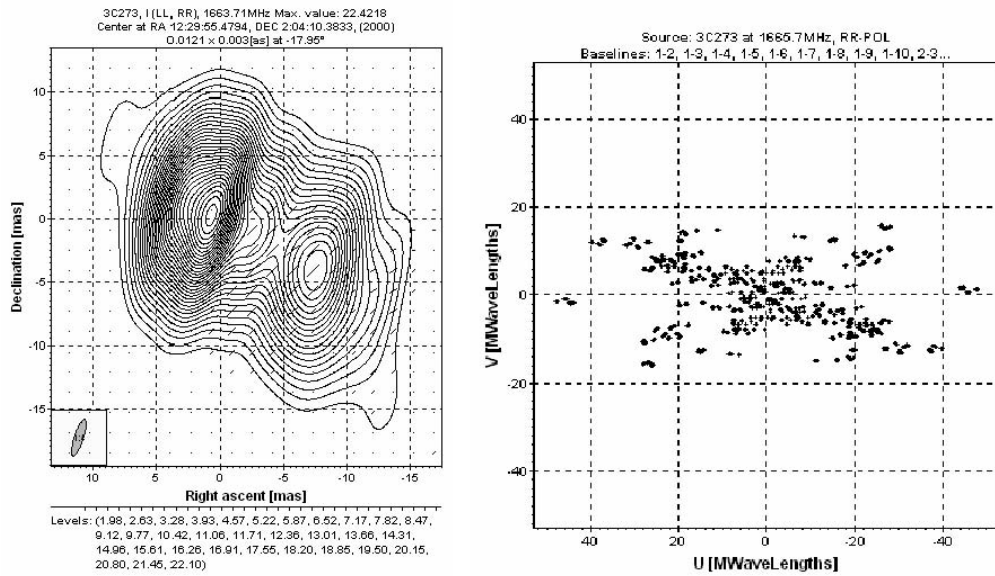


Рисунок 1. Восстановленная поляризационная карта (слева) и покрытие (u, v)-плоскости (справа) для 3C273 в наблюдательной сессии VLBA BH151 (август 2008)

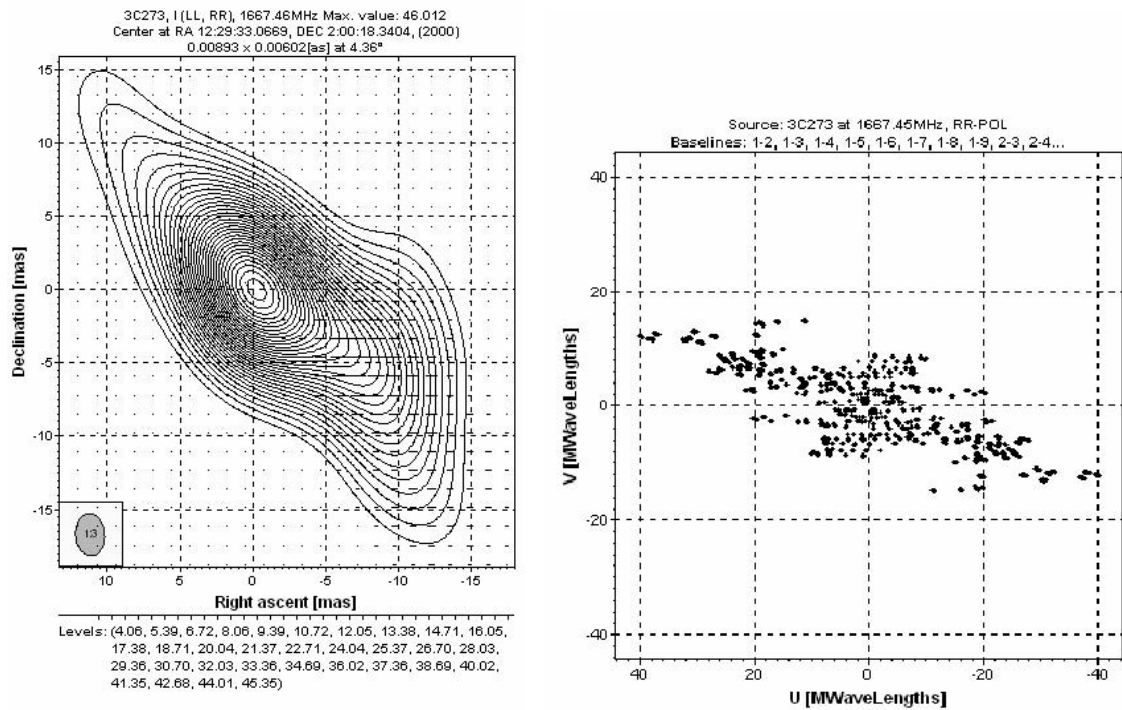


Рисунок 2. Восстановленная поляризационная карта (слева) и покрытие (u, v)-плоскости для 3C273 в наблюдательной сессии VLBA BC186 (ноябрь 2008)

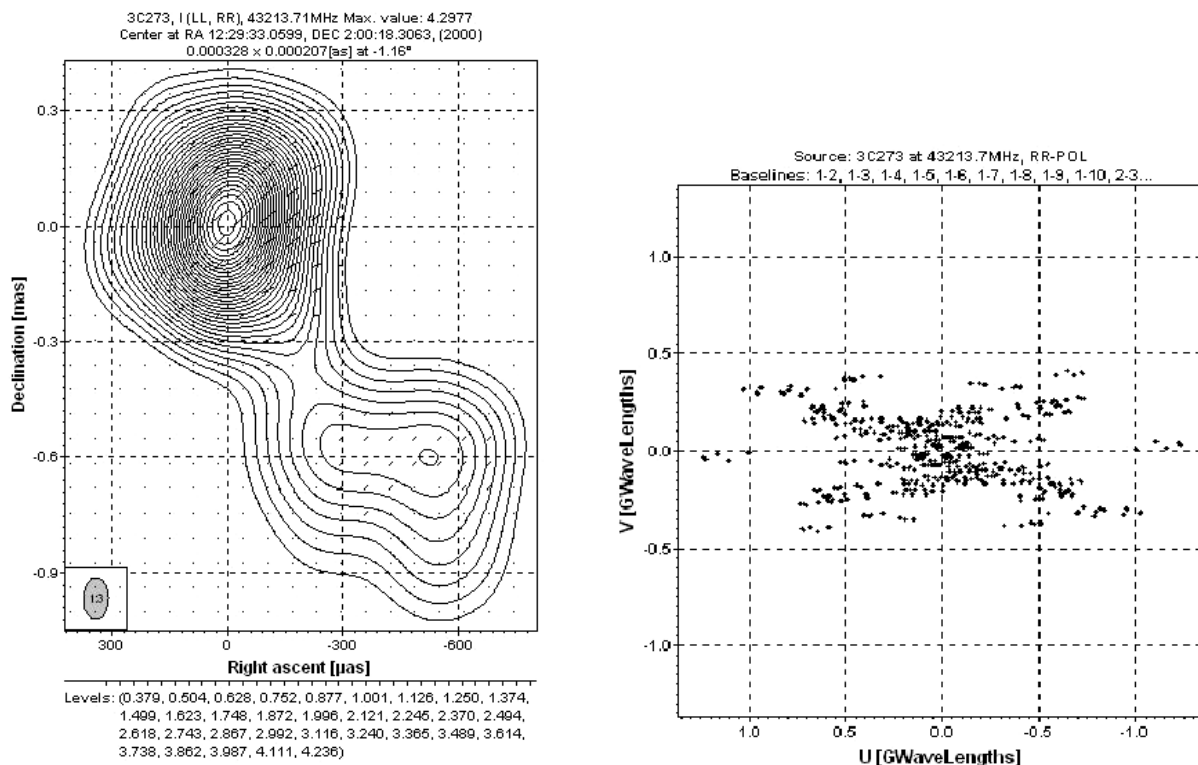


Рисунок 3. Восстановленная поляризационная карта (слева) и покрытие (u, v)-плоскости для 3C273 в наблюдательной сессии VLBA BM256 (август 2008)

1. В диапазоне 18 см линейная поляризация ядра близка к нулю, а линейная поляризация компонент оценивается в 5 – 10 %. Имеет место вращение вектора линейной поляризации (поворот на 40 – 60 градусов в течение трех месяцев)
2. В диапазоне 7 мм линейная поляризация ядра около 12 %, линейная поляризация компонент примерно вдвое меньше (4 – 8 %)
3. Оценка меры вращения вблизи ядра, сделанная по наблюдениям в двух разных диапазонах (18 см в сессии BH151 и 7 мм в сессии BM256) в августе 2008, дает величину порядка 100, что не противоречит оценкам меры вращения в околоядерной области 3C273, приведенной в других работах (см. [5], [6])

Процедура поляризационной калибровки, примененная в настоящей работе, а также методы и программные технологии, включенные в программный комплекс “Астрокосмический Локатор” и задействованные в настоящей работе для восстановления амплитуды и фазы функции видности, будут использо-

ваны при обработке данных миссии “РАДИОАСТРОНА”.

Литература

1. A.Chuprikov: 2002, Proc. of the 6th European VLBI Network Symposium, Bonn, Germany, June 25th-28th, 2002, Max-Plank-Institut fuer Radioastronomie, p. 27—30
2. W.D.Cotton: 1993, AJ, 106, p. 1241
3. E.Fomalont, S.Frey, Z.Paragi, L.Gurvits, W.Scott, A.Taylor, P.Edwards, and H.Hirabayashi: 2000, ApJSS, 131, p. 95—183
4. H.Hirabayashi: 2000, Proc. of the VSOP Symposium, 19-21 January 2000, Institute of Space and Astronautical Science, Kanagawa, Japan, p. 3--8
5. A.P.Lobanov, J.A.Zensus, T.P.Krichbaum, and A. Witzel: 2000, Proc. of the VSOP Symposium, 19-21 January 2000, Institute of Space and Astronautical Science Kanagawa, Japan, p. 239--244
6. J.A.Zensus, A.P.Lobanov, Z.Abraham, E.Carrara, S.C.Unwin, H.Hirabayashi, and T. Bushimata: 2000, Adv. Space Res., 26, p. 669-672

ВЕЙВЛЕТ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ АКТИВНОСТИ КВАЗАРА 3C273 В РАДИО-РЕНТГЕНЕ-УЛЬТРАФИОЛЕТЕ

М.И.Рябов, А.Л.Сухарев

Одесская обсерватория «Уран-4» Радиоастрономического института НАН Украины

Dynamics of development of activity process of a quasar 3C273 according to published data of radio (Green Bank, Algonquin, UMRAO, Haystack, Metsahovi, Itapetinga, Crimea), ultra-violet (IUE, XMM-Newton) and x-ray (RXTE, CGRO, GINGA, ASCA, EXOSAT, HEAO2, GRANAT, ROSAT) supervision are investigated. Periodogram and wavelet analysis methods are applied for definition of the basic periods of variability in each range and dynamics of their changes for 30-40 years of observation. Properties of the separate periods of activity during 6-8 years are considered. On spectral indexes, time shifts, spectra of maximum activity and data VLBI of observation properties of extreme displays of activity in system «core-accretion disk-jet» are defined.

Введение

Радиисточник 3C 273 – самый яркий квазар на звёздном небе Земли, с видимой звёздной величиной $12,9^m$ ($z=0.158$ расстояние 2.44 млрд. св.лет) ввиду чего может наблюдаться даже в любительские телескопы. Масса его центрального компонента оценивается в $886 \pm 187 M_{\odot}$. С помощью космического телескопа «Хаббл» и наземных РСДБ систем получены данные об изменениях 3C273 в системе «ядро-джет». Линейная протяжённость джета составляет ~ 200 тыс.св.лет (~ 62 кпс), а видимый размер – $23''$. [1].

Наблюдательные данные

Используемые наблюдательные данные представляли собой объединённые в общие ряды, наблюдения нескольких обсерваторий в радио, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах. В радио-диапазоне использовались данные длительного мониторинга потоков радиоизлучения блазаров на сантиметровых и миллиметровых волнах проводится на РТ-26 Радиоастрономической обсерватории Мичиганского университета (UMRAO) в США (4.8, 8 и 14.5 ГГц), РТ-22 НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория» (22 и 36.8 ГГц). Также использовались данные радио-обсерваторий Green Bank, Algonquin, Haystack, Met-

sahovi, Itapetinga. В ультрафиолетовом диапазоне использовали данные обсерваторий IUE, XMM-Newton, а в рентгеновском – обсерваторий RXTE, CGRO, GINGA, ASCA, EXOSAT, HEAO2, GRANAT, ROSAT.

Методика обработки данных

Используемые данные наблюдений источников представлены в виде средних значений за период в 1 и 7 суток на указанных выше временных интервалах с неравномерной сеткой отсчётов. С помощью интерполяции данные были приведены к равномерному шагу по времени. По гистограмме распределения временных интервалов между отсчётами был выбран оптимальный интервал интерполяции в 0.02 года (7,3 дня).

Фурье-анализ

Для поиска периодичностей в данных использовался метод Lomb-Scargle построения периодограммы для неравномерных временных рядов [2].

Для повышения эффективности спектрального анализа Фурье исходные данные были сглажены а также вычтены тренды [3]. Пример проведенных расчетов показан на Рис.1.

WAVELET-анализ

Так как переменность радиоисточников представляет сложные, нестационарные процессы, то использование вейвлет-анализа позволяет получить больше информации о структуре сигнала на разных частотах, чем при использовании Фурье анализа [4].

В нашей работе использовалось непрерывное вейвлет-преобразование на основе функции Морле.

На частотно-временных спектрах гармонические компоненты сигнала видны в виде ярких пятен, вытягивающихся в полосы вдоль оси времени (см.рис.2).

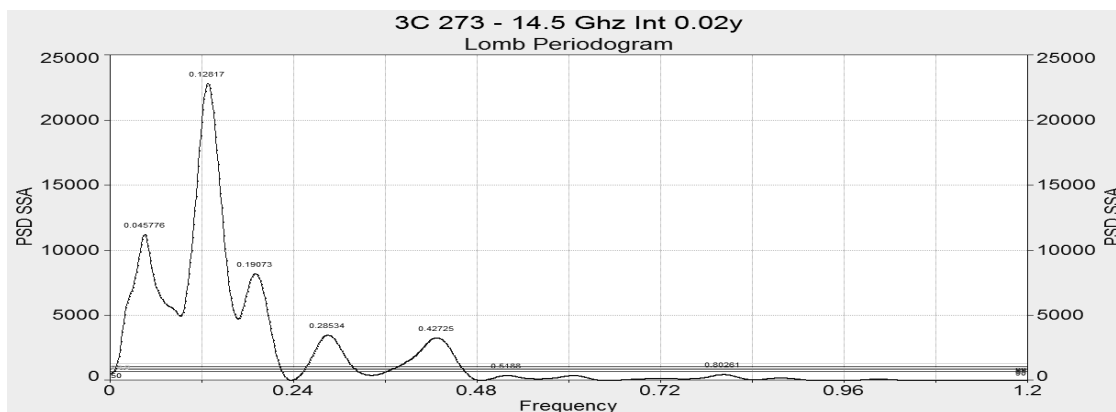


Рисунок 1: Пример периодограммы для частоты 14.5 ГГц.

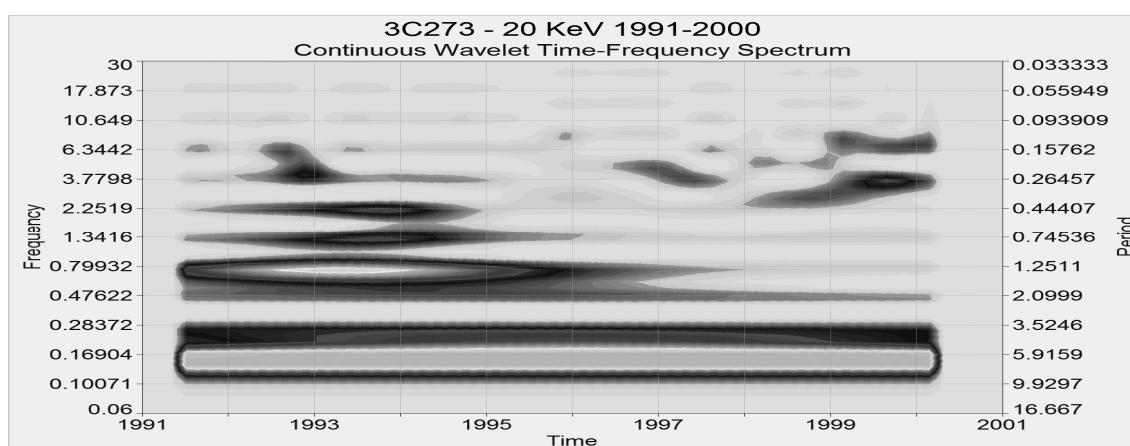


Рисунок 2: Пример непрерывного wavelet-спектра для рентгена 20 КэВ.

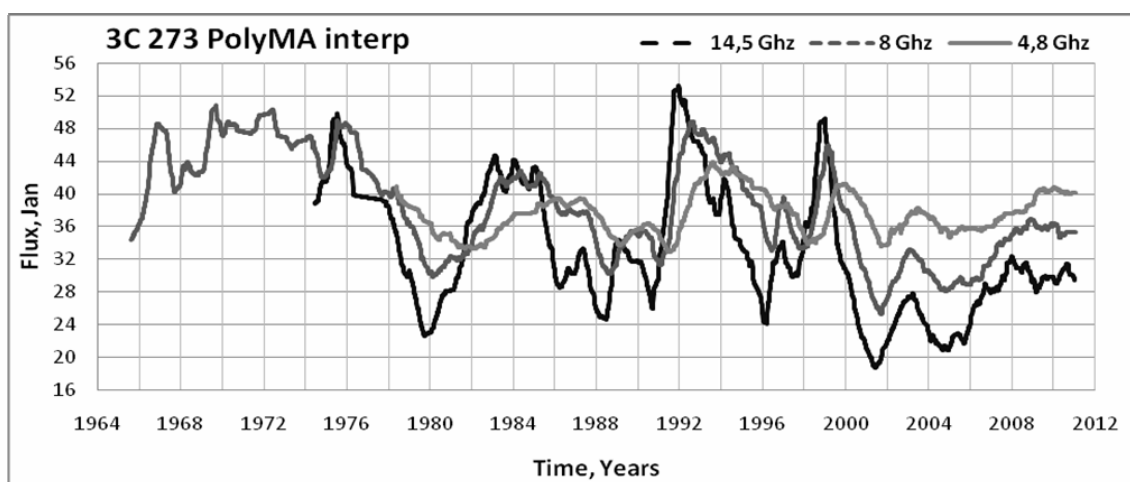


Рисунок 3: Графики исходных данных по радиоисточнику 3C 273 на частотах 14.5, 8 и 4.8 ГГц после интерполяции с интервалом по оси времени 0.02 года и сглаживания скользящим средним с полушириной интервала 5 точек. Наблюдения обсерватории UMRAO.

Табл. 1 (б): Таблица значений спектральных мощностей по отдельным гармоническим компонентам исследуемых сигналов на частотах 14.5, 8, 4.8 ГГц, в ней обозначены значения найденных периодов P_T , максимумы спектральных мощностей P_w и времена T проявлений этих максимумов.

3C 273											
Fr, GHz	Pr, Yr	T	Pw	Fr, GHz	Pr, Yr	T	Pw	Fr, GHz	Pr, Yr	T	Pw
14,5	7,8	1984,5	26702	8	8,13	1986,5	9409	4,8	16,3	2000,5	1050
	5,3	1996,2	10509		5,2	1996,4	4737		8,5	1988,5	3190
	3,4	1997,5	4809		4	2001	2341		4,8	2001,5	605
	2	1985,7	337		3,2	1998,7	2113		3,4	1999	1040
		1998	1178		2,5	1967,4	1295		2	1991,4	17
	1,3	1979,7	68			1989	1063			1998	47
		1990	451			2000,4	457			2006,7	15
		1999,5	192		1,3	1966	1320		1,2	1997	15
						1990,7	1200				

Радио

В радиодиапазоне наилучшим заполнением, малым шумом, и наибольшей длиной обладали ряды данных, полученные обсерваторией UMRAO. Поэтому они брались за основу в расчётах и для детального сравнения с наблюдениями на более высоких частотах, полученными в Крымской обсерватории и Метсахови. Графики исходных данных приведены на рисунке 3.

Далее были построены Lomb-Scargle периодограммы с использованием спектрального окна Барлетта, а также wavelet-спектры мощности. Значения периодов по данным обсерватории UMRAO представлены в таблице 1 (а). Значения максимумов спектральных мощностей для выделенных периодов, и времён, в которые эти максимумы наблюдались, приведены в таблице 1 (б).

Таблица 1(а): Таблица значений периодов для радиоисточника 3C 273 на частотах 14.5, 8 и 4.8 ГГц, в ней обозначены начальное и конечное время (P_{start} , P_{end}), длительность проявления периодических компонентов (ΔT), начальное и конечное значение периодов (T_{start} , T_{end}) (существенно отличается при наличии изменения частоты гармоника со временем).

Freq, GHz	P_{start} , Yr	P_{end} , Yr	T_{start}	T_{end}	ΔT , Yr
14,5	8,5	7,8	1976,7	2001,3	24,6
	5,3	5,3	1978,5	2003,5	25
	3,2	3,4	1989	2003,7	14,7
	2,1	2	1985,7	2000,2	14,5
	1,3	1,3	1988	1999,7	11,7
8	10,5	8,13	1973	2000,7	27,7
	5,2	5,2	1992,7	2009,5	16,8
	4	4	1968,3	1985,5	17,2
	3,2	3,2	1992,7	2005,4	12,7
	2,5	2,5	1966,1	1981	14,9
	2	2	1990,8	2003,1	12,3
	1,3	1,3	1989	2000	11
4,8	16,3	15,5	1991,8	2009,7	17,9
	8,5	8	1980,5	2006,5	26
	4,8	4,8	1995,3	2009,5	14,2
	3,4	3,4	1989,7	2006	16,3
	2	2	1991,2	2004,5	13,3
	1,2	1,2	1991,3	2001	9,7

Все найденные значения периодов приведены в таблице 2.

Табл. 2: Таблица значений периодов для радиоисточника 3C 273 на частотах 37, 22, 15, 10, 5, 2.5 ГГц, в ней обозначены, временной интервал наблюдений (T_{obs}), значение периодов (P), отметка есть ли изменение со временем значений периодов (P_{mod}) и спектральная мощность (P_w).

Freq, GHz	T_{obs}	P, Yr	P_{mod}	P_w
37	1970 – 2006	13	Нет	280
		8,4	Нет	410
		4,3	Нет	240
		2,5	Нет	120
22	1976 – 2004	14,1	Нет	200
		7,2	Есть	690
		3,7	Нет	160
		2,3	Нет	165
15	1963 – 2006	21	Нет	300
		12,5	Нет	370
		8,1	Нет	1100
		5,4	Нет	250
10	1979 – 1994	2,3	Есть	230
		8,1	Нет	900
		4	Нет	780
		2,5	Есть	880
5	1967 – 2006	1,3	Нет	230
		23	Нет	410
		7,7	Нет	690
2,5	1979 – 1994	3,5	Нет	290
		8,1	Нет	4000
		4,5	Нет	1700
		2,1	Нет	760
		1,1	Есть	690

Итак, при анализе радио-данных было обнаружено преобладание на всех исследуемых частотах периода, значение которого близко к 8 годам. Также на всех частотах, за исключением 2.5, 10 и 37 ГГц обнаружен период со значением, близким к 24 годам.

Кроме того на частотах 22, 10 и 8 ГГц обнаружено изменение периодов с течением времени.

На всех исследуемых частотах присутствует большое количество быстропеременных компонентов с периодами от 4 до 1 года.

Ультрафиолет

В ультрафиолетовом диапазоне исследовались данные, полученные на следующих длинах волн – 1300, 1525, 1700, 1950, 2100, 2425, 2700, 3000 Ангстрем. Все найденные значения периодов в ультрафиолетовом диапазоне приведены ниже в таблице 3.

Табл. 3: Таблица значений периодов для радиоисточника 3С 273 на длинах волн λ 1300, 1700, 1950, 2100, 2425, 2700, 3000 Ангстрем в ультрафиолетовом диапазоне, в ней обозначены, временной интервал наблюдений (T_{obs}), значение периодов (P), отметка есть ли изменение со временем значений периодов (P_{mod}) и спектральная мощность (Pw).

λ , А	T_{obs}	P, Yr	P_{mod}	Pw
1300	1978 -- 1996	11,1	Нет	1000
		5,1	Нет	700
		2,6	Есть	400
		1,8	Нет	180
1525	1978 -- 1996	11,1	Нет	1100
		8,1	Нет	500
		5	Нет	800
		2,7	Есть	320
1700	1978 -- 1996	1,7	Нет	230
		11,2	Нет	1050
		8,2	Нет	600
		5,3	Нет	920
1950	1978 -- 1996	3	Нет	350
		2	Нет	300
		11,2	Нет	1000
		8,2	Нет	570
2100	1978 -- 2005	5,5	Нет	880
		3	Нет	370
		1,7	Нет	310
		9,7	Нет	800
2425	1978 -- 2005	5,6	Нет	630
		2,7	Есть	310
		9,6	Нет	870
		5,5	Есть	640
2700	1978 -- 1996	2,7	Есть	290
		9,3	Нет	750
		5,3	Нет	900
		2,5	Нет	250
3000	1978 -- 2005	9,5	Нет	1100
		5,3	Нет	750

Обобщая результаты, полученные по восьми длинам волн, видно, что, несмотря на некоторое отличие спектров, на всех длинах волн можно выделить гармонические компоненты с близкими значениями периодов. Преобладающий период, как и в радиодиапазоне, близок к 8 – 9 годам. Значение периода в 11 лет близко к длине рядов наблюдений, поэтому требует подтверждения на более длительных рядах наблюдений. Кроме вышеперечисленных, существуют близкие значения периодов 5, 3, 2 года. На длинах волн 1300А, 1525А, 2100А, 2425А, 3-х лет-

няя гармоника изменяет свой период в пределах 0.4 года, а на длине волны 2425А изменение периода на 0.5 года заметно у гармоник с периодом, близким к 5 годам.

Рентген

В рентгене данные были представлены наблюдениями в следующих энергетических диапазонах – 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200 КэВ. Все найденные значения периодов приведены ниже в таблице 4.

Табл. 4: Таблица значений периодов для радиоисточника 3С 273 в рентгеновском диапазоне, в ней обозначены, временной интервал наблюдений (T_{obs}), значение периодов (P), отметка есть ли изменение со временем (P_{mod}) и спектральная мощность (Pw).

E, KeV	T_{obs}	P, Yr	P_{mod}	Pw
1	1969 -- 2005	10,3	Есть	500
		5,7	Нет	1300
		4,3	Нет	800
2	1969 -- 2005	11,7	Нет	1800
		5,7	Нет	1700
		4	Нет	700
		2,7	Нет	700
5	1969 -- 2005	12,5	Нет	1750
		6,2	Нет	800
		3,4	Нет	600
		2,2	Нет	500
10	1969 -- 2005	12,7	Нет	1700
		6,7	Нет	680
		3,5	Нет	400
20	1991 -- 2000	6	Нет	900
		1,3	Есть	600
		0,7	Нет	300
		0,4	Есть	300
		0,2	Есть	450
20	2001 -- 2005	2,1	Нет	1000
		0,8	Нет	900
		0,3	Есть	500
		0,1	Есть	300
		5	Нет	880
50	1991 -- 2000	1,8	Есть	520
		0,4	Есть	340
		0,1	Нет	270
		2	Нет	770
50	2001 -- 2005	0,8	Нет	450
		0,5	Нет	300
		0,3	Нет	270
		0,1	Нет	200
		2,3	Есть	700
100	1991 -- 2000	0,7	Нет	500
		0,4	Нет	430
		0,2	Есть	270
		2,1	Нет	1000
100	2001 -- 2005	1	Нет	700
		0,5	Нет	300
		0,3	Нет	470
		0,2	Есть	250
		4,3	Нет	600
200	1991 -- 2000	1,5	Есть	870
		0,8	Нет	350
		0,4	Нет	300
		0,2	Нет	480

При исследовании рентгеновских данных было обнаружено, что существуют наиболее мощные периоды, значения которых близки к 6 и 12 годам. Кроме того было найдено множество гармоник с изменяющимися с течением времени периодами, как правило они меньше двух лет, также существует множество быстрых квазипериодических всплесков, которые на wavelet-спектрах видны в виде множества светлых пятен располагающихся вдоль оси времени с небольшим разбросом значений периодов.

Выводы

В результате проделанной работы обнаружено, что основной период переменности радиоисточника 3C 273 имеет значение, близкое к 8 годам. Это наиболее заметно в радио и ультрафиолетовом диапазонах, в рентгеновском диапазоне наиболее близкий период переменности имеет значение около 6 лет.

Такая квазипериодическая переменность является следствием глобального процесса, действие которого проходит через различные диапазоны излучения. Найденные значения коротких периодов переменности чаще всего соответствуют гармоникам с ограниченным временем проявления в исследуемых сигналах.

Скорее всего, медленные и быстрые компоненты переменности образуются разными физическими процессами. Долгопериодические волны переменности могут отражать квазипериодические изменения темпа аккреции на ядро, тогда как короткопериодические колебания плотности потока представляют, вероятно, более или менее случайные явления, протекающие в непосредственной близости от центрального источника, например падение отдельных облаков вещества на аккреционный диск [5]. Несмотря на совпадения периодов переменности в радио, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах скорее всего они формируются в различных областях пространства и отличаются наличием временного сдвига, что станет предметом дальнейших исследований.

Средние и короткие периодичности в радиодиапазоне, могут быть описаны моделью ударной волны в джете. В этом случае переменность на высоких частотах будет больше по амплитуде и быстрее по времени, а флуктуации потока на более низких частотах имеют более сглаженный характер [6].

В случае устойчивых периодов на длительных временах наблюдений, особый интерес представляют модели переменности на основе магнитного динамо. В активных ядрах галактик, также как и в микроквазарах, аккреционные диски связаны с джетами магнитным полем. Таким образом неустойчивости в аккреционном диске могут передаваться в джеты [7, 8, 9].

Периодичности изменений плотности потоков в ряде работ интерпретируются в рамках модели орбитальных и прецессионных периодических изменений системы аккреционный диск-джет при возможном наличии системы из двойных черных дыр [10].

Литература

1. Uchiyama, Yasunobu; Urry, C. Megan; Cheung, C. C.; Jester, Sebastian; Van Deyne, Jeffrey; Coppi, Paolo; Sambruna, Rita M.; Takahashi, Tadayuki; Tavecchio, Fabrizio; Maraschi. "Shedding New Light on the 3C 273 Jet with the Spitzer Space Telescope". *The Astrophysical Journal* 648 (2): 910–921.
2. Витязев В.В. Анализ неравномерных временных рядов. Издательство Санкт-Петербургского университета, 2001.
3. И. Гайдышев, Анализ и обработка данных (специальный справочник), Издательский дом «Питер» 2001.
4. Н. Смоленцев: Вейвлет-анализ в MATLAB. ДМК-Пресс, 2010.
5. Активные ядра и звёздная космогония. Под редакцией Д.Я. Мартынова. Издательство Московского университета, 1987 г.
6. А.П. Маршер, С.Г. Эрштадт, Взгляд на активные ядра галактик из прошлого и настоящего. Труды конференции «Астрономия 2006: традиции, настоящее и будущее», СПбГУ, 2006.
7. F. Meyer, E. Meyer-Hofmeister. The effect of disk magnetic fields on the truncation of geometrically thin disks in AGN.
8. Vladimir I. Pariev, Stirling A. Colgate. A Magnetic α - ω Dynamo in AGN Disks. I. The Hydrodynamics of Star-Disk Collisions and Keplerian Flow.
9. de Vries, M. & Kuipers, J. A magnetic flare model for X-ray variability in AGN. *Astronomy and Astrophysics* (ISSN 0004-6361), vol. 266, no. 1, p. 77-84.
10. Mario Livio, J. E. Pringle and A. R. King. THE DISK-JET CONNECTION IN MICROQUASARS AND AGN.

ВЕЙВЛЕТ–АНАЛИЗ АКТИВНОСТИ СИСТЕМЫ «ЯДРО-ДЖЕТ» КВАЗАРОВ И БЛАЗАРОВ В САНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ

М.И.Рябов¹, А.Л.Сухарев¹, А.Е.Вольвач², Л.Н.Вольвач², Р.А.Сыч³, М.Аллер⁴

¹ Одесская обсерватория «УРАН-4» Радиоастрономического института НАН Украины

² НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория», Украина

³ Институт солнечно-земной физики СО РАН, Россия

⁴ Радиоастрономическая обсерватория Мичиганского университета, США

ABSTRACT. Long monitoring of fluxes of a radio emission blazars on centimetric and millimetric waves to be carrying out since 1965 on PT-26 the Radioastronomical observatory of Michigan university (UMRAO) in the USA (4.8, 8 and 14.5 Ggts) and since 1980 on PT-22 scientific research institute «Crimean astrophysical observatory» (22 and 36.8 Ggts). Carrying out of the comparative analysis of application of a standard method a Fourier of the analysis and more modern weivlet analysis for detection of dynamics of changes of flows actively investigated four blazars was the purpose of the given activity: 3C120, 3C345, 3C446 and BL Lac.

Введение

Исследуемые радиоисточники относятся к числу ярких и быстропеременных объектов, называемых блазарами, и исследуются во всех диапазонах электромагнитного спектра. Они характеризуются непрерывным спектром излучения во всех диапазонах (гамма, рентгеновском, ультрафиолетовом, оптическом, инфракрасном и радио) и очень слабыми, иногда не видимыми, спектральными линиями. Для блазаров типичны также быстрые и значительные изменения светимости во всех диапазонах спектра за период времени в несколько суток или даже часов. Одной из самых интересных структурных деталей блазаров являются струи или джеты. Согласно теоретическим моделям, струи формируются во внутренних частях аккреционного диска вокруг сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик. Область формирования струи столь компактна, что ее прямое наблюдение возможно только путем совместных наблюдений на VLBA, VLA и других радиотелескопах [1].

Наблюдения радиоисточников

Наиболее продолжительный мониторинг потоков радиоизлучения блазаров на сантиметровых и миллиметровых волнах проводится на PT-26 Радиоастрономической обсерватории Мичиганского университета (UMRAO) в США (4.8, 8 и 14.5 ГГц) с 1965 года. Методика наблюдений и обработки данных на PT-26 описаны в работе [3].

На частотах 22.2 и 36.8 ГГц наблюдения проводились на 22-м радиотелескопе НИИ «КрАО» с использованием модуляционных радиометров, имеющих флуктуационную чувствительность 0.04 К при постоянной времени 1 секунда [2].

Методика обработки данных

При обработке данных наблюдений применялись методы анализа временных рядов с применением различных методов фильтрации данных в предположении, что наблюдаемые изменения потока представляют собой суперпозицию различных процессов и периодов активности. Используемые данные наблюдений источников представлены в виде средних значений за период в 7 суток на указанных выше временных интервалах с неравномерной сеткой отсчетов.

Для повышения эффективности спектрального анализа Фурье все данные были освобождены от трендов и сглажены полиномиальным скользящим средним. Для выявления короткопериодических изменений потоков, использовался высокочастотный тригонометрический фильтр [4].

Недостаток периодограммного анализа заключается в том, что он не даёт информации о том, как именно гармонические составляющие исследуемого сигнала изменяются во времени. Так как переменность радиоисточников представляет сложные, нестационарные процессы, то использование вейвлет-анализа позволяет получить больше информации о структуре сигнала

на разных частотах, чем при использовании Фурье анализа. В нашей работе использовалось непрерывное вейвлет-преобразование на основе функции Морле. Это позволило выделить отдельные гармонические компоненты на разных масштабах, проследить их изменение со временем и продолжительность существования. Распределение полной энергии сигнала по масштабам можно проследить с помощью глобального вейвлет спектра, который соответствует спектру мощности сглаженному на каждом масштабе спектром Фурье анализирующего вейвлета [5, 6].

Результаты обработки наблюдений

3C120

Временной интервал используемых нами данных по радиоисточнику 3C120 на частоте 14.5 ГГц составил 36 лет, на частоте 8 ГГц – 44 года и на частоте 4.8 ГГц – 29 лет. Весь набор полученных значений периодов приведён в табл. 1. По wavelet-спектрам ним можно определить периоды гармонических колебаний потока, длительность существования этих гармонических колебаний на исследуемой частоте радиоисточника и изменение периодов со временем. На Рис. 1 для примера приведён wavelet-спектр радиоисточника 3C120. Полученные результаты были объединены в Таблице 1 для трёх частот наблюдений.

Долговременные периоды изменений потока продолжительностью около 10 – 13 лет и менее продолжительные периоды около 2 и 5 лет присутствуют на всех частотах. Близкие значения периодов 1.6 (14.5 ГГц), 1.3 (8 ГГц) и 1.6 (4.8 ГГц) могут быть проявлением одного процесса, идущего на различных частотах. Кроме того на частоте 14.5 ГГц существует слабая гармоника с периодом 0.6 года. Полный список обнаруженных периодов приведён в Таблице 1.

3C345

Для радиоисточника 3C345 длина временных рядов составляет 24 года на частоте 36 ГГц и 22 ГГц, 37 лет на частоте 14.5 ГГц, 45 лет на частоте 8 ГГц и 33 года на частоте 4.8 ГГц. Весь набор полученных значений периодов приведён в Табл. 2. На всех частотах преобладают длительные периоды изменений потока, от 24 до 8 лет. Диапазон коротких периодов от 6 до 2 лет. На различных частотах периоды заметно отличаются друг от друга. На Рис. 2 для примера приведён wavelet-спектр радиоисточника 3C345 на частоте 14.5 ГГц.

BL LAC

Этот радиоисточник обладает очень быстрой и высокоамплитудной переменностью, которая накладывается на медленную изменение плотности потоков. Длина временных рядов на частоте 14.5 ГГц составила 36 лет, на частоте 8 ГГц – 43 года и на частоте 4.8 ГГц – 31 год. По сглаженным данным мы получили очень близкие значения длительных периодов на всех

частотах. Весь набор полученных периодов приведён в Таблице 4. Ниже, на Рис. 4 для примера показан wavelet-спектр радиоисточника BL Lac на частоте 8 ГГц.

Период близкий к 8 годам является основным на трёх частотах, более короткие периоды имеют ограниченное время проявления во всем периоде наблюдений.

3C446

Для радиоисточника 3C446 длина временных рядов составляет 31 год на частоте 14.5 ГГц, 32 года на частоте 8 ГГц и 31 год на частоте 4.8 ГГц. Весь набор полученных периодов приведён в Таблице 5. У этого радиоисточника значение основного периода близок к 8 годам, и на трёх частотах получен схожий набор значений периодов, только на 14.5 ГГц самый короткий период имеет значение 1 год. На Рис. 5 для примера приведён wavelet-спектр радиоисточника 3C446 на частоте 14.5 ГГц.

Выводы

Поведение многих блазаров хорошо описывается моделью «ударной волны в джете», предложенной Маршером и Гиром. Эта модель предполагает, что излучение разных частот рождается в джете, электроны ускоряются на фронте ударной волны и теряют энергию, удаляясь от него. Электроны самых высоких энергий, которые излучают на коротких длинах волн сохраняются только вблизи фронта, в то время как более низкие частоты излучаются в большей по объёму области. В этом случае переменность на высоких частотах будет больше по амплитуде и быстрее по времени, а флуктуации потока на более низких частотах имеют более сглаженный характер, что обычно и наблюдается в большинстве блазаров [1].

Полученные нами результаты в целом согласуются с ранее опубликованными работами по исследованию переменности блазаров. В тоже время они дают более детальную картину позволяющую анализировать применимость тех или иных физических моделей. Многолетние наблюдения переменности активных ядер галактик в радио диапазоне показывают, что существует общая «организация» изменений потоков у разных источников – переменность существует на двух четко выраженных масштабах времени: медленной и быстрой. Медленные компоненты с характерными временами порядка десяти лет и более, а более короткие быстрые компоненты продолжительностью от нескольких месяцев до нескольких лет. По-видимому, длинные волны переменности отражают некоторые макроскопические процессы, например квазипериодические изменения темпа аккреции на ядро, тогда как короткопериодические колебания плотности потока представляют, вероятно, более или менее случайные явления, протекающие в непосредственной близости от центрального источника, например падение отдельных облаков вещества на аккреционный диск [7].

Таблица 1. Начальные и конечные даты гармонических колебаний (T_{start} , T_{end}), времена их существования (ΔT), начальные и конечные значения периодов (P_{start} , P_{end}), для радиисточника 3C120. В колонках справа приведены значения максимумов спектральных мощностей для выделенных периодов, и времён, в которые эти максимумы наблюдались (Fr – частота исследуемого сигнала, Pr – выделенный период (гармонический компонент), Pw – максимум спектральной мощности, T – время проявления максимума спектральной мощности).

Freq, GHz	P _{start}	P _{end}	T _{start}	T _{end}	ΔT	Fr, GHz	Pr, Yr	T	Pw
14,5	10,3	10,3	1981,5	2005,5	24	14,5	10,3	1992,3	157
	6,2	6,4	1979,2	1997,5	18,3		6,4	1990,2	55
	4	4,3	1981	2004,7	23,7		4,3	1989	147
	2,5	2,3	1984,4	2007,8	23,4		2,3	1981,4	15
	1,6	1,6	1985,5	2006,5	21			1997,5	7
	1	1	1986,7	2002,5	15,8			2007,3	10
	0,6	0,6	1986	2001,5	15,5		1,6	1988,5	15
8	12,5	12,5	1968,2	1998	29,8			1999	20
	4,7	4,7	1970	1996,3	26,3		1	1984,6	4
	2,1	2,1	1969	1978,5	9,5			1997,7	3
	1,3	0,9	1968	1978,5	10,5			2007,5	5
4,8	10,2	10,2	1985,7	2007,8	22,1		0,6	1997,5	7
	4,3	4,3	1982,7	2003,5	20,8	8	12,5	1975,5	1260
	2,5	2,5	1985,5	2003,5	18		4,7	1973	290
	1,6	1,6	1984,3	2000	15,7			1985	250
							2,1	1972	255
						4,8	0,9	1975	35
							10,2	1996	260
							4,3	1989	133
							2,5	1983	10
							1,6	1987	12

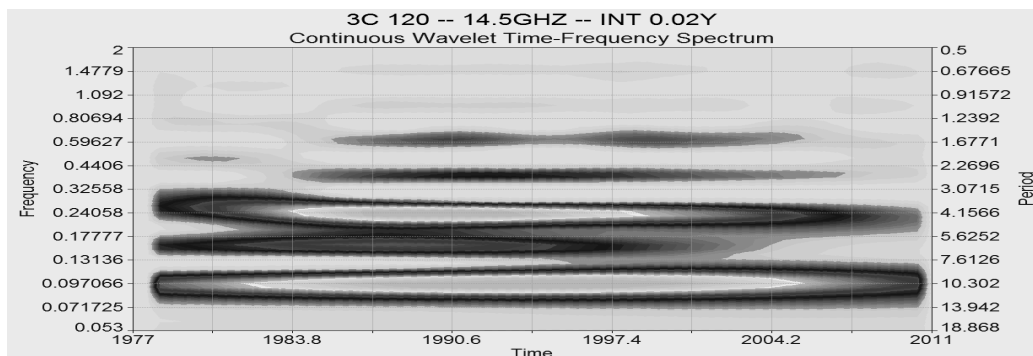


Рис. 1. Wavelet-спектр радиоисточника 3C120 на частоте 14.5 ГГц.

Таблица 2. Начальные и конечные даты гармонических колебаний (T_{start} , T_{end}), времена их существования (ΔT), начальные и конечные значения периодов (P_{start} , P_{end}), для радиоисточника 3C345. В колонках справа приведены значения максимумов спектральных мощностей для выделенных периодов, и времён, в которые эти максимумы наблюдались (Fr – частота исследуемого сигнала, Pr – выделенный период (гармонический компонент), Pw – максимум спектральной мощности, T – время проявления максимума спектральной мощности).

Freq, GHz	P _{start}	P _{end}	T _{start}	T _{end}	Δ T
14,5	16	16	1975,5	2005	29,5
	10,3	9,2	1978	2001,5	23,5
	5,6	4,3	1979	2000	21
	3,3	2,6	1981,5	2005	23,5
8	14,5	14,5	1972,3	2002,5	30,2
	8,2	8,2	1988	2006,5	18,5
	6,2	5	1969,5	2007	37,5
	4	3,2	1972	1995	23
4,8	15,5	15,5	1982,3	2005,5	23,2
	8,1	8,1	1984,5	2003,5	19
	5	5	1987	2002,5	15,5
	3,1	3,1	1996	2007	11
	2	2	1979	2008	29
36	8,84	1983,1	7,54	2000	17
	4,62	1983,3	4,17	1997,7	14,4
	2,8	1981,5	2,8	2003	21,5
	1,75	1985	1,75	2001,5	16,5
22	8,9	1983,5	7,75	2000	16,5
	4,6	1985	3,9	1997	12
	2,2	1982,5	2,2	2002,5	20
	1,85	1985	1,85	2002,5	17,5

Fr, GHz	Pr, Yr	T	Pw
14,5	16	1986,3	3050
	10	1981,5	2230
	5,5	1985	719
	3,3	1991,5	305
8	14,5	1987	3716
	8,2	1995	1420
	6	1986,5	264
		2003	234
	4	1998	244
4,8	15,5	1993,5	2678
	8,1	1991,5	862
	5	2000	270
	3,1	2001,3	87
	2	2000	20

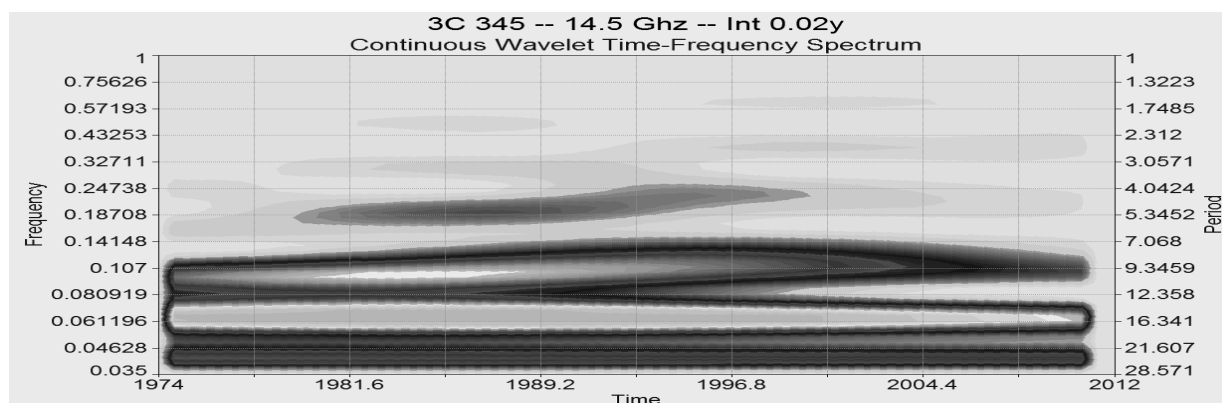


Рис. 2. Wavelet-спектр радиоисточника 3C345 на частоте 14.5 ГГц.

Таблица 4. Начальные и конечные даты гармонических колебаний (T_{start} , T_{end}), времена их существования (ΔT), начальные и конечные значения периодов (P_{start} , P_{end}), для радиисточника BL Lac. В колонках справа приведены значения максимумов спектральных мощностей для выделенных периодов, и времён, в которые эти максимумы наблюдались (F_r – частота исследуемого сигнала, P_r – выделенный период (гармонический компонент), P_w – максимум спектральной мощности, T – время проявления максимума спектральной мощности).

Freq, GHz	P_start	P_end	T_start	T_end	Δ T	
14.5	16,5	16,5	1979	2004,2	25,2	
	6,7	7,5	1975	2001,7	26,7	
	4,3	4,3	2000,3	2010,3	10	
	2,7	2,5	1975	1991,3	16,3	
	1,6	1,8	1996,8	2008,1	11,3	
	1	1	1998,6	2006,8	8,2	
8	13,8	15,1	1970,4	2007,5	37,1	
	8,4	7,5	1976,5	2002,5	26	
	3,1	4	1973,5	1985,2	11,7	
	4,1	4,1	1997,5	2009,5	12	
	2,6	2,4	1998,2	2009,2	11	
	1,4	1,2	1974,5	1985	10,5	
4.8	8,2	8,1	1981	2004	23	
	5	4,1	1981,3	2008,7	27,4	
	3,2	3,2	1983,7	1998	14,3	
	2,6	2,4	2001,3	2010	8,7	
	2	2	1980,5	1997	16,5	

Fr, GHz	Pr, Yr	T	Pw
14,5	16,5	1987,4	213
	7,5	1980,5	773
	4,3	1979,3	87
		2005,8	109
	2,7	1975,5	50
		2003,5	67
	1,6	1980	34
		2004,5	52
	1	1981	17
		2000	11
8	13,8	1976,5	857
	8,4	1985,7	627
	3,1	1978,5	170
	4,1	1979,4	112
		2003,1	100
	2,6	1970	71
		2001,5	30
	1,4	1974,8	22
		1982,2	15
		1999,5	4
4,8	8,2	1986	632
	5	2004,3	70
	3,2	1992,7	21
		2007,7	15
	2,6	2002	17
	2	1980,5	30
		2004,8	25

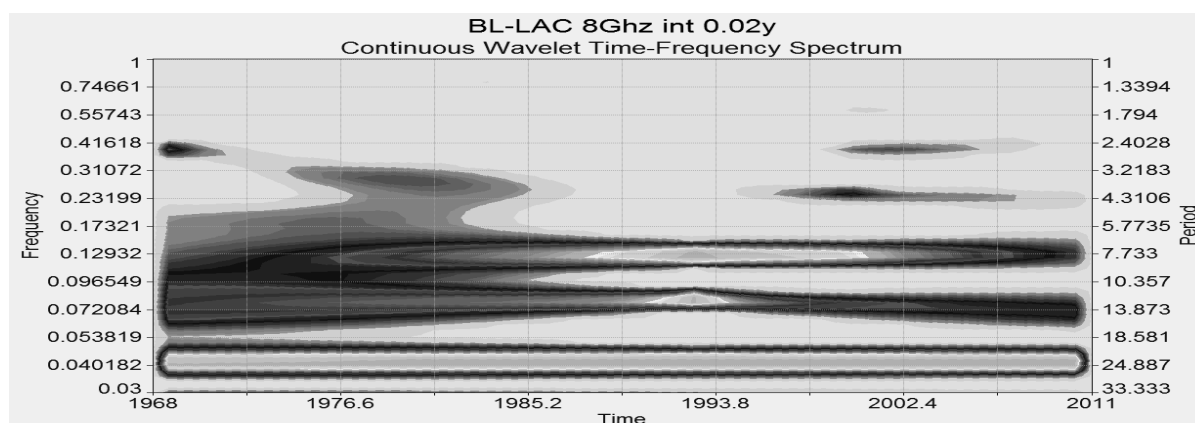


Рис. 4. Wavelet-спектр радиисточника BL Lac на частоте 8 ГГц.

Таблица 5. Начальные и конечные даты гармонических колебаний (T_{start} , T_{end}), времена их существования (ΔT), начальные и конечные значения периодов (P_{start} , P_{end}), для радиисточника 3C446. В колонках справа приведены значения максимумов спектральных мощностей для выделенных периодов, и времён, в которые эти максимумы наблюдались (F_r – частота исследуемого сигнала, P_r – выделенный период (гармонический компонент), P_w – максимум спектральной мощности, T – время проявления максимума спектральной мощности).

Freq, GHz	P_{start}	P_{end}	T_{start}	T_{end}	ΔT	Fr, GHz	P_r , Yr	T	P_w
14,5	8,2	8,7	1988,1	2006	17,9	14,5	8,2	1997	1043
	5,5	5,1	1982,4	2001,7	19,3		5,5	1986,3	937
	3,1	3,2	1983	2002,5	19,5		3,1	1983,5	132
	2,1	2	1982,5	2001,4	18,9			2007,5	85
	1,1	1,1	1988,5	1999	10,5		2,1	1982,4	77
8	8,2	8,7	1984,5	2006,2	21,7		1,1	1980,8	10
	5,2	5	1983,7	2001,5	17,8			1989,6	4
	3,2	3,2	1981,3	2001,7	20,4			1999,5	5,5
	2	2	1983	2001,4	18,4		8,2	1996,2	800
4,8	8,7	9,2	1986,8	2008,5	21,7	8	5,2	1986,7	270
	5,1	5,1	1984,7	1999,3	14,6		3,2	1982,7	131
	3,1	3,1	1985,4	2002,7	17,3			2007,7	55
	2,5	2,5	1986,2	2001,5	15,3		2	1984,18	18
								2000	6
						4,8	8,7	1999	378
							5,1	1986,1	107
							3,1	1984,5	20
								2007,3	12
							2,5	1982,3	12

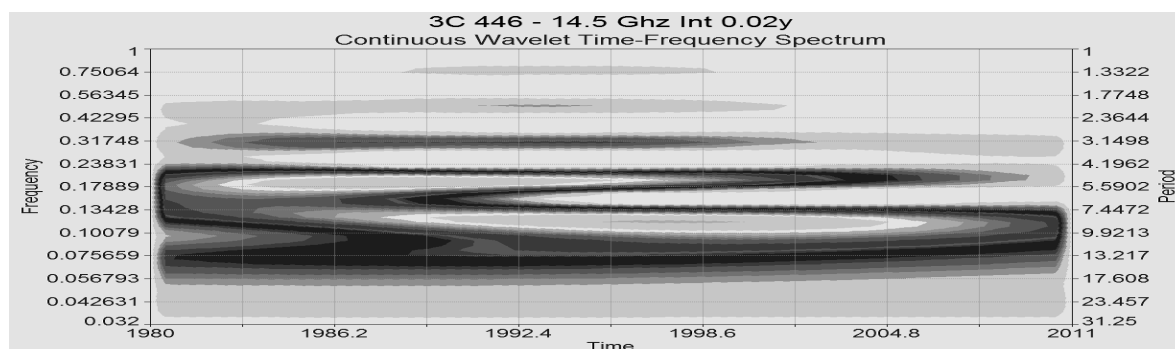


Рис. 5. Wavelet-спектр радиисточника 3C446 на частоте 14.5 ГГц.

В случае устойчивых периодов на длительных временах наблюдений, особый интерес представляют модели переменности на основе магнитного динамо. В активных ядрах галактик, также как и в микроквазарах, аккреционные диски связаны с джетами магнитным полем. Таким образом неустойчивости в аккреционном диске могут передаваться в джеты [7, 8].

Предлагается также объяснение периодичности изменений плотности потоков у ряда источников в рамках модели орбитальных и прецессионных периодических изменений в системе из двойных черных дыр [8].

Литература

1. А.П.Маршер, С.Г.Эрштадг, Взгляд на активные ядра галактик из прошлого и настоящего. Труды конференции «Астрономия 2006: традиции, настоящее и будущее», СПбГУ, 2006.
2. И.Г.Моисеев, Н.С.Нестеров. Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1985, Т.73, С.154.
3. M.F.Aller, H.D.Aller, P.A.Hughes. Bulletin of the American Astronomical Society. 2001, Vol. 33, p.1515.
4. И.Гайдышев. Анализ и обработка данных (специальный справочник), Издательский дом «Питер» 2001.
5. Штарк Г.Г. Применение вейвлетов для цифровой обработки сигналов. М.:Техносфера, 2007. 192 с.
6. Смоленцев Н.К. Основы теории вейвлетов. Вейвлеты в Matlab. М.:ДМК Пресс, 2008. 448 с.
7. Активные ядра и звёздная космогония. Под редакцией Д.Я. Мартынова. Издательство Московского университета, 1987 г.
8. A massive binary black-hole system in OJ287 and a test of general relativity. M.J. Valtonen et al. Nature 452, 851 – 853, 2008.

УГЛОВАЯ СТРУКТУРА КВАЗАРА 3C47 В ДЕКАМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

Лозинский А.Б.¹, Лозинский Р.А.¹, Ивантишин О.Л.¹, Романчев Ю.В.¹, Рашковский С.Л.²,
Шепелев В.А.², Браженко А.И.³, Ващишин Р.В.³, Литвиненко О.А.⁴

¹ Физико-механический институт НАН Украины, Львов
Lozynsky@ah.ipm.lviv.ua

² Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков
shep@ri.kharkov.ua

³ Гравиметрическая обсерватория ИГФ НАН Украины, Полтава
vrv.uran2@gmail.com

⁴ Лаборатория УРАН-4 РИНАНУ, Одесса
uran4@te.net.ua

ABSTRACT. The quasar 3C47 was observed with the URAN network at decameter wavelengths. A model of its angular structure consisting of four components was fitted. Lobes of the source are enlarged significantly in the range if compare with their high frequency dimensions. The hot spots emission is detected at low frequencies but a radio core is disappeared completely due to its flat spectrum.

Угловая структура радиоисточника 3C47, одного из наиболее интенсивных квазаров северного неба, исследовалась в широком диапазоне длин волн. По результатам картографирования на дециметровых волнах [1] он имеет классическую двойную структуру с ядром, лепестками и горячими пятнами в них и односторонним джетом, показанную рис.1. Исследования квазара на декаметровых волнах были проведены в 1988 – 1989 гг [2] с помощью интерферометра УРАН-1 с базой 42 км. Анализ данных показал, что протяженные компоненты наблюдаются и на декаметровых волнах, однако параметры инструмента не позволили детально исследовать структуру и определить наличие излучения компактных деталей радиоисточника. Современная сеть интерферометров УРАН [3] с базами вплоть до 950 км, в особенности новая широкополосная приемная аппаратура, позволили провести более детальное исследование структуры квазара. Такие наблюдения были проведены в 2007 – 2009 гг. Получен интерференционный отклик на всех базах интерферометра вплоть до самой длинной – интерферометра УРАН-3.

Для восстановления радиоизображения источников в декаметровом диапазоне при ограниченном покрытии UV плоскости и отсутствии фазовых измерений

применяется метод подбора моделей распределения яркости по модулям функции видности полученным на УРАН [4]. Он заключается в представлении реального распределения яркости источника в виде ограниченного количества компонентов определенной, удобной для расчетов формы. В качестве составляющих моделей угловой структуры используются эллиптические компоненты с произвольной ориентацией осей при гауссовом распределении их радиояркости. Изменяя параметры модели (размеры, потоки и взаимное положение компонентов) и рассчитывая отклик, даваемый таким «радиоисточником» на интерферометрах сети УРАН, добиваются согласования расчетных и экспериментальных зависимостей модуля функции видности от часового угла.

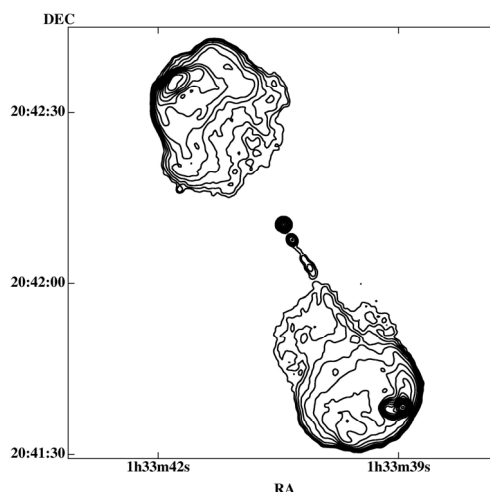


Рисунок 1. Карта квазара 3C47 на частоте 1,65 ГГц.

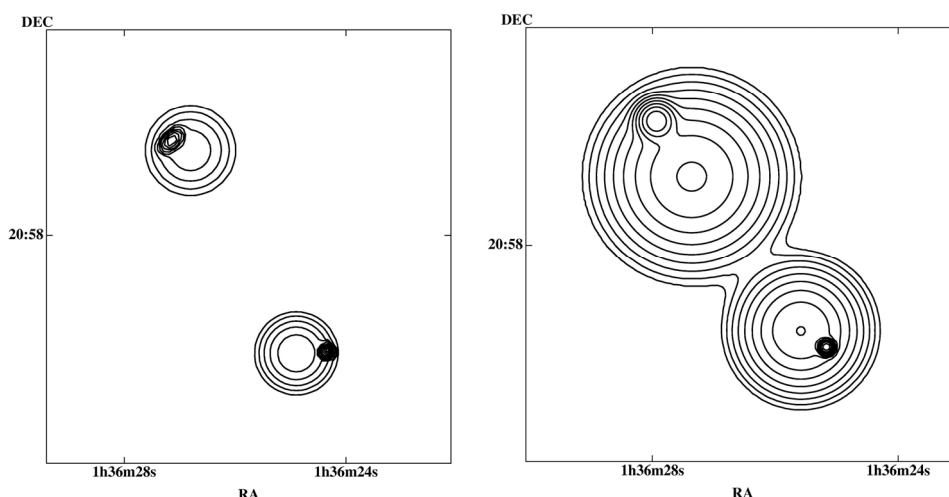


Рисунок 2. Высоочастотная (слева) и изочастотная (справа) модели квазара

При ограниченном количестве экспериментальных данных для корректного определения распределения яркости весьма важно выбрать удачное начальное приближение для искомой модели, что позволяет сузить область поиска возможных решений и, как следствие, сократить время счета. Для этого можно воспользоваться цифровой версией приведенной выше карты. По такой карте рассчитываются часовые зависимости для интерферометров с геометрией, как у сети УРАН, и с их помощью, по описанной выше методике, подбирается наиболее простая модель, хорошо описывающая реальное распределение радиояркости источника, представленное на выбранной карте. При этом расчетные часовые зависимости от карты сравниваются с расчетными зависимостями от модели. Эта процедура эквивалентна подбору модели по экспериментальным данным с очень хорошим соотношением сигнал/шум и поэтому, как правило, не представляет труда подобрать хорошую модель даже при ограниченном числе баз и длин треков на UV-плоскости. С другой стороны полученный результат всегда можно сравнить с оригиналом — картой. В результате преобразования карты в модель, как правило, происходит и выделение отдельных структурных элементов радиоисточника, таких как компактные горячие пятна или ядро, протяженные лепестки или гало, с определением их положения, размеров в гауссовом приближении и потоков. Хотя при этом компактные детали не исключаются из анализа, однако часто происходит определенное сглаживание структуры, отказ от анализа мелкомасштабных деталей распределения яркости в протяженных частях источника. В частности, из анализа зачастую исключаются джеты, ввиду малой контрастности и небольшого вклада в суммарное излучение источника.

Для квазара 3C47 имеются цифровые карты с высоким разрешением порядка одной угловой секунды и хорошим представлением протяженных лепестков, полученные на VLA на частотах 1,65 ГГц и 4,88 ГГц. Прделав процедуру преобразования этих карт в мо-

дель, мы получили параметры модели угловой структуры источника на обеих частотах. Подбиралась пятикомпонентная модель, состоящая из двух лепестков, двух горячих пятен в них и центрального компактного ядра. Положение и размеры компонентов на обеих частотах хорошо совпали, а полученные плотности потоков деталей позволили определить их спектральные индексы. Ядро источника, что характерно для таких компонентов, имеет плоский спектр со спектральным индексом на дециметровых и сантиметровых волнах $-0,14$. и его вклад в общее излучение источника уменьшается с 6% на 4,88 ГГц до 2,5 % на 1,65 ГГц. Вследствие этого в дальнейшем анализе его вклад не учитывался. Спектральные индексы горячих пятен и лепестков позволили экстраполировать потоки этих компонентов модели к низким частотам в предположении степенных спектров и определить модель начального приближения для расчета низкочастотной структуры источника. Полученные таким образом модели показаны на рис. 2.

На левой панели представлена экстраполированная модель, размеры компонентов которой соответствуют высокочастотным картам квазара. На правой панели рисунка показана низкочастотная модель радиоисточника, подобранная по экспериментальным данным интерферометров УРАН на частотах 20 и 25 МГц. Потоки компонентов хорошо согласуются с экстраполированными данными, однако размеры протяженных лепестков существенно увеличились на дециметровых волнах. Кроме того центры протяженных компонентов сместились в сторону центра источника, в то время как положение компактных горячих пятен на дециметровых волнах совпадает с их координатами на высоких частотах. Увеличение размеров и смещение центров лепестков объясняется наличием в них синхротронных потерь на излучение. При этом релятивистские электроны в наиболее близких к центру источника (более старых) частях лепестков потеряли больше энергии, и мощность их излучение на сантиметровых волнах

недостаточна для обнаружения. На декаметровых же волнах мощность их излучения достаточно велика, что и вызывает смещение центра тяжести лепестков в сторону более старых областей источника. Угловые размеры горячих пятен несколько увеличены по сравнению с высокими частотами из-за рассеяния радиоволн на неоднородностях межзвездной среды. Излучение ядра, как и следовало ожидать при его плоском спектре, интерферометрами УРАН не обнаруживается.

Литература

1. Fernini, J.O.Burns et al.: 1991, *Astrophysical Journal*, Vol. 381, p.63-71.
2. А.В.Мень, С.Я.Брауде и др.: 1995, *Изв. ВУЗов Радиофизика*, Т. XXXVIII, № 6, с.511-521.
3. А.В.Мень, С.Л.Рашковский и др.: 1998, *Радиофизика и радиоастрономия*, Т.3, №3, с.284–293.
4. А.В.Мень, С.Л.Рашковский, В.А.Шепелев: 2001, *Радиофизика и радиоастрономия*, Т.6, №1, с.9–20.

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ СТРУКТУРЫ РАДИОГАЛАКТИКИ 3C265 НА ДЕКАМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

Р.В.Ващишин¹, А.И.Браженко¹, В.А.Шепелев², С.Л.Рашковский², Г.А.Инютин²,
В.В.Кошевой³, А.Б.Лозинский³, О.А.Литвиненко⁴, В.Г.Деревягин⁴

¹ Гравиметрическая обсерватория ИГФ НАН Украины, Полтава vtv.uran2@gmail.com;

² Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков;

³ Физико-механический институт НАН Украины, Львов;

⁴ Лаборатория УРАН-4 РИ НАН Украины, Харьков.

The results of study of the radio galaxy 3C265 at decameter wavelengths are presented. As the high frequency map of the radio source the decameter model of its angular structure contains two extended lobes and three compact hot spots. Its coordinates are the same as the high frequency ones. In contrast to the high frequency image a radio emission of a core is completely disappeared at low frequencies because of its flat spectrum and synchrotron self absorption in the core. The lobes are enlarged at decameters and provide main part of radio galaxy emission unlike centimeter wavelengths where the most flux are emitted by the hot spots.

Введение

3C265 представляет собой классический FR II радиоисточник с крутым спектром и $z=0.811$. Радиоизображения 3C265, полученные на высоких частотах [1-4] показали, что источник состоит из слабого ядра, двух ассиметрично расположенных относительно него радиолепестков: северо-западного и юго-восточного. В юго-восточном лепестке содержится одно горячее пятно, тогда как в северо-западном лепестке наблюдается слабая джетоподобная структура, имеющая две горячие области: юго-восточную А и северо-западную Б, удаленные друг от друга на $\sim 12''$ (см. рис. 1). Угловые размеры горячих пятен близки к $1''$, лепестков $\sim 15'' \times 8''$. Позиционный угол источника близок к 75° . Общий угловой размер 3C265 около $75''$. Основной поток 3C265 на высоких частотах обеспечивается горячими пятнами.

В настоящее время имеется довольно много карт этого источника с высоким разрешением в диапазоне от 1.4 до 15 ГГц, однако на метровых волнах, подробной информации о пространственной угловой структуре 3C265 нет. В декаметровом же диапазоне этот источник ранее вообще не исследовался, поэтому было интересно увидеть, какие произойдут изменения в его радиоизображении с понижением частоты.

Наблюдения и результаты

Наблюдения 3C265 проводились в осенне-зимний период 2007-2009 г. с помощью сети декаметровых интерферометров УРАН [5] одновременно на 20 и 25 МГц с шириной полосы 250 кГц. Интерференционные колебания образовывались путем перемножения сигналов антенны "Север-Юг" радиотелескопа УТР-2 с сигналами каждой из четырех антенн УРАН. В эксперименте определялись только модули функции видности в интервале ± 120 минут относительно момента кульминации источника.

Из-за слабого заполнения UV- плоскости в наблюдениях на УРАН и отсутствия информации о фазе функции видности, для построений изображений радиоисточников в декаметровом диапазоне мы применяем метод подбора модели по модулям функции видности [6]. Он заключается в нахождении моделей распределения яркости, состоящих из эллиптических компонентов с гауссовым распределением яркости, расчетное отображение которых на UV-плоскость наилучшим образом соответствует экспериментальным часовым зависимостям функции видности.

Чтобы определить начальные параметры для процесса подбора модели и увидеть, как выглядит высокочастотное изображение 3C265 с учетом покрытия UV-плоскости радиоинтерферометрами УРАН, мы использовали цифровую карту, полученную на VLA на частоте 4.85 ГГц, показанную на верхней панели рис.1, по которой определили модель угловой структуры радиогалактики, состоящую из эллиптических компонентов, соответствующую этому высокочастотному изображению. Параметры компонентов модели изображения, приведены в Табл. 1, а ее изофоты показаны на нижней панели рис 1. Эту модель мы затем использовали в качестве начальной для дальнейшего процесса подбора модели на декаметровых волнах. Параметры полученной декаметровой модели распределения яркости представлены в Табл. 2, а ее изображение – на рис. 2.

Таблица 1. Параметры модели 3C265, полученной для 4.85 ГГц карты.

Деталь изображения	Si/So	$\Delta\theta, ''$	$\psi, ^\circ$	ΔRA	ΔDEC
"ю-в" горячее пятно	0.43	1.5		0	0
"ю-в" лепесток	0.15	14.2x5.7	73	-12.3	3.8
горячее пятно А	0.22	1.7		-64.9	18.5
горячее пятно Б	0.11	1.7		-74.3	22
"с-з" лепесток	0.09	14.2x5.7	75	-66.3	19.2
ядро	0.014	1.5		-29	11.1

Примечание: So – полный поток; $\Delta\theta$ - угловой размер; ψ - угол ориентации эллипса лепестков; ΔRA , ΔDEC – координаты компонентов, измеренные относительно центра "ю-в" горячего пятна.

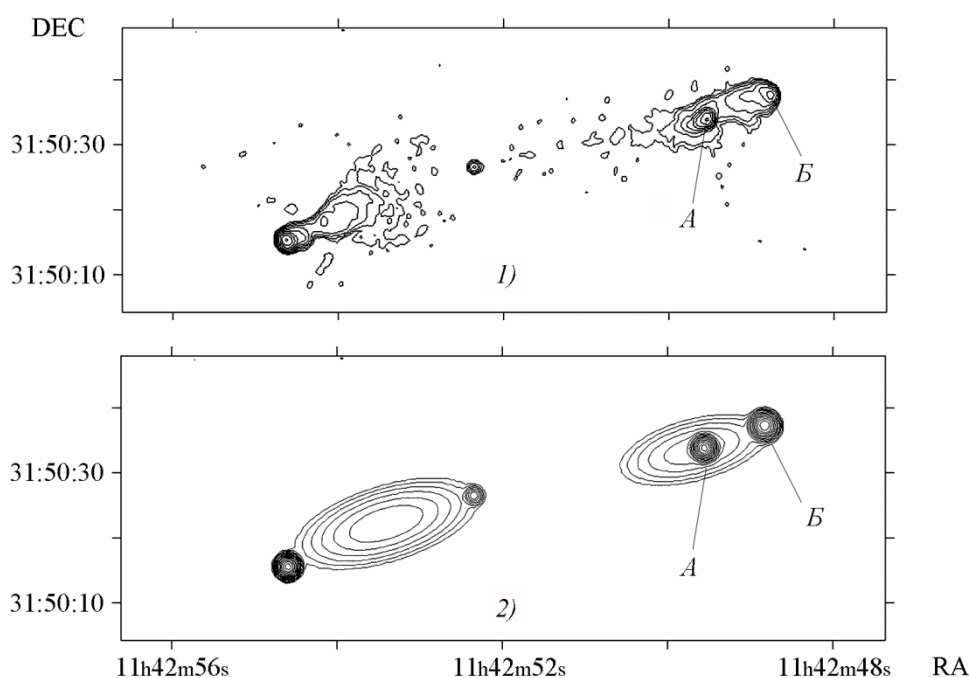


Рисунок 1. Радиоизображение 3C265:

1 – изофоты цифровой 4.85 ГГц карты, для которой производился подбор вч модели;
2 - модель, полученная для 4.85 ГГц карты с учетом разрешения системы УРАН.

Таблица 2. Параметры модели распределения яркости 3C265 на декаметровых волнах.

Деталь изображения	Si/S0		$\Delta\theta, ''$		$\psi, ^\circ$	ΔRA	ΔDEC
	25 MHz	20 MHz	25 MHz	20 MHz			
"ю-в" горячее пятно	0.19	0.19	1.7	2		0	0
"ю-в" лепесток	0.46	0.5	20.5x8.2	20.5x8.2	73	-11.3	3.8
горячее пятно А	0.015	0.013	2.1	2.4		-64.9	18.5
горячее пятно Б	0.07	0.06	2.1	2.4		-74.3	22
"с-з" лепесток	0.32	0.29	20.2x8.1	20.2x8.1	75	-66.3	19.2

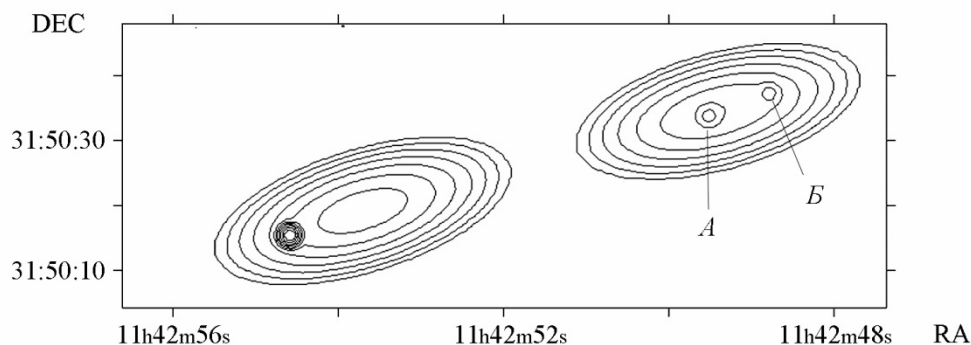


Рисунок 2. Модель распределения яркости 3C265 на частоте 25 МГц.

Выводы

Проведенные радиоинтерферометрические исследования радиогалактики 3C265 на декаметровых волнах с помощью системы радиоинтерферометров УРАН показали, что с понижением частоты изображение радиисточника претерпело значительные изменения. Сравнивая обе модели (Табл.1 и Табл. 2), можно сказать, что основное отличие, произошедшее с изображением 3C265, заключается в перераспределении потоков его деталей. В отличие от высоких частот, на которых основной поток источника обеспечивался горячими пятнами, на декаметровых волнах основной вклад в излучение вносят радиолепестки. Излучение ядра не наблюдается на низких частотах из-за синхротронного самопоглощения в столь компактной детали и ее плоского спектра. Положение горячих пятен и лепестков не изменилось и совпадает с их координатами на высоких частотах.

Размеры горячих пятен получены с учетом рассеяния на неоднородностях межзвездной среды. Увеличенные размеры лепестков на декаметровых волнах объясняются влиянием синхротронных потерь в старых, близких к ядру частях лепестков, которые, вследствие этого, не наблюдаются на высоких частотах, однако достаточно ярки на низких.

Следует также упомянуть, что потоки компактных деталей А и Б северо-западного лепестка ниже порога чувствительности системы УРАН и их наличие, или отсутствие никак не сказывалось на поведении экспериментальной часовой зависимости. При этом, с точки зрения критерия χ^2 , трехкомпонентная модель, состоящая из двух лепестков и одного юго-восточного горячего пятна, и предложенная пятикомпонентная модели равнозначны. Однако анализ поведения спектров горячих пятен А и Б, а также отсутствие видимых предпосылок к изгибу их спектров на низких частотах, делают присутствие этих деталей в декаметровой модели оправданным.

Литература

1. I. Fernini, J.O. Burns: 1993, AJ, Vol.105, No.5, p.1690.
2. R.A. Laing: MNRAS, 1981, No.195, p.261.
3. I. Fernini: 2007, AJ, No.134, p.158.
4. L.M. Mullin, M.J. Hardcastle, J.M. Riley: 2006, MNRAS, No.372, p.113.
5. А.В. Мень, С.Я. Брауде и др.: 1997, Радиофизика и Радиоастрономия, Т.2, No.4, с.385.
6. А.В. Мень, С.Л. Рашковский, В.А. Шепелев: 2001, Радиофизика и Радиоастрономия, Т.6, No.1, с.9.

SUBRELATIVISTIC JET HEATING MECHANISMS

G.S.Bisnovaty-Kogan, Y.M.Krivosheyev

Space Research Institute of Russian Academy of Sciences

Moscow, Russia

krivosheev@iki.rssi.ru

ABSTRACT. Different physical processes, influencing the X-ray jet's thermal balance are considered. We focus on the problem of possible fast jet cooling via radiative losses. Thus, the contributions of each process to the jet thermal balance are calculated. We investigate the influence of shock wave propagation on jet heating, and the mechanism of jet kinetic energy transformation into heat via Coulomb collisions of jet and corona protons. Quantitative estimates are made for the case of Galactic microquasar SS433 based on previous results of the authors. The only important heating mechanism for this source turned out to be Coulomb collisions.

1. Introduction

Jets are quite frequent in the Universe and can have various sizes and shapes. Despite the fact that they were discovered decades ago, many questions regarding them remain unanswered. The main issues deal with jet formation, the mechanisms of jet collimation and heating. In the present paper we will focus on the last issue that requires jet thermal balance equation investigation. We consider the X-ray jet, i.e. the region close to the base of the jet, fully ionized, with temperatures around tens keV. Under these conditions the major energy loss mechanisms are bremsstrahlung and adiabatic expansion cooling. Jet temperature profile strongly depends on the bremsstrahlung to adiabatic losses ratio. In the case of SS433 we consider quite dense jet, surrounded by substantially less dense corona, emitting hard X-rays. It was demonstrated in [1] that the best fit of simulations to INTEGRAL data gives us jet to corona density ratio about 200 with only adiabatic cooling considered. But bremsstrahlung cooling at the bottom of the jet is several times greater than adiabatic cooling (about 3.5 times greater). In the absence of jet heating mechanisms it must lead to rapid jet cooling shifting the X-ray jet boundary closer to the bottom, in contradiction with observations. So, mechanisms supplying energy to the jet must be present to compensate for radiative cooling. Results of our detailed calculations of jet temperature profile, carried out in [2], are presented in Fig.1.

Here we investigate the most promising, in our opinion, jet heating mechanisms: heating by shock wave energy dissipation generated at the bottom of the jet, heating by jet kinetic energy transformation into heat via jet and corona protons Coulomb collisions. Our calculations show

the importance of the last mechanism in supporting the jet thermal balance only.

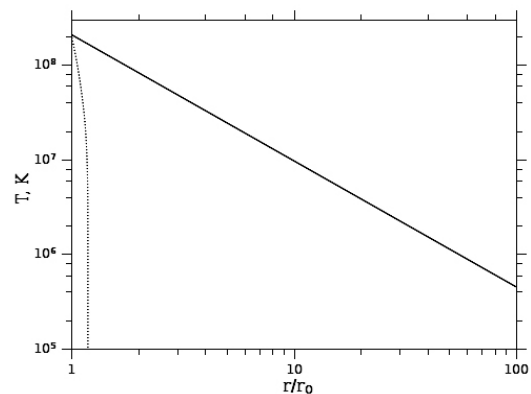


Figure 1. Jet temperature profiles without radiative cooling (solid line) and radiative cooling included (dotted line)

2. Heating by shock wave energy dissipation

Shock waves can be generated at the jet bottom by turbulent or convective motions. We will assume that a shock wave propagates along the jet generated at its bottom with given Mach number M . We have a stationary state, so we will assume a sequence of shock waves separated by given time interval. We will characterize this state by 'average' temperature T for this time interval. The value the time interval can be inferred from observations. For SS433 we set it to be equal to 1 second based on X-ray time variability observations [3]. We can write shock wave energy density balance equation governing the local Mach number evolution based on the fact that shock wave energy dissipates into heat behind shock wave front. Then we introduce shock wave heating term in the jet energy balance equation and obtain a system of two coupled equations for two unknown functions: temperature in the jet and local Mach number. We solved these equations numerically and obtained temperature and Mach number profiles in the jet. The results of calculations for a shock wave originating at the bottom of the jet are presented in the Fig.2.

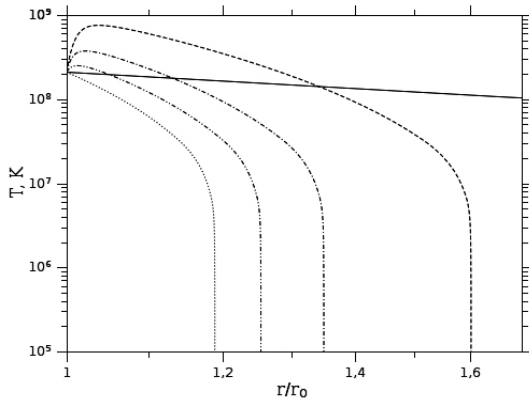


Figure 2. Jet temperature profiles with shock wave heating included. Dashed line corresponds to shock wave propagation with Mach number $M=2$, dash-dotted - to $M=3$, dash-dot-dotted - to $M=5$. Dotted line - temperature profile without heating, solid line — adiabatic cooling only.

It is clear that shock waves can heat the jet locally, near the place of generation. To heat the whole jet (up to $100r_0$) we need a system of shocks generated along the jet because of broad spectrum of initial perturbations or because of jet matter interaction with the surrounding medium. The last mechanism was mentioned in [4] to explain the heating of SS433 X-ray jet.

3. Proton-proton Coulomb collisions

Let us consider jet heating by Coulomb collisions of corona and jet protons. Thermal corona protons enter the jet where they serve as targets for jet protons moving at $0.27c$. As a result of scattering, jet protons lose part of their energy to corona protons thus transforming jet kinetic energy into heat. We estimate the maximum heating rate that can be produced by this mechanism as the number of protons with Maxwell distribution crossing unit surface per unit time multiplied by jet proton kinetic energy. We assume conical jet shape and corona and jet density profiles in the form of [1]. Then collisional heating to radiative cooling ratio at a distance equal to corona radius is maximal and equal to 34. This is the upper limit for this ratio because it is assumed that all jet kinetic energy is transformed into heat. Actually, jet is thin for corona protons with respect to Coulomb scattering, so collisional heating will reduce significantly if corona proton trajectory is straight line. But if magnetic field is present, proton trajectories are curved and they stay longer in the jet, increasing the effectiveness of collisional heating. Magnetic field of 0.13 mG is enough for proton gyro-radius to be equal to jet radius [2]. In reality, magnetic field value B is several orders of magnitude greater, jet is thick for corona protons and collisional heating is effective. We do not know how magnetic field does vary with distance along the jet, so to model magnetic field radial dependence we introduce a phenomenological function $a(r)$ characterizing the fraction of maximal heating rate in the collisional heating term. The results of calculations with collisional heating are presented in Fig.3.

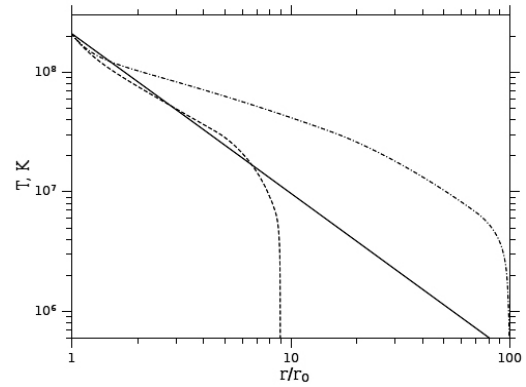


Figure 3. Jet temperature profile with radiative cooling and power-law collisional heating included. Power law index $-3/2$ (dashed line), -1.163 (dash-dotted line). Solid line — adiabatic cooling only.

It is clear from the figure that Coulomb collisions can heat the X-ray jet effectively. When jet temperature drops below 10 MK rapid cooling occurs because of significant increase of radiative losses. The dashed line in the figure explains the X-ray observations quite well [1], the dash-dotted line corresponds to excessive heating of the X-ray jet. Both cases require less than 1% of the jet kinetic luminosity conversion.

4. Conclusion

It was demonstrated that with radiative cooling taken into account in the jet energy balance equation using data obtained in [1] leads to fast jet cooling with distance. We have investigated possible jet heating mechanisms. Shock wave, propagating along the jet heat it locally, their energy is dissipated in a small interval close to their generation place. The whole jet can be heated by a system of shocks generated along the jet by broad spectrum of initial perturbations or by interaction of jet matter with the surrounding medium. The most promising mechanism of jet heating is jet kinetic energy transformation into heat by Coulomb collisions of jet and corona protons. In the presence of small magnetic field of about 0.1 - 1 G effective heating of the whole X-ray jet region can be achieved requiring only a small fraction of jet kinetic energy flux (less than 1%). Because of that jet bulk motion speed decrease with distance due to heating is too small to be observable at the moment. More details about the calculations can be found in [2].

Reference:

1. Yu.M.Krivosheyev, G.S.Bisnovatyi-Kogan, A.M.Cherpashchuk, K.A.Postnov: 2009, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol.394, p.1674.
2. G.S.Bisnovatyi-Kogan, Yu.M.Krivosheyev: 2011, Astronomy Reports (accepted).
3. S.Fabrika: 2004, Astrophysics and Space Physics Reviews, vol.12, p.1.
4. H.Marshall, C.Canizares, N.Schulz: 2009, in proceedings of Conference Chandra's First Decade of Discovery, Boston, USA, 22-25 September, 2009, abstract No.149.

ОБ ОБРАТНОМ ВЛИЯНИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА СВОЙСТВА ТУРБУЛЕНТНОСТИ И СТРУКТУРУ ДЖЕТОВ В РАДИОГАЛАКТИКАХ

Н.А.Цвык

Радиоастрономический институт НАН Украины
tsvyk@ri.kharkov.ua

ABSTRACT. There are investigated how the electron (e) and proton (p) cosmic rays (CRs) influent on the formation of cosmic shock fronts and on the jet-cocoon structure in the radio galaxies (RGs). The matter parameters in the hot spot (HS) area of RG jet head (on example of Cygnus A) are estimated. The HS-turbulence properties are studied, supporting that the RG morphological structure arises due to the collision-less shocks and the non-linear diffusive shock acceleration of CRs. There makes up a picture of matter transport in HS, accounting the influence of CRs on the shock evolution. It is shown, that the case of when the post-jet flow mirroring elastically from HS as with FR II RGs, responds to the Alfvén and HD-vortex turbulence, that its energy transmits (by means of CRs) to the large-scale vortex turbulence. In the other case, when the magneto-sound turbulence is pumping with low number of CRs or with e-CRs that cooling down by synchrotron radiation, the post-jet flow makes up shocks easily, or this flow decelerates as with FR I RGs. The diffusive shock acceleration model predicts deficit of low-energy e-CRs at the shock front surface, and this will allow us to discover shocks by low-frequency radio observations.

1. Введение: джеты и ударные фронты в радиогалактиках (история вопроса)

Известно, что в активных ядрах радиогалактик (РГ) возникают джеты, которые представляют собой коллимированные релятивистские струи плазмы. В мощных FR II-РГ голова джета движется со сверхзвуковой скоростью; поэтому в месте столкновения джета с межгалактической средой образуется горячее пятно (ГП), ограниченное системой из обратной и лобовой ударных волн. Джетовый поток «за» ГП превращается в турбулентный поток, «отраженный» турбулентностью в обратном направлении. В то же время, в FR I-РГ малой мощности джет, пройдя через поверхность обратного ударного фронта, продвига-

ющуюся вперед с дозвуковой скоростью, превращается из релятивистского в турбулентный поток, который продолжает течь в прежнем направлении и тормозится.

Существует много работ, в которых джеты моделировались в ГД приближении [1,2]. В этих работах, в частности, были найдены связи между скоростью продвижения головы джета и мощностью джета. Также показывалось, что в мощных FR II-РГ джет создает лобовой ударный фронт, и что в голове джета формируются и отрываются вихри. Но эти работы не учитывали присутствия КЛ. С другой стороны, в последние годы было установлено, что вблизи космических ударных фронтов эффективно ускоряются КЛ (т.е. p- и e-частицы) до релятивистских энергий, которые дальше из горячего пятна РГ поступают в кокон. При этом КЛ существенно влияют на свойства ударного фронта, и должно быть их существенное влияние на свойства и структуру радиогалактики.

В данной работе будет исследовано влияние КЛ на формирование турбулентности и структуру джет-кокон в РГ. На примере радиогалактики Лебедь А рассматриваются свойства среды в области ГП. Анализируются свойства МГД турбулентности и ГД вихрей в ГП. В конце составлена модельная картина переноса вещества в ГП с учетом влияния КЛ на процессы эволюции ударных фронтов. Даны ответы на вопросы: при каких условиях пост-джетовый поток отражается от ГП? Какой тип турбулентности ответственен за «отражение» джета? А также, какая роль КЛ в формировании ударных фронтов в РГ?

2. Свойства среды в голове джета радиогалактики

Оценим параметры турбулентной плазмы в области ГП РГ Лебедь А, исходя из оценок [3,4], и нелинейной теории диффузионного ускорения КЛ вблизи ударных фронтов [5,6,7]. Считаем, что голова джета движется

со скоростью $u=0,02c$, давление (P_3) на конце джета уравновешено с давлением (P_2) вблизи лобового ударного фронта, $P_2=P_3=P$; джет преимущественно электрон-позитронный, так что $n_{e3} = 100 n_{p3}$; $n_{p2} = n_{e2}$ [3,4]. Среднее магнитное поле усиливается магнитной турбулентностью вблизи обратного джетового и лобового ударных фронтов до уровня $P_B=(c_{A1,4}/u_{1,4}) P_{CR}$, а энергия ударного фронта существенно перекачивается в энергию КЛ: $P_{CR}=\frac{1}{2} \rho_{1,4} (u_{1,4} \Gamma_{1,4})^2$ [5].

Таблица 1. Параметры турбулентности в горячем пятне РГ Лебедь А (см. также [4])

	Внутр. ГП(3)	Внешн. ГП(2)	МГС (1)
ρ [m_p см ³]	0,00001	0,084	0,02
n_e [см ⁻³]	0,001	0,084	0,02
P [10^{-9} дин/см ²]	20	20	0,03
B [мкГс]	200	67	10
T_e [10^9 К]	16	0,2	
$P_{turb}:P_{cr}:P_{th}:P_b$	9:6:2:1,6	10:6:2,5:0,2	
$c_{sound}:c_{Alfven}:c$	0,4: 5: 10	4: 2: 1000	14:5:10 ⁴
$\lambda_{MS,A,turb}$ [пк]	$10^{-2}-10^{-9}$	$1-10^{-12}$	-
λ_{vortex} [пк]	$<2 \cdot 10^4$	$<10^3$	-

Это дает: $P_{CR} \sim (1/3)P_{2,3}$; давление магнитного поля на порядок меньше P , и давление турбулентности очень высоко $P \sim P_{turb} \gg P_{CR} > P_B$, при том, что полное давление в области ГП состоит из давления турбулентности, тепловой плазмы, КЛ и давления магнитного поля, $P = P_{turb} + P_{th} + P_{CR} + P_B$. Можно предположить, что давление сильной турбулентности в области ГП равно распределено между всеми N-волновыми гармониками, способными возбуждаться, и сравнимо с давлением тепловой плазмы. В таком предположении для обеих областей (2,3) ГП при $N \sim 4$ получаем уровень накачки турбулентности и КЛ (табл.1): $P_{turb} \sim N \cdot P_{th} \gg P_{CR} > P_{th} > P_B$.

3. Свойства турбулентности в горячем пятне

Типы МГД волн. В областях ГП(3) и ГП(2), прилегающим к голове джета и к лобовому ударному фронту, используя приближение [8] найдем такие типы МГД-волн (рис.1): поперечные электромагнитные волны $\omega_i^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{be}^2 \sin^2 \theta + c^2 k^2$ (возбуждаемые на синхротронных гармониках, $\omega_i \rightarrow N\omega_{be}$); ленгмюровские (l) волны $\omega_l^2 = \omega_{pe}^2 + 3v_{te}^2 k^2$, альфвеновские (A) волны $\omega_A^2 = c_A^2 k^2 / (1 + c_A^2 k^2 / \omega_{bi}^2)$; БМЗ и ММЗ волны (в плазме с горячими электронами и холодными ионами) $\omega_s^2 = \frac{1}{2}(\omega_{s1}^2 + \omega_{s2}^2) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(\omega_{s1}^2 + \omega_{s2}^2)^2 - (\omega_{s1}^2 \omega_{s2}^2) \cos^2 \theta}$. Здесь учтено: $n_{e3} \neq n_{p3}$, $n_{cr} \rightarrow 0$, $\omega_{pe}^2 = 4\pi e^2 n_e / m_e$, $\omega_{bi} = eB / (m_p c)$, $\omega_{s1}^2 = c_s^2 k^2 / (1 + k^2 / k_d^2)$, $k_d = \omega_{pe} / v_{te}$, $c_s = \sqrt{P_{th} / m_p}$, $c_A = B / \sqrt{4\pi m_p n_p}$.

Область ГП(3) достаточно сильно замагничена, $c_s < c_A$; так что в ней фазовая скорость БМЗ волн равна

Альфвеновской. Область ГП(2) замагничена слабо, и в ней БМЗ-волны (вплоть до частоты циклотронного затухания ω_{bi}) распространяются с плазменной звуковой скоростью c_s , подобно ионнозвуковым волнам в плазме без магнитного поля.

Учет влияния КЛ можно провести, используя подход магнитной гидродинамики для квазинейтральной плазмы с КЛ [6]. Изменяется преимущественно дисперсия низкочастотных А- и МЗ-волн за счет лазерного gyro-резонансного взаимодействия волн с токами КЛ. Дисперсионные кривые (рис.1, пунктир) загибаются к большим и меньшим гармоникам соответственно для волн, распространяющихся от и к ударному фронту; величина загиба пропорциональна степени анизотропии КЛ. В этом механизме наиболее высокоэнергичные КЛ ($\epsilon = mc^2 \gamma$) взаимодействуют с самыми длинными волнами [5,6,7]. Волны максимальной длины много меньше размера ГП, $\lambda_{max} \sim (mc^2 \gamma_{max}) / eB \sim 1$ пк, и они накачиваются токами р-КЛ с $\gamma_{max} \sim 10^8$. Минимальные длины МГД-волн порядка радиуса Дебая, $r_d \sim (10^8 - 10^{10})$ см.

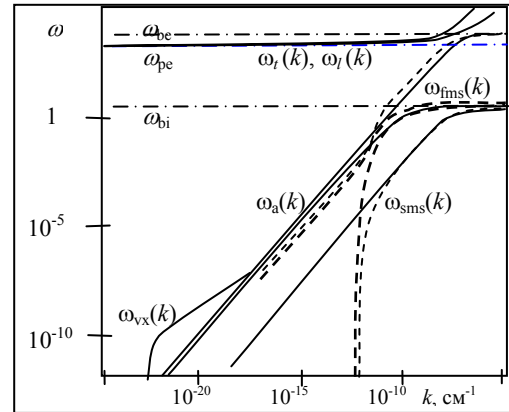


Рисунок 1. Пример дисперсии волн в области ГП(3) для углов к магнитному полю $\theta < \pi/2$

Энтропийно-вихревые волны. В диапазоне длин волн много больше λ_{max} существует еще один тип возмущений: энтропийно-вихревые волны (вихри) [6, 9]. Данные возмущения принципиально отличаются от МГД-волн: это не потенциальные возмущения. «Элементарные» вихри представляют собой стационарные ($\omega_{vx} \rightarrow 0$) возмущения с минимумом давления в центре, $P(r) = P_0 \cdot (1 - x \cdot [1 - \frac{1}{2}(r/a)^2])$, поддерживающие поток вещества с постоянной циркуляцией. Наибольший из возбуждаемых джетовым потоком вихрей примерно равен размеру ГП. Именно этот вихрь отвечает за отражение джета в кокон, и за формирование лобового ударного фронта на расстоянии порядка 1-10 кпк от конца джета.

Механизмы накачки МГД-турбулентности и вихрей. Накачку l- и МЗ-турбулентностей в области ГП могут обеспечить пучковые неустойчивости [10]

на пучках из пост-джетовой плазмы и КЛ. Ионные пучки возбуждают МЗ волны под большими углами [10], так что эта турбулентность легко «отражает» джет и усиливается в поперечном к джету направлении. БМЗ- и А-турбулентности также эффективно накачиваются за счет мазерного гиро-резонансного взаимодействия волн с токами КЛ (в диапазоне длин волн 10^8 - 10^{18} см) [7], а в области ГП(3) – за счет шланговой и других неустойчивостей анизотропной замагниченной плазмы [11]. Перекачка энергии турбулентных А- и МЗ-колебаний может обеспечиваться процессами распада А- и БМЗ-волн с испусканием низкочастотных ИЗ(ММЗ)-волн [10,12]. Энергия МГД волн переносится почти вдоль среднего магнитного поля [12], плазма греется за счет МЗ-волн [11], а плазменная l -турбулентность отвечает за вязкость среды, $\eta \sim P_{th}(m_e \omega_{pe})^{-1}$.

Вихревая турбулентность накачивается, главным образом, неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца. Данная неустойчивость возбуждает ГД волны на поверхности релятивистского джетового потока, которые потом трансформируются в вихри. С другой стороны, «положительное» искривление дисперсионных характеристик ММЗ волн может приводить к формированию «источников» вихрей – солитонов с минимумом давления [12]. Максимальный размер вихрей задается длинами неустойчивых поверхностных волн: $\lambda \sim r_{j\parallel} v/c_{sj}$ [1], порядка 50 радиусов джета (масштаба ГП). Минимальный размер вихрей ограничен турбулентной вязкостью плазмы, которая приведет к формированию ударных фронтов.

Таким образом, сильная А-, БМЗ- и вихревая турбулентности в области ГП приводят к эффективному «отражению» пост-джетовых потоков и КЛ в кокон. Альфвеновская турбулентность и большие вихри переносят энергию далеко от конца джета почти без потерь. Следовательно, чем выше уровень А-турбулентности, и чем выше плотность КЛ, тем более упруго «джет отражается» в кокон.

4. Ударные фронты и модель эволюции джета

Бесстолкновительные космические ударные фронты образуются только благодаря l - и МЗ-турбулентностям, которые обеспечиваю их вязкость, и формируют скачок скорости течения вещества. КЛ ускоряются за счет рассеяния на флуктуациях магнитного поля, усиливая А-, МЗ-волны, среднее магнитное поле, и формируя предвестник впереди космического ударного фронта с плавно меняющимся профилем скорости течения [7]. Масштаб предвестника составляет до $100r_d$, что существенно меньше размера ГП.

Голова джета ограничена ударными фронтами: «прямым» обратным ударным фронтом (ОУФ) на конце джета, и лобовым ударным фронтом (ЛУФ) в голове джета и кокона. Данные ударные фронты усиливают магнитное поле перпендикулярно к

плоскости фронта, что соответствует также условию эффективного ускорения КЛ [13]. Кроме того, на «конце джета» возникает косой поверхностный ударный фронт (КУФ), с косым средним магнитным полем, который не дает эффективного ускорения КЛ.

Ускоренные на ОУФ и ЛУФ e - и p -КЛ обеспечивают рост МГД и вихревой турбулентностей. Эти КЛ вместе с «мелкомасштабной» МГД-турбулентностью выносятся вихревым течением за пределы ГП. По мере выноса, они теряют энергию на синхротронное излучение и греют электронную плазму. В результате, в месте столкновения джетового и вихревого потоков, электронная плазма будет намного горячее ионной, а это создает условия для возбуждения МЗ волн, роста вязкости плазмы, и для формирования КУФ. Вблизи КУФ отбор энергии у e -КЛ может усиливаться (например, за счет шланговой МЗ-неустойчивости), и этот эффект, вероятно, наблюдается в FR II джетах в виде «перетяжки», уменьшающей яркость с понижением радиочастот. ОУФ и КУФ могут включаться поочередно, качественно повторяя эволюцию джета в численных ГД моделях, и картину выноса магнитной силовой трубки [1,2].

Чем мощнее джет, тем выше магнитное поле трубки и давление КЛ, и мощнее вихрь в голове джета, который «упруго отражает» поток за ОУФ, как в FR II РГ. Чем слабее джет, тем больше генерируется мелкомасштабных вихрей, и джет за ОУФ легче замедляется, как в FRI радиогалактиках.

Литература

1. A.Rosen, P.A.Hughes, G.C.Duncan, P.E.Hardee: 1999, *ApJ*, Vol.516, p.729
2. V.Gaibler, M.Krause, M.Camenzind: 2009, *MNRAS*, Vol.400, p.1785
3. M.Kino, F.Takahara: 2004, *MNRAS*, Vol.349, p.336
4. Н.А.Цвык: 2010, О механизмах взаимодействия космических лучей..., в трудах: 10-я Гамовская астрономическая школа-конференция/ «Астропринт», Одесса, с.142
5. G.Pelletier, M.Lemoine, A.Marcowith: 2006, *Astron.Astroph.*, Vol.453, p.181
6. А.М. Быков, И.Н.Топтыгин: 2007, *УФН*, т.177, с.149
7. А.Е.Vladimirov, D.C.Ellison, А.М.Быков: 2006, *Astrophys. J.*, Vol.652, p.1246
8. А.И.Ахиезер, др.: 1974, *Электродинамика плазмы*/«Наука», Москва
9. Л.Милн-Томсон: 1964, *Теоретическая гидродинамика*/«Мир», Москва
10. А.А.Иванов: 1977, *Физика сильнонеравновесной плазмы*/«Атомиздат», Москва
11. Т.Стикс: 1965, *Теория плазменных волн* / «Атомиздат», Москва
12. Б.Б.Кадоццев: 1988, *Коллективные явления в плазме* / «Наука», Москва
13. L.Sironi, A.Spitkovsky: 2009, *ApJ*, Vol.698, p.1523

НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ РСДБ-СЕССИЯ RAPL02. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

А.А.Чуприков

Астрокосмический Центр Физического Института им. П.Н. Лебедева
Российской Академии Наук
Москва, Россия
achupr@asc.rssi.ru

ABSTRACT. Results of processing of data of a VLBI experiment titled RAPL02 are presented. These observations were made in 2011 February with 5 antennas. All 3 antennas of Petersburg's Institute of Applied Astronomy (IAA) were used in this session. These were antennae in Svetloe, in Zelenchuck, and in Badary. Additionally, a 22-m antenna in Puschino as well as a 32-m antenna in Medicina (Italy) were also included into observations. The raw data correlation was made at the software correlator of Astro Space Center. The secondary data processing was made for 3 quasars, 3C273, 3C279, and 3C286.

В данной работе рассмотрены результаты обработки данных тестового РСДБ-эксперимента, проведенного в рамках проекта "РАДИОАСТРОН". Целью данного эксперимента было тестирование систем регистрации и проверка возможности совместной работы наземных антенн, использующих разные форматы первичных данных. В частности, регистратор в Пушино имел систему RDF, на всех трех антеннах ИПА использовалась система MARK5B, а европейская антенна в Медине (близ города Болонья на севере Италии) работала с системой MARK5A. Программный коррелятор АКЦ ФИ РАН, предназначенный для работы с наземно-космическими РСДБ-данными, должен обрабатывать данные всех этих форматов, так что данная наблюдательная сессия была предназначена и для его тестирования.

Наблюдения в рамках сессии RAPL02 ("Radioastron – Puschino L Range Session no. 2") были проведены с 18:00 Всемирного времени 2 февраля по 04:00 Всемирного времени 3 февраля 2011 года (10 часов наблюдений). Опорная частота в данном эксперименте была равна 1660 МГц, данные записывались в двух частотных полосах (1644 – 1660 МГц и 1660 – 1676 МГц) и двух круговых поляризациях, R и L. Наблюдались различные источники (квазары, мазеры,

пульсары), в данной работе речь идет только о квазарах. Сеанс состоял из коротких сканов по 9 минут 40 секунд. В ходе наблюдения было сделано

- 15 сканов для квазара 3C273
- 14 сканов для квазара 3C279
- 4 скана для квазара 3C286

Отметим, что длина максимальной проекции базы составила

- 5580 километров для 3C273
- 5040 километров для 3C279
- 6120 километров для 3C286

Соответственно, размеры диаграммы направленности были следующими :

- 29×8 миллисекунд для 3C273
- 17×7 миллисекунд для 3C279
- 11×8 миллисекунд для 3C286

Для квазара 3C273 диаграмма направленности получилась ножевая в связи с тем, что этот источник находится близко к экватору, и (u, v)-треки являются прямыми линиями (рисунок 1).

Корреляция была найдена для всех трех источников на всех базах на всех сканах. Соответствующее покрытие (u, v)-плоскости для 3C273 и 3C279 показано на рисунке 1. Амплитудная калибровка была проведена стандартным методом с помощью текстового калибровочного файла, содержащего значения системной температуры и эффективной площади в зависимости от времени и частоты для каждой из пяти антенн, участвовавшей в эксперименте. В таблице 1 для сравнения приведены номинальные (см. <http://www.vla.nrao.edu/astro/calib/polar>) и измеренные значения потоков всех трех источников для данного диапазона.

Таблица 1. Значения плотности потоков на 18 см для 3C273, 3C279 и 3C286

Источник	Поток номинальный [Ян.]	Поток измеренный [Ян.]
3C273	33.5	28.5
3C279	11.6	11.0
3C286	13.6	10.1

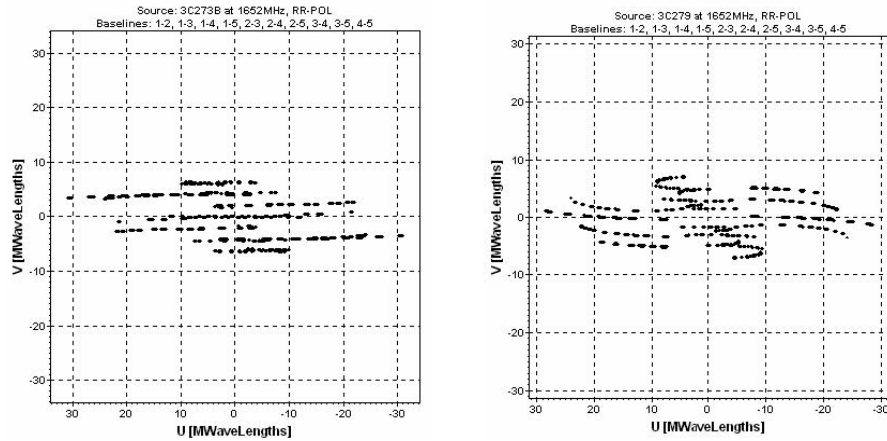


Рисунок 1. Покрытие (u, v)-плоскости для 3C273 (слева) и для 3C279 в эксперименте RAPL02

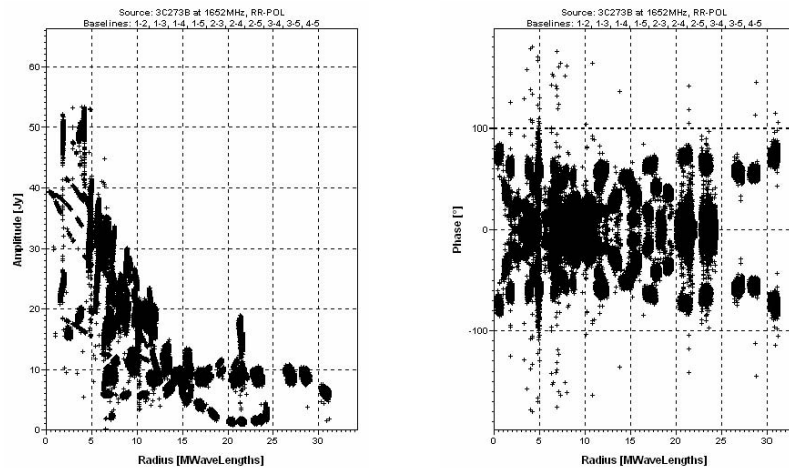


Рисунок 2. Восстановленная амплитуда (слева) и фаза (справа) в зависимости от (u, v)-радиуса для 3C273

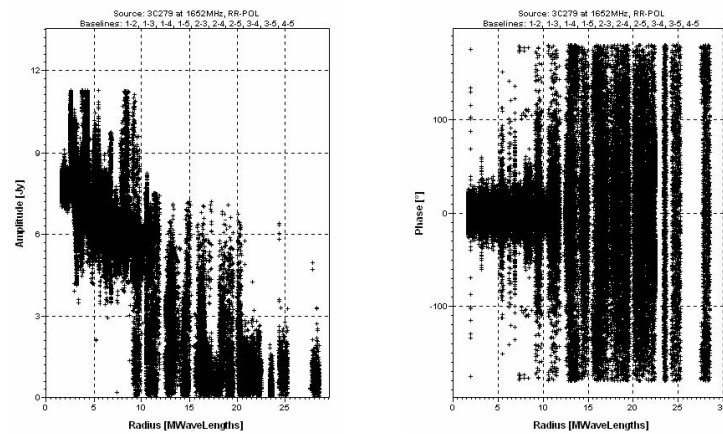


Рисунок 3. Восстановленная амплитуда (слева) и фаза (справа) в зависимости от (u, v)-радиуса для 3C279

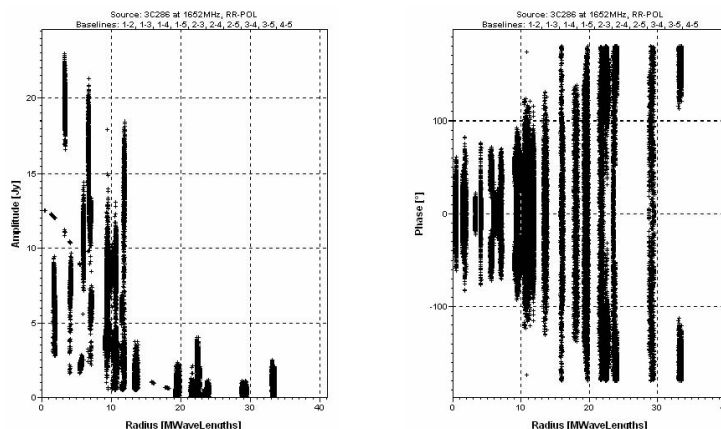


Рисунок 4. Восстановленная амплитуда (слева) и фаза (справа) в зависимости от (u, v)-радиуса для 3C286

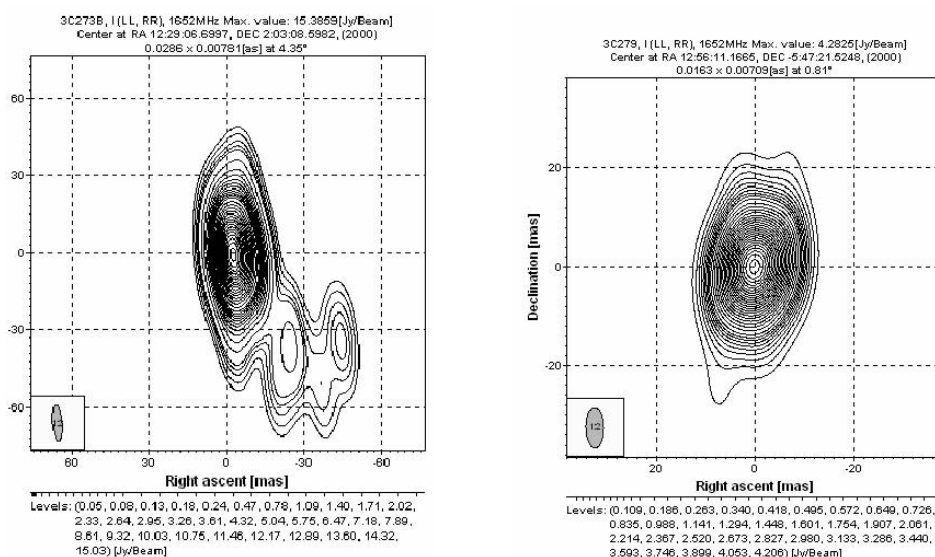


Рисунок 5. Изображение квазара 3C273 (слева) и квазара 3C279 (справа)

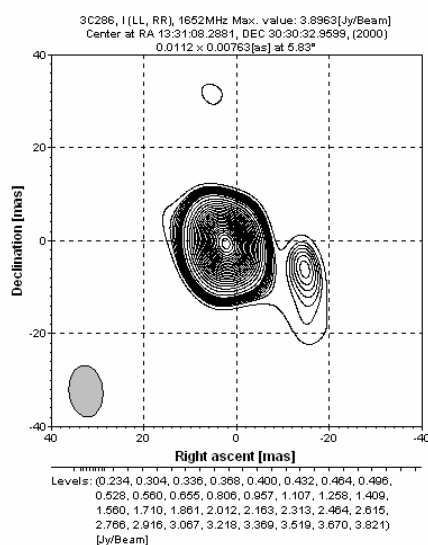


Рисунок 6. Изображение квазара 3C286

Фазовая калибровка данных для всех трех источников была проведена с использованием метода поиска максимума (Fringe Fitting) и метода самокалибровки. На рисунке 2 приведена восстановленная амплитуда и фаза для квазара 3C273.

На рисунке 3 приведен аналогичный результат калибровки для 3C279. Видно, что на больших базах (то есть тех, которые связаны с антенной “Бадары” в Бурятии) и амплитуду, и фазу для этого источника восстановить не удалось.

На рисунке 4 приведен аналогичный результат калибровки для 3C286. Для него удалось восстановить амплитуду и фазу, несмотря на малое время наблюдения. Видно, что источник разрешен даже не на самых больших базах.

Таким образом, для всех трех квазаров, наблюдавшихся в ходе данной сессии, удалось провести полный цикл получения и обработки РСДБ-данных. На рисунке 5 приведены реконструированные изображения 3C273 и 3C279. Как уже было отмечено, данные по 3C279 на больших базах полностью восстановить не удалось (рисунок 3), и данный объект выглядит как неразрешенный. 3C273 и 3C286 имеют радиоструктуру, как показано на рисунках 5 и 6.

ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДЕКАМЕТРОВОГО ОБЗОРА СЕВЕРНОГО НЕБА. РЕДЕТЕКТИРОВАНИЕ ИЗВЕСТНЫХ ПУЛЬСАРОВ

В.В.Захаренко¹, Я.Ю.Васильева², А.А.Коноваленко¹, Ф.Зарка³, В.С.Николаенко¹

¹ Радиоастрономический институт НАН Украины, zakhar@rian.kharkov.ua

² Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Украина, khai@khai.edu

³ LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Universite Paris Diderot Paris-Meudon, philippe.zarka@obspm.fr

ABSTRACT. At the UTR-2 radio telescope the survey of northern sky is being conducted with aim to search for pulsars and transients. In the first stage the detection of a complete list of known pulsars with parameters $DM < 30 \text{ pc cm}^{-3}$, period more than 0.1 s and declination above -10° was carried out. For the first time in the decameter range more than a half of known pulsars with the aforementioned parameters (40 of 74) have been detected, whereas before there were known only about 10 of them. An average exponent value for the frequency dependence of scattering time constant for the detected pulsars was obtained. It is equal 4.18. Also, the value of the radiation cone broadening was estimated. With decreasing of frequency from 100 to 25 MHz for pulsars with period of $< 1 \text{ s}$ the extension is equal 2.2, and with period of $> 1 \text{ s}$ – 1.6 times. Obtained results give a hope for finding a significant number of pulsars and transient sources of radiation in the ongoing survey.

Введение

Исследование импульсного радиоизлучения важно для задач астрофизики как с точки зрения понимания внутренней природы источников, так и для изучения среды распространения. С целью поиска новых источников периодического (пульсары) и транзиентного радиоизлучения в ближайших окрестностях Галактики (до 2 кпк) на крупнейшем декаметровом радиотелескопе УТР-2 проводится полный обзор северного неба. До недавнего времени количество продетектированных пульсаров на столь низких частотах было весьма незначительно (около 10). Это объясняется рядом ограничений при наблюдении импульсных сигналов на декаметровых

волнах таких, как высокий галактический фон и большая постоянная рассеяния в межзвездной среде. Но проводимая на радиотелескопе УТР-2 модернизация радиоприемной и регистрирующей аппаратуры, расширение полосы, увеличение частотного и временного разрешения позволяет надеяться на то, что трудности наблюдений перестанут являться непреодолимой преградой. Тогда в полной мере смогут проявиться преимущества низкочастотного диапазона, который может дать уникальную информацию об излучении нейтронных звезд. Целью данной работы является оценка эффективности проводимого обзора северного неба, для которого выбраны следующие параметры: мерой дисперсии (DM) не более 30 пк см^{-3} , периодом более 0.1 с и δ выше -10° . Детектирование полной выборки пульсаров с подобными параметрами никогда ранее в декаметровом диапазоне не проводилось. Доля обнаруженных пульсаров, известных по наблюдениям на высоких частотах, поможет оценить эффективность детектирования в зависимости от галактических координат, потока пульсаров, эффективной площади и т.п. Рассмотрим трудности, ограничения и преимущества декаметрового диапазона с точки зрения наблюдения импульсного радиоизлучения.

1. Особенности исследования пульсаров в декаметровом диапазоне

Самой серьезной преградой для низкочастотных исследований импульсного и транзиентного излучения является рост постоянной времени рассеяния в межзвездной среде к низким частотам ($\propto f^{-4.4}$ для Колмогоровского распределения неоднородностей).

Он приводит к увеличению времени рассеяния примерно в 10^7 раз, по отношению к дециметровому диапазону. Импульсы уширяются настолько, что их последовательность преобразуется в непрерывное излучение с одновременным ослаблением максимумов интенсивности. Поэтому миллисекундные пульсары регистрируются как источники континуального радиоизлучения, а детектирование далеких секундных пульсаров становится крайне затруднительным.

Второй серьезный мешающий фактор – растущий к низким частотам галактический фон ($\propto f^{-2.5}$), достигающий на 10 МГц 500 тыс. К, и в несколько раз более высоких значений в диске Галактики [1].

Кроме того, мощные помехи широкополосных радиостанций превышают радиоастрономические сигналы иногда на 70...80 дБ (за исключением ночного времени суток). Широкополосные разряды естественного (молнии) и искусственного происхождения часто занимают весь диапазон рабочих частот. Пораженные помехами частоты и интервалы времени приходится исключать из анализа, что уменьшает чувствительность.

Таким образом, в декаметровом диапазоне существует большое число факторов, серьезно затрудняющих наблюдения импульсных сигналов. Сигнал/шум (С/Ш) для отстоящих лишь на две октавы частот 25 и 100 МГц только за счет роста фона Галактики и падения плотности потока пульсаров к низким частотам ухудшается более чем на два порядка. Воздействие помех, особенно в дневное время, может увеличивать проигрыш по С/Ш еще в несколько раз.

Однако существует ряд преимуществ декаметрового диапазона, которые делают наблюдения импульсных сигналов весьма привлекательными. Так, например, большая дисперсионная задержка и полоса более октавы позволяет обнаруживать близкие источники космического транзиентного радиоизлучения. Для высокочастотных наблюдений различие истинно нулевой меры дисперсии и DM порядка единиц $\text{пк}\cdot\text{см}^{-3}$ является существенной проблемой. Вторым значительным преимуществом является расширение конуса излучения пульсаров к низким частотам, что может способствовать получению новой информации о нейтронных звездах или даже привести к открытию пульсаров или RRAT, которые недоступны для наблюдений на высоких частотах.

2. Наблюдения и результаты

Измерения проводились на радиотелескопе УТР-2 с помощью комплекса модернизированной аппаратуры [2] с временным разрешением 8 мс, полосой 16.5...33.0 МГц (4096 каналов с парциальной полосой около 4 кГц) и временем наблюдения каждого источника 1.5 часа. Было проведено три сессии наблюдений (11-18 октября 2010, 17-24 января 2011 и 21-28 марта 2011). Основным результатом является то, что впервые были продетектированы более половины всех известных на настоящий момент пульсаров с упомянутыми выше параметрами (40 пульсаров из 74).

На рис.1 представлены координаты продетектированных (а) и непродетектированных (б) пульсаров из упомянутой выборки.

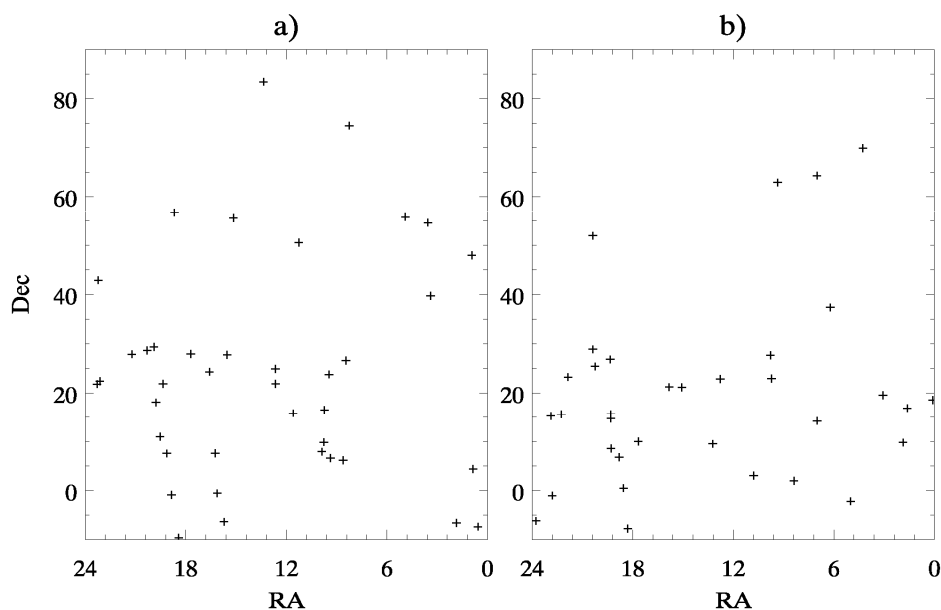


Рисунок 1. Координаты 40-ка продетектированных (а) и 34-х непродетектированных (б) пульсаров с параметрами, аналогичными тем, которые используются в декаметровом обзоре северного неба

Малая мера дисперсии означает близость источников, и пульсары выборки расположены в достаточно широком диапазоне склонений. Около 90% находятся в интервале примерно $-10...60^\circ$. Подобным образом располагаются и протектированные пульсары. Это, с одной стороны, подтверждает необходимости поиска во всем диапазоне склонений, а не только около галактического диска, как это обычно делается на высоких частотах. С другой стороны, из сравнения положений протектированных и непротектированных пульсаров видимой зависимости от δ не прослеживается. Таким образом, нет явной зависимости от эффективной площади радиотелескопа (уменьшение количества протектированных источников в обе стороны от $\delta \approx 50^\circ$). Кроме области близкой к центру Галактики ($RA = 18...19$ часов), где уровень фона превышает средний более чем в 5 раз и количество протектированных пульсаров меньше, чем непротектированных, зависимости от прямого восхождения также не прослеживается.

Результаты детектирования указывают на сильную зависимость от потока пульсаров. Несмотря на то, что использовалось значение потока на 400 МГц [3], (его нельзя однозначно пересчитывать в значение потока на низких частотах из-за различных спектральных индексов и/или свойств межзвездной среды) количество протектированных пульсаров удваивается при росте потока примерно в 3 раза. Это открывает перспективы дальнейшего увеличения протектированных источников при увеличении времени наблюдения. Было проведено уточнение меры дисперсии. Это дало возможность корректно оценить форму средних профилей. Ширина импульсов на половинной интенсивности (W_{50}) позволила определить зависимость расширения профиля от частоты для пульсаров с различными периодами. Полученные данные говорят о том, что при изменении частоты от 100 до 25 МГц расширение средних профилей происходит в ≈ 1.8 раза (для пульсаров с периодом <1 с ≈ 2.2 , с периодом >1 с в ≈ 1.6 раза). Это подтверждает более ранние результаты, касающиеся расширения конуса излучения к низким частотам [4], и дает основания ожидать обнаружения заметного количества пульсаров и источников транзитных сигналов в проводимом декаметровом обзоре северного неба, которые недоступны для высокочастотных наблюдений.

Также были получены значения постоянной времени рассеяния на частоте 25 МГц. На основании данных каталога [3] был рассчитан показатель степени для частотной зависимости постоянной времени рассеяния по отношению к 1 ГГц $\alpha_{SC25-1000}$. Его

среднее значение оказалось несколько меньше, чем 4.4 (≈ 4.18). При этом существуют пульсары с аномально низким $\alpha_{SC25-1000}$ (≈ 3.7). Это подтверждает результаты [5] и позволяет надеяться на детектирование более далеких пульсаров с DM до 70 пк см $^{-3}$, а источников с большим временем между импульсами — вращающихся радиотранзиентов (RRAT), гигантских импульсов — до 100 пк см $^{-3}$.

Выводы

Количество протектированных пульсаров говорит о многообещающих перспективах поиска импульсных и транзитных источников в декаметровом диапазоне. Модернизация радиотелескопа УТР-2 дает более широкие возможности изучения импульсного излучения. Полученные значения ширины средних профилей пульсаров позволяют сделать вывод о том, что рассеяние на декаметровых волнах позволяет надеяться на регистрацию секундных пульсаров с мерой дисперсии до 70 пк см $^{-3}$, а для RRAT-подобных источников и более.

Несмотря на обилие мешающих факторов, высокая эффективность детектирования пульсаров в декаметровом диапазоне, а также подтвержденный в данной работе факт расширения конуса излучения при понижении частоты позволяют нам ожидать обнаружения некоторого числа новых пульсаров и источников транзитного излучения в наиболее интересной, ближайшей к нам области Галактики.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке гранта Президента Украины докторам наук (возрастом до 45 лет) для проведения научных исследований на 2011 г. № Ф35/009 «Поляризационные исследования магнитосферы пульсаров».

Литература

1. R S Roger, C H Costain, T L Landecker, C M Swerdlyk 1999, A&A Suppl., Vol.137, No.1, p.7-19
2. A.A. Konovalenko, I.S. Falkovich, H.O. Rucker et al.: 2010, The 7th International Workshop on Planetary, Solar and Heliospheric Radio Emissions (PRE VII), Graz, Austria, September p.15-17.
3. R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teoh, M Hobbs: 2005, AJ, Vol. 129. p. 1993-2006
4. S.E.Thorsett: 1991, ApJ, Vol. 377. p. 263-267.
5. М.В.Попов, А.Д.Кузьмин, О.М.Ульянов и др.:2006, Астрономический журнал, Vol. 83, No. 7, p. 630-637

РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ОБЗОРА НА 102.5 МГц: КАТАЛОГ РАДИОИСТОЧНИКОВ ДЛЯ СКЛОНЕНИЙ $+14,1^\circ \dots +82^\circ$, РЕЗУЛЬТАТЫ ЕГО СРАВНЕНИЯ С ДРУГИМИ КАТАЛОГАМИ

Дагкесаманский Р.Д., Самодуров В.А., Гадельшин Д.Р., Семенюк П.Н., Кравченко Е.В.

Пушинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН,
Астрокосмический центр ФИАН, Пушкино, Россия
sam@prao.ru

ABSTRACT. The results of data processing of the North Sky Survey at 102.5 MHz observations made with BSA FIAN radiotelescope in 1991-93 are given. As a result, the whole sky was covered in declinations $-16^\circ < \delta < +82^\circ$. The part of radio sources catalog with fluxes more than 3 Jy and declinations in $+14,1^\circ \dots +33,5^\circ$ and $+60^\circ \dots +82^\circ$ ranges are published and reported early. In this work reported results for $14,1^\circ \dots +82^\circ$ sky zone (more than 7 thousands radio sources). The observational techniques and the data reduction are described, and the catalogue reliability and completeness are analyzed.

В данной работе сообщаются результаты обработки наблюдений, выполненных в 1991-93 гг. на радиотелескопе БСА ФИАН по программе полного обзора северного неба на частоте 102,5 МГц.

В результате была покрыта область неба со склонениями $-16^\circ < \delta < +82^\circ$. Часть каталога источников с потоками более 3 Ян для склонений $+14,1^\circ \dots +33,5^\circ$ и $+60^\circ \dots +82^\circ$ уже публиковалась и докладывалась ранее. В данной работе обсуждается и приводится часть каталога источников NSS102 с потоками более 3 Ян для склонений $+14,1^\circ \dots +82^\circ$. Докладываются также предварительные результаты обработки заключительной части данных: в границах $-16^\circ < \delta < +14,1^\circ$.

Чувствительность обзора: флуктуационная 0.1 Ян, реальная (уверенное выделение источников над confusion ~ 0.6 Ян): 2.0 — 2.5 Ян. Характеристики антенны БСА (см. рис.1), на которой сделан обзор: размеры антенны 384×187 м, эффективная площадь ~ 30000 кв.м (при $Z=0$). Диаграмма по уровню 1/2 :

$$D_\delta = 24' \cdot \sec(Z)$$

$$D_\alpha = 47'$$

То есть угловой размер диаграммы обзора был относительно велик. При этом, отметим, это был обзор с заполненной апертурой, в режиме регистрации полной мощности и потому содержит информацию не только о

дискретных источниках сравнительно малых угловых размеров, но и о более протяженных, вплоть до 1° . Этим он отличается от остальных обзоров на низких частотах. Вследствие этого мы получали сканы с неба с полной информацией — то есть в том числе с Галактическим фоном. Поэтому в нашем каталоге в итоге присутствуют и довольно протяженные источники с характерным масштабом порядка градуса. Данные источники в других каталогах либо вообще не наблюдаются, либо их потоки значительно недооценены.

Результаты нашего обзора выводятся как в виде окончательного каталога, так и начальных наблюдательных сканов с радиотелескопа БСА, и изофот наблюдательных данных на 102.5 МГц. Обсуждаются также методы обработки ежесуточных обзоров в режиме on-line, результаты кросс-корреляции с другими радиокаталогами, с каталогами радиогалактик и квазаров.

Главная трудность, которую нам удалось решить — научиться разделять наблюдательные сканы на фон и источники с характерным масштабом диаграммы БСА. На основе полученных данных можно либо строить изофоты, либо вписывать в данные модельные источники для составления каталога. После выделения фона мы формировали грубый каталожный список и подгоняли его по невязкам к наблюдательным данным с вычтенным фоном. И на последней стадии работы мы калибровали наш каталог, учитывая зависимость потоков от зенитного расстояния (из-за изменения проекции антенны) см. рис. 8. На конец апреля 2011 г. было обработано 23 суточных пар записей из 29 для зоны на небе $+14,1^\circ \leq \delta \leq +82^\circ$, $0^h \leq \alpha \leq 24^h$. Всего в этой зоне 7876 источников с потоком ≥ 3 Ян, около 5697 источников с потоком ≥ 4 Ян, 4324 источников с потоком ≥ 5 Ян. Точность определения координат источников из сопоставления с другими каталогами (для зоны $\delta \sim +30^\circ$) (таблица 1).

Таблица 1

Поток на 102.5 МГц	$\Delta \alpha$ (секунды)	$\Delta \delta$ (')
3 — 4 Ян	~ 40	$\sim 4 — 6$
≥ 10 Ян	$\sim 15 — 20$	$\sim 2 — 3$

Точность определения интенсивности потоков источников (из первичного анализа данных):

$$\frac{\Delta S}{S} = 0.03 + \max \left\{ E_{\text{flux}}, \frac{0.6}{S} \right\},$$

где E_{flux} - ошибка из остаточных невязок после вписывания источников в данные. В идеале (если отсутствуют ионосферные флуктуации) для источников с потоками 3 Ян ошибка в среднем около 20%, для 6 Ян и выше - менее 10%.

После окончания обработки будет произведен перекрестный анализ данных с другими каталогами как в совокупности для всех источников, также как для различных групп объектов по отдельности (квазаров, радиогалактик, остатков сверхновых etc.).

ИТОГИ ПОИСКА МИНУТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПОТОКА ГАЛАКТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ МАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИИ ВОДЯНОГО ПАРА НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1.35 СМ В 2002-2011 ГГ.

Самодуров В.А., Толмачев А.М., Вольвач А.Е., Сипаров С.В., Субаев И.А.,
Ладейщиков Д.А., Рудницкий Г.М., Вольвач Л.Н., Логвиненко С.В., Лехт Е.Е., Пащенко М.И.

Пушинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Астрокосмический центр
ФИАН, Пушкино, Россия; Крымская астрофизическая обсерватория, Симеиза, Украина;
ФГОУ ВПО "Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации",
Санкт-Петербург, Россия; Уральский Государственный университет, Екатеринбург, Россия;
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва, Россия
sam@prao.ru

ABSTRACT. Results of a search for ultrarapid flux fluctuations of galactic sources of maser emission in the water-vapor line at a wavelength of 1.35 cm. An observational technique of a search for rapid flux fluctuations on some minute scales has been developed. From 2002 to 2011 a number of observational sessions for 49 maser sources have been carried out with durations from 2 till 7 hour (with spectra exposition from 1 second to 20 minutes). For the most interesting sources has been spent on two-three sessions with an interval a day. Among them are allocated a little which have shown such variability, among which as internal processes in the sources, going in areas the possible reasons of variability are discussed with characteristic scale of an order 0.1 a.u., and external (up to theoretical possibility of resonant influence of gravitational waves from galactic objects on area maser radiations). Fast fluctuations of spectra for 12 maser sources on scales in tens minutes and minute (for sources Cep A, GGD4, IRAS 16293-2422, Ori A, W3 (OH), W3 (2), W33B, W43M3, W44C, W49N, W75N, W75S) are found reliably out. The part from them is connected with linear polarization for some sources (Ori A, W3 (OH), W3 (2), W44C, W49N, W75S) that leads to slow changes of streams (ten minutes) from the polarized spectral details during moving of sources on the sky. Other type of variability is connected with fast movements maser condensation in space masers (Cep A, GGD4, IRAS 16293-2422, W33B, W43M3, W49N, W75N). Characteristic time of

changes of fluxes of the second type of variability – from 10 minutes to about one hour.

В 2002-2011 гг. объединенной командой исследователей из ПРАО АКЦ ФИАН, ГАИШ МГУ и КРАО (Украина) проводились регулярные наблюдения в режиме быстрого мониторинга для 49 галактических источников (с потоками более 150 Ян в линии).

Надежно обнаружены быстрые флуктуации спектров для 12 мазерных источников на масштабах в минуты и десятки минут (для источников Cep A, GGD4, IRAS 16293-2422, Ori A, W3 (OH), W3 (2), W33B, W43M3, W44C, W49N, W75N, W75S). Часть из них связана с линейной поляризованностью деталей спектра (Ori A, W3 (OH), W3(2), W49N, W44C, W75S), что приводит к медленным изменениям потоков (масштаб – десятки минут) от линейно поляризованных спектральных деталей во время перемещения источников по небу из-за изменения проекции плоскости поляризации относительно вертикальной оси рупоров в приемной системе радиотелескопа. При этом источники Ori A, W3 (OH), W3(2) показывали линейную поляризацию на уровне в десятки процентов для отдельных деталей спектра во все эпохи наблюдений, а вот источники W44C, W49N, W75S демонстрировали линейную поляризованность деталей лишь в отдельные эпохи наблюдений (например, для W75S – лишь в конце 2010 гг.).

Другой тип переменности демонстрировали GGD4, IRAS 16293-2422, W33B, W43M3, W49N, W75N, Сер А (всего семь источников) – спектральные детали были не поляризованы, и менялись, по-видимому, уже в связи с внутренними изменениями внутри отдельных мазерных конденсаций у данных космических мазеров. Нами найдено, что обсуждаемые быстрые изменения излучения обнаруживаются далеко не во все эпохи наблюдений: некоторые источники не проявляют такой переменности годами, чтобы затем внезапно показать ее. Отмечено, что, по-видимому, вероятность быстрых флуктуаций возрастает в эпохи быстрого роста либо достижения максимального потока для данных источников.

Характерное время изменений потоков второго типа переменности – от 10 минут до часа. В ряде случаев подобные изменения очень резкие, буквально в течение 5–10 минут, при этом иногда меняется даже форма спектральных деталей (что полностью исключает объяснение эффекта переменности влиянием каких-либо инструментальных и аппаратурных эффектов).

Проанализированы возможные причины такой переменности:

1) Внутренние изменения внутри пятен-конденсаций излучения.

2) Быстрые изменения общего потока и/или формы деталей спектра при проекционном наложении нескольких движущихся мазерных конденсаций на луч зрения наблюдателя.

3) Явления конкуренции за накачку излучения у близко расположенных мазерных конденсаций.

4) Вихревые явления в космических мазерах.

В отдельных наблюдательных сессиях для некоторых источников проявлялись также признаки периодичных изменений. Но данное явление требует дальнейшего внимательного рассмотрения с целью более убедительного подтверждения (и надежного исключения влияния аппаратурных эффектов). Если периодичные изменения подтвердятся, то возможная их трактовка – это результат влияния генерации гравитационных волн от удаленных объектов (тесные двойные звезды) на мазерное излучение избранных источников.

Работа российских авторов поддержана грантами РФФИ 08-02-01179-а и 09-02-00963-а.

SUN, SOLAR SYSTEM AND ASTROBIOLOGY

СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ГЛАВНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ НА ЕЕ ПОВЕРХНОСТИ И В БЛИЖНЕМ КОСМОСЕ

М.И.Орлюк, А.А.Роменец

Институт геофизики им. С.И. Субботина НАН Украины
Киев, Украина
orlyuk@igph.kiev.ua/

ABSTRACT. Determination of space-temporal structure of the Earth's magnetic field (EMF) on its surface and in near space is extremely necessary and actual, in connection with its influence on the character of passing of processes in magnetosphere and ionosphere, and on mechanisms and magnetic activity intensity, which are considered as a substantial ecological factor.

Определение пространственно-временной структуры магнитного поля Земли (МПЗ) на ее поверхности и в ближнем космосе является крайне необходимым и актуальным, в связи с ее влиянием на характер прохождения процессов в магнитосфере и ионосфере, а также на механизмы и величину магнитных возмущений, которые рассматриваются в качестве существенного экологического фактора [Орлюк, 2007; Orlyuk, 2007].

Многие процессы в ближнем космосе и внутренних сферах Земли определяются ее магнитным полем [Яновский, 1975]. Пространственно-временная структура индукции магнитного поля Земли (**B**) определяется суммой полей от различных источников:

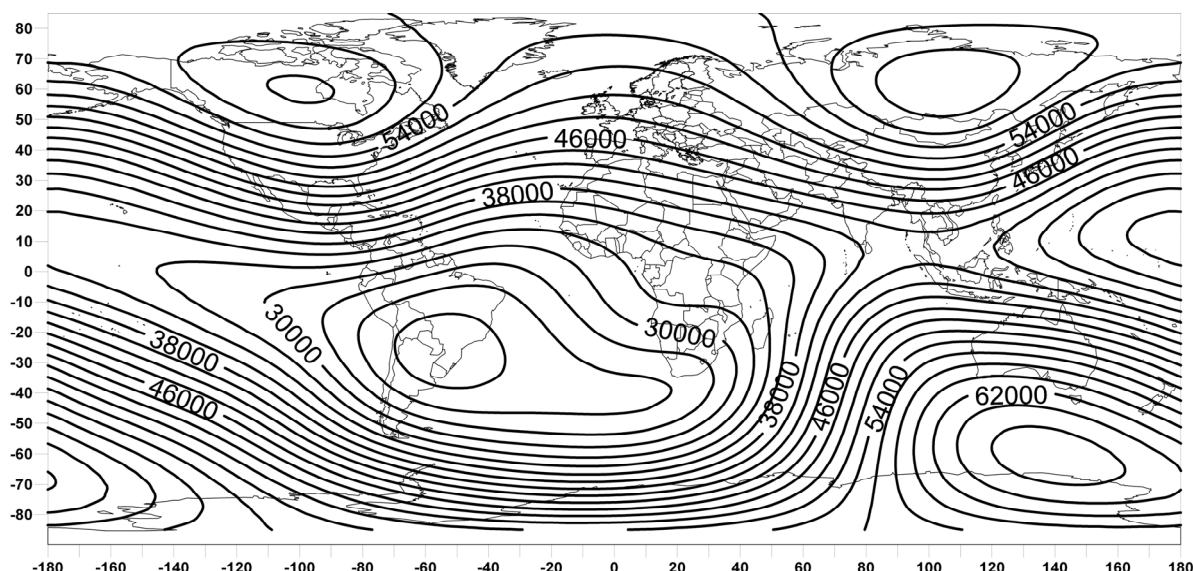
$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_n + (\Delta \mathbf{B})_a + \delta \mathbf{B}$$

где **B_n** – нормальное (главное) поле Земли, генерируемое процессами в жидком ядре и которое определяет глобальную пространственную и временную структуру поля планеты; (**ΔB**)**a** – аномальное магнитное поле (поле литосферы), обусловленное, в основном, намагниченностью пород, **δB** – внешнее поле, возникающее за счет воздействия солнечного и кос-

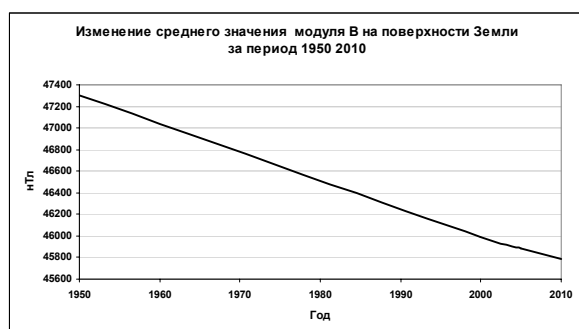
мического излучения, магнитных полей Солнца и околоземного пространства

В статье проанализирована структура и динамика главного магнитного поля Земли (ГМПЗ) на ее поверхности и в космосе с целью определения пространственных областей протекания различных процессов в магнитосфере – ионосфере. В частности, высота формирования внутренней и внешней границ радиационного пояса, ионосферных токов, обуславливающих суточные вариации геомагнитного поля и т.д. и т.п. Выполнена также характеристика пространственных особенностей ГМПЗ на разных высотах в зависимости от сезонности и местоположения Земли на околосолнечной орбите.

ГМПЗ состоит из дипольной и недипольной (квадрупольной) частей и принимается за нормальное поле относительности Земли **B_{IGRF}** при выделении аномальной компоненты, связанной с литосферой. Большой прогресс в изучении общей структуры магнитного поля Земли и разработке его моделей, как в целом, так и отдельных компонент, связывается с длительными наземными наблюдениями в магнитных обсерваториях и особенно проведения со специальных спутников POGO (400-1510 км), Magsat (325-550 км), Orsted (650-850 км), CHAMP (350-450 км) скалярных и векторных съемок индукции магнитного поля Земли **B** [Mandea, Purucker, 2005; Maus, 2006, 2007; Olsen, 2006, 2007]. Первые наблюдения магнитного поля Земли из космоса были выполнены в СССР в 1958-1964 гг (Sputnik 3, Cosmos 26, Cosmos 49), но масштабы и точность наблюдений были недостаточны для глобального описания магнитного поля Земли.

Рис. 1. Главное магнитное поле Земли **B** на эпоху 2000г.

К настоящему времени для представления, анализа и решения целого ряда задач по разделению поля на поля от разных источников и т.д., магнитное поле Земли представляется сферическим гармоническим рядом с определенным количеством гармоник (до 64 и более). Главное магнитное поле Земли обычно представлено рядом с длиной 10-13 гармоник [Rugucker, 2011]. В соответствии с расчетами на поверхности планеты максимальные значения главного магнитного поля Земли **B_n** для 1950 и 2000 гг характерны для отрицательного магнитного полюса (**B_n**,1950 = 69000 нТл, **B_n**,2000 = 67000 нТл), расположенного вблизи Северного географического полюса Земли, а минимальные – для приэкваториальных областей Южной Атлантики (так называемая Южно – Атлантическая Аномалия) (**B_n**,1950 = 24500 нТл, **B_n**,2000 = 22900 нТл) (рис.1). За период с 1950 по 2010гг. среднее значение модуля индукции на поверхности планеты уменьшилось на 1516 нТл (с 47300 нТл до 45784 нТл, (рис.2). При сохранении такой динамики поля (уменьшение на 25 нТл / год), всего через 1800 лет магнитного поля на Земле не будет. Уже через 300-400 лет величина **B** будет меньше "экологической нормы" (**B_{экол}**=45000±10000нТл) [Орлюк, Роменец, 2005], а

Рис. 2. Изменение среднего значения модуля **B** на поверхности Земли за период 1950-2000гг (расчеты с использованием [http://omniweb.gsfc..]).

через 1000-1200 лет перестанет защищать биосферу Земли от космического излучения. На фоне общего уменьшения магнитного поля планеты выделяются области с экстремальными величинами его изменения. Максимумы уменьшения поля с 1950г. по 2000г. (-5500) ÷ (-6500) нТл (110-130 нТл/год) располагаются вблизи Антарктического побережья Центральной Америки (18°СШ; -65°ЗД), а также между Африкой и Антарктидой (-50°ЮШ; 10°ВД). Максимумы увеличения поля (2000 нТл) (40 нТл / год) характерны для Европы (60°СШ; 30°ВД) и Индийского океана (30°ЮШ; 80°ВД). В 2000-2010гг. область максимального уменьшения поля (-1400 нТл, 140 нТл/год) переместилась в район Мексиканского залива (30°СШ; -80°ЗД), а максимально поле увеличилось (1150 нТл, 115 нТл/год) в районе Индийского океана, юго-восточнее о. Мадагаскара (25°ЮШ; 60°ВД) (рис.3).

В настоящее время (2005г) Северный магнитный полюс Земли (СМПЗ) находится в точке с координатами 82.9° СШ, 117.3° ЗД, а Южный магнитный полюс Земли (ЮМПЗ) - 64.2°ЮШ, 137.75°ВД. При этом наблюдается существенное отличие в расположении магнитных полюсов (местоположение которых определяется суммой дипольной и недипольной составляющих ГМПЗ) от геомагнитных полюсов (79.75°СШ, 71.8°ЗД – Северный и 79.75°ЮШ, 108.2°ВД – Южный) (положение которых определяется только дипольной составляющей магнитного поля Земли). Также можно обратить внимание, что изолинии с одинаковыми величинами наклонения вектора магнитного поля, образуют своего рода 'гентелеподобный' овал вокруг СМПЗ (с вытянутостью от Канады до России) и имеют изометричную форму вблизи ЮМПЗ.

За последние 100 лет СМПЗ переместился более чем на 1100км. С 2005г по 2011г он движется в направлении России (республика Саха) со скоростью 55-60 км/год. С 1904 по 1970 гг скорость перемещения была в пределах 15 км, с1970г по 2001г – 40 км.

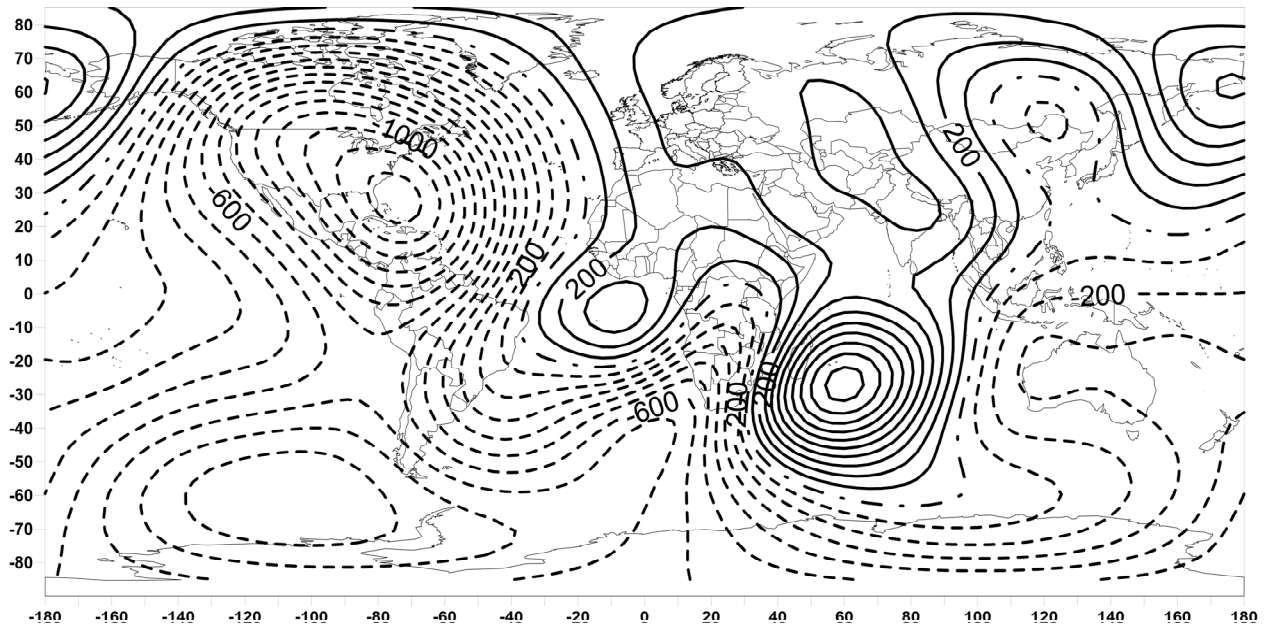


Рис. 3. Динамика магнитного поля **BGRF** за 10 лет (2000-2010гг.)

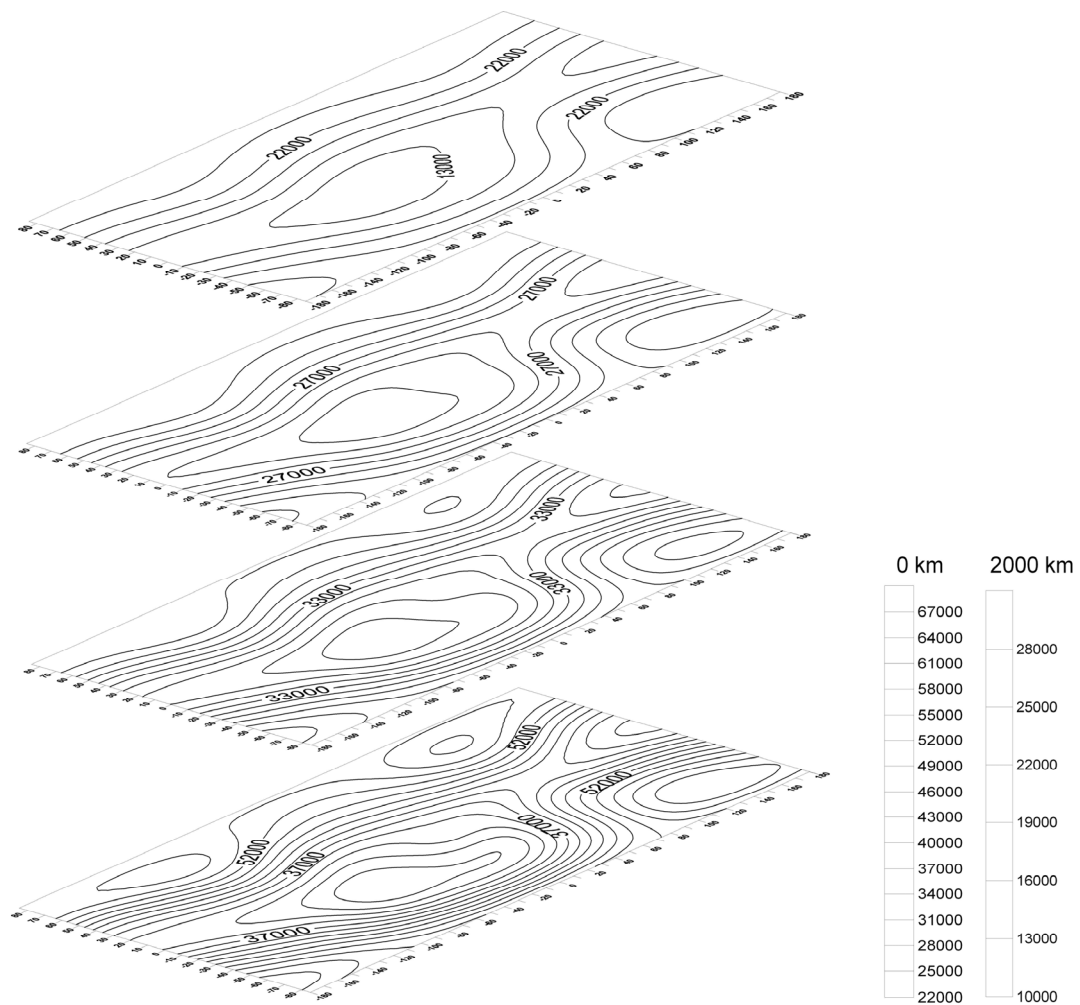


Рис. 4. Интенсивность индукции на высотах 0-500-1000-2000 км

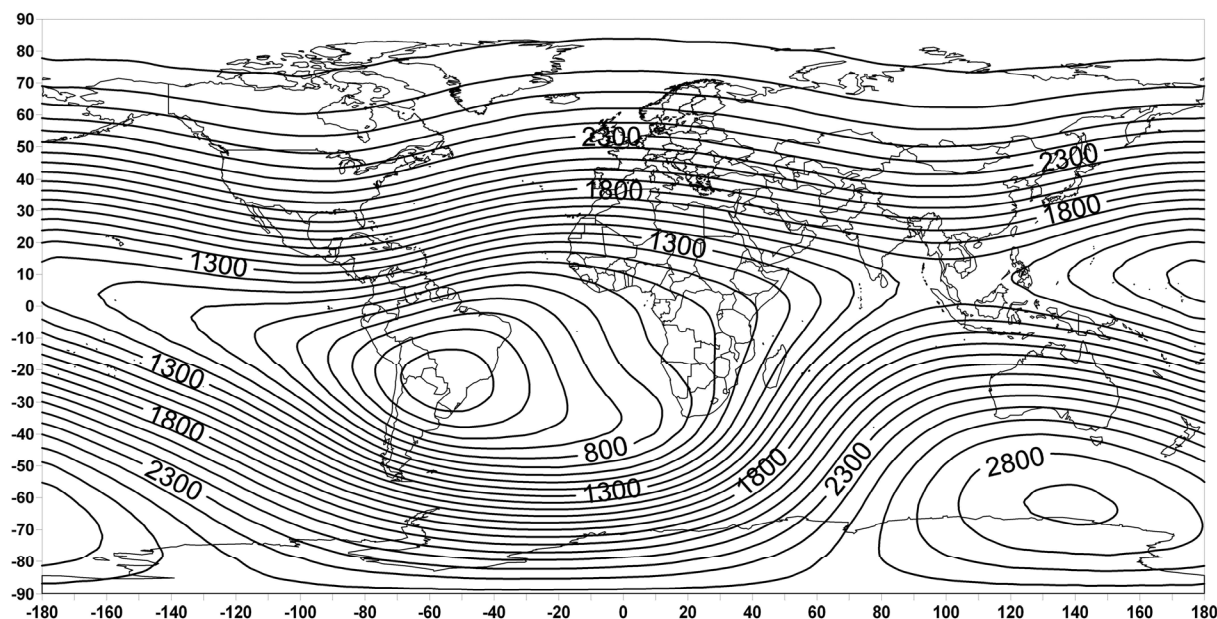


Рис. 5. Экипотенциальная поверхность с индукцией поля $B = 20000$ нТл.

ЮМПЗ менее подвижен, за последние 100 лет переместился на 900 км, в настоящее время движется в северо-западном направлении со скоростью 10-15 км/год.

Рассмотрим наряду с анализом пространственно-временной структуры ГМПЗ на поверхности планеты некоторые особенности поведения магнитного поля в ближнем космосе. С этой целью с использованием online-программ [http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/igrf_vitmo.html, Purucker, 2011] выполнен расчет ГМПЗ с размерами ячейки $5^\circ \times 5^\circ$ на высоты до 2000 км с интервалом 50 км, а также оценено затухание поля с высотой по сети $10^\circ \times 10^\circ$ до высоты 30 000 км.

На высоте полета спутников 300-1000 км значение BIGRF уменьшаются на 10-30% в областях максимумов и на 7-20% - в областях минимумов на поверхности Земли. В соответствии с результатами расчетов, приведенных на рис. 3 на высоте 2000 км интенсивность поля изменяется в пределах 10 000 – 28 000 нТл, т.е. уменьшается более чем в два раза по сравнению со значениями на поверхности. В целом структура магнитного поля на поверхности Земли в той или иной степени сохраняется вплоть до высот 30000 км, а интенсивность составляет, например $B = 850 \div 1260$ нТл на высоте 12000 км и $B = 170 \div 250$ нТл на высоте 30000 км.

С использованием массива числовых данных относительно значений поля в ближнем космосе, было построено серию повысотных карт, на которых приведены высоты с одинаковыми значениями индукции B ГМПЗ. Для этого из массива данных выбирались высоты, значения поля на которых близки или равны по интенсивности. В качестве примера на рис.5 приведена карта высот с изолинией поля $B = 20\,000$ нТл. Как видно из рис.5 высота “экипотенциальной” поверхности с индукцией магнитного поля $B = 20000$ нТл меняется в долготном направлении от 350 км в районе центральной части Южной Америки (область Южно-

Атлантической Аномалии) до 2200 км в районе Индонезии и Австралии (рис.5). Естественно, что соответствующие отличия в поле будут сохраняться и на больших высотах, и это будет сказываться на проникновении в нижнюю атмосферу Земли части высокоэнергетических частиц, что может приводить к сбоям в работе космической аппаратуры уже на высотах более 100 км [Heirtzler et al., 2002].

Краткие выводы. Существенное уменьшение магнитного поля Земли, на фоне которого нарастает его своеобразная “контрастность” с наличием областей с резким уменьшением и ростом интенсивности B вблизи магнитных полюсов, а также направление и скорость перемещения самих полюсов по - видимому свидетельствуют о том, что в настоящее время Земля находится в состоянии или экскурса МПЗ (с уменьшением магнитного момента и резким перемещением полюсов, с последующим возвратом в исходное положение), или конца эпохи Брюнес и реального изменения его полярности. Поскольку ни того, ни другого явления за время инструментальных наблюдений не происходило, то и невозможно предсказать, что будет и какие последствия (главное для органического мира) могут при этом возникнуть. В случае изменения полярности магнитного поля Земли (что вполне вероятно) следует отдать предпочтение модельным вариантам без уменьшения его значений до нуля. Такой вариант с возникновением временной “многополюсности” на планете возможен.

Уменьшение главного магнитного поля B на поверхности Земли естественно сопровождается соответствующим уменьшением его с высотой. В связи с этим экипотенциальные (изоуровненные) поверхности со временем будут приближаться к поверхности Земли. Это будет обуславливать автоматическое уменьшение размеров магнитосферы, и, соответственно, высоты и характера протекания тех или иных процессов, связанных с магнитосферой.

Прежде всего, будет меняться характер взаимодействия магнитосферы с межпланетным магнитным полем, индукция которого на границе с магнитосферой имеет в среднем величину 7 нТл, но может изменяться в связи с солнечной активностью в пределах 0,7-70 нТл. Характер взаимодействия будет определяться структурой главного магнитного поля Земли в месте встречи межпланетного возмущения и, естественно, в связи с вышеизложенным, сезоном года с одной стороны и направлением межпланетного магнитного поля – с другой.

Вторым важным моментом является приближение к поверхности Земли верхней и нижней границы радиационного пояса Ван Алена. С учетом вышеизложенного можно рассчитать место захвата частиц с разными энергиями и глубину их проникновения в атмосферу Земли.

Третьим моментом является точный расчет напряженности магнитного поля с учетом его структуры в отношении образования кольцевых токов на высотах 100-150 км, обуславливающих суточные вариации магнитного поля.

Литература

1. Орлюк М.И. Магнітосфера Землі// Екологічна енциклопедія: У 3 т./ редколегія: А.В.Толстоухов (головний редактор) та ін. – К. : ТОВ “Центр екологічної освіти та інформації”.— 2007. — Т.2: Є-Н. — 416 с (С.266).
2. Орлюк М.И., Роменец А.А.. Новый критерий оценки пространственно-временной возмущенности магнитного поля Земли и некоторые аспекты его использования// Геофизич. Журн., 2005.—Т.27, №6. — С.1012-1023.
3. Яновский Б.А. Земной магнетизм. — М.: Наука, 1978. — 580 с.
4. Dolginov S, Zhuzgov LN, Pushkov NV, Tyurmina LO, and Fryazinov IV (1962) Some results of measurements of the constant geomagnetic field above the USSR from the third artificial Earth satellite. *Geomagnetism and Aeronomy* №2., pp. 877–889.
5. Heirtzler J, Allen H, and Wilkinson D (2002) Ever-present South Atlantic Anomaly damages spacecraft. *EOS, Transactions American Geophysical Union* 83(15): 165–172.
6. http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/igrf_vitmo.html
7. Manda M and Purucker M (2005) Observing, modeling, and interpreting magnetic fields of the solid Earth. *Surveys in Geophysics* <http://dx.doi.org/10.1007/s10712-005-3857-x>.
8. Maus S (2007) CHAMP magnetic mission. In: Gubbins D and Herrero-Bervera E (eds.) *Encyclopedia of Geomagnetism and Paleomagnetism*. Heidelberg: Springer.
9. Maus S, Rother M, Hemart K, et al. (2006) Earth's lithospheric magnetic field determined to spherical harmonic degree 90 from CHAMP satellite measurements. *Geophysical Journal International* 164: 319–330.
10. Olsen N (2007) Orsted. In: Gubbins D and Herrero-Bervera E (eds.) *Encyclopedia of Geomagnetism and Paleomagnetism* Heidelberg: Springer.
11. Olsen N, Hulot G, Sabaka T.J. (2009) *Treatise on Geophysics. Volume 5. Geomagnetism. The present Field.* Volume editors: Masaru Kono. Publisher at Elsevier.
12. Olsen N, Lu. H, Sabaka TJ, et al. (2006) CHAOS-A model of Earth's magnetic field derived from CHAMP, Orsted, and SAC-C magnetic field data. *Geophysical Journal International* 166: 67–75.
13. Orlyuk M.I. (2007). Analysis of a geomagnetic field in Ecology// www.cosis.net/06649/EGS02-A-06649.pdf
14. Purucker M. (2011). Planetary magnetic fields of the solar system// <http://planetary-mag.net/index.html/>

"СКРЫТЫЕ" СОЛНЕЧНЫЕ ЦИКЛЫ – АНАЛИЗ РАЗВИТИЯ 23-ГО ЦИКЛА КАК РЕЗУЛЬТАТ ПРОЯВЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ СЕВЕРНОГО И ЮЖНОГО ПОЛУШАРИЯ СОЛНЦА

М.И.Рябов¹, А.Л.Сухарев¹, С.А.Лукашук²

¹ Одесская обсерватория "УРАН-4" Радиоастрономического института НАН Украины,
Одесса, Украина, ryabov-uran@ukr.net

² Кафедра астрономии физического факультета Одесского национального университета
им.И.И.Мечникова, Одесса, Украина

ABSTRACT. Comparison of the basic properties of 23rd cycle of activity on all solar disk and on northern and to southern hemisphere separately is held. As the basic indicators of development of a cycle the data of daily and monthly average data of sunspots numbers – W and the areas of sunspots groups – Sp , flaire index – FI were used. It is shown that duration of the basic phases of a cycle appears different for northern and southern hemispheres. Thus integrated indicators of indexes on all solar disk are only superposition of real physical processes occurring in northern and southern hemispheres. At the same time incidental "synchronisation" of activity of both hemispheres of the Sun is marked.

With application of a method correlation, periodogram and weivlet the analysis the cores «spectra of the periods» changes of indexes and their evolution throughout all cycle of activity are defined. «Spectra of the periods» are formed by occurrence on a disk of complexes of active areas (CAR) and activity complexes (CA) well distinguishable on maps of millimeter emission of the Sun.

Введение

В ранее опубликованных работах [1] была показана связь развития комплексов активности (КА) и комплексов активных областей (КАО) с локальными проявлениями вспышечной активности. На основании этих данных был сделан вывод, что основополагающим процессом в формировании и развитии солнечного цикла является самостоятельное и, вероятно, независимое проявление активности северного и южного полушария Солнца. Выявление КА и КАО осуществлялось по картам радиоизображений Солнца полученных на РТ-22 КрАО на миллиметровых и сантиме-

тровых волнах за 20-23 циклы активности. В виду эпизодичности таких наблюдений поставлена задача выявления КА и КАО по динамике изменений основных индексов активности таких как, числа Вольфа – W , суммарные площади групп пятен – Sp и вспышечный индекс – FI вычисленных отдельно для северного и южного полушария. Рассмотрена динамика изменений ежедневных и среднемесячных величин указанных выше индексов и определены основные периоды их активности для северного и южного полушария. Для анализа периодичности процессов формирования циклов активности применены как стандартные методы Фурье анализа так и более современный вейвлет анализ.

Представление развития цикла активности Солнца

Традиционным является представление солнечного цикла на основе данных среднемесячных и ежедневных значений чисел Вольфа – W и их сглаженных величин для всего солнечного диска (см. рис. 1).

Применение годовых сглаженных среднемесячных величин демонстрирует наличие двух максимумов в 2000 и 2002 году. Вместе с тем, после того как появились данные по W отдельно по каждому полушарию с 1955 года стала явной заметной тенденция о попеременном преобладании активности северного или южного полушария.

Представление данных по динамике изменения среднемесячных значений указанных выше индексов и их годовых сглаженных значений показано на рис. 2-4.

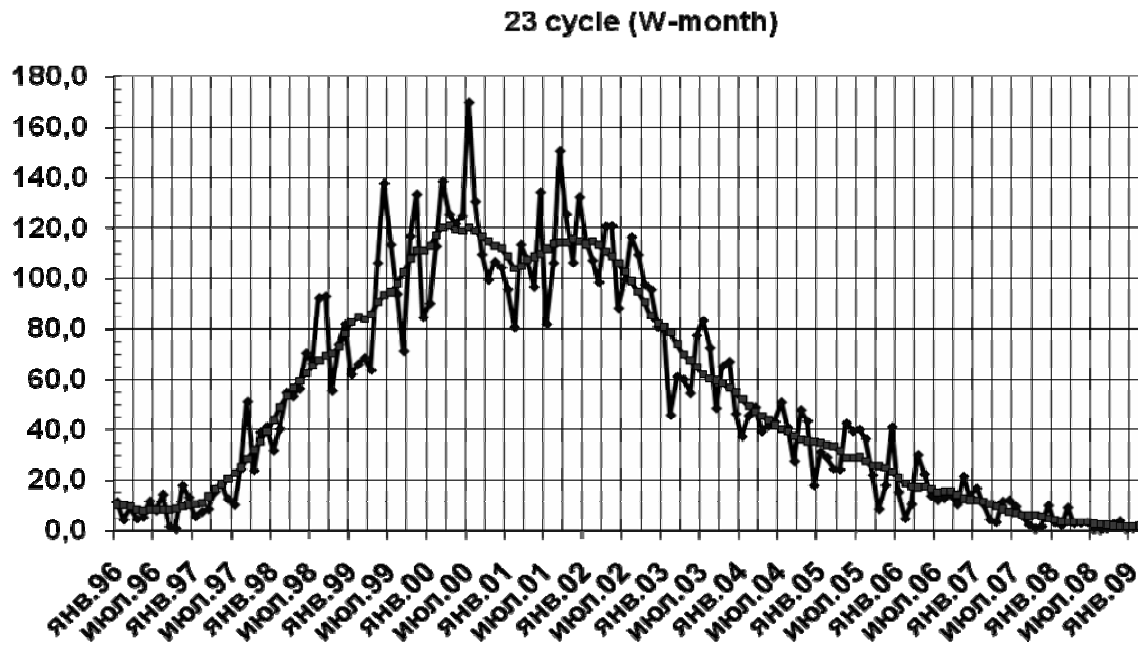


Рис. 1. Среднемесячные и сглаженные значения чисел Вольфа по всему солнечному диску в 23-м цикле активности и прогнозы развития 24-ого цикла.

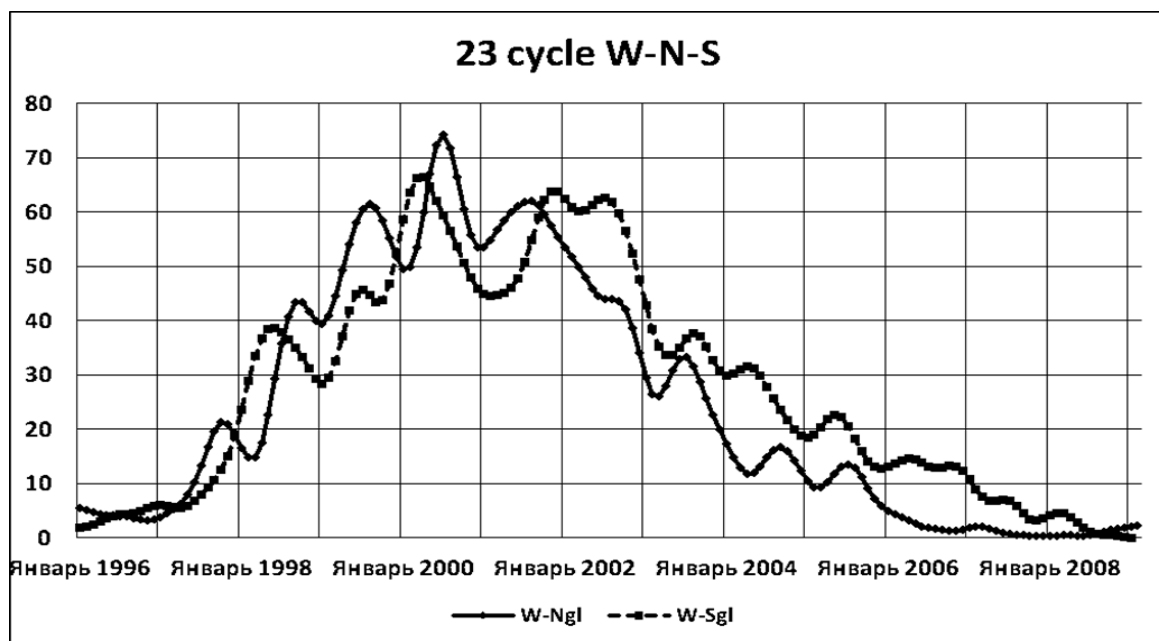


Рис. 2. Динамика изменений сглаженных среднемесячных величин W для северного и южного полушария.

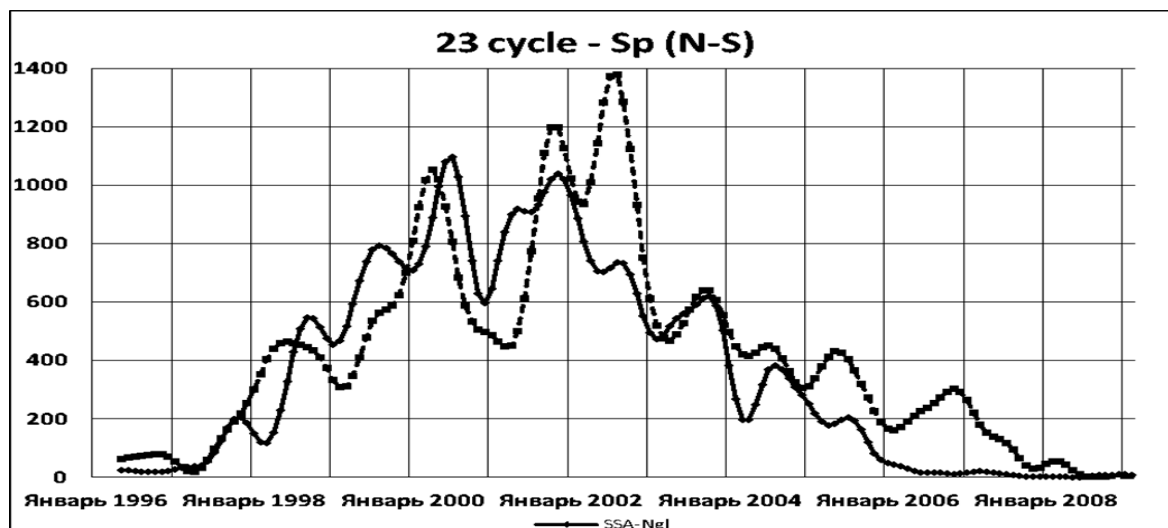


Рис. 3. Динамика изменений сглаженных среднемесячных величин Sp для северного и южного полушария.

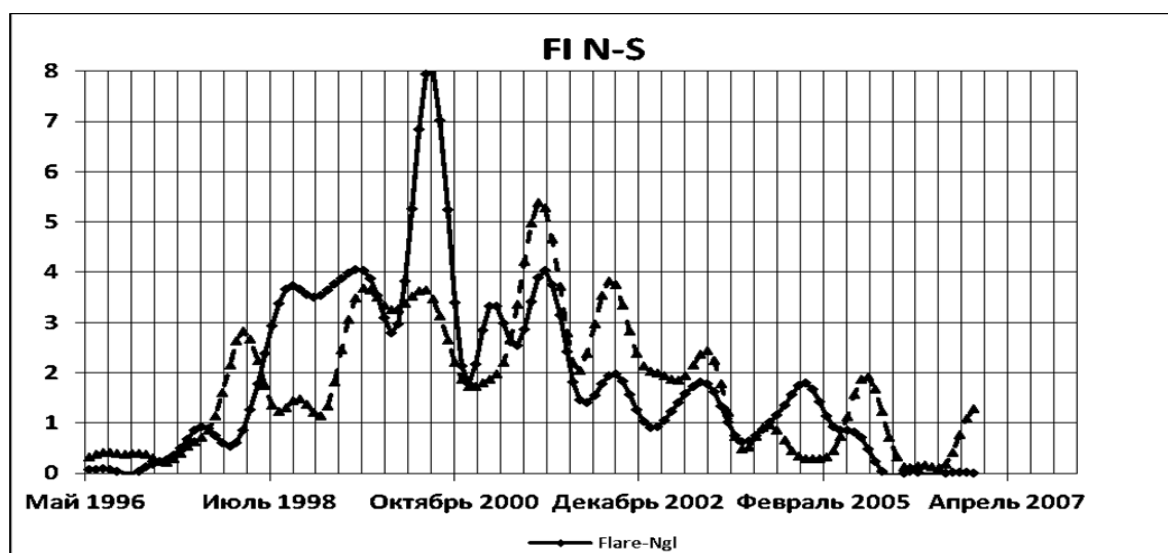


Рис. 4. Динамика изменений сглаженных среднемесячных величин вспышечного индекса FI для северного и южного полушария.

На всех рисунках видно различие в развитии активности в северном и южном полушариях. Заметно превышение активности северного полушария на фазе роста и первого максимума. Превышение активности южного полушария наблюдается в период второго максимума и спада солнечного цикла. Наиболее существенно преобладание активности южного полушария по данным суммарных площадей групп пятен – Sp. Для вспышечного индекса – FI характерно наличие максимального значения в период максимума 2000 года и систематическое превышение уровня активности начиная со второго максимума 2001 года. Однако этим не исчерпывается различие в активности северного и южного полушарий.

Заметно наличие квазипериодических флуктуаций в развитии каждого цикла активности. Они выглядят гораздо более четкими, чем при представлении данных по всему солнечному диску (сравним рис. 1 и рис. 2-4). Причем они далеко не всегда выглядят синхрон-

ными в двух полушариях. Различно и время наступления максимумов у различных индексов в северном и южном полушариях Солнца. В работе [2] подробно описаны основные фазы развития 23-го солнечного цикла отдельно для северного и южного полушария по индексам W, Sp, FI.

В многочисленных работах как по среднегодовым величинам чисел Вольфа, так и по различным другим индексам рассматривался ход изменения индекса асимметрии солнечного цикла который определяется как величина $A = (N-S)/(N+S)$, где N и S значения индексов активности для северного и южного полушария [3].

Применяется также индекс асимметрии как отношение суммарных площадей групп пятен в северном и южном полушарии в виде $Q = \sum N / \sum S$ [3].

В данной работе реализован иной подход основанный на изучении закономерностей развития активности в каждом полушарии по отдельности для совокуп-

ности взаимодополняющих индексов активности, таких как числа Вольфа – W , суммарные величины площадей групп пятен – S_p и значения вспыхивающего индекса – FI . Числа Вольфа – W отражают количество центров активности на Солнце, суммарные величины площадей пятен – S_p указывают на их мощность, а величина вспыхивающего индекса – FI на реализацию энерговыделения активной областей. Очевидно, что проявление вспыхивающей активности есть результат возрастания площади групп пятен отражаемого индексом S_p и ростом числа центров активности представленного индексом – числа Вольфа – W .

В работе [1] на основе данных исследований источников S -компоненты в миллиметровом диапазоне показано что формирование областей предвспыхивающего накопления энергии происходит в таких крупномасштабных магнитосвязанных структурах на Солнце как комплексах активных областей (КАО) и комплексах активности (КА).

Исследования проводились как по данным среднемесячных так и ежедневных значений индексов. Наиболее детально динамика активности северного и южного полушарий может быть изучена на основе расчетов спектров временных изменений ежедневных значений индексов с применением различных методов анализа временных рядов.

Результаты исследований с применением метода Фурье анализа.

В работах [4-6] был рассмотрен результат применения Фурье анализа временных рядов на основе программы «Statistica8» к данным ежедневных значений чисел Вольфа – W , суммарной площади пятен – S_p , и вспыхивающего индекса – FI .

Для более детального выявления особенностей развития цикла вычисления основных периодов проводились отдельно для каждого года. На основе расчетов были составлены таблицы основных периодов для каждого из индексов и соответствующие «спектры» периодограмм в порядке от большего к меньшему значению.

В связи с «чувствительностью» данного метода к наличию тренда связанного с общим ходом солнечного цикла анализировались разности ежедневных значений индексов и годовых сглаженных величин. Это позволяло выделять кратковременные периоды вариаций индексов активности. Результаты расчетов показывают, что для каждого года характерен свой набор периодов.

Интервал периодов довольно широк. По W и S_p он меняется от 180 до 14 дней, по вспыхивающему индексу от 180 до нескольких дней. Можно условно выделить долгопериодические, полугодовые изменения индек-

сов (период в 180 дней), периоды средней продолжительности 90 и 120 дней и более короткие от 60 до 14 дней. Каковы физические процессы приводящие к такой сложной комбинации периодов по разным индексам в разные годы и в различных полушариях? Что бы лучше выявить основные тенденции следует применить вейвлет анализ, который позволяет определять распределение энергии переменности по всему циклу и выявляет локализацию отдельных периодов активности.

Вейвлет-анализ

В работе использовалось непрерывное вейвлет-преобразование на основе функции Морле. Это позволило выделить отдельные гармонические компоненты на разных масштабах, проследить их изменение со временем и продолжительность существования. В работе применялась программа «AutoSignal» предназначенная для обработки сигналов с применением частотно-временного (вейвлет) и Фурье анализа.

Частотно-временные вейвлет-спектры

В результате расчетов были получены матрицы коэффициентов непрерывного вейвлет преобразования, представляющие поверхности в трёхмерном пространстве. На частотно-временных спектрах гармонические компоненты сигнала видны в виде ярких пятен, вытягивающихся в полосы вдоль оси времени. Эти пятна могут иметь существенные изгибы и переходить с одного масштаба на другой, что возможно свидетельствует о том, что частота синусоидальной компоненты изменяется со временем. Если в сигнале присутствуют несколько периодических компонент с разными периодами, то на вейвлет спектре будут видны несколько горизонтальных линий расположенных друг над другом. Графически непрерывный вейвлет спектр представляется в виде поверхности двумерной B-spline интерполяции. На рис. 5 показан пример частотно-временного вейвлет спектра для индекса FI южного полушария. На приведенном рисунке хорошо просматривается динамика развития периодов как на протяжении всего цикла, так и возникающих в периоды повышенной активности. Матрица данных периодов по всему временному спектру позволяет выделить наиболее мощные периоды по каждому индексу. Результаты показаны на Рис. 6-7. На каждом рисунке погоризонтальной оси даны значения периодов в сутках. По вертикальной оси даны значения мощности периодов.

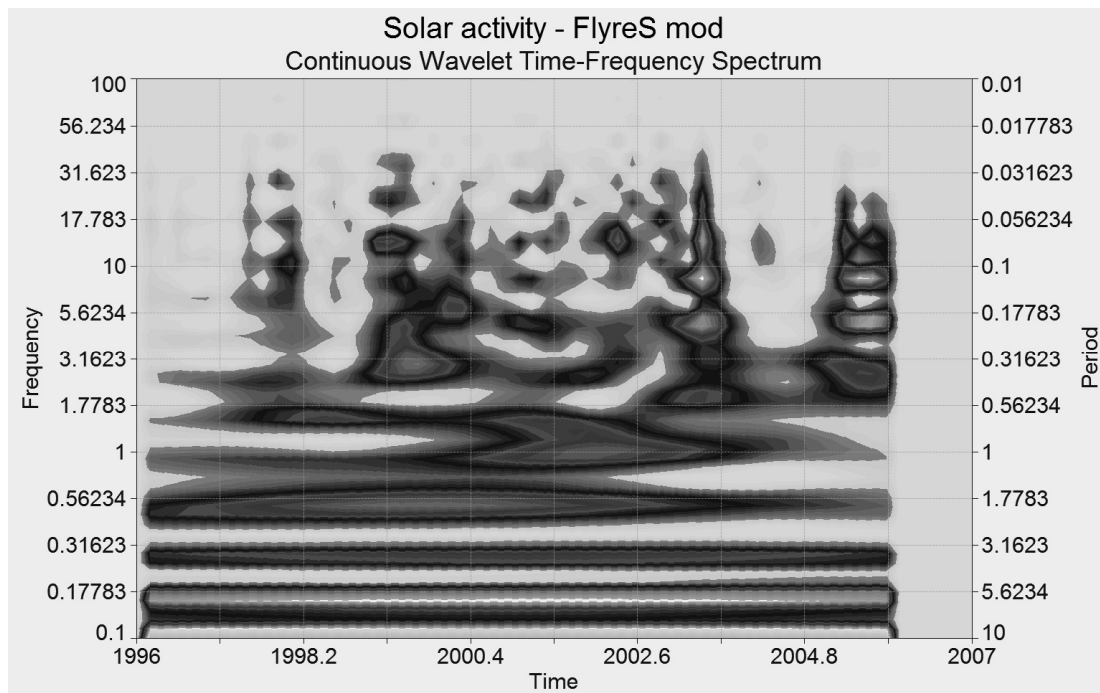


Рис. 5. Частотно-временной вейвлет спектр вспышечного индекса – FI южного полушария Солнца

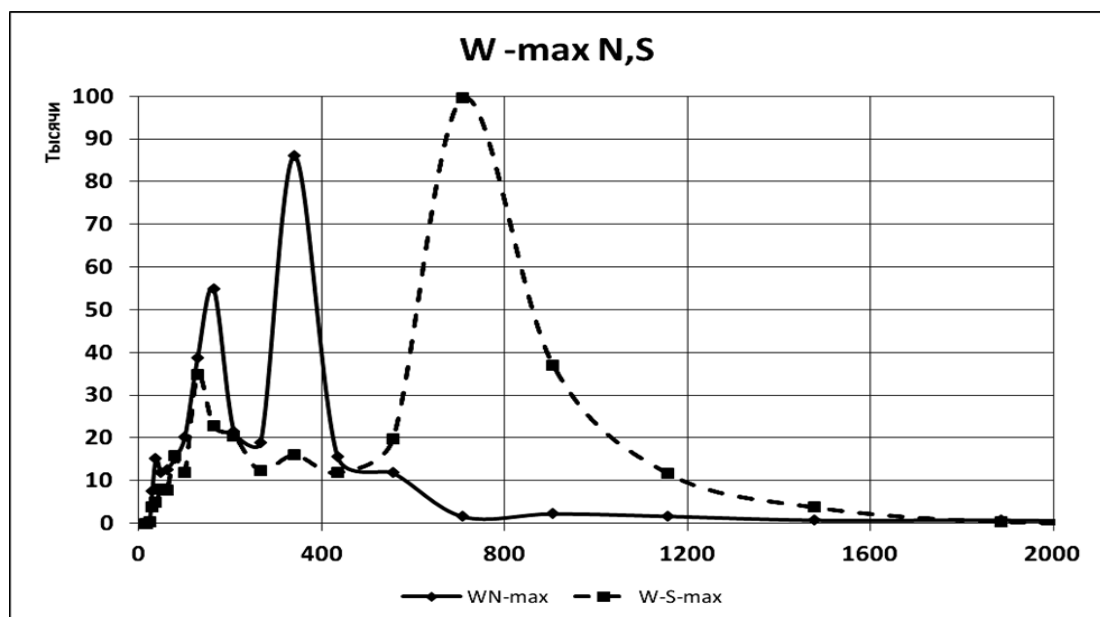


Рис. 6. Максимальные значения мощности периодов для индекса числа Вольфа – W по северному и южному полушарию Солнца.

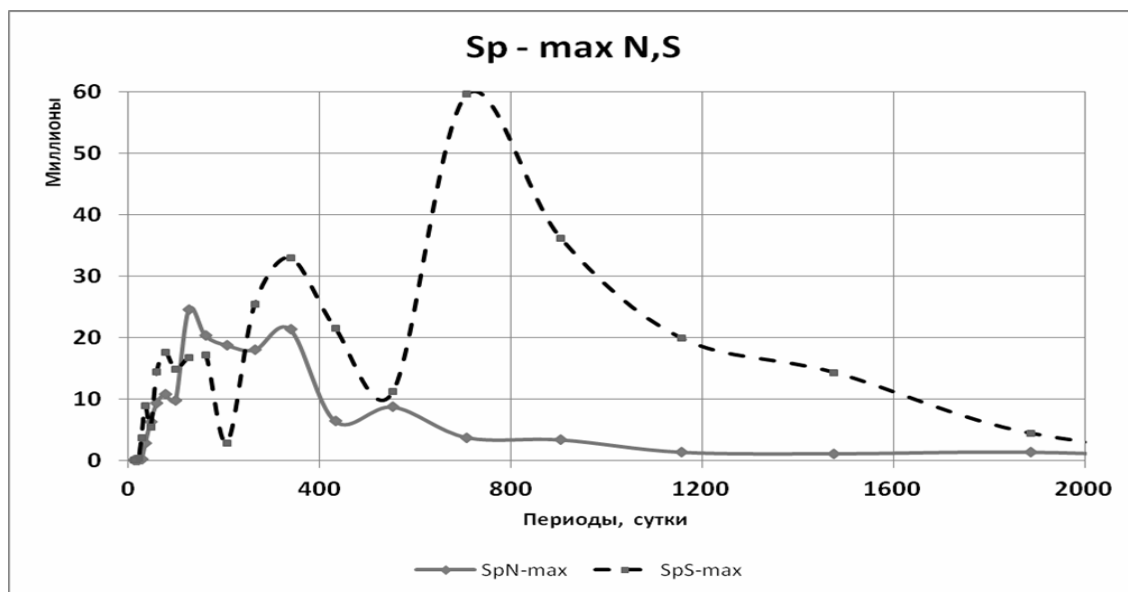


Рис. 7. Максимальные значения мощности периодов для индекса Sp по северному и южному полушарию Солнца.

Примечательным результатом данного представления является то, что по индексам W и Sp максимальная мощность в северном полушарии соответствует периодам 128 и 340 суток, а для южного полушария наиболее мощными является 709 и 340 суток. Таким образом развитие активности в северном и южном полушарии Солнца проходит на разных масштабах времени.

Для выделения более коротких периодов проводилась фильтрация долгопериодических компонент, что позволило исследовать динамику короткопериодических компонент связанных с периодом вращения Солнца на различных широтах (О-С данные). Итоговые результаты для наиболее интенсивных периодов приведены в Таблице 1. Здесь кроме величин периодов указаны время его начала, конца и максимума (с указанием интенсивности).

Из данных Таблицы 1 видно что наиболее продолжительные периоды существуют в течении всего цикла активности. Менее продолжительные периоды «работают» ограниченное время, затем диссипируют и вновь появляются в другой фазе цикла.

Выводы

- Различное проявление активности Солнца в его северном и южном полушарии является фундаментальным свойством солнечного цикла и должно быть учтено в различных моделях и прогнозировании.
- На основе анализа «трендовой» и «флуктуационной» составляющей для северного и южного полушария по различным индексам активности могут быть определены основные свойства солнечного цикла в целом.
- Основные базовые структуры в которых реализуется «флуктуационная» составляющая по различным индексам для северного и южного полушария являются комплексы активных областей – КАО и комплексы активности – КА.
- Существуют отдельные периоды, когда повышенная активность происходит в северном и южном полушарии одновременно.
- Результаты применения вейвлет анализа позволяют рассмотреть весь спектр временных изменений основных индексов активности, который показывает наличие как постоянно существующих так и эпизодически возникающих периодов на различных фазах солнечного цикла.

Таблица 1

Индекс	Период (дни)	Начало	Конец	Максимум	Интенсивность максимума
Sp N	128	2002.12	2004.7	2003.33	24 311 520
	340	1996.18	2001.31	1999.25	21 258 840
	163	2000.35	2003.83	2001.75	20 146 450
	208	2001.9	2004.99	2003.26	18 607 350
Sp N O-C	29	2002.82	2003.83	2003.5	105 905
Sp S	709	1996	2006	2000.46	59 524 080
	906	1996	2006	2001.46	36 054 440
	340	2000.35	2005.34	2002.32	32 826 780
Sp S O-C	29	2002.16	2002.89	2002.36	74 471
W N	340	1996	2002.23	1999.18	85 620
	163	1999.91	2002.82	2001.11	54 460
W N O-C	29	1999.73	2000.70	2000.08	157
W S	709	1996	2006	2000	99 523
	906	1996	2006	2001.75	37 026
	128	1997.54	2003.15	1999.73	34 430
W S O-C	29	2000.91	2002.95	2002.56	83
Fl N	37	1999.84	2000.5	2000.15	3456
	266	1998.38	2002.75	2000.35	2747
	128	1998.75	2001.46	2000.13	1767
	340	1996.91	2001.44	1999.84	1326
Fl S	29	2003.15	2003.76	2003.5	1315
	709	1996	2006	1999.67	1024
	128	1998.62	2001.13	1999.58	1043

Литература

1. М.И.Рябов, В.Н.Ишков, И.Г.Моисеев, Н.С.Нестеров, Н.Г.Серокурова. Использование данных о миллиметровом излучении локальных источников на Солнце как индикатора эволюции центра активности. «Солнечные магнитные поля и корона». Труды XIII консультативного совещания по физике Солнца, Новосибирск, 1989, стр. 239-242
2. М.И.Рябов, С.А.Лукашук «Основные свойства 23-ого цикла солнечной активности и роль комплексов активности в его развитии.», «Вісник Астрономічної школи», 2009, том 6, № 1-2, с. 167-173.
3. Ю.И.Витинский, А.И.Оль, Б.И.Сазонов «Солнце и атмосфера Земли», Гидрометеиздат. Ленинград, 1976, 352 с.
4. М.И.Рябов, С.А.Лукашук «Каталог комплексов активности на Солнце и их роль в периодических процессах солнечного цикла» Труды X-ой Международной Гамовской конференции-школы «Астрономия на стыке наук: Астрономия на стыке наук-комомикрофизика, космология и гравитация, астрофизика, радиоастрономия и астробиология», Одесса, «Астропринт, 2010, с. 180-184.
5. Рябов М.И., Лукашук С.А. Характеристики 23-ого солнечного цикла и роль комплексов активности в развитии его вспышечных проявлений// Космічна наука і технологія, 2010, Т.16, №1, с. 77-85.
6. Рябов М.И., Лукашук С.А. Комплексы активности и их роль в аномальной активности северного и южного полушария. Сб. статей «Циклы активности на Солнце и звездах». Санкт-Петербург, 2009, с. 121-135.

НАБЛЮДЕНИЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПО ДАННЫМ ПРОХОЖДЕНИЯ РАДИОВОЛН НА НАКЛОННЫХ ТРАССАХ

Кравец Р.О.

Радиоастрономический институт НАНУ

Одесса, Украина

krro@yandex.ru

ABSTRACT. We propose ionosphere disturbances registration method, which is based on the radio broadcasting signals observations. The essence of the method is that during the strong ionosphere disturbances, the radio stations signal power is greatly decreased. The advantage of the method, compare to other existing methods, is that it allow more quickly get information about ionosphere disturbances.

Основным инструментом изучения ионосферы в настоящее время является мировая сеть ионосферных станций (ионозондов). Данные, получаемые ионозондами, достаточно обширны и позволяют получить детальную картину состояния ионосферы Земли в реальном масштабе времени. Эти данные представляют большой интерес для различных служб, использующих радиосвязь, так как ионосфера оказывает значительное влияние на распространение радиоволн. Наиболее важными параметрами ионосферы являются значения критических частот различных ее слоев, и, в частности, критическая частота слоя F2. Эти частоты получают непосредственно по ионограммам как максимальные частоты, отраженные соответствующими слоями (рис.1)[1,2].

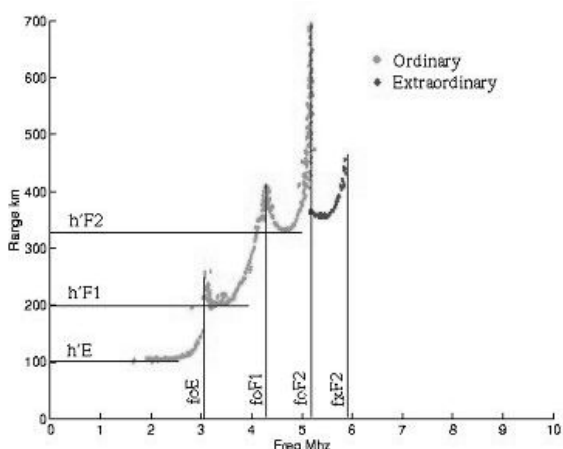


Рисунок 1. Критические частоты слоев ионосферы

Период получения ионограмм на большинстве ионозондов составляет 15 минут, что вполне достаточно для оперативного контроля ионосферных параметров. Однако, в случаях быстрых возмущений могут потребоваться более частые измерения. Практика показывает, что ионосферные возмущения могут возникать в течение нескольких минут и даже в течение нескольких секунд. Например, на следующих ионограммах (рис.2,3) видно, что даже в относительно спокойный период, состояние ионосферы за 15 минут изменяется довольно сильно. Поэтому задача более оперативного контроля состояния ионосферы достаточно актуальна.

На рис 4,5 приведены ионограммы в период сильных возмущений в ионосфере – 29 мая и 4 июня 2011 г.

Кроме ионозондов, существует ряд средств, которые, в принципе, решают эту задачу. Это, прежде всего, риометры, позволяющие довольно оперативно контролировать состояние ионосферы. Это также системы наклонного зондирования и ряд других средств. Существуют также космические средства – спутники, предназначенные для контроля потоков частиц и излучений идущих от Солнца. Однако данные, получаемые всеми этими службами не всегда достаточно оперативны и в полной мере доступны.

В связи с этим, предлагается методика, позволяющая достаточно оперативно регистрировать различные ионосферные возмущения. Данная методика основана на наблюдениях мощности сигналов радиовещательных станций и предназначена, в основном, для контроля состояния ионосферы при проведении радиоастрономических наблюдений, в частности, в дециметровом диапазоне радиоволн. Поскольку методика измерения мощности радиосигналов в радиоастрономии развита достаточно хорошо, то предлагаемая методика контроля состояния ионосферы полностью с ней согласуется.

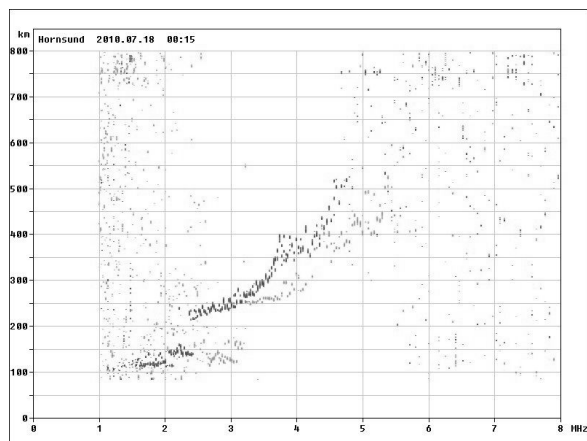


Рисунок 2. Ионограмма 18.07.2010,0.15.

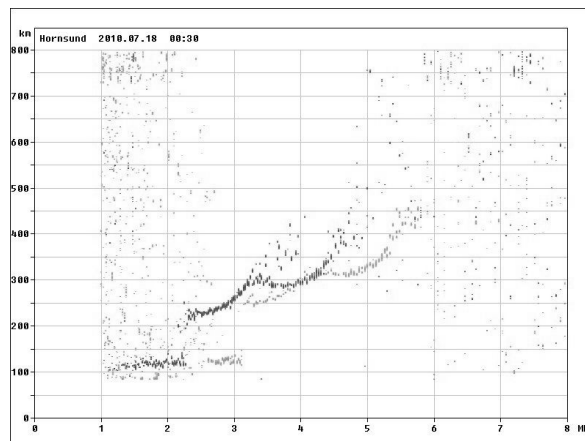


Рисунок 3. Ионограмма 18.07.2010,0.30

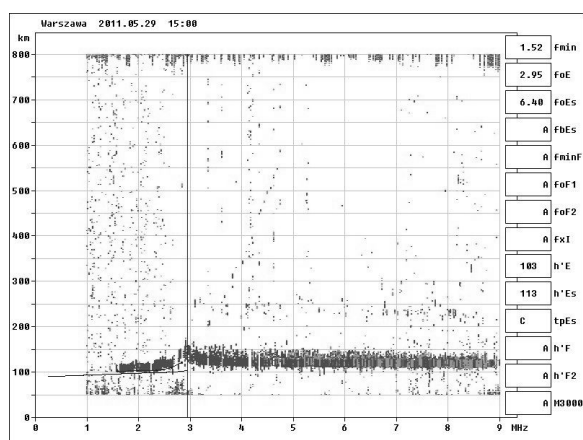


Рисунок 4. Ионограмма 29.05.2011, 14.30

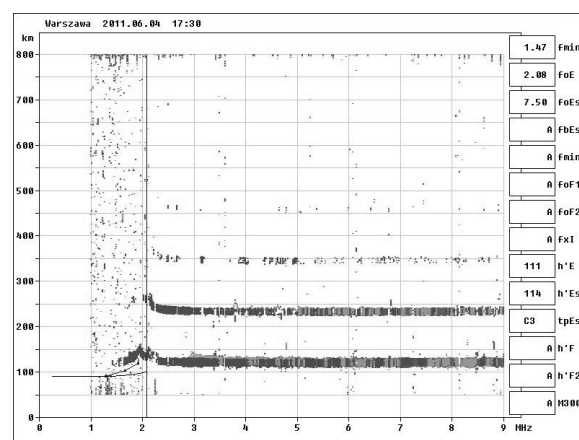


Рисунок 5. Ионограмма 4.06.2011, 17.30

Сущность предлагаемой методики заключается в том, что при возмущениях в ионосфере, ее отражающий слой в той или иной степени разрушается, и сигналы радиостанций, отраженные этим слоем, существенно уменьшаются. Регистрация этих изменений и позволяет судить о наличии или отсутствии возмущений в ионосфере. Трассы прохождения радиоволн при этом получаются наклонными, что в принципе, соответствует схеме наклонного зондирования.

Сигналы радиовещательных станций используются для изучения ионосферы достаточно давно [3,4]. Недостатки, возникающие при этом, связаны, в основном, с тем, что радиовещательные станции работают по определенной программе – включаются и выключаются в определенное время, переключают мощность, используют синхронные передатчики и т.д. Кроме того, в результате многолучевости, могут возникать фединги (уменьшения мощности принимаемого сигнала из-за противофазного сложения различных лучей).

В связи с этим, предлагается регистрировать некоторую интегральную мощность нескольких одновременно работающих радиостанций. При этом, зависимость от расписания работы какой-либо одной станции существенно уменьшается. Так, например, если регистрируется суммарная мощность пяти одновременно работающих радиостанций, то включение или выключение какой-либо одной станции изменит общую мощность всего лишь на 20%. В тоже время, ионосферное возмущение может изменить регистрируемую мощность в несколько раз.

На рис.6,7 приведены спектры диапазонов радиовещательных станций 11 и 15 МГц полученные в реальном масштабе времени. Из рисунков видно, что количество одновременно работающих станций достаточно велико, и имеется возможность выбора необходимого их числа для регистрации.

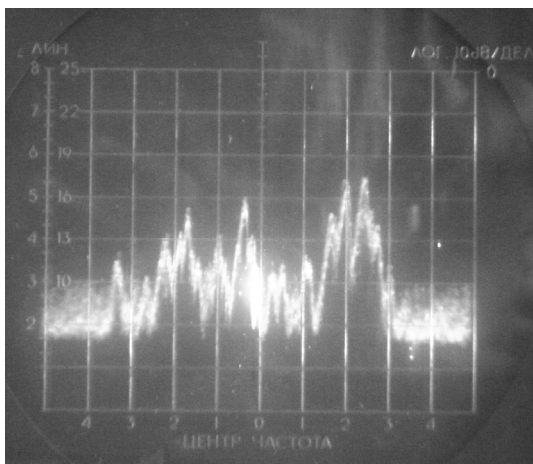


Рисунок 6. Сигналы радиовещательных станций в диапазоне 11 МГц.

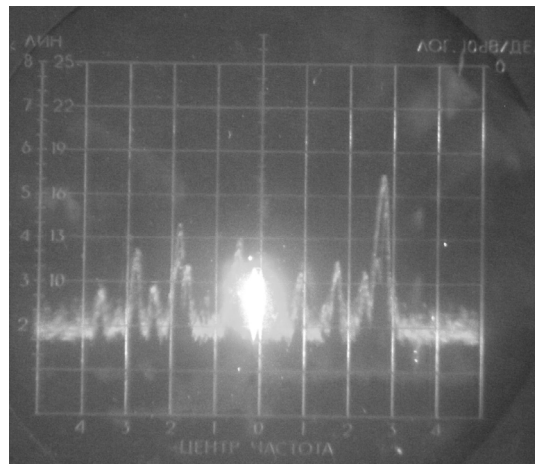


Рисунок 7. Сигналы радиовещательных станций в диапазоне 15 МГц.

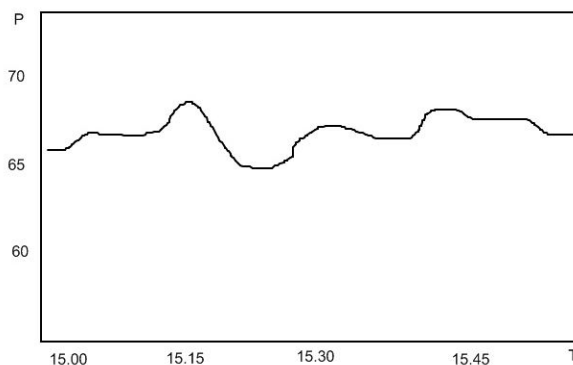


Рисунок 8. Суммарная мощность шести станций на частоте 15 МГц.

Кроме того, регистрация суммарной мощности нескольких соседних по частоте радиостанций может упростить регистрирующую аппаратуру, так как вместо традиционных узкополосных фильтров, используемых при приеме несущих частот отдельных станций возможно использование стандартных широкополосных фильтров использующихся в радиовещательных приемниках. В некоторых случаях, однако, может оказаться более эффективным суммирование мощностей сигналов станций, не расположенных рядом по частоте. Тогда понадобятся многоканальные либо быстроперестраиваемые приемные устройства.

Одним из вариантов данной методики является одновременная фиксация мощности каждой из выбранных радиостанций. Такой вариант, хотя и более сложен в реализации, является более гибким и эффективным.

На рис. 8 показан пример записи суммарной мощности шести станций на частоте 15 МГц в течение

часа. Так как запись проводилась в период отсутствия ионосферных возмущений, то существенных колебаний мощности не наблюдается.

Литература

1. DIAS: European Digital Upper Atmosphere Server. <http://www.iono.noa.gr/dias>.
2. Belehaki, A., Lj. R. Cander, B. Zolesi, J. Bremer, C. Jurén, I. Stanislawski, D. Dialetis and M. Hatzopoulos, DIAS Project: The establishment of a European digital upper atmosphere server, J. Atmos. Sol-Terr. Phys., 67(12), pp. 1092-1099, 2005.
3. Керблай Т.С., Ковалевская Е.М. О траектории коротких радиоволн в ионосфере. М., Наука, 1974.
4. Гуревич А.В., Цедилина Е.Е. Рассеяние радиоволн в ионосферных волновых каналах. Известия вузов, Радиофизика, 1976, т.19, с.43.

ВРЕМЕННОЙ СПЕКТР КОЛЕБАНИЙ УРОВНЯ ЧЕРНОГО МОРЯ И ЕГО ВОЗМОЖНАЯ СВЯЗЬ С ДИНАМИКОЙ ИЗМЕНЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ РТ-22 КРАО КАК ЭЛЕМЕНТА ЕВРОПЕЙСКОЙ ГЕОДИНАМИЧЕСКОЙ РСДБ СЕТИ

М.И.Рябов¹, А.Е.Вольвач², А.Л.Сухарев¹, А.И.Донских³, В.В.Адобовский⁴, Н.Я.Куклина⁵,
О.А.Шабалина⁵, Г.А.Губарь⁶, С.Л.Покидайло⁶

¹ Одесская обсерватория «Уран-4» Радиоастрономического института НАН Украины

² Лаборатория радиоастрономии НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория»
МОН Украины

³ Кафедра астрономии физического факультета Одесского национального
университета им.И.И.Мечникова

⁴ Одесский филиал института биологии Южных морей НАН Украины

⁵ Экспериментальное отделение Морского гидрофизического института
НАН Украины

⁶ Ялтинская Морская гидрометеорологическая станция МЧС Украины

ABSTRACT. Using the international geodynamic VLBI program during 1994-2010 years the coordinates of the station "Simeiz" are determined. The results of measuring of RT-22 Simeiz coordinates with the monthly averages of the data long-term measurements of the Black Sea level stations, located in Odessa, Ochakov, Sevastopol, Yalta and Katsively are estimated. All items of sea level measuring have a different water flow, which gives the opportunity to explore global geodynamic processes and their dependence on solar activity cycle. The spectrum of sea level variations in different points indicates the presence the periods of one to 11 and 22 years. Using wavelet analysis the periods for each level station separately are estimated.

Введение

На базе станций космической геодезии и геодинимики лаборатории радиоастрономии НИИ «КрАО» (ЛРА НИИ «КрАО») и Крымской лазерной обсерватории ГАО НАН Украины (КЛО ГАО НАНУ) создан уникальный геодинимический полигон «Симеиз-Кацивели», который объединяет все три технологии наблюдений – РСДБ станцию «Симеиз», два лазерных спутниковых дальномера, две станции радиотехнических наблюдений спутников глобальных навигацион-

ных систем и датчик уровня моря. Близкое расположение (менее чем 3 км) дает возможность контролировать их положение прямыми геодинимическими измерениями.

Все станции геодезии и геодинимики ЛРА НИИ «КрАО» и КЛО ГАО НАНУ являются интегрированными в соответствующие Международные службы. Полученные данные используются для исследования динамики Земли, разнообразных геофизических явлений, построения земной и небесной систем координат, решения задач базового координатно-временного обеспечения Украины, потребностей космической навигации.

Радиотелескоп РТ-22 расположен на берегу Черного моря, медленное и длительное изменение уровня океана может быть вызвано двойными причинами. Уровень моря повышается или понижается в связи с увеличением или уменьшением воды в нем (например, во время весенних паводков) либо за счет поднятия или опускания дна.

1. Измерение координат РСДБ станции «Симеиз»

Радиогалактики и квазары – удаленные космические объекты, исследование которых имеет

фундаментальное и прикладное значение. Мощное энерговыделение при относительно малых размерах областей делает их доступными для наблюдений на огромных космологических расстояниях, а понимание физики этих объектов позволяет уточнить представления об эволюции Вселенной.

Наблюдая предельно удаленные квазары, большая часть которых в картинной плоскости неподвижна, на миллисекундном уровне, на протяжении сотен лет, метод радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) позволяет, с точностью до длины волны, измерять расстояния между наземными пунктами, разнесенными на тысячи километров друг от друга.

По РСДБ наблюдениям на РТ-22, выполненным по международным геодинамическим программам на протяжении 1994-2010 гг., получены оценки горизонтальной и вертикальной скорости движения станции "Симеиз". Проанализировав массив из 2.7 миллионов наблюдений, определено, что станция перемещается в северо-восточном направлении с абсолютной скоростью 32.8 мм/год, а относительно Евразийской тектонической плиты – со скоростью 2.9 мм/год в том же северо-восточном направлении (рис.1). Возможные систематические эффекты были тщательно исследованы, и оценена надежность определения формальных значений ошибок.

Дополнительно исследована стабильность положения станции относительно местных маркеров.

На рис. 2-4 заметно наличие трендов и наличие периодических колебаний. При проведении соответствующих процедур интерполяции и сглаживания методом Фурье анализа временных рядов определены основные периоды динамики движения РТ-22 в исследуемом периоде времени.

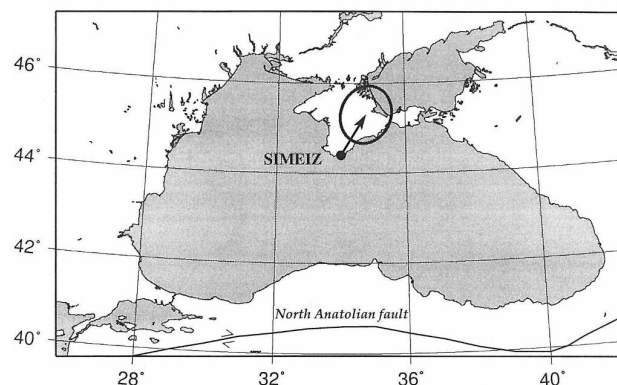


Рисунок 1. Движение станции Симеиз

На рис. 2-4 показаны частотные спектры временных изменений координат X, Y, Z положения станции Симеиз в период с 1994 по 2010 гг.

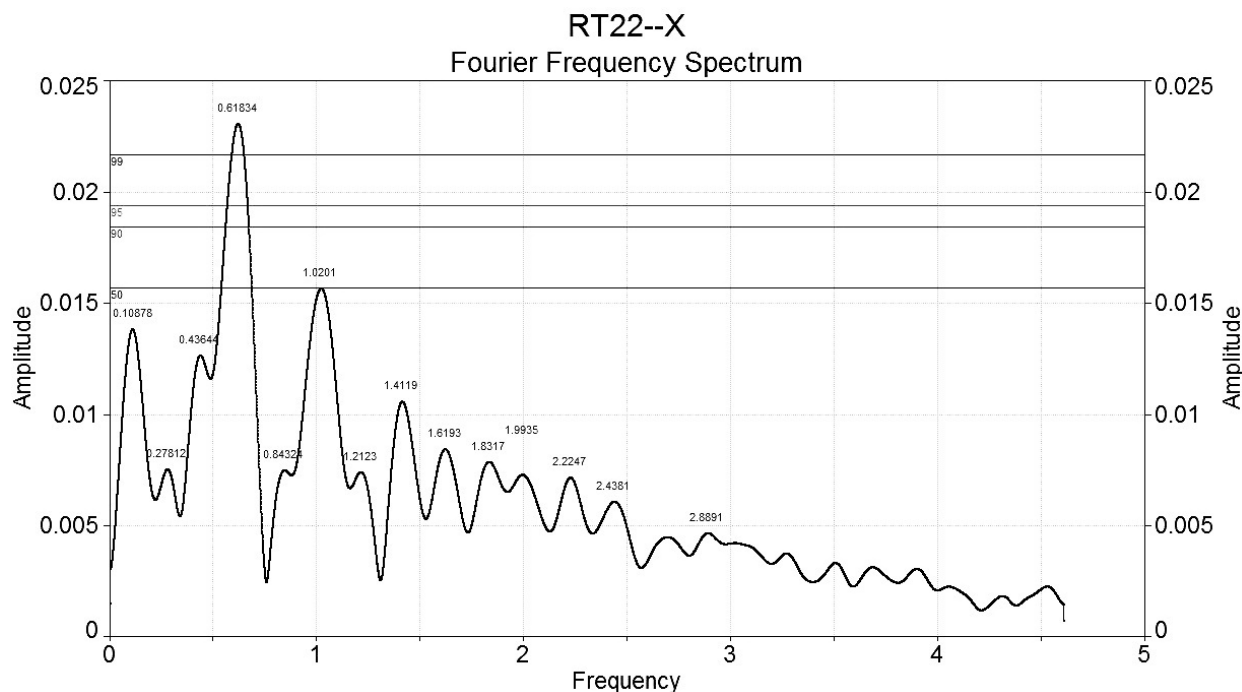


Рисунок 2. Частотный спектр изменения положения РТ-22 по координате X

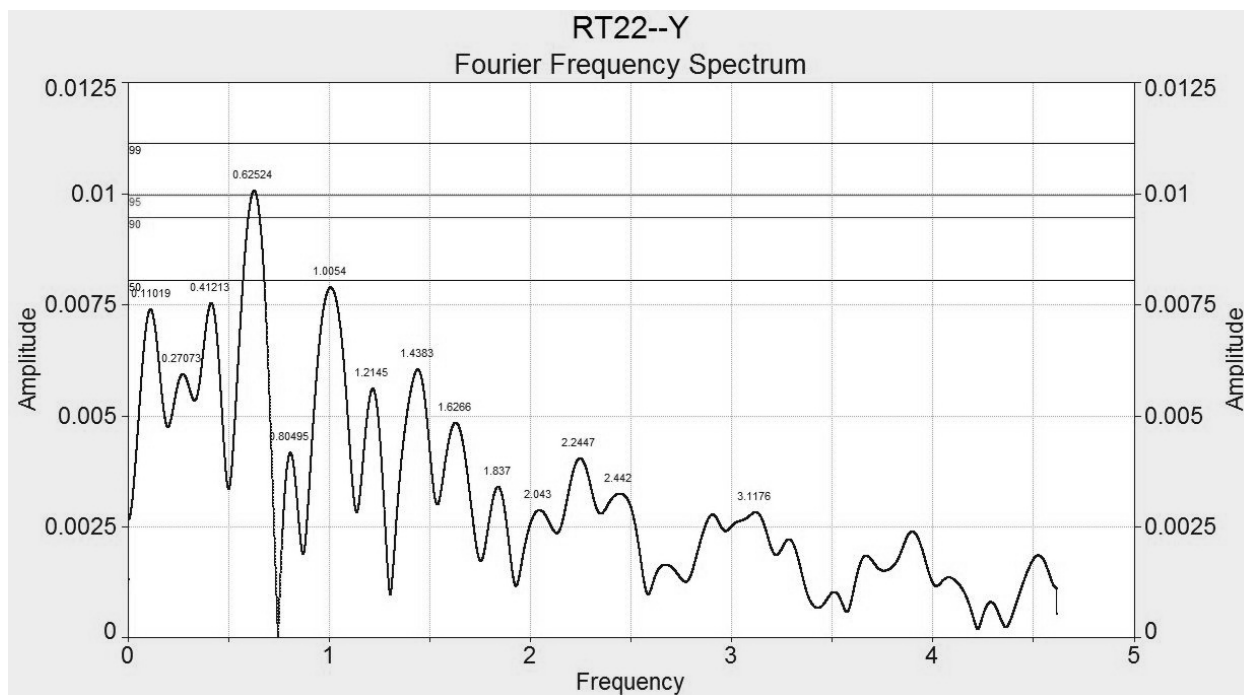


Рисунок 3. Частотный спектр изменения положения РТ-22 по координате Y

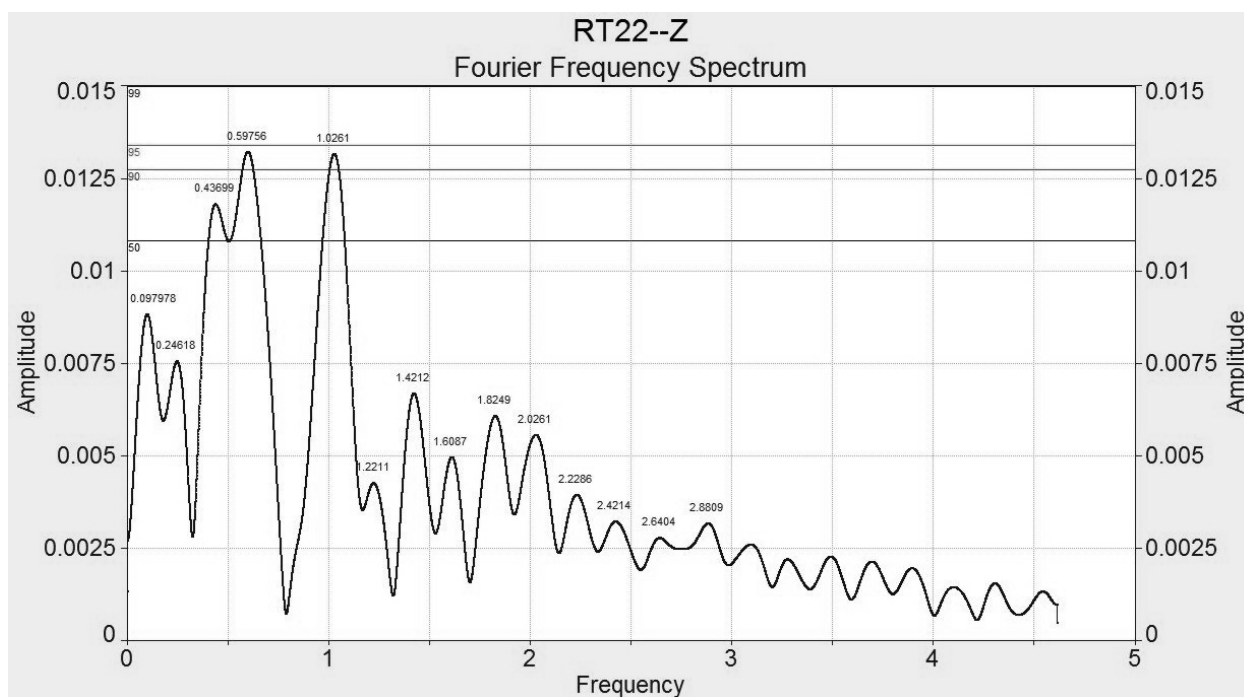


Рисунок 4. Частотный спектр изменения положения РТ-22 по координате Z

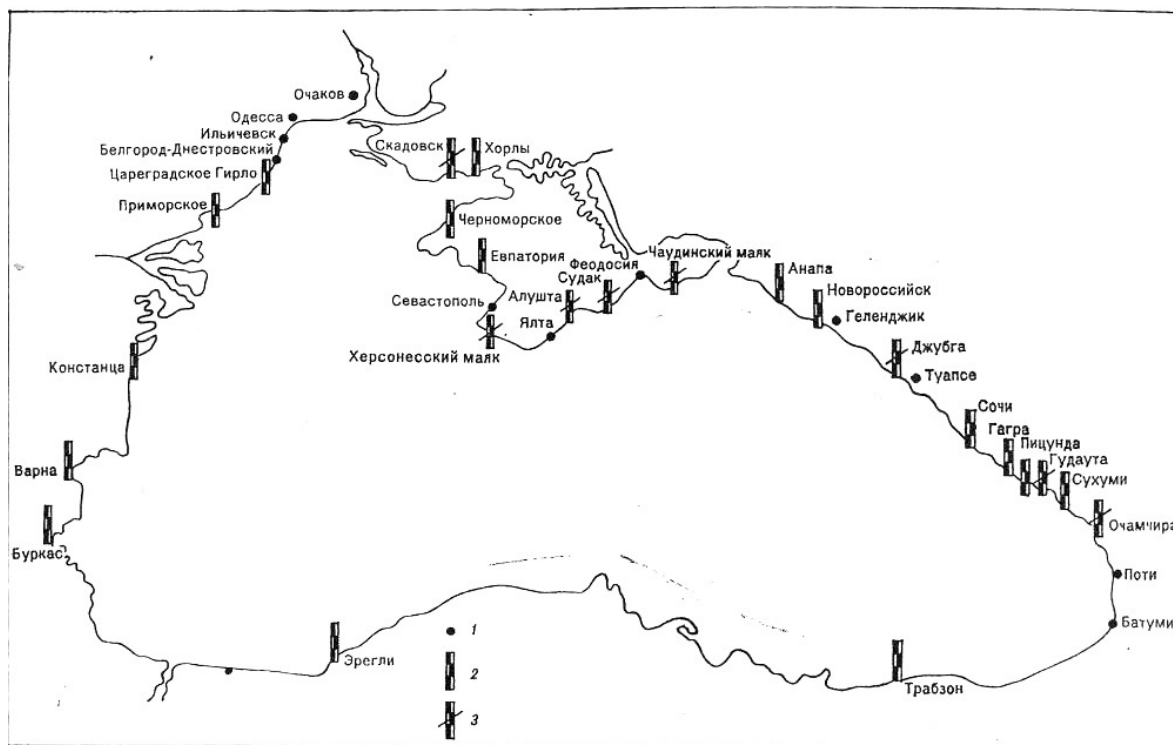


Рисунок 5. Схема расположения уровневых постов на Чёрном море

В результате проведенных расчетов отмечаются следующие особенности. По координате X максимальная амплитуда изменений приходится на частоту **0.62 (1.61 года)**, второй пик соответствует частоте **1.02 (0.97 года)**. По координате Y также основной максимум соответствует частоте **0.62**, а вторичный максимум **1.005 (0.99 года)**. Для координаты Z проявились два равных пика соответствующих частотам **0.59 (1.7 года)** и **1.02 (0.97 года)**.

2. Результаты измерений уровня моря

Традиционно, вот уже на протяжении более ста лет, уровень моря измеряется на береговых приливных станциях [1].

Уровнем моря называется высота поверхности моря, свободной от влияния ветровых волн и зыби, измеряемая относительно условного горизонта. Уровенной поверхностью называется поверхность морей и океанов, нормальная к направлению силы тяжести. Для целей данной работы использовались данные среднемесячных значений уровня моря для станций в Одессе, Очакове, Ялте и Кацивели расположенных в регионах с различным уровнем водостока.

Результаты обработки данных методом Фурье анализа временных рядов по всем исследуемым станциям приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Основные периоды изменений уровня Черного моря по уровневым станциям в Очакове, Одессе, Ялте и Кацивели.

Станция	Период (месяцы)	Величина периодограммы
Очаков (1986-2005)	6	376
	12	5000
	14	624
	17	675
	20	698
	40	743
Одесса (1945-2010)	6	146
	12	12839
	20	1799
	28	1346
	44	2851
	53	1777
	99	1761
	132	2806
Ялта (1992-2003)	6	225
	10	282
	12	1420
	14	586
	21	358
	29	643
Кацивели (1992-2009)	6	363
	12	1986
	17	594
	40	754

Исследуемые данные были различной продолжительности. Тем не менее, основной годовой период проявился по всем станциям. Наиболее интенсивным он оказался на станции Одесса. Меньшее значение периодограммы соответствует станциям в Ялте и Кацивели, как пунктов удаленных от речных стоков. В тоже время на всех станциях выделяется период в 20 месяцев. На станции Одесса, как наиболее продолжительным по измерениям обнаруживается наличие 11-летнего периода. Перспективой дальнейшего анализа является использование вейвлет анализа, который позволяет обнаружить динамику появления и изменения основных периодов. Пример эффективности этого метода продемонстрирован на Рис. 14, где показано как изменяются основные периоды на интервале времени с 1875 года по настоящее время на станции Одесса. Здесь видно наличие 11 летнего периода, годового периода и других, приведенных в Таблице 1. Однако также хорошо наблюдается «прерывание» отдельных периодов или их дрейф в сторону уменьшения или увеличения. Все эти эффекты станут предметом дальнейшего исследования по всем исследуемым станциям.

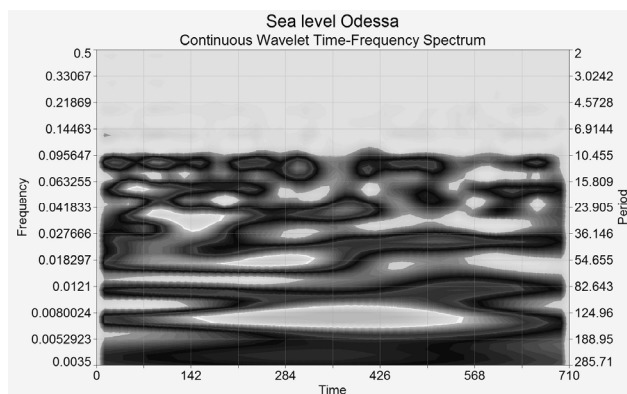


Рисунок 6. Вейвлет анализ изменения уровня моря в Одессе за период 1875-2010 гг.

Выводы

Применяемый для рассмотрения метод Фурье и вейвлет анализа исследования колебаний уровня моря и динамики движения базы РТ-22 является перспективным в связи с длительными рядами наблюдений и широким спектром колебаний. Каждый из

обнаруженных периодов колебаний уровня моря может стать основой для детального изучения основных причин сопутствующих этим колебаниям.

На основе данных обработки по станциям в Одессе, Ялте, Кацивели, и Очакове получены следующие результаты:

1. На всех станциях (в Одессе, Ялте, Кацивели и Очакове) присутствуют годовые и полугодовые компоненты. Причиной их появления является сезонная составляющая, которая связана со стоком рек в весенний и летний периоды.

2. Максимальное значение годовой и полугодовой компонент зафиксированы в Одессе и Очакове. В Ялте и Кацивели амплитуды этих компонент имеют меньшее значение. Это связано с близким расположением Одессы и Очакова к стокам крупных рек, таких как Дунай и Южный Буг.

3. Присутствие 11-летнего цикла обнаружено в данных измерений уровня моря по станции Одесса как наиболее продолжительного (1945-2010). Основная причина наличия такой периодичности связана с влиянием цикла солнечной активности на динамику атмосферной циркуляции и скорости вращения Земли.

4. Наличие циклов продолжительностью свыше года, наблюдаемых одновременно на различных станциях, может быть объяснено колебательными процессами, происходящими на разломе, который разделяет акваторию Чёрного моря на западную и восточную части.

5. Наличие периодических изменений координат базы РТ-22 с периодом около 1 года говорит о возможности прямой связи с изменениями уровня моря, а период около 2-х лет может быть обусловлен тектоническими процессами.

Литература

1. Безруков Ю.Ф. Колебания уровня и волны в Мировом океане. // Учебное пособие – Симферополь: Таврический Национальный Университет им. В.И. Вернадского, 2001. – 50с.
2. Рябов М.И., Вольвач А.Е., Адобовский В.В. и др., О зависимости геодинамических характеристик Черного Моря по данным многолетнего мониторинга изменений его уровня от фазы солнечного цикла. // Труды X Гамовской астрономической конференции-школы. – 2010. – С. 185.

ВЗАИМОСВЯЗЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ С ЛУННЫМИ И СОЛНЕЧНЫМИ ПРИЛИВАМИ

Грунская Л.В., Исакевич В.В., Ефимов В.В., Закиров А.А., Рубай Д.В.

Владимирский государственный университет
grunsk@vlsu.ru

ABSTRACT. The work is connected with experimental study of predicted theoretical possible interconnection of electromagnetic fields with gravitational tide influence (in particular moon gravitational tides) [1]. The object of the investigations is electromagnetic field in the Earth – ionosphere resonator. Our world is non-linear. Attempts to analyze complex processes in which a lot of objects of the classical spectral analysis showed its insufficiency. Detection of influence on tide processes on the Earth electromagnetism require great time series (continuous registrations for a year) and they are not stationary time processes. Using classical spectral analysis in such situation firstly isn't legal and secondly, as it turned out, doesn't allow to detect for sure the influence of the gravitational moon tides on the electromagnetic fields. There was used a method of the analysis of the latent vectors of the time series covariance matrix for exposing influence of the moon tides on E_z . The method allows to distribute an experimental signal into non-correlated periodicities. The present method is effective just in the situation when energetical deposit because of possible influence of moon tides upon the electromagnetic fields is little.

Электрические поля, не смотря на сложность систем и условий их регистрации, рассматриваются в геофизике в качестве одного из основных физических факторов взаимодействия процессов, протекающих, в том числе, и в приземном слое. Известно, что вариации электрического поля приземного слоя, вызванные геофизическими процессами, в отличие, в частности, от магнитных, могут испытывать изменения, до порядков величин превышающие фоновые [1]. Одна из задач данных исследований связана с оценкой среднего значения амплитуды напряженности вертикальной составляющей электрического поля приземного слоя атмосферы на известных частотах приливов. Такая задача решается с

помощью методов спектрального оценивания с использованием больших временных рядов (годы непрерывных регистраций), так как мы имеем дело с частотным диапазоном $10^{-5} - 10^{-7}$ Гц и необходимой разрешающей способностью $10^{-7} - 10^{-9}$ Гц. Основной задачей является обнаружение воздействия лунных гравитационных приливов на электрическое поле пограничного слоя атмосферы.

Создана система многоканального синхронного мониторинга электрического поля на разнесенных в пространстве станциях: физический экспериментальный полигон ВлГУ, 2 станции на оз. Байкал Института солнечно-земной физики СО РАН, станция в п. Паратунка (Камчатка) Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН, станция в г. Обнинск на базе научно-производственного объединения «Тайфун» [3]. Сформированы базы экспериментальных данных по разнесенным в пространстве станциям. Все указанные станции оснащены аналоговыми датчиками электрического поля разработки ВлГУ. В настоящее время разработан и создан цифровой электростатический флюксметр, диапазон измерения ± 10000 В/м, точность измерения 2 В/м. На датчик получено авторское свидетельство.

Разработана модель проникновения электрического поля, возникающего на уровне ионосферы под действием лунно-солнечных приливов, в приземный слой атмосферы с учетом конечной и бесконечной проводимости земной коры [2]. Получены теоретические оценки воздействия приливных сил на вертикальную составляющую электрического поля приземного слоя атмосферы, подтвержденные в ходе экспериментальных исследований. Адекватность разработанной модели экспериментальным данным доказана при корреляционно-спектральной обработке результатов мониторинга электрического поля приземного слоя атмосферы по разнесенным в пространстве станциям.

Наблюдается хорошее совпадение модельных оценок амплитуд электрического поля на частотах солнечных приливов (S1, S2, S3, S4, K1, P1) с экспериментальными оценками по разнесенным в пространстве станциям с датчиками ВЛГУ и Гидрометеорологической службы. Модельная оценка амплитуды E_z на частотах солнечных приливов составляет $E_z \cong (10 - 15)$ В/м, экспериментальная оценка в пределах: $E_z \cong (5 - 20)$ В/м. Отношение сигнал/шум на частотах солнечных приливов составило (3-6). Спектральный анализ E_z поля приземного слоя атмосферы на частотах лунных приливов (2N2, M2, M1, O1, L2) по разнесенным в пространстве станциям дал оценку амплитуды электрического поля на частотах лунных приливов в пределах: $E_z \cong (0,5 - 6)$ В/м (модельная оценка $E_z \cong (0,3 - 1)$ В/м). Отношение сигнал/шум на частотах лунных гравитационных приливов составило (0,4 - 2,7), что явно недостаточно для достоверного выделения воздействия лунных приливов [4,5].

На рис.1 представлены спектры электрического поля вблизи частот солнечного (S1) и лунного (M2) приливов.

Сравнение полученных оценок амплитуд электрического поля на частотах приливов по станциям ВЛГУ, ГГО и Гидрометеорологической службы показывает их хорошую сопоставимость и одинаковый порядок результатов с полученными теоретическими оценками. Исследования показали, что проявление приливов в электромагнитном поле носит не синусоидальный, а полигармонический характер с взаимными модуляциями (суточными, годовыми). Достоверное обнаружение таких процессов невозможно с помощью классического спектрального анализа.

Спектральный анализ временных рядов электрического поля приземного слоя атмосферы не позволил достоверно выделить влияние лунных приливов на электрическое и геомагнитное поле, что привело к необходимости проведения исследований структуры сигналов в спектральной и временной областях с помощью разрабатываемого программно-аналитического комплекса на базе метода собственных векторов корреляционных матриц временных рядов. Разработан программно – аналитический комплекс для исследования структуры

сигналов в спектральной и временной областях, вызванных геофизическими процессами [4,5,6].

Использование метода собственных векторов не исключает использования спектрального анализа или каких-либо других методов, но они используются не в отношении исходного временного ряда, а применительно к независимым друг от друга собственным векторам, каждый из которых несет свою информацию. Использование метода спектрального анализа собственных векторов в многолетних временных рядах вертикальной составляющей электрического поля показало его эффективность для выявления периодических составляющих с относительным энергетическим вкладом вплоть до 10^{-4} . Новизна разработанного метода состоит в том, что спектральному анализу подвергается не сам исходный временной ряд, а его собственные вектора, на которые он раскладывается, что позволяет применить спектральный анализ к отдельным некоррелированным составляющим временного ряда, связанным с определенными физическими процессами.

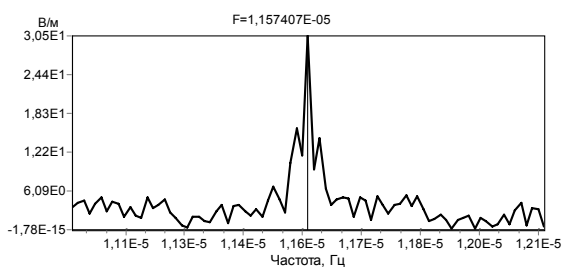
На рисунке 2 приведены примеры спектрального анализа собственных векторов лунных приливов и результат спектрального анализа собственных векторов для солнечного (S1) и лунного (M2) приливов.

Отношение максимального значения амплитудного спектра у отобранных собственных векторов к его среднему значению для компоненты E_z при выделении периодов, соответствующих солнечным и лунным приливам для станций с большим временем мониторинга (Воейково, Верхняя Дуброва, Душети) составляет в среднем 267, а для станций полигона ВЛГУ, Байкала и Обнинска составляет в среднем 179.

Использование метода спектрального анализа собственных векторов в многолетних временных рядах вертикальной составляющей электрического поля показало его эффективность для выявления периодических составляющих, связанных с лунными приливами.

Выдвинута и подтверждена гипотеза о преимуществе спектрального анализа собственных векторов ковариационной матрицы временного ряда перед непосредственным спектральным анализом временного ряда при выявлении периодических составляющих временных рядов.

Станция Байкал, 2007-2008.



Станция Владимир, 2004-2009.

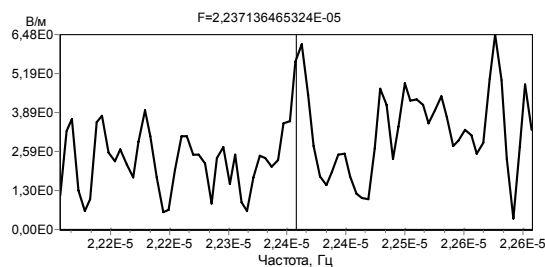


Рисунок 1. Спектральный анализ электрического поля пограничного слоя атмосферы на частотах солнечного (S1) и лунного (M2) приливов

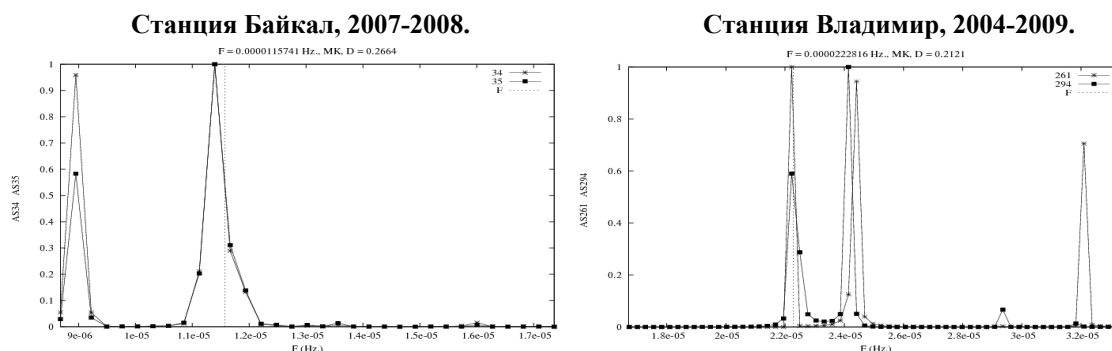


Рисунок 2. Спектральный анализ собственных векторов для солнечного (S1) и лунного (M2) приливов по результатам анализа электрического поля пограничного слоя атмосферы

Работа проводится при поддержке ФЦП № 09-05-99015, 11-05-97518, Программы Минобразования № 2.1.1/11281, гранта РФФИ № 11-05-97518.

Литература

1. L.V.Grunskaya, V.A.Efimov, V.V.Isakevich, A.A.Zakirov: 2009, *AIP Conf. Proc.*, 455-462.
2. L.V.Grunskaya, V.N.Morozov, V.A.Efimov, A.A.Zakirov: 2010, *Russian Phys. J.*, **53**, No.1, 23-28.
3. L.V.Grunskaya: 2010, *The estimation of the parameters of the atmosphere surface boundary layer electrical field on the base of the method of correlative receiving*, Vladimir State University, 123 p., ISBN 978-5-9984-0054-4.
4. L.V.Grunskaya, V.N.Morozov: 2005, *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Fiz.*, No. 8, 33-39.
5. V.V.Isakevich, L.V.Grunskaya, D.V.Isakevich, L.T.Sushkova, A.S.Batin: 2010, The functional models of purposeful natural phenomena sign search in the covariance matrix eigenvectors of time series, Nonlinear world, *Radio Engeneering*, No.10, p.651-657, Moscow.
6. V.A.Efimov: 2010, Digital electrostatic fluxmeter, *Biomedical electronics*, No. 7, p. 58-64, Moscow.

УДК 521.322:523.31-852, 551.510.535

КЛАСТЕРНЫЙ АНАЛИЗ БАЗЫ ДАННЫХ ПАРАМЕТРОВ ОРБИТ ИСЗ

Л.С.Шакун, Н.И.Кошкин

Астрономическая обсерватория ОНУ им. И.И.Мечникова, Одесса, Украина
leonidserg08@yandex.ru, nikkoshkin@yahoo.com

ABSTRACT. Cluster analysis of database of orbit parameters of artificial satellites. *L.Shakun, N.Koshkin.* The relational base of orbital parameters of near-Earth space objects (SO) is created. For 2007 it is led correlative and cluster analysis on variations of values B^* for 4.5 thousand of low-Earth orbit (LEO) objects. Clusters LEO with similar character of atmospheric drag are selected.

Введение

Наличие собственного обширного каталога или доступ к иному открытому и обновляемому каталогу параметров орбит ИСЗ позволяет осуществлять глобальный мониторинг нейтральной составляющей атмосферы на высоте от 300 до 1000 км по торможению спутников. Украина не располагает собственным достаточным каталогом параметров орбит ИСЗ для решения такой задачи. В свободном доступе таких каталогов тоже нет, но ограниченный доступ к действительно актуальному каталогу параметров спутниковых орбит «Норад» (объединённая система аэрокосмической обороны США и Канады) позволяет продемонстрировать возможности и методику анализа подобных баз данных. Данный каталог ежедневно публикует параметры орбиты более 10000 космических объектов (КО). Распространение этой информации происходит через сеть Интернет в виде текстовых файлов (см., например, <http://www.celestrak.com/NORAD/elements/>), обновляемых иногда несколько раз в сутки. Каждый текстовый файл содержит элементы орбиты большинства каталожных КО, полученные накануне. Орбитальные параметры ИСЗ в каталоге принято распространять в виде списка двухстрочных наборов элементов TLE [1]. Такой формат представления информации удобен для применения, но неудобен для ретроспективного анализа. Основными недостатками такого способа хранения информации являются сложность извлечения исторических данных по интересующему объекту, а также контроль уникальности данных внутри каталога. Для решения

этих и ряда других задач нами была разработана реляционная база данных.

Структура базы данных

Для сокращения времени для реализации реляционной базы данных параметров орбит ИСЗ была выбрана программа Microsoft Access. Эта программа обладает простым и удобным интерфейсом для разработки баз данных. Она широко известна и существует обширный круг людей умеющих работать с этой базой данных.

Каждый набор элементов орбиты TLE описывает промежуточную орбиту одного ИСЗ в соответствии с моделью SGP4/SDP4 [2]. В силу этого структура базы данных элементов орбиты ИСЗ (рис. 1) была выбрана в значительной степени в соответствии с форматом TLE.

Как видно из рисунка 1 для хранения элементов орбиты ИСЗ используется три таблицы.

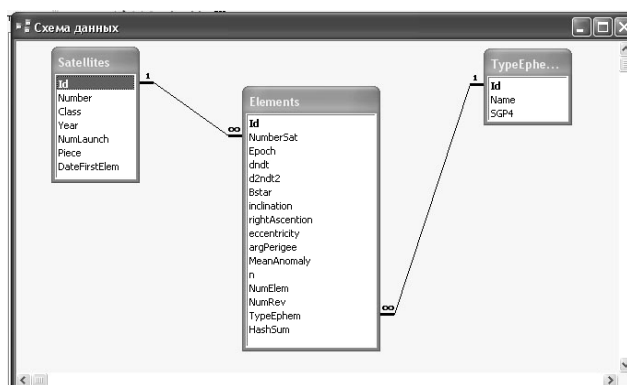


Рис. 1. Структура хранения данных параметров орбит ИСЗ в базе данных Access.

В таблице “Satellites” хранится перечень всех КО, когда либо сопровождавшихся и представленных в каталоге с 2005 года. Эта таблица содержит

внутренний уникальный номер спутника в нашей базе данных “Id”. Далее содержится уникальный номер объекта по каталогу «Норад» – “Number” и международный номер спутника в полях “Year”, “NumLaunch”, “Piece”. Представлена также эпоха первого набора элементов.

Таблица “Elements” хранит элементы орбит всех КО. Список полей таблицы эквивалентен полям двухстрочных элементов. Для указания формата используется поле “TypeEphem”. Поле таблицы “TypeEphem” может совпадать с обозначениями принятыми в каталоге «Норад», а может содержать и другие значения для обеспечения возможности хранения в этой базе данных элементов орбиты отличающихся от них. Например, эта база данных может хранить оскулирующие элементы орбиты КО или элементы других промежуточных орбит КО, чей перечень элементов совместим со списком элементов орбиты модели SGP4/SDP4.

Элементы орбиты в формате TLE часто обновляются, при этом они бывают действительно новыми, а иногда имеют минимальные различия в одной цифре или же совершенно не различаются. Эффективно проконтролировать уникальность всех полей таблицы “Elements” средствами программы Access невозможно. Поэтому для каждого набора элементов вычисляется контрольная сумма “HashSum”, которая с очень высокой вероятностью позволяет контролировать уникальность набора элементов орбиты ИСЗ.

Основные возможности реляционной базы данных элементов орбиты КО

Разработанная база данных элементов орбит КО позволяет извлекать, редактировать и добавлять данные в базу путём использования реляционных запросов на языке SQL. Запросы могут быть созданы средствами Microsoft Access или средствами других программ. Результаты запросов могут возвращаться в среду Microsoft Access, Microsoft Excel, Matlab, текстовый файл и т.д.

Нами разработана программа и система SQL запросов, позволяющих импортировать данные элементов орбит, список новых объектов из файлов, распространяемых в формате TLE. При этом в момент импорта происходит контроль уникальности элементов орбиты КО с целью недопущения дублирования данных. Разработана также программа, позволяющая осуществлять экспорт отобранных из базы данных элементов орбит КО в текстовые файлы, структурированные как двухстрочные элементы в формате TLE.

Для периода с марта 2005 года по июнь 2011 года наша база содержит около 30 млн. элементов орбит КО для более чем 13 тыс. объектов. Поиск и отбор объектов, их классификация по элементам орбиты в реальном времени отнимают нерационально много времени поэтому были разработаны запросы, рассчитывающие средние элементы КО на некоторый интервал, например, на год. Результаты этих запросов регулярно обновляются и хранятся в базе данных. Это

позволяет быстро извлекать наборы средних элементов и классифицировать КО по параметрам орбиты.

Распределение количества элементов орбит КО по годам можно увидеть в таблице 1. Основное количество архивных элементов орбиты приходится на 2005-2011 года. Видно, что количество объектов с 2005 по 2011 год неуклонно росло в основном за счёт роста числа осколков развалившихся ИСЗ.

Таблица 1. Распределение количества наборов элементов орбит в базе данных по годам.

Год	Кол. элементов орбит КО за год	Год	Кол. элементов орбит КО за год
2005	3012440	2009	5161416
2006	3901811	2010	5144625
2007	4418015	2011	3445324
2008	4309455		

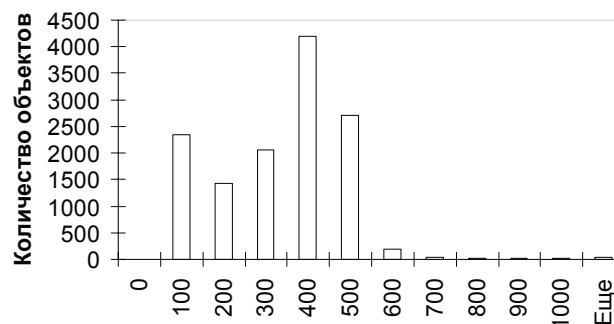


Рис. 2. Распределения количества объектов от среднего количества элементов орбиты за год

На рисунке 2 представлена гистограмма количества объектов в базе данных от среднего числа наборов параметров орбиты в течение года в период с 2005 по 2011 год. Видно, что характерное число новых наборов элементов орбиты для одного КО в год колеблется от 100 до 600, что соответствует обновлению элементов от одного раза в 3 дня до 2 раз в день.

Анализ движения ИСЗ в 2007 году

Нейтральная составляющая атмосферы на высотах до 1000 км над поверхностью земли оказывает тормозящий эффект на ИСЗ, движущиеся на этих высотах. В модели SGP4 параметр орбиты, отвечающий за учёт тормозящего влияния атмосферы, называется B^* . Ранее было нами показано [3], что для ряда ИСЗ, находящихся на орбитах близких к круговым, изменение параметра B^* хорошо коррелирует с индексом солнечной активности (F10.7). В тоже время было выявлено ряд КО на орбитах сходных с предыдущей группой, для которых изменение параметра B^* плохо коррелирует с индексами солнечной и геомагнитной активности. Причины такого поведения могут быть разными и

вызваны, например, особенностями формы КО и его вращения или характерными особенностями орбитальных параметров. Таким образом, возникает задача выявления групп КО, у которых зависимости изменения параметра торможения со временем сходны между собой.

Другая важная задача, требующая сортировки спутников по сходству их торможения, вызвана задачей оценки плотности нейтральной составляющей по известному параметру торможения ИСЗ V^* . Параметр V^* зависит не только от плотности атмосферы, но и от площади поперечного сечения, массы и баллистического коэффициента спутника. Существует очень незначительное количество спутников, для которых сечение постоянно, а баллистический коэффициент известен или может быть рассчитан теоретически. Масса спутника так же далеко не всегда известна. Для спутников с постоянной площадью сечения, известной массой и баллистическим коэффициентом, плотность атмосферы можно определять абсолютным методом. Для других спутников, чьи параметры неизвестны или могут изменяться со временем, необходимо контролировать их свойства через эталонные спутники, чьи характеристики известны хорошо. Таким образом, кластеризация спутников по сходству торможения может дать предварительные результаты для выбора семейств ИСЗ для относительной оценки плотности атмосферы.

Для выявления групп спутников со сходным характером торможения нами был выбран период с 1 января 2007 года по 31 декабря 2007 года. Из базы данных были отобраны все элементы орбиты для КО удовлетворяющих следующим условиям:

- В 2007 году КО имеет высоту перигея ниже 1000 км.
- КО не был запущен в 2007 году.
- Количество оценок параметров орбиты превышает количество дней в году, или, что тоже самое, среднее время между обновлениями элементов орбиты меньше суток.
- У КО параметр V^* изменяется в течение года.
- Объект не упал в первой половине 2007 года.

Этим условиям удовлетворило 4688 объектов. Очевидно, обработать такое количество объектов вручную не представляется возможным. Поэтому нами был разработан метод кластеризации объектов.

Корреляционный анализ изменения торможения

Наиболее естественным параметром, характеризующим меру сходства двух отдельно взятых КО по их торможению, является коэффициент корреляции двух временных рядов параметра V^* , полученных в рамках модели SGP4.

Элементы орбит представлены в каталоге на момент прохождения КО восходящего узла орбиты и уточняются (обновляются) с некоторой не строгой периодичностью. Таким образом, для каждого КО значения параметра V^* приводятся на различные моменты времени и с различной периодичностью. Более того, регулярно встречаются случаи когда на

значительном промежутке времени (порядка нескольких дней) элементы орбиты могут вообще не обновляться. Для расчёта коэффициента корреляции необходимо сформировать пары параметров V^* , отнесённые к одному и тому же моменту времени.

Для решения этой задачи для временного ряда каждого спутника отдельно вычислялись дистанции во времени между двумя соседними оценками элементов орбиты КО. Затем для сетки значений промежутков времени 0, 0.01, 0.02, ..., 5 суток вычислялась вероятность, что дистанция между соседними оценками параметров орбиты меньше заданного. Таким образом, задавая вероятность иметь дистанцию меньше заданной можно получить оценку времени дискретизации временной шкалы для каждого КО отдельно. Далее для каждой пары объектов выбиралась наибольшая оценка времени дискретизации и вся шкала времени дискретизировалась с выбранным шагом для обоих спутников. Внутри каждого дискретного интервала значения параметра V^* усреднялись. Если для хотя бы одного спутника на дискретном интервале отсутствовали оценки параметра V^* , то пара отбрасывалась. Для приведенных ниже примеров, вероятность иметь дистанцию меньше заданной, выбиралась равной 0,5. По нашему мнению, это компромиссное значение между излишней дискретизацией временной шкалы и излишним заглаживанием колебаний вариаций торможения спутника в результате усреднения параметра V^* .

Теперь коэффициенты корреляции легко могут быть рассчитаны по хорошо известной формуле

$$\rho_{jk} = \frac{\sum_i (B_{ij} - \bar{B}_j)(B_{ik} - \bar{B}_k)}{\sqrt{\sum_i (B_{ij} - \bar{B}_j)^2 \sum_i (B_{ik} - \bar{B}_k)^2}}, \quad (1)$$

где $\bar{B}_j = \frac{\sum_{i=1}^N B_{ij}}{N}$ – среднее значение параметра V^* .

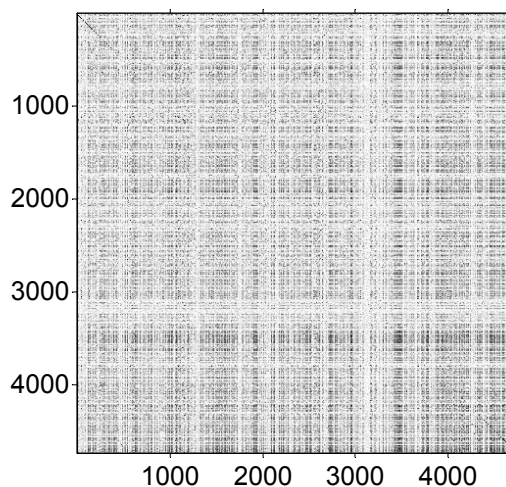


Рис. 3. Корреляционная матрица параметров V^* для всех объектов (для 2007 года). Чёрным цветом показаны коэффициенты корреляции большие 0,5.

Как видно (рис. 3) существует достаточно большое множество объектов, у которых наблюдаются похожие изменения параметра B^* со временем. Для формирования групп КО похожих в этом смысле друг на друга применим кластерный анализ.

Кластерный анализ изменения торможения ИСЗ

Для реализации кластерного анализа необходимо ввести пространство, метрику и расстояние в пространстве объектов. Следует ожидать, что объекты, имеющие сходные изменения параметра B^* со временем, будут иметь близкие значения коэффициентов корреляции со всеми объектами. Иначе говоря, строки корреляционной матрицы на рис. 3 будут похожи друг на друга. В этом случае норма разности между строками будет характеризовать расстояние между объектами. Однако выбор базиса из объектов представляется не лучшим в виду его неортогональности и неортонормированности. Кроме того плотность вероятности коэффициента корреляции заметно отличается от плотности вероятности нормального распределения. Поэтому введём величину y определяемую как

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+\rho}{1-\rho} \right). \quad (2)$$

Плотность вероятности величины y совпадает с плотностью вероятности нормального распределения [4].

Для расчёта ортогонального ортонормированного базиса рассчитаем спектр собственных значений матрицы y_{jk} (рис. 4). На рисунке приведены первые 110 наибольших по абсолютному значению собственных чисел.

Спектр собственных значений быстро переходит к шумовому характеру. Для большинства прикладных задач можно ограничиться двадцатью первыми собственными значениями. Однако сейчас мы возьмём 100 собственных значений и для них рассчитаем собственные вектора, которые создадут 100 мерный ортогональный ортонормированный базис в пространстве коэффициентов корреляции.

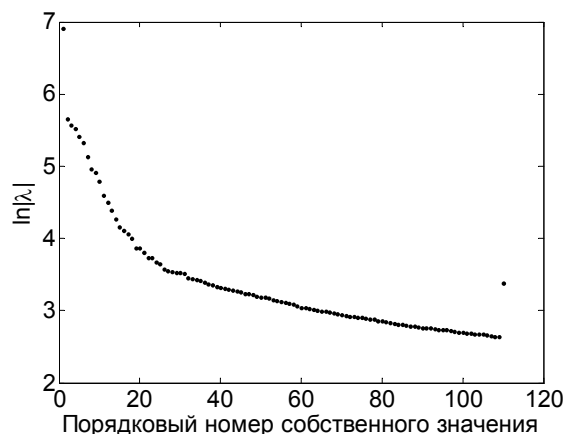


Рис. 4. Спектр 110 наибольших по абсолютному значению собственных чисел корреляционной матрицы y_{jk} .

Тогда координаты каждого объекта в пространстве собственных векторов определяются как

$$C_{jq} = \sum_k y_{jk} V_{kq}, \quad (3)$$

где V_{kq} – собственные вектора.

Для формирования кластеров воспользуемся методом Варда [5]. На рисунке 5 представлена дендрограмма распределения 30 кластеров. Как видно дерево кластеров хорошо сбалансировано. Сделаем теперь переупорядочивание объектов в соответствии с кластерным анализом, в результате которого корреляционная матрица принимает новый вид (рис. 6). Хорошо просматривается лучшая структурированность матрицы, чем на рисунке 3. Это свидетельствует о правильности формирования кластеров. Следует ожидать, что у объектов принадлежащих одному кластеру будет наблюдаться большее сходство в изменениях параметров B^* от времени, чем у объектов принадлежащих двум разным кластерам.

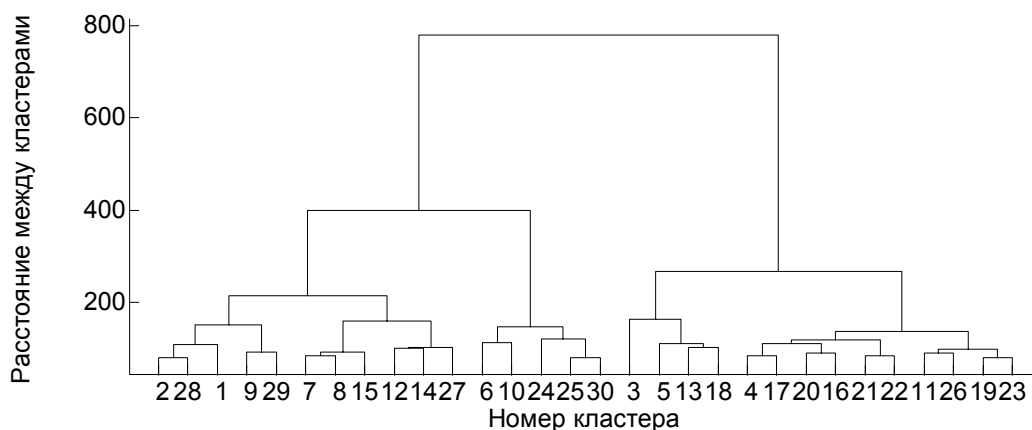


Рис. 5. Дендрограмма распределения и родственности кластеров.

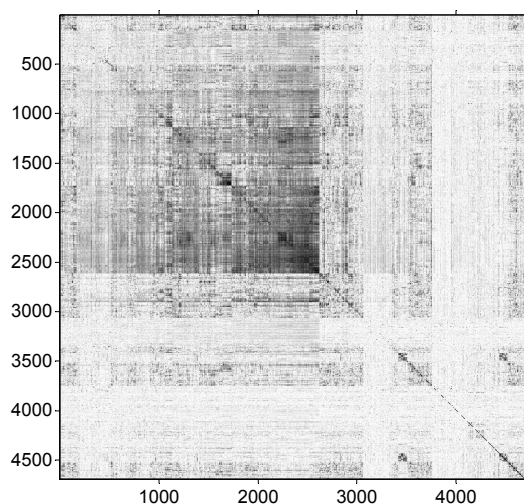


Рис. 6. Корреляционная матрица переупорядоченная в соответствии с кластерным анализом и дендрограммой на рис. 5.

Наконец продемонстрируем распределение количества КО в разных кластерах при общем количестве кластеров равном 200 (рис. 7).

Проанализируем распределение орбитальных параметров КА, входящих в один кластер. Как правило это слабо эллиптические орбиты. Однако, во многих кластерах присутствуют и заметно эксцентричные орбиты. Для наглядного сопоставления между собой формы орбит в разных кластерах отсортируем высоты перигеев орбит внутри кластера и будем последовательно располагать номера КО во всех кластерах по оси абсцисс (рис. 8). В этом случае резкое снижение высоты перигея служит точкой разграничивающей кластеры. Для простоты рассмотрим разбиение на 30 кластеров. Видно, что почти все кластеры включают орбиты с широким набором высот перигея – от минимальной до 1000 км.

Если на этом же графике изобразить соответствующие высоты апогеев орбит, то получим представление и о форме орбит. Некоторые большие кластеры явно включают орбиты разного свойства, то есть, возможно, являются эклектичными и требуется их дальнейшее деление на классы.

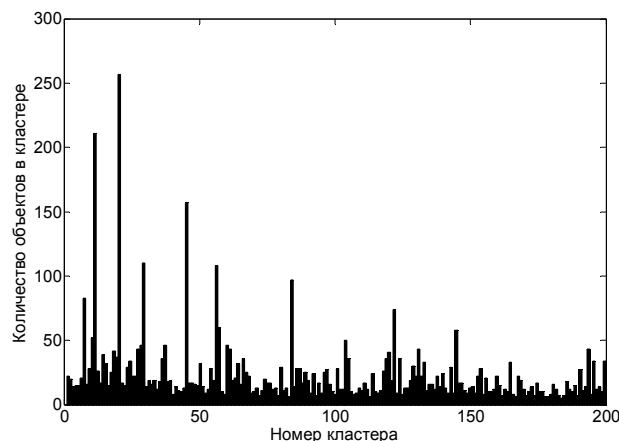


Рис. 7. Распределение количества объектов от номера кластера.

Для того чтобы оценить пользу от проделанной работы по кластеризации рассмотрим несколько видов поведения V^* со временем для больших кластеров.

Разные КО в кластере демонстрируют синхронное изменение V^* со временем, при этом наблюдаются как быстрые колебания так и их низкочастотная модуляция разного характера. Это может быть отражением глобальных колебательных изменений плотности верхней атмосферы. Однако, прежде эти эффекты необходимо отделить от периодического изменения параметров самой орбиты КА и ее ориентации относительно приливных и термических структур в атмосфере.

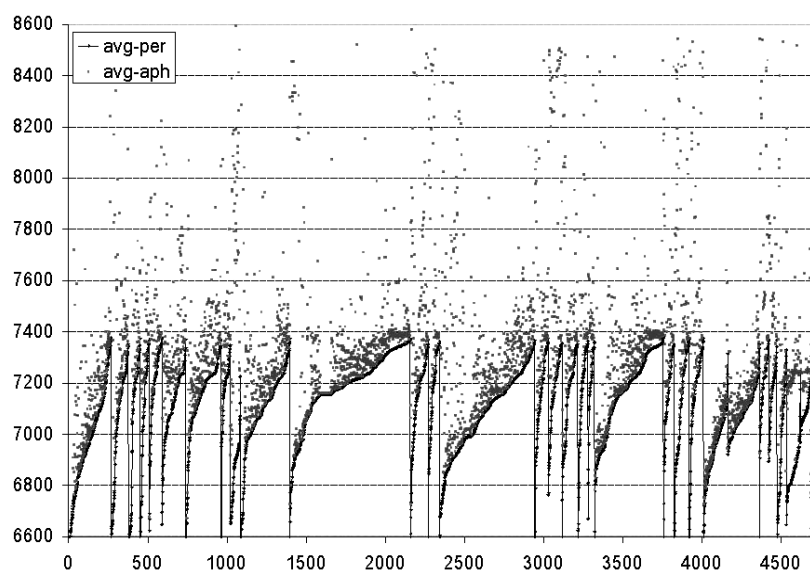


Рис. 8. Распределение высот перигеев и апогеев в 30 кластерах.

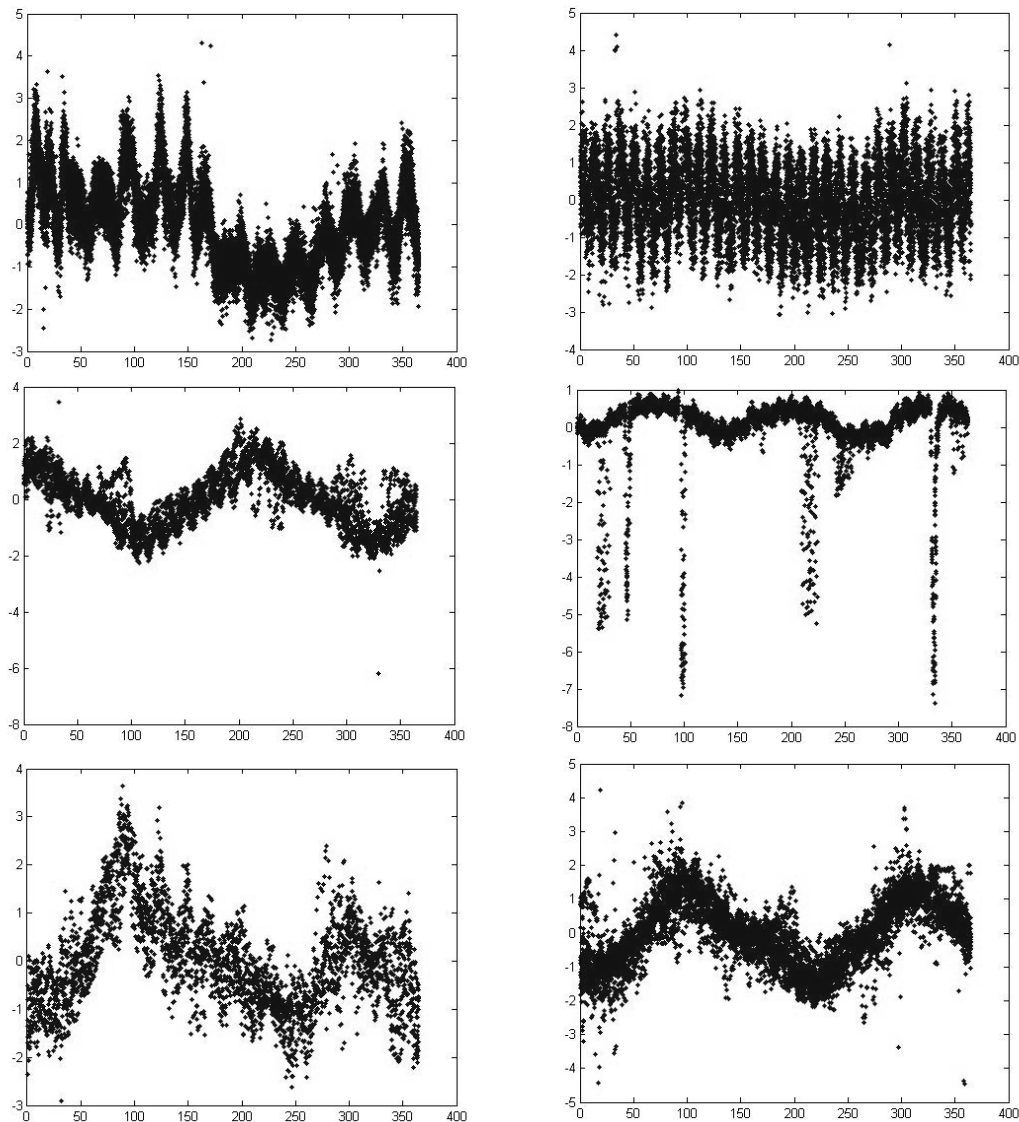


Рис. 9. Наложение графиков изменения V^* со временем для всех КО в отдельных кластерах.

Заключение

На основе собственных наблюдательных данных и доступных каталогов орбит ИСЗ сформирована значительная база орбитальных данных, которая может быть полезна для развития теории движения ИСЗ под влиянием сопротивления атмосферы. В результате проделанного корреляционного и кластерного анализа характера изменения баллистического параметра V^* со временем у более чем четырех тысяч космических объектов на низких околоземных орбитах выявлены большие группы КО, с подобным характером изменения этой величины внутри группы и существенно различным видом этого изменения от группы к группе. Этот факт требует дальнейшего осмысления и анализа на новом наблюдательном материале. Отметим, что сделанное нами сопоставление вариаций плотности атмосферы, полученных на основе измерений торможения для ряда КО на разных орбитах, и “теоретических” вариаций плотности вдоль тех же орбит полученных для модели MSISE-2000, показывает значительные

отличия и снижает доверие к модели. С другой стороны, мы не нашли заметной корреляции между реальными вариациями скорости торможения ряда КО и циклическим изменением положения их орбит по отношению к Солнцу и Луне, как источникам приливных эффектов в атмосфере.

Литература

1. <http://www.celestrak.com/NORAD/documentation/tle-fmt.asp>
2. <http://www.celestrak.com/publications/AIAA/20066753/AIAA-2006-6753.pdf>
3. N.Koshkin at all. *Sun and Geosphere*. – 2006. – Vol.1(2). – P. 46–49. (http://www.shao.az/SG/v1n2/SG_v1_No2_2006-pp-46-49.pdf)
4. Г.Корн и Т.Корн. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М., Наука, 1978. 832 с.
5. Ward J.H. Hierarchical grouping to optimize an objective function. *J. Am. Statist. Assoc.*, 1963, vol. 58, pp. 236-244.

СРАВНИТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КОМПОНЕНТОВ В ПАРАХ IIIb-III ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ УРАН-2

А.И.Браженко¹, В.Н.Мельник², А.А.Коноваленко², В.В.Доровский²,
Р.В.Ващишин¹, А.В.Французенко¹, Г.Рукер³

¹ Полтавская гравиметрическая обсерватория ИГФ НАН Украины, Полтава, Украина
brazhai@gmail.com

² Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков, Украина

³ Институт космических исследований, Грац, Австрия

ABSTRACT. In this paper we analyze the properties of type IIIb and type III bursts in IIIb-III pairs observed by radio telescope URAN-2 at frequencies 16-32 MHz. We discuss pro and contra of harmonic phenomenon of decimeter IIIb-III pairs.

Введение

Известно, что всплески III типа иногда встречаются в виде пар, связанных гармонически. Отношение их частот, зарегистрированных в один и тот же момент времени, находится примерно в отношении 2:1 (согласно [1] это отношение изменяется в пределах от 1.6 до 2.0 со средним значением 1.8). Считается, что всплески пары генерируются на первой и второй гармониках местной плазменной частоты.

Всплески IIIb типа отличаются от обычных всплесков III типа тем, что они имеют тонкую частотную структуру в виде узкополосных *stria*-всплесков. Довольно часто они также наблюдаются в парах с обычными всплесками III типа. Со времени первых наблюдений таких пар [2] возник вопрос, связаны ли они гармонически или это последовательность двух компонентов одного всплеска-предвсплеска и самого всплеска III типа [3, 4, 5]. В пользу гармонической связи говорит близкое к 2 отношение их частот в один и тот же момент времени. Однако существенное различие длительностей, наличие тонкой структуры в виде *stria* у всплесков типа IIIb и её отсутствие у обычных всплесков III типа, ставят под сомнение наличие гармонической связи в паре этих всплесков. Прояснить вопрос о гармонической связи в паре всплесков IIIb-III типа может исследование их поляризационных характеристик. Излучение первой и второй гармоники имеют различную степень поляризации [6].

У первой гармоники она высокая, а у второй низкая. Измерения степени поляризации пары всплесков IIIb-

III типа ранее выполнялись, но носили скорее оценочный характер [4, 7], либо были единичными [8].

В представленной работе исследуются свойства пар всплесков IIIb-III типа на частотах 16-32 МГц, которые наблюдались на радиотелескопе УРАН-2 в апреле и июне 2011 года. Мы анализируем длительности, скорость дрейфа, отношение частот в один и тот же момент времени и степень круговой поляризации всплесков пар IIIb-III типа.

Наблюдения

Пары всплесков IIIb-III типов наблюдались в апреле и июне 2011 г. на радиотелескопе УРАН-2 расположенного вблизи Полтавы (координаты 49°37'49"С.Ш., 34°49'34"В.Д) [9]. Его антенная решётка состоит из 512 кросс-диполей, ориентированных под углом 45° к меридиану. Луч антенны на 25 МГц имеет размеры 3,5°×7°. Наблюдения проводились в непрерывной полосе частот 16-32 МГц с помощью цифрового широкополосного спектрометра DSPz с частотным и временным разрешением 4 кГц и 100 мс соответственно.

В периоды наблюдений, 1-7 апреля и 3-6 июня 2011 г. на диске Солнца одновременно находились несколько активных областей, поэтому связать активность в декаметровом диапазоне с какой-то определённой группой пятен затруднительно. Отметим, однако, что максимальное количество пар IIIb-III всплесков в апреле наблюдалось во время, когда группы NOAA1180 и NOAA1183 располагались в 40°-50° западнее центрального меридиана. Вероятно, во время июньских наблюдений активность в декаметровом диапазоне связана также с прохождением по диску Солнца групп NOAA1225 и NOAA1229. Во время июньских наблюдений они поочерёдно находились на долготах 40°-50° в западной части диска Солнца.

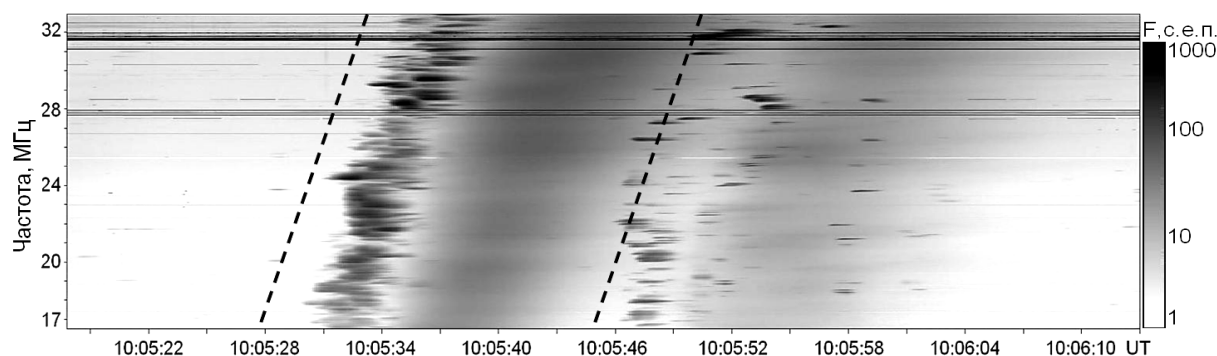


Рисунок 1. Пример типичной пары всплесков IIIb-III типа (выделено пунктиром), зарегистрированной 05.06.2011 г. на радиотелескопе УРАН-2.

Нами было проанализировано 143 пары всплесков IIIb-III типа в апреле и 106 пар в июне. Для анализа выбирались пары, в которых оба компонента отчётливо наблюдались в диапазоне частот 16-32 МГц. Излучение всплесков всех пар имело правую круговую поляризацию. Фрагмент наблюдений на радиотелескопе УРАН-2 в июне 2011 г. с типичной парой всплесков IIIb-III типа, приведен на Рис. 1.

Измерение параметров всплесков IIIb-III пар проводился на частотах 16, 20, 24, 28 и 32 МГц. Для каждого всплеска в этих точках определялись: плотность потока, длительность, скорость дрейфа между соседними анализируемыми частотами и степень круговой поляризации.

Анализ данных показывает, что параметры всплесков пар IIIb-III типа, наблюдавшихся с временным интервалом в два месяца, отличались незначительно. Особенно это касается параметров всплесков IIIb типа. Усреднённые за каждый день наблюдений значения параметров всплесков IIIb типа в апрельских и июньских наблюдениях на всех частотах фактически совпали. На Рис. 2 приведены характерные для наших наблюдений частотные зависимости длительности, скорости дрейфа и поляризации всплесков пар IIIb-III типа для 3 апреля и 5 июня 2011 года. Видно убывание длительности всплесков III типа с ростом частоты (Рис. 2a). Длительность этих всплесков на разных частотах в различные дни наблюдений имела значения от 5 до 12 с. В апреле всплески III типа на каждой из частот имели длительность в среднем на 1.5 с больше. Длительность всплесков IIIb типа показывает малую тенденцию к уменьшению с

частотой, а их значения фактически одинаковы для апреля и июня и изменяется в пределах 0.8-2 с на разных частотах для разных дней наблюдений.

Скорость дрейфа растёт с частотой у обоих компонентов пары всплесков IIIb-III типа (Рис. 2b) примерно одинаково. В наших наблюдениях скорость дрейфа всплесков III типа составила от 2 до 4 МГц/с. Всплески IIIb типа дрейфовали с большей скоростью. Их скорость дрейфа имела значения в интервале 3-6 МГц/с. Эти значения хорошо согласуются с результатами предыдущих исследований [2, 3, 6, 8].

Средние значения степени круговой поляризации всплесков III типа в паре всплесков IIIb-III типа в апреле и июне на всех частотах фактически совпали и изменялись с частотой незначительно, проявляя слабый тренд убывания с ростом частоты (Рис. 2c). Средняя степень поляризации всплесков III типа на различных частотах изменялась от 7% до 17%. Поляризация всплесков IIIb типа значительно больше. На разных частотах её средние значения изменялись в пределах 50-70%, медленно уменьшаясь с ростом частот.

В дни с максимальным количеством всплесков апрельской и июньской сессий наблюдений, а именно 3 апреля – 44 пары, и 5 июня – 41 пара, были измерены частоты максимумов интенсивности всплесков III типа – f_{III} в момент максимумов интенсивности всплесков IIIb типа на частоте 16 МГц – f_{IIIb} . Мы получили отношения частот f_{III}/f_{IIIb} в один и тот же момент времени равные 1.94 и 1.93 в апреле и июне соответственно.

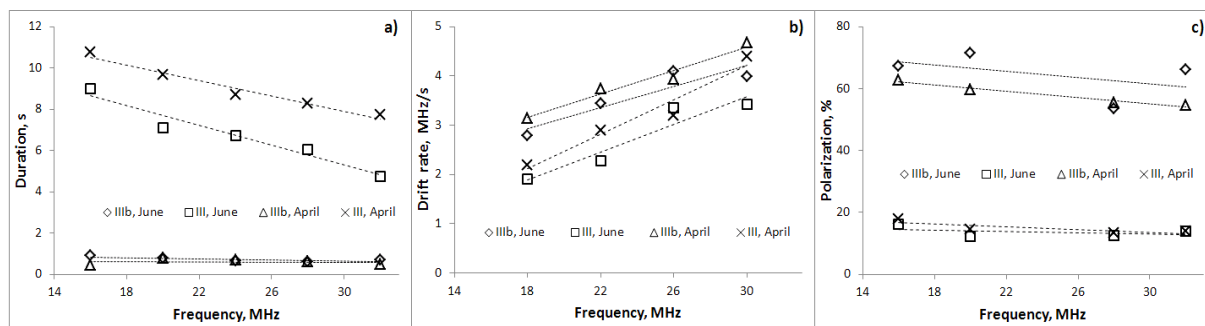


Рисунок 2. Частотная зависимость параметров всплесков пар IIIb-III типа на различных частотах 3 апреля и 5 июня 2011 г.

Обсуждение

Исходя из предполагаемого плазменного механизма генерации пар всплесков типа IIIb-III, очень трудно объяснить большую разницу длительностей компонентов гармонической пары, отличающихся по нашим измерениям почти в восемь раз. Подвергает сомнению гармоническую связь компонентов пары этих всплесков также отсутствие у типичных всплесков III типа тонкой структуры аналогичной *stria*.

Большие различия длительностей компонентов исследуемых пар, скорее всего, объясняются тем, что при анализе обычно берётся длительность одной полоски-*stria*, в то время как всплеск IIIb, как правило, состоит из разнесённых по времени и частоте элементов: расщеплённые пары, триплеты и другие комбинации *stria*. Суммарная их длительность не уступает длительности всплесков III типа основной гармонике (Рис.1). Относительно частотно-временной структуризации всплесков III типа нужно сказать, что такие всплески изредка встречаются [8]. По нашим данным степень поляризации таких всплесков небольшая и соответствует излучению второй гармонике.

В пользу гармонической связи пар всплесков IIIb-III типа говорит следующее. Первое – в наших наблюдениях соотношение частот в данный момент времени всплесков пары IIIb-III типа составило 1.9, что очень близко к 2. Второе – максимальное количество пар всплесков IIIb-III типа наблюдалось тогда, когда ответственные за активность в радиодиапазоне группы NOAA1178, NOAA1183 и NOAA1225 находились в западной части диска Солнца на долготах 40°-50°. В эти же дни регистрировались наибольшие значения степени поляризации всплесков. В случае плазменного механизма генерации излучения всплесков пар IIIb-III типа, диаграмма направленности излучения первой гармонике в основном ориентирована в направлении движения электронов, в то время как диаграмма направленности второй гармонике преимущественно имеет направление под прямым углом к распространению пучка. Одновременно первая и вторая гармоника могут наблюдаться при направлении распространения электронов около 40-50 градусов к лучу зрения, то есть, когда активные области находятся в 40-50 градусах от центрального меридиана. И, наконец, третье – наблюдаемая нами высокая степень поляризации ≈50% всплесков IIIb типа, бесспорно, указывает на то, что это излучение первой гармонике. Поляризация второго компонента пары – всплеска III типа ≈10% соответствует степени поляризации излучения второй гармонике. Таким образом, результаты наших наблюдений указывают на гармоническую связь компонентов пар IIIb-III типа.

Однако для окончательного решения вопроса о гармонической связи всплесков в парах IIIb-III типа, на наш взгляд, необходимо продолжение, как наблюдений, так и теоретических исследований.

Благодарности. Работа частично была проведена в рамках проекта "SOLSPANET" (номер FP7-PEOPLE-2010-IRSES-269299).

Литература

1. S.Suzuki, G.A.Dulk: 1985, Bursts of type III and type V, In: Ed(s). D.J. McLean, N.R. Labrum, Solar Radiophysics / Cambridge University Press, Cambridge, p.289.
2. G.R.A.Ellis, P.M.McCulloch: 1967, Aust. J. Phys., vol.20, p.583.
3. E.P.Abranin, L.L.Bazelyan, Ya.G.Tsybko: 1984, Solar Physics, vol.91, p.377.
4. J.delaNoë, A.Boischot: 1972, Astron. & Astrophys., vol.20, p.55.
5. V.Krishan, K.R.Subramanian, CH.V.Sastry: 1980, Solar Physics, vol.66, p.347.
6. D.B.Melrose: 1985, Plasma emission mechanism, In: Ed(s). D.J. McLean, N.R. Labrum, Solar Radiophysics / Cambridge University Press, Cambridge, p.177.
7. J.delaNoë: 1975, Astron. & Astrophys., vol.43, p.201.
8. T.Takakura, S.Yousef: 1975, Solar Physics, vol.40, p.421.
9. A.I.Brazhenko, et all: 2005, Kinematics and Physics of Celestial Bodies Suppl. Ser., vol.21, No.5, p.43.
10. V.N.Mel'nik, et all: 2005, Astronomical and Astrophysical Transactions, vol.24, No.5, p.391.

НАБЛЮДЕНИЕ ДВУХ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАСС 7 АПРЕЛЯ 2011 НА УРАН-2

В.Н.Мельник¹, А.И.Браженко², А.А.Коноваленко¹, В.В.Доровский¹,
Р.В.Ващишин², А.В.Французенко², М.Панченко³, Г.Рукер³

¹ Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков, Украина
melnik@ri.kharkov.ua

² Полтавская гравиметрическая обсерватория ИГФ НАН Украины, Полтава, Украина

³ Институт космических исследований, Грац, Австрия

ABSTRACT. Two CME's (coronal mass ejection) were registered by SOHO and STEREO on April 2, 2011. The results of observations obtained by radio telescope URAN-2 of different CME manifestations in radio emission at decameter wavelengths are discussed in this paper. Particularly it is reported about registration of new type of fine structure of type II bursts.

Мы вступили в новый 24 цикл солнечной активности. Весной этого произошло несколько мощных вспышек и сопровождавших их выбросы корональных масс (CME). Известно, что корональные выбросы масс на декаметровых волнах проявляется в виде таких явлений как группы всплесков III типа, всплесков II типа, всплесков IV типа, крупномасштабных всплесков в поглощении, различных типов всплесков, которые являются тонкой структурой всплесков II и IV типов, таких как фибер-всплески, зебра-всплески, всплески IIIb типа, спайки, субвсплески в виде ёлочной структуры всплесков II типа [1]. Эти явления появляются во время не всех CME, а в зависимости, по-видимому, от его мощности, скорости, массы вещества, заключённого в нем. Немаловажным также является то, под каким углом наблюдается корональный выброс масс с Земли.

В данной работе представлены результаты наблюдений, проведенных на радиотелескопе УРАН-2 [2] 7 апреля 2011 г. Благодаря новой регистрирующей аппаратуре DSPz, а также тому, что радиотелескоп позволяет регистрировать и поляризацию принимаемого радиоизлучения удалось получить характеристики ранее неизвестного радиоизлучения, которое сопровождает корональные выбросы масс.

7 апреля 2011 г. во время наблюдений на радиотелескопе УРАН-2 с 6:15 по 13:50 на Солнце произошло два корональных выброса масс – одно началось по данным SOHO и STEREO в 7:09, а второе – в 11:16.

Первый выброс был инициирован активной областью NOAA1183, которая находилась в 60° к западу от центрального меридиана. Скорость выброса из этой активной области с учётом её положения имеет среднее значение около 500 км/с на расстояниях 3-5R_☉. Активная область, явившаяся инициатором более быстрого коронального выброса масс, произошедшего в 11:09, находилась за лимбом приблизительно в 45° от его края. Подтверждением этого является регистрация радиоизлучения в соответствующее время на STEREO A и отсутствие такового в записях на STEREO B. Линейная средняя скорость этого выброса достигает значений 1000 км/с. Отметим, что оба выброса с удалением от Солнца ускорялись.

Что касается радиопроявлений этих выбросов, то здесь были получены следующие результаты. С первым выбросом связана начавшаяся в 10:51 группа всплесков III типа с длительностью около 15 с, имеющих необычную скорость дрейфа, от 0.4 до 3.2 МГц/с (Рис.1). Уменьшение скорости дрейфа происходит очень плавно и значительно быстрее, чем у обычных всплесков III типа [3]. Перед этими всплесками III типа, повторяя их форму, идут короткие всплески типа IIIb с большей скоростью дрейфа. Эту группу всплесков можно интерпретировать как излучение высоких магнитных арок.

Вспышка над активной областью NOAA1178 произошла между 11:16 и 11:26. С выбросом, инициированной этой вспышкой, связано три всплеска II типа. Начало первого всплеска II типа приходится на 11:22, а конец 11:42 (Рис.2). Практически одновременно с ним начался и всплеск IV типа, который продолжался в течение полутора часов. Его максимальный поток составлял около 10² с.е.п., а поляризация была довольно высокой 20-40% [4]. Скорость частотного дрейфа первого всплеска II типа невелика, 10 кГц/с, что соответствует линейной скорости 300 км/с.

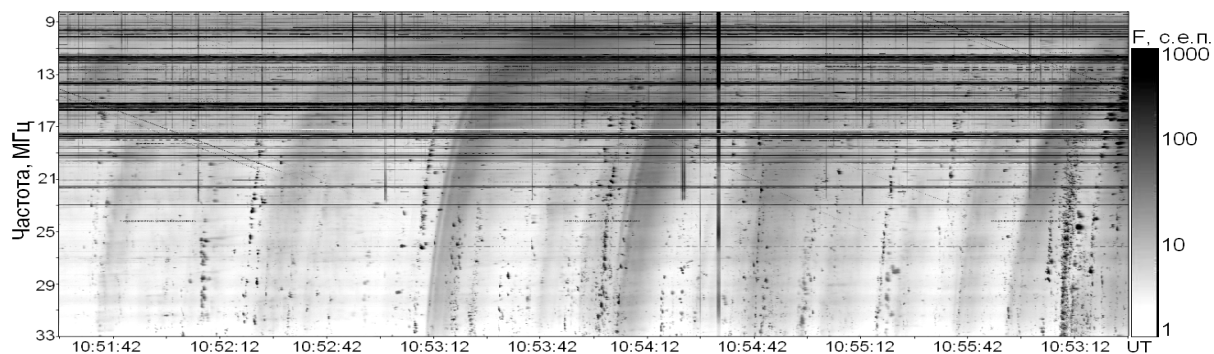


Рисунок 1. Группа всплесков с быстро уменьшающейся скоростью частотного дрейфа.

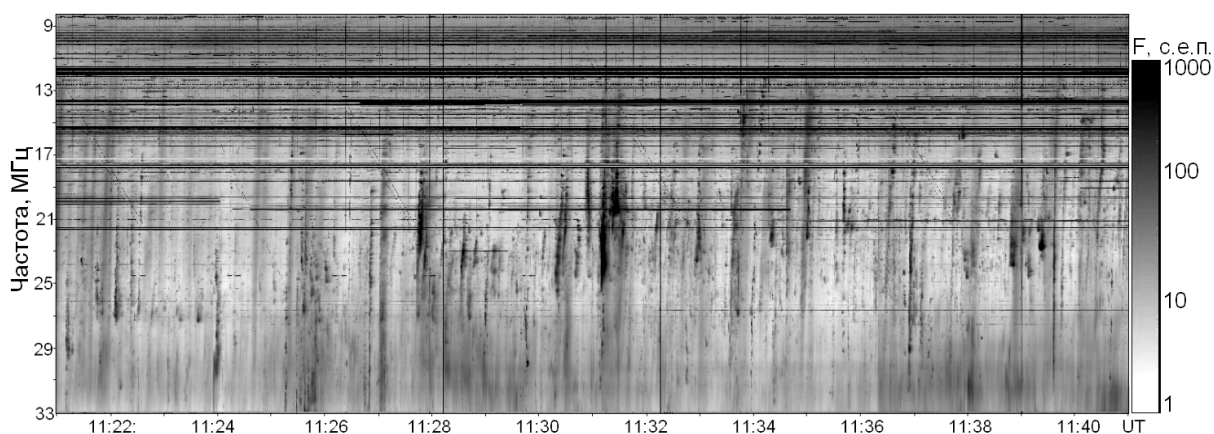


Рисунок 2. Всплеск II типа, медленно дрейфующий, состоящий из всплесков типа головастики.

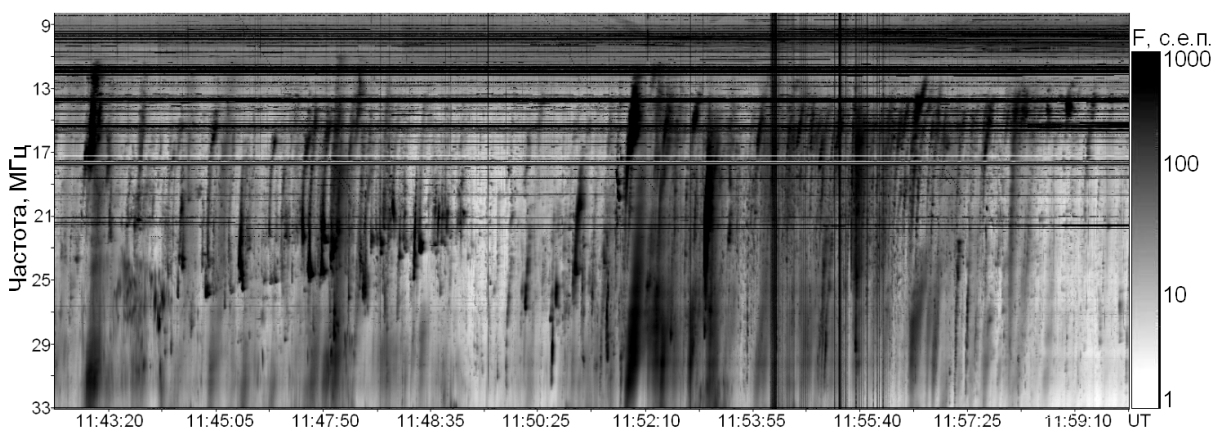


Рисунок 3. Два всплеска II типа следующих друг за другом.

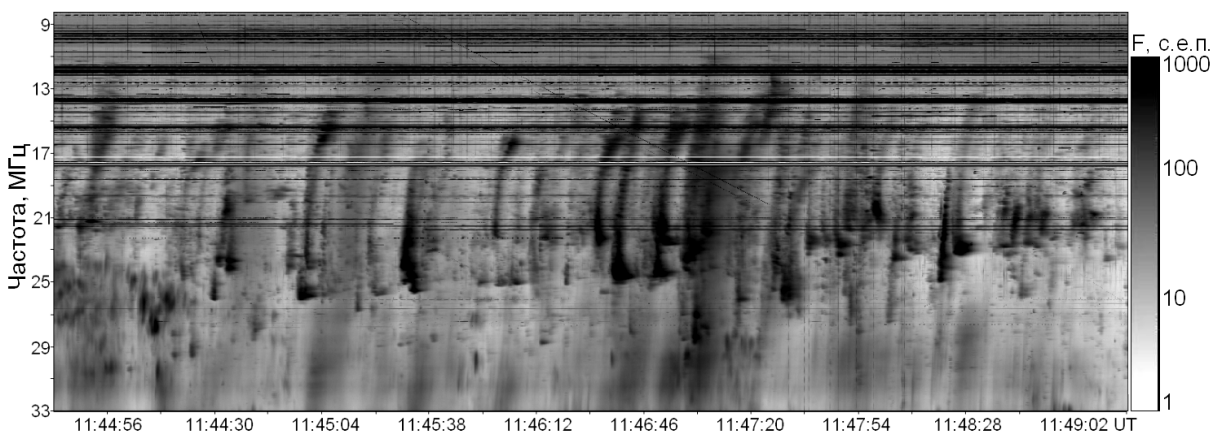


Рисунок 4. Фрагмент всплеска II типа, состоящий из хорошо выраженных головастика.

Первый всплеск II типа представлял собой последовательность всплесков типа «головастик». В этом всплеске II типа частотная полоса «головастиков» имела значения в интервале 2-6 МГц, а частотный дрейф был как положительный, так и отрицательный, и достигал 4 МГц/с. Длительность «головастиков» в области «головы» около 4 с, а в области «хвоста» 2 с. Поляризация «хвостовой» области у них высокая, 20% и выше, а в области «головы» около 10%.

Следующий всплеск II типа имел скорость дрейфа 25 кГц/с (он длится 6 минут – начало в 11:43, а конец в 11:50, Рис.3). Это соответствует линейной скорости ударной волны около 800 км/с, что близко к скорости движения фронта выброса. Этот всплеск II типа состоит из более выраженных «головастиков» (Рис.4), характерными свойствами этих «головастиков» является то, что они имеют «хвост», направленный в область низких частот. У них поляризация «головы» практически отсутствует, а поляризация «хвоста» достигает 20-40%. Длительность «головной» части всплесков около 4 с, а «хвостовой» части 2 с. Поток излучения наоборот существенно, где-то на порядок, больше в «голове», чем в «хвосте». Частотная полоса «головастика» достигает 10 МГц. Характерная скорость дрейфа около 1.4 МГц/с.

Третий всплеск II типа длился 8 минут (с 11:52 до 11:59, Рис.3). У этого всплеска скорость дрейфа почти нулевая. У «головастиков» этого всплеска «хвост» направлен и вверх и вниз. Скорость дрейфа у этих «головастиков» 0.4 МГц/с. Частотная полоса около 4 МГц. В «хвостовой» части этих «головастиков» поляризация достигает 20%. Все три всплеска II типа имеют вторые гармоники. Во многих случаях детали всплесков первой гармоники повторяются в радиоизлучении второй гармоники. Вторая гармоника состоит из похожих субвсплесков, но их потоки меньше потоков радиоизлучения на первой гармонике. То же касается и поляризации.

Можно предположить, что происхождение всплесков типа «головастики» связано с областями ускорения на ударной волне электронов до больших скоростей. Эти области могут быть областями типа SLAM, которые рассматривались Манном с соавторами в качестве тонкой структуры фронта ударной волны [5]. В

этих областях повышенной плотности по сравнению с плотностью окружающей плазмы магнитное поле, наоборот, меньше чем у окружающей плазмы. Повышенная плотность плазмы этих образований при их перемещении через плазму с магнитным полем приводит к эффективному ускорению электронов. Попадая в эти образования, электроны дают излучение «головы» «головастиков». Те же электроны, которые не были захвачены в эти области, распространяются по магнитным силовым линиям и дают излучение «хвостов» «головастиков».

Наличие трёх разных по скорости дрейфа, но похожих по своей структуре всплесков II типа говорит о том, что, по-видимому, мы наблюдаем радиоизлучение от различных частей ударной волны, идущей перед выбросом.

Основные результаты работы следующие.

Впервые удалось наблюдать залимбовые события в радиоизлучении Солнца с помощью наземного радиотелескопа.

Обнаружен новый тип всплесков, «головастики», являющихся составной частью всплесков II типа.

Исследованы свойства всплесков II типа от различных частей ударной волны, сформировавшейся одним выбросом.

Благодарности. Работа частично была проведена в рамках проекта “SOLSPANET” (номер PF7-PEOPLE-2010-IRSES-269299).

Литература

1. D.J.McLean, N.R.Labrum, Solar Radiophysics / Cambridge University Press, Cambridge.
2. A.I.Brazhenko, et al: 2005, Kinematics and Physics of Celestial Bodies Supplement Series, vol.21, No.5, p.43.
3. E.P.Abranin, L.L.Bazelyan, Ya.G.Tsybko: 1984, Solar Physics, vol. 91, p.377.
4. V.N.Mel'nik, et al: 2008, Solar Type IV bursts at frequencies 10-30 MHz, In: Ed. Pingzhi Wang, Solar Physics Research Trends / Nova Science Publishers, New York, p.287.
5. G.Mann, H.Lühr: 1994, The Astrophysical Journal Supplement Series, Vol.90, p.577.

ЭФФЕКТЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ СОСТОЯНИЯ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ НА ВЕРХНЮЮ АТМОСФЕРУ ЗЕМЛИ ПО ДАННЫМ МОНИТОРИНГА ПОТОКОВ МОЩНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА РТ «УРАН-4» РИ НАНУ

М.И. Рябов ¹, С.К.Панишко ¹, Л.И.Гугля ²

¹ Одесская обсерватория «УРАН-4» Радиоастрономического института НАН Украины,
Одесса, Украина, ryabov-uran@ukr.net

² Кафедра астрономии физического факультета Одесского национального университета
им.И.И.Мечникова, Одесса, Украина

Со времени ввода в эксплуатацию радиотелескопа «УРАН-4» в 1987 году и до настоящего времени кроме участия в РСДБ программе на нем была организована программа мониторинга потоков мощных галактических и внегалактических радиоисточников Кассиопея А, Телец А, Лебедь А и Дева А. Каждый источник наблюдался ежесуточно в течение 4 часов, так что общее время суточного мониторинга превышало 13 часов, которые включали ночные, дневные, утренние и вечерние наблюдения в различные месяцы года. Результаты проведения мониторинга потока радиоисточника 3C461 в августе 2005г. изображены на рисунке 1. В результате «просвечивания» верхней атмосферы Земли радиоисточниками регистрируются кратковременные изменения потока связанные с результатом воздействия солнечной и геомагнитной активности на ионосферу.

Рассмотрены результаты обработки данных наблюдений космических радиоисточников в периоды экстремальных состояний космической погоды в период спада активности 23-ого солнечного цикла. Характер зависимости потоков источников от состояния солнечной и геомагнитной зависимости определялся с помощью построения множественных корреляционных моделей.

В связи с тем, что поток радиоисточника испытывает довольно сильные суточные и внутрисуточные вариации при построении моделей регрессии, рассматривался каждый часовой угол отдельно.

В качестве зависимой переменной рассматривались показания потока радиоисточников. Данные были разбиты на периоды соответствующие одному месяцу.

В качестве независимых переменных для всех периодов исследования применялся следующий набор факторов: Radio Flux 10.7cm-**F10**; Sunspot Area (пло-

щадь солнечных пятен в миллионных долях площади видимой солнечной полусферы)- **Sp**; Sunspot Number (числа Вольфа)- **W**; Protons (потоки протонов с энергиями более 1; 1; 100 MeV)- **P**; Electrons (потоки электронов с энергиями более 0,6; 2 MeV)- **E**; **K** - индекс возмущенности магнитного поля и составляющие вектора магнитного поля (**H,Z,D**) по данным магнитной обсерватории «Одесса» Института геофизики НАНУ, **D**-плотность и **V**- скорость солнечного ветра на орбите Земли (ACE-2).

Расчет линейного уравнения множественной регрессии проводился методом наименьших квадратов с использованием пакета STATISTICA – 7. Уравнение прямой, получено из условия минимизации суммы квадратов отклонений.

Подбор и расчеты моделей осуществлялись с учетом взаимной корреляции независимых переменных, т.к. в обратном случае возникает проблема неопределенности в оценках. Сначала определялась мера зависимости переменных (коэффициент парной корреляции), а затем применялся метод пошагового регрессионного анализа. Таким образом, с учетом взаимной корреляции независимых переменных было построено более 60 моделей, для каждого часового угла, в каждом исследуемом периоде. На основе расчетов таких моделей выявлялись максимальные вклады в величину множественного коэффициента корреляции. На основании которых, были составлены сводные таблицы результатов (таблицы 1).

Графической иллюстрацией качества работы построенной модели является график зависимости наблюдаемых значений выходной переменной от предсказанных значений (рисунок 2). Как видно из рисунка построенная нами модель хорошо согласуется с данными.

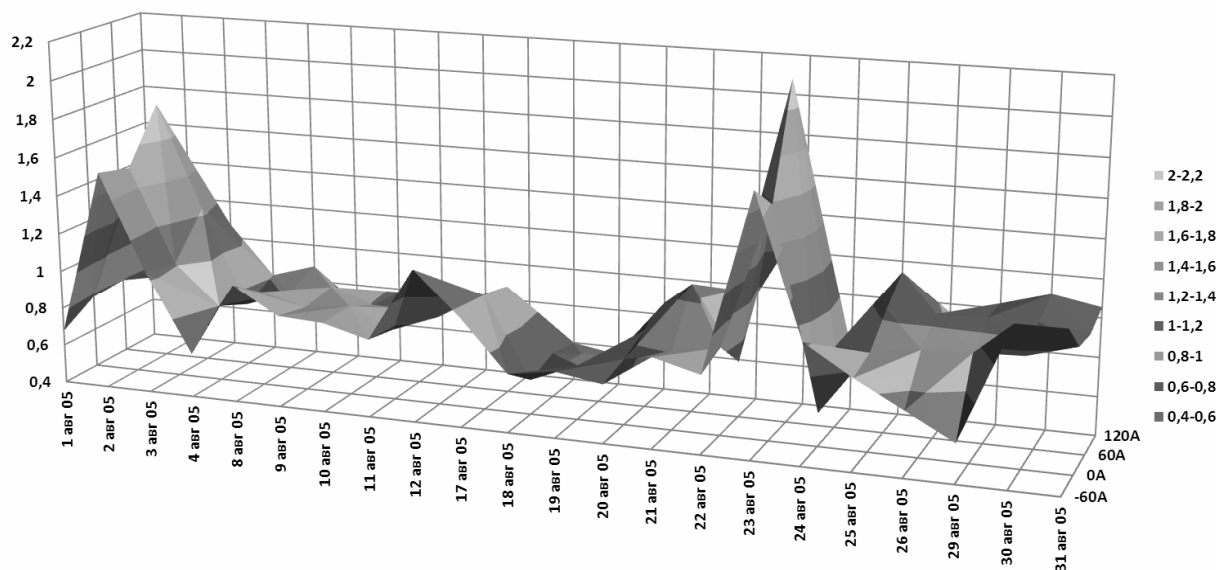


Рисунок 1. Вариации потока радиоисточника 3C461 А 25 МГц (август 2005г.)

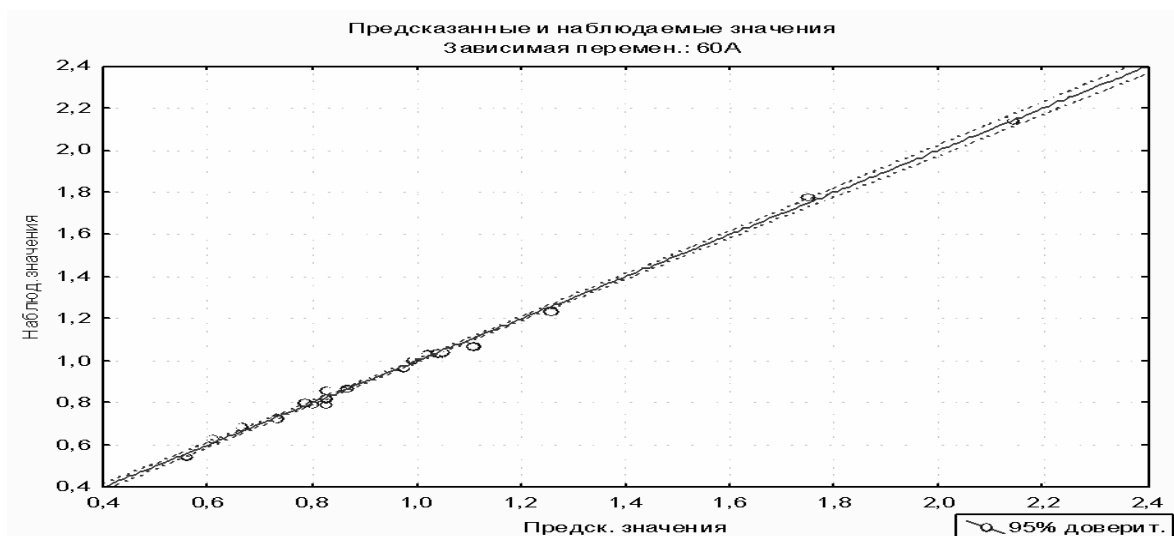


Рисунок 2. График предсказанных и наблюдаемых значений для источника 3C 461 (август 2005 г.)

Таблица 1: Сводная таблица результатов расчета множественной регрессии для радиоисточника 3C 461 А25 МГц (август 2005г.)

Часовой угол	Multiple R, max	Proton > 1 MeV	Proton > 10 MeV	Proton > 100 MeV	Electron > 0,6 MeV	Electron > 2 MeV	Radio Flux 10.7cm	Sunspot Number	Sunspot Area	Sp-Sunspot Area	W-числа Вольфа	K	H	Z	D	Speed [km/s]	Np [cm-3]
-60m	0,93	-0,54	0,81	-0,82	-0,48	-0,27	-0,30	0,17	0,31	-0,61	0,57	0,70	0,50	0,66	-0,28	0,78	0,73
0m	0,97	-0,80	0,86	-0,82	-0,46	-0,25	-0,36	0,35	0,38	-0,79	0,81	-0,70	-0,45	0,30	0,33	0,86	0,83
60m	0,99	-0,94	0,99	-0,99	-0,95	0,90	0,61	0,47	0,93	-0,99	0,99	-0,97	0,91	0,83	0,88	0,99	0,98
120m	0,97	-0,75	0,81	-0,79	-0,42	0,23	0,64	0,70	0,62	-0,81	0,77	-0,73	-0,36	0,42	0,63	0,81	0,77

где:

Multiple R – коэффициент множественной корреляции; r – частные коэффициенты корреляции.

Характер влияния этих факторов определяет их воздействие на вариации потока источников. Вследствие увеличения УФ излучения Солнца, происходит рост электронной концентрации, что приводит к увеличению поглощения и как следствие к уменьшению потока радиоисточников. Потоки электронов, с энергиями больше 0,6 MeV и больше 2 MeV так же приводят к уменьшению потока, поскольку они вносят свой дополнительный вклад в увеличение электронной концентрации в ионосфере.

В свою очередь потоки протонов приводят к усилению потока радиоисточников. Это связано с тем, что появление потоков энергичных протонов связано с мощными солнечными вспышками. При их попадании на землю происходят мощные магнитные и ионосферные бури, сопровождаемые сильным нагревом верхней атмосферы и ионосферы. Результаты расчета корреляционных моделей для различных часовых углов приема излучения радиоисточников свидетельствует о наличии угловой структуры распределения электронов и протонов различных энергий в потоке частиц создаваемых мощными солнечными вспышками.

Выводы

Изменение уровня потока радиоисточников определяет не отдельно взятый фактор, а комплекс явлений и процессов, формирующих состояние космической погоды:

Индексы, отражающие солнечную активность (радиоизлучения Солнца на длине волны 10,7 см, числа и площадь пятен по всему диску Солнца и отдельно по полушариям, в зависимости от положения Земли относительно солнечного экватора. Результаты расчетов показывают более значимые значения частных коэффициентов корреляции по полушариям,

чем по всему диску Солнца. Ведущие факторы: **F10(0,80), W(0,70), Sp(0,93)**

Индексы характеризующие состояние возмущенности магнитного поля по данным станции «Одесса» (K, H, Z, D). Ведущие факторы: **H(0,91), Z(0,83)**

Потоки частиц (электроны и протоны с различными энергиями), скорость и концентрация частиц солнечного ветра. Ведущие факторы: **Electron >2MeV(0,90) Proton >100 MeV(-0,99)**

В результате расчетов более 60 моделей (для каждого часового угла) множественной корреляционной зависимости между потоками источников и факторами, формирующими космическую погоду в условиях экстремальных состояний солнечной и геомагнитной активности получены значения **множественного коэффициента корреляции в интервале 0.86-0.99**

Определено, что характер и степень влияния этих факторов меняются при различных временах и направлениях приема излучения космических радиоисточников и фазах развития магнитных и ионосферных бурь.

Литература

1. В.П.Боровиков, И.П.Боровиков: 1998, STATISTICA Статистический анализ и обработка данных в среде Windows, Москва: Филлин.
2. Ю.И.Витинский, А.И.Оль, Б.И.Сазонов: 1976, Солнце и атмосфера Земли, Ленинград: Гидрометеониздат.
3. Л.И.Гугля, М.И.Рябов: 2010, Труды 10-ой Гамовской астрономической конференции-школы, Одесса: Астропринт, 195-198.

СИСТЕМЫ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ, ПОСТЕРНЫЕ ДОКЛАДЫ

ОРГАНИЗАЦИЯ ЦЕНТРА ОБРАБОТКИ НАУЧНОЙ ИНФОРМАЦИИ ДЛЯ ПРОЕКТА РАДИОАСТРОН

Шацкая М.В.¹, Андрианов А.А.¹, Гири́н И.А.¹, Исаев Е.А.², Костенко В.И.¹, Лихачев С.Ф.¹,
Пимаков А.С.¹, Селиверстов С.И.¹, Федоров Н.А.¹

¹ Астрокосмический центр ФИАН, Россия, Москва 117997, Профсоюзная ул., д. 84\32

² Пушчинская Радиоастрономическая Обсерватория АКЦ ФИАН, Россия 142290, Московская
обл. г.Пушино ПРАО РАН.
mshatsk@asc.rssi.ru

В настоящее время в связи с развитием наблюдательной астрономической техники и значительными достижениями в регистрирующих технологиях астрономия столкнулась с лавинообразным увеличением количества научных данных. Проблемы сбора, хранения и обработки этих данных решаются путем создания мощной вычислительной системы – центра обработки научной информации. Именно такой центр обработки был создан для проекта Радиоастрон.

Радиоастрон – международный проект, разработанный в Астрокосмическом центре Физического института им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия.

Целью проекта является создание совместно с запущенным в июле 2011 года космическим радиотелескопом и глобальной наземной сетью радиотелескопов, единой системы наземно-космического интерферометра. Такой интерферометр позволит получать изображения, координаты и угловые перемещения различных объектов Вселенной с исключительно высоким угловым разрешением (порядка 10^{-6} угловых секунд дуги).

В состав центра обработки входят 10 вычислительных и один головной узел объединенные в единый кластер, система хранения данных общей емкостью 224ТБ, внутренние и внешние каналы связи.

Узлы кластера соединены посредством двух сетей. Одна из сетей служит для обмена MPI трафиком с пропускной способностью 10Гбит/с. Такие характеристики предоставляются за счет использования специально оптимизированного для

агрегации серверов центра обработки данных высокопроизводительного коммутатора Cisco. Вторая сеть, построенная на основе технологии Gigabit Ethernet, используется для управления головным сервером кластера, вычислительными серверами, ленточной библиотекой, хранилищем информации, и источниками бесперебойного питания.

Хранилище. Система хранения данных состоит из основной и резервной, общей емкостью 224ТБ, а также ленточной библиотеки на 32ТБ для архивирования научной информации.

Основная система представлена дисковыми массивами компании Infortrend и HP.

Система компании Infortrend состоит из дискового массива с двумя RAID-контроллерами на базе 600Mhz RISC-процессоров, кэш-памятью 1Гбайт, а также трех полок расширения JBOD (Just Banch Of Discs).

Соединение JBOD массивов между собой и контроллером массива, а также между контроллером и головным сервером осуществляется по счетверенному SAS 4x интерфейсу посредством двух широких SAS 4x портов на каждом RAID-контроллере. Контроллер дискового массива и каждая полка состоят из 16 отсеков с дисками SATAII со скоростными характеристиками до 300 Мбайт/с.

Состав системы HP включает двух контрольный дисковый массив msa2312sa и четыре полки расширения msa2000 соединенных также как и Infortrend по счетверенному SAS 4x интерфейсу.

Такое соединение систем хранения данных с головным сервером позволяет обеспечить пропускную способность хост-канала 10 Гбит/с.

Отказоустойчивость системы хранения данных достигается путем использования двух контроллеров, двух резервируемых блоков питания и вентиляторов охлаждения с возможностью горячей замены, а также возможностью горячей замены дисков.

Надежность хранения данных достигается использованием RAID уровней 5 и 6. Данная технология предполагает использование наборов дисков, доступных пользователям как один логический диск. На случай неисправностей, дисковые массивы содержат дополнительную емкость, обеспечивающую возможность восстановления данных.

Управление системой хранения Infortrend осуществляется с помощью программного обеспечения SANWatch и через web-интерфейс. Система HP управляется посредством web интерфейса.

Архивирование научной информации для длительного хранения производится с использованием ленточной библиотеки Tandberg StorageLibrary T40. Конструкция библиотеки обеспечивает возможность горячей замены не только отдельных ленточных картриджей (емкостью 0.8 ТБ), но и загрузку/выгрузку магазинов с картриджами. Для организации автоматизированного учета картриджей в библиотеку встроен считыватель штрих кодов. Настройка, управление и мониторинг состояния библиотеки может осуществляться как на лицевой панели устройства, так и с помощью web-интерфейса и специального программного обеспечения Symantec Backup Exec.

Оперативная доставка научной информации со станции слежения осуществляется по созданному прямому каналу связи с пропускной способностью 1 Гб/с.

В случае выхода из строя прямого канала связи для исключения потери научной информации на станции слежения создана удаленная резервная система хранения данных емкостью 24 ТБ.

Копирование данных, мониторинг их обработки и удаленная работа с данными организована посредством WEB и FTP сервера, который является своего рода шлюзом между кластером и внешней сетью, что также обеспечивает дополнительную защиту кластера от вирусов и атак извне.

Внешний вид вычислительного комплекса представлен на рис. 1.

Кондиционирование, надежность, видеонаблюдение. Обязательным условием обеспечения нормальной работоспособности центра обработки является поддержание строго определенных температурных режимов и уровня влажности, поэтому в помещении центра установлена система кондиционирования и вентиляции, подключенная по схеме N+1. В случае выхода одного кондиционера, автоматически включается другой. Реализованная в кондиционерах функция удаленного мониторинга микроклимата в помещении позволяет оперативно реагировать на изменение температуры или отказ модулей.

Для серверов организована система бесперебойного электропитания на основе APC и HP, которая исключает потерю данных в случае пропадания или скачков

электроэнергии, обрыва одной или нескольких жил питающих кабелей.



Рис. 1. Внешний вид вычислительного комплекса

Не меньшую важность для обеспечения функционирования ЦОНИ имеют системы мониторинга состояния оборудования и видеоконтроля помещения. Система мониторинга позволяет осуществлять контроль состояния инженерных систем в режиме реального времени, оперативное управление оборудованием, разграничение доступа к информации. При этом все функции по управлению инженерными системами доступны по средствам пользовательского интерфейса. Для видеоконтроля в помещение установлена система видеонаблюдения, которая позволяет визуально контролировать состояние оборудования и действие людей в помещении Центра.

Результаты и перспективы. Итогом проделанной работы стало создание мощного отказоустойчивого вычислительного комплекса производительностью 730 ГФлоп/с, с надежной системой хранения данных и высокоскоростными каналами связи. Созданный ЦОНИ используется для сбора, хранения и корреляционной обработки данных астрономических наблюдений проекта Радиоастрон.

Литература

1. Есепкина Н.А., Корольков Д.В., Парийский Ю.Н. Радиотелескопы и радиометры. // М.: Наука, 1973.
2. Томпсон А.Р., Моран Д.М., Свенсон Д.У. Интерферометрия и синтез в радиоастрономии. // М.: Физматлит, 2003. - 624 с.
3. Космический РСДБ проект, <http://www.asc.rssi.ru/radioastron/rus/index.html>
4. Рэнд Моримото, Майкл Ноэл, Омар Драуби, Росс Мистри, Епис Амарис Microsoft Windows Server 2008. Полное руководство.: Пер.с англ.// М.: ООО «И.Д.Вильямс», 2009.-1392 с.

СОВРЕМЕННЫЕ ПУТИ РАЗВИТИЯ ЦЕНТРОВ ОБРАБОТКИ НАУЧНЫХ ДАННЫХ

Е.А. Исаев, М.Б. Амзараков, В.Д. Пугачев, В.А. Самодуров, Р.Р. Сухов, Н.А. Кобылка.

Пушинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН,
Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”,
Stack Group. Пушино, Москва, Россия
is@itaec.ru

ABSTRACT. In this paper shown, the development of modern datacenters (DC) for science and business. As an example of modern scientific datacenters used: buffer datacenter PRAO ASC LPI for the space project "Radioastron", compute cluster Pushchino Research Center (IMPB RAS) and Stack Data Network (SDN) – Russia's first network of datacenters.

В данной работе рассматриваются современные пути развития центров обработки данных (ЦОД) для науки и бизнеса. В качестве современных примеров центров обработки научных данных использованы: буферный датацентр ПРАО АКЦ ФИАН для космического проекта "Радиоастрон", вычислительный кластер Пушинского научного центра (ИМПБ РАН) и Stack Data Network (SDN) – первая в России сеть отказоустойчивых датацентров.

Буферный дата центр Пушинской Радиоастрономической Обсерватории АКЦ ФИАН был создан для космического проекта «Радиоастрон». Буферный ЦОД размещен на полигоне в специально отведенной комнате и состоит из резервной системы хранения данных на 24ТБ, климатической системы и надежного электроснабжение. Буферный дата-центр ПРАО АКЦ ФИАН подключен к сети выделенным каналом 1 Гб/с.

Следующим примером современного датацентра является параллельная вычислительная система (кластер) Пушинского Научного Центра (ПНЦ) РАН, которая была создана в 2000 году на базе Института математических проблем РАН. Необходимость ее появления диктовалась потребностью решения многих ресурсоемких вычислительных задач, поставленных научно-исследовательскими и образовательными коллективами ПНЦ РАН. Возможность создания кластера обеспечивалась тем, что производительность персональных компьютеров в последние годы значительно выросла. Одновременно стала приобретать все большую популярность ОС Linux – бесплатно рас-

пространяемая версия UNIX. Так возникла идея создания кластера из рабочих станций на базе Intel и недорогих Ethernet-сетей, устанавливая на эти компьютеры Linux и одну из бесплатно распространяемых коммуникационных библиотек (PVM, а затем MPI). Современные характеристики кластера ПНЦ: 9 узлов – 2 x Xeon5650(12 ядер), память 16 Гб; 2 узла – 2 x Xeon5640(8 ядер), память 8 Гб. Итого 124 ядра. Производительность порядка 830 гигафлопс.

Далее перейдем к современной сети дата-центров Stack Data Network (SDN), которая является первой в России сетью отказоустойчивых дата-центров, в проектировании и развитии которой нашли отражение лучшие международные практики и многолетний опыт DC-аутсорсинга в России. Отказоустойчивость сети ЦОД SDN обеспечивается территориальной удаленностью её узлов и высоким уровнем резервирования основных инженерных систем (по схеме N+1).

Сегодня сеть дата-центров SDN это:

- два ЦОД в Москве (М1 и НТН), + резервная площадка (Р1) в 100 км от МКАД,
- более 5000 кв.м. общей площади,
- 1575 кв.м. серверных площадей,
- 742 проектных стойко-места,
- отказоустойчивая опорная сеть, образованная резервированными каналами связи,
- 3-уровневая защита информационных ресурсов, высочайший уровень физической безопасности,
- постоянное энергоснабжение оборудования и рабочих мест,
- отлаженный режим кондиционирования серверных залов и рабочих мест,
- рабочие офисы (основные и резервные), инженерное оснащение которых соответствует единому для SDN уровню отказоустойчивости,

Активное развитие "облачных вычислений" и процесс глобального "озеленения" ИКТ создали предпосылки для появления принципиально новых подходов к

построению и эксплуатации ЦОД. Это инновационное энергоэффективное модульное решение Stack.КУБ. Оно представляет собой комплекс стандартизованных ячеек заводского изготовления, уникальный и по своим конструктивным параметрам, и по принципу функционирования, и по тем возможностям, которые открываются перед поставщиками и потребителями услуг ЦОД. Конструктивные особенности модуля обеспечивают возможность оперативного развертыва-

ния полноценного дата-центра в любом месте – как в здании, так и в «чистом поле». Жизненный цикл такого дата-центра не ограничен ни во времени, ни в пространстве – по мере необходимости конфигурация дата-центра корректируется путём наращивания либо замены тех или иных элементов без остановки в предоставлении сервисов.

РАЗВИТИЕ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКОГО ЦЕНТРА ДАННЫХ (RADC) НА ПРАО АКЦ ФИАН

Самодуров В.А., Китаева М.А., Исаев Е.А., Ладейщиков Д.А., Думский Д.В., Пугачев В.Д.,
Зайцев А.Ю., Логвиненко С.В.

Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Астрокосмический центр
ФИАН, Пушкино, Россия;

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
Москва, Россия;

Уральский Государственный университет, Екатеринбург, Россия

sam@prao.ru

ABSTRACT. The Radio Astronomy Data Center (RADC) are developed at PRAO ASC LPI in last some years. It consists from:

a) the database of most important for radio astronomers astronomical catalogs;

b) the database of observational data of Pushchino Radio Astronomy Observatory.

The database of astronomical catalogs <http://astro.prao.ru/db/> contains few tens of most important catalogs for planning radio astronomy observations. Since 2011 a database of astronomical catalogs actively equipped with graphical tools for data visualization and cross-analysis of catalogues between one with other.

The observation database <http://observations.prao.ru/> is collected observational data from base observatory instruments and radio telescopes. This database provides access to observation instruments and telescopes descriptions, techniques of making data samples per instruments, information about types of observations, observers and dates of observations and so on.

Сейчас для астрономов весьма актуальной становится задача сравнительного анализа выборок источников из различных астрономических каталогов – как одного спектрального диапазона, так и их перекрестный анализ. Важно также размещение реальных данных с астрономических инструментов в режиме on-line. В вышеперечисленных целях нами развиваются сайты ПРАО АКЦ ФИАН (www.prao.ru) созданных на их основе центр хранения и обработки радиоастрономических данных (RADS). Здесь можно найти как инструментарий для подготовки радиоастрономических наблюдений, в частности, базовый набор основных астрономических каталогов,

полезных для радиоастрономов, так и базу данных результатов наблюдений обсерватории.

База данных астрономических каталогов работает в режиме on-line на сайте «Рабочая среда радиоастронома» (<http://astro.prao.ru/db/>). Она содержит сейчас несколько десятков важнейших астрономических каталогов, необходимых для планирования наблюдений радиоастрономов. База данных состоит из нескольких сводных таблиц описаний астрономических каталогов и собственно таблиц каталогов. Наполнение базы данных, дополнение базовых каталожных таблиц дополнительными данными, и ее обслуживание производится специальными программами, написанными на языках Perl и PHP. С 2011 года база данных астрономических каталогов активно оснащается средствами графической визуализации данных и кросс-анализа каталогов между собой. Данные средства в дальнейшем послужат основой для статистической обработки и перекрестного анализа различных астрономических каталогов.

С 2006 г. работает «Электронная база данных результатов наблюдений на радиотелескопах ПРАО АКЦ ФИАН» (<http://observations.prao.ru/>). Сайт работает на основе единой базы данных (на основе PostgreSQL), в которую непрерывно поступают наблюдательные данные с большинства наблюдательных установок и радиотелескопов ПРАО.

Она снабжена описаниями наблюдательных установок и телескопов, механизмами выборок данных по установкам, видам наблюдений, наблюдателям, датам наблюдений, небесным объектам и т.п. В данную систему добавлены также средства графического отображения информации и

статистического анализа данных для основных видов небесных радиоисточников, наблюдаемых на Пушинской обсерватории. Ведется разработка дополнительных средств on-line обработки мониторинговых данных с радиотелескопов. В данный момент в базе данных содержатся пульсарные данные (около 100 тыс. профилей нескольких десятков пульсаров за последние 4 года), спектральные данные для более чем сотни космических мазеров (для ряда из них в базе данных хранятся многолетние ряды данных с 1981 года), хранятся данные радиообзоров на 102.5 и 111 МГц.

Основные достигнутые результаты

В процессе работы мы убедились, что даже из простейшего систематического анализа данных наблюдений – по избранному времени наблюдения и по выборкам конкретных источников, вполне можно решать множество задач:

- анализировать состояние антенн ПРАО АКЦ ФИАН и качество наблюдений – по совокупности данных на конкретную дату наблюдений
- анализ можно расширить на исследование сезонности состояния антенн, влияния на данные космической погоды и т.д.
- анализировать изменения конкретного источника, обнаруживая систематические изменения избранного для анализа параметра
- при расширении числа обрабатываемых и хранимых в базе данных параметров можно устанавливать эмпирические зависимости между самыми разными характеристиками как радиоисточников, так и приемных систем на радиотелескопах ПРАО АКЦ ФИАН.

Соответственно, ввиду больших возможностей база данных наблюдений ПРАО неизбежно будет расширяться – как по объему наблюдательных данных, так и по средствам их визуализации и анализа.

В 2011 году, в частности, в базу будет завершен ввод данных по космическим мазерам (ряды данных для некоторых источников - с 1981 г.) и их визуализация; будет завершено автоматизирование ввода и визуализация обзорных данных (в частности, круглосуточные многолучевые наблюдения на БСА по программе космической погоды).

Все данные наблюдений обсерватории с 2011 г. пишутся на специальный сервер данных с рейд-массивами емкостью 24 Терабайта. Оснащение данным серверным оборудованием поддержано грантом РФФИ 10-02-05065-б.

РАЗВИТИЕ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЙ ПРАО АКЦ ФИАН

Е.А.Исаев, Д.В.Думский, С.Ф.Лихачев, М.В.Шацкая, В.Д.Пугачев, В.А.Самодуров

Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Астрокосмический центр
ФИАН,

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»

Пушино, Россия

is@itaec.ru

ABSTRACT. The new modern and reliable data storage system was acquired in 2010 in order to develop internal telecommunication resources of the Observatory. The system is designed for store large amounts of observation data obtained from the three radio-astronomy complexes (PT-22, DKR-1000 and BSA).

The digital switching system - "Elcom" is installed in the Pushchino Radio Astronomy Observatory to ensure the observatory by phone communications. The phone communication between buildings of the observatory carried out over fiber-optic data links by using the ip-telephony.

The direct optical channel from tracking station RT-22 in Pushchino to Moscow processing center has been created and put into operation to transfer large amounts of data at the final stage of the establishment of ground infrastructure for the international space project "Radioastron". A separate backup system for processing and storing data is organized in Pushchino Radio Astronomy Observatory to eliminate data loss during communication sessions with the Space Telescope.

В целях развития внутренних телекоммуникационных ресурсов обсерватории в 2010 году была приобретена система хранения данных, построенная на основе современных и надежных решений. Система предназначена для хранения больших объемов наблюдательных данных получаемых с трех радиоастрономических комплексов ПРАО (РТ-22, ДКР-1000 и БСА). Хранилище обеспечивает высокую пропускную способность передачи данных и управляется операционной системой Open-E DSS V6. Емкость хранилища составляет 24 ТБ с возможностью расширения в будущем до 80 ТБ. Управление хранилищем осуществляется через web-интерфейс. Доступ к дисковым массивам предоставляется по протоколам ftp, smb, nfs и http.

Хранилище построено на базе сервера STSS Flagman S1424.2 с процессором 2.66GHz Intel® Xeon™ X3450 EM64T QuadCore, объемом оперативной памяти 4096 MB, с серверным двухпортовым сетевым адаптером 1000 Мбит. В состав системы также входят

отказоустойчивый БП с возможностью горячей замены, и ИБП 2000 ВА APC Smart-UPS.

Для обеспечения обсерватории телефонной связью в главном корпусе ПРАО установлена и функционирует система цифровой коммутации «ЭЛКОМ». Телефонная связь между главным корпусом обсерватории и корпусами, обслуживаемыми радиотелескопы РТ-22, БСА и ДКР-1000, осуществляется по оптоволоконным линиям передачи данных с помощью ip-телефонии. Эти же линии используются для предоставления интернета. При этом голосовой трафик отделен от трафика локальной сети обсерватории и интернет трафика с помощью технологии VLAN (виртуальная локальная сеть). Необходимость использования ip-телефонии была вызвана частичным выходом из строя старых телефонных линий и трудоемкостью их восстановления. В качестве оборудования для осуществления такой связи используются voip шлюзы и сервер с установленной коммуникационной платформой Asterisk. Шлюзы voip позволяют передавать голосовые данные из обычных телефонных сетей в сеть ethernet. Сервер Asterisk осуществляет маршрутизацию входящих и исходящих телефонных звонков.

В рамках завершающего этапа создания наземной инфраструктуры обеспечения международного проекта космического радиотелескопа «Радиоастрон» создан и введен в эксплуатацию канал прямой оптической связи для передачи больших объемов информации с наземной станции слежения РТ-22 Пушино в Московский центр обработки АКЦ ФИАН. Для мониторинга канала связи все узловые коммутаторы пингуются каждые 5 минут и результаты выводятся в виде картинки доступной администратору через web-сайт. Аналогично выводится информация о загрузке канала в виде графика зависимости используемой ширины полосы канала от времени.

В целях проверки работоспособности канала были выполнены тесты по измерению скорости передачи данных в канале в обоих направлениях. Тестирования

позволило выявить проблемы, которые могут возникнуть во время передачи и влиять на ее скорость, определены оптимальные условия для достижения максимальной скорости передачи информации в канале связи и требования к оборудованию, операционным системам и ПО, осуществляющим передачу данных. Для выбора оптимального протокола передачи проводилась перекачка файлов записей реальных наблюдательных данных с использованием различного ПО и протоколов передачи на стороне клиента и сервера по обе стороны канала. На завершающем этапе тестирования канала проверялась передача по каналу телеметрических данных полученных при наземных комплексных испытаниях космического радиотелескопа.

Для исключения потери научных и телеметрических данных, полученных при

проведении сеансов связи с космическим радиотелескопом, в Пушинской радиоастрономической обсерватории организована отдельная резервная система обработки и хранения информации объемом в 24 ТБ.

Результаты

Итогом проделанной работы стало создание мощной системы хранения данных на жестких дисках емкостью в 24 ТБ для создания баз данных радиоастрономических наблюдений, канала связи с пропускной способностью 1 Гбит/сек и резервного хранилища в рамках проекта «Радиоастрон», а также организация телефонной связи на территории обсерватории.

РАЗВИТИЕ СЕТИ ПУЩИНСКОГО НАУЧНОГО ЦЕНТРА

Е.А.Исаев, В.Д.Пугачев, Д.В.Думский, А.Ю.Зайцев, В.А.Самодуров, Ю.А.Беляцкий,
С.Б.Бородаенко, С.Ф.Лихачев, М.В.Шацкая, В.В.Корнилов, М.А.Китаева, И.Л.Овчинников,
И.В.Исаева, Д.А.Парунакян, М.В.Герасимчук

Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН,
Институт математических проблем биологии РАН,
Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики",
Астрокосмический центр ФИАН
Пушино, Россия
is@itaec.ru

ABSTRACT. Development of fundamental science today depends largely on the availability of modern computing and communications resources. Pushchino Research Center consists of 8 institutes and 2 branches of RAS, including specialized research facilities and system of data processing and storage, as well as a number of other objects. And all these objects combined into a single local area network built on fiber optical channels and on the signal topology named "star".

The main management servers that organize routing and provide the necessary Internet services (mail, web servers, databases, etc.) are located in the center of the network at the Institute of Mathematical Problems of Biology. Servers work under control of virtualization system.

The network of Pushchino Research Center includes a high-performance cluster with total performance about 830 gigaflops, designed for resource-intensive computing tasks of broad range basic research.

A separate external optical communication channel with data rate 1 Gbit/s created in the Pushchino Radio Astronomy Observatory in the framework of international project of space radio telescope "Radioastron" together with the company «Stack Group».

В настоящее время развитие фундаментальной науки во многом зависит от наличия современных вычислительных и коммуникационных ресурсов. Пушчинский научный центр на сегодня это 8 институтов и 2 филиала РАН включающих институтские корпуса, специализированные исследовательские комплексы и установки, системы обработки и хранения данных, и ряд других объектов. И все эти объекты объединены в единую локальную оптоволоконную сеть по сигнальной топологии «звезда».

Модернизация внутренних и внешних каналов связи проведенная в последние годы позволила поднять пропускную способность сети Пушчинского научного центра до 1 Гбит/с, а также организовать резервные оптоволоконные и радиорелейные линии связи. Доступ в интернет предоставлен компанией «ИТЭК» совместно с компанией «Stack Group».

Основные управляющие сервера, организующие маршрутизацию и предоставляющие необходимые интернет службы (почта, веб-сервера, базы данных, службы доменных имен), расположены в центре сети в институте математических проблем биологии РАН. Все службы физически расположены на одном сервере, но при этом разделены по отдельным независимым контейнерам при помощи технологии виртуализации для повышения безопасности и улучшения управляемости. В тоже время сокращаются расходы на обслуживание и ремонт серверного оборудования путем уменьшения количества отдельных физических серверов. Все сервера работают под управлением OS GNU/Linux Debian. Для организации виртуализации используется программное обеспечение с открытым исходным кодом OpenVZ.

Благодаря работе проделанной Институтом математических проблем биологии по развитию высокопроизводительных вычислительных систем, в состав сети Пушчинского научного центра входит кластер, предназначенный для выполнения ресурсоемких вычислений обширного круга задач фундаментальных исследований. Вычислительный кластер состоит из 11 двухпроцессорных узлов на базе микропроцессоров Intel Xeon 5650 и 5640, смонтированных в общую стойку. Общее количество вычислительных ядер 124 шт., 248 гигабайт оперативной памяти. В качестве

сетевой среды для обмена трафиком между узлами и подключения кластера в локальную сеть институтов и интернет используется Gigabit Ethernet. Программное обеспечение построено на базе свободно распространяемой OS GNU/Linux Debian и интерфейса передачи сообщений MPI как основного средства реализации параллельных вычислений на компьютерах с распределенной памятью. В качестве основного программного средства организации параллельных вычислений используется OpenMPI версии 1.4.3. Также доступна альтернативная реализация MPI – MPICH2 версии 1.4. Для распределения и планирования вычислительных задач среди доступных ресурсов кластера установлена система управления заданиями TORQUE с планировщиком Maui Cluster Scheduler. Производительность вычислительного кластера на текущий момент ограничена используемой сетевой средой и составляет порядка 900 Гфлоп. В ближайших планах для поднятия производительности кластера предусмотрено увеличение количества вычисли-

тельных узлов и перевод внутренней сети кластера на Infiniband (высокоскоростная коммутируемая последовательная шина).

В Пушинской радиоастрономической обсерватории (www.prao.ru) в рамках международного проекта космического радиотелескопа «Радиоастрон» совместно с компанией «Stack Group» создан отдельный внешний оптический канал связи со скоростью передачи данных 1 Гбит/с. Канал предназначен для передачи большого объема научных данных, которые будут передаваться с борта космического радиотелескопа на станцию слежения РТ-22 ПРАО. Одной из будущих задач вычислительного кластера Пушинского научного центра будет обработка массивов научных данных полученных в ходе РСДБ наблюдений с использованием космического радиотелескопа для построения карт распределения яркости радиоисточников и уточнения их координат.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ДАННЫХ И КРОСС-АНАЛИЗ АСТРОНОМИЧЕСКИХ КАТАЛОГОВ

Китаева М.А., Самодуров В.А., Думский Д.В., Исаев Е.А.

Пушинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Астрокосмический центр
ФИАН, Пушкино, Россия;

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия
marina@prao.ru

ABSTRACT. On PRAO's web-site we have for several years been developing a database of the major and most important astronomical catalogs most frequently used by radio astronomers. These are survey catalogs of radio sources observed on various radio frequencies (and also frequencies of other spectrums), catalogs of major heavenly objects studied in radio astronomy, etc. The astronomical catalogs data is operating in on-line mode on the site called "Radio-astronomer's working environment", <http://astro.prao.ru/db/>. It already contains some tens of the major astronomical catalogs. Starting in 2011 the database has been actively equipped with means of graphical visualisation of the data and cross-analysis of the catalogs among themselves. These means will serve as the base for statistical processing and cross-analysis of various astronomical catalogs. For example, catalogs of radio-sources on various frequencies can be widely used in further theoretical and experimental research of properties of both extragalactic radiation sources and objects in our own Galaxy. Statistical cross-analysis of the data from various catalogs can be used both for research of properties of separate objects and for the statistical analysis of properties of various classes of objects. It can also be used for research of properties of the catalog data like completeness, reliability, calibration of catalogs etc. For the tasks at hand we are developing tools for graphic representation of the data from several catalogs within a chosen sector on the sky; representation of the data and the statistical analysis of the main parameters of each catalog; and statistics of cross-identifications of the catalogs selected by the user.

Пушинская обсерватория АКЦ ФИАН уже несколько лет развивает базу данных важнейших астрономических каталогов, наиболее часто используемых радиоастрономами: обзорные каталоги радиоточечных источников на различных частотах (а также в других спектральных диапазонах), каталоги основных небесных объектов, изучаемых в радиоастрономии и т.п. База данных астрономических каталогов работает

под управлением PostgreSQL в режиме on-line на сайте «Рабочая среда радиоастронома» (<http://astro.prao.ru/db/>).

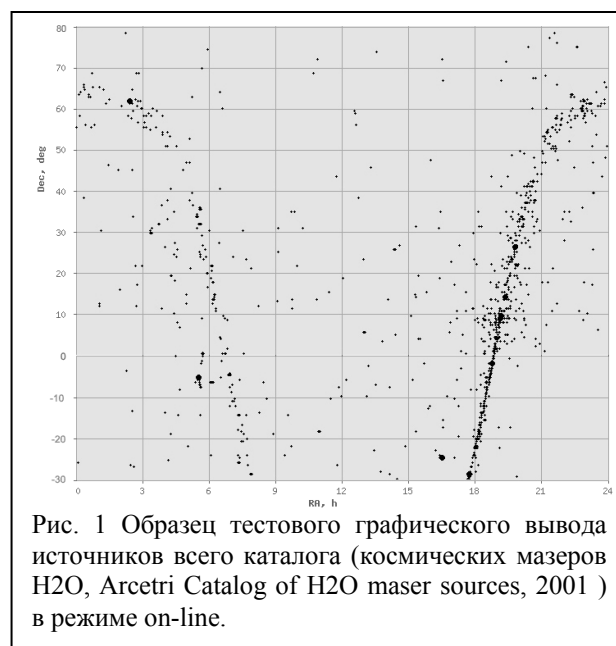


Рис. 1 Образец тестового графического вывода источников всего каталога (космических мазеров H₂O, Arcetri Catalog of H₂O maser sources, 2001) в режиме on-line.

Для поставленных задач нами разрабатываются средства графического отображения данных on-line (в основном средствами языка PHP) как одного, так и нескольких каталогов в пределах выбираемой площадки на небе; отображение данных и статистический анализ основных параметров каждого каталога в целом; статистика кросс-отождествлений избранных пользователем каталогов. В данный момент (август 2011) уже работает система автоматического картографирования 50 тысяч наиболее ярких источников (разбитых на логарифмической шкале потоков на 6 равных «звездных величин») для каждого каталога из тех, что уже введены в базу данных. Такое общее картографирование каталогов дает простой, но весьма эффективный инструмент визуального контроля каче-

ства полноты данных каталога и возможность грубого сравнения популяций источников в разных каталогах.

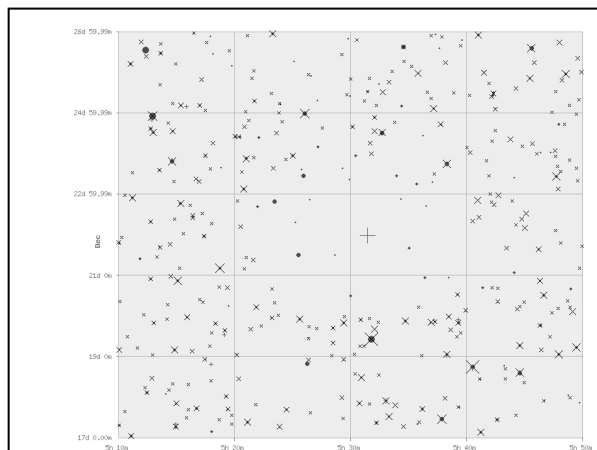


Рис. 2 Демонстрация возможностей сравнительного анализа поля данных сразу 3 каталогов: 4C (178 МГц, прямые кресты) и Гринбэнковских каталогов на 1400 МГц (кружки) и 4850 МГц (косые кресты). Заметно избегание данных высокочастотных каталогов вокруг яркого источника 4C каталога (RA1950= 5h 31m 30s, Dec=+21° 58.4', это 3C144 – в центре рисунка).

Действительно, например на рис. 1 мы видим отрисовку каталога космических мазеров H₂O на частоте 22 ГГц. И сразу становится очевидным – космические мазеры являются внутригалактическими объектами, настолько заметна их концентрация к Галактической плоскости. Аналогичным образом мы можем легко проанализировать полноту каталога, пропуски и лакуны в нем (обычно вблизи ярчайших источников либо вблизи Галактической плоскости), и т.д. – см пример на рис. 2.

Как видим, даже беглый сравнительный анализ общих графических данных для каждого каталога может дать богатую пищу для размышлений и оценки качества каталожных данных. Для более сложных задач нами разрабатываются средства графического кросс-анализа каталожных данных, при помощи которых будут отображаться несколько каталогов в пределах выбираемой площадки на небе; будет генерироваться статистика кросс-отождествлений избранных пользователем каталогов, и др.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ПЛОЩАДЕЙ ДЕКАМЕТРОВЫХ РАДИОТЕЛЕСКОПОВ

Рашковский С.Л.¹, Шепелев В.А.¹, Инютин Г.А.¹, Ващишин Р.В.²

¹ Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков
shep@ri.kharkov.ua

² Гравиметрическая обсерватория ИГФ НАН Украины, Полтава
vrv.uran2@gmail.com

ABSTRACT. A method of a calibration of arrays of the URAN radio telescopes is presented. A number of powerful discrete radio sources located on different declinations were observed with the radio telescopes to obtain dependence of their normalized effective area from a beam orientation. Absolute value of the effective area of each antenna was found by observations of the calibrator 3C405.

Определение плотности потока исследуемого радиоисточника требует знания коэффициента передачи антенной системы радиотелескопа. Для этой цели используют как различные калибраторы, искусственные или естественные, так и непосредственное измерение параметров антенных систем. В радиотелескопах низкочастотных диапазонов в качестве антенн обычно используют большие неподвижные антенны-решетки с электрическим управлением лучом. Определение параметров таких систем сопряжено с известными трудностями. Кроме того, в отличие от полноповоротных антенн, параметры антенн-решеток существенно меняются в зависимости от направления приема сигнала. В радиотелескопе УТР-2 традиционно использовалась «абсолютная» методика определения потоков, основанная на определении эффективной площади телескопа с помощью достаточно трудоемкой методики измерения характеристик антенной системы в зависимости от частоты и направления фазирования [1]. Знание эффективной площади телескопов, а также ее зависимости от направления фазирования еще более актуально при наблюдениях на интерферометрической сети УРАН, так как для ее антенн, состоящих из турникетных вибраторов, зависимость эффективной площади антенн существенно изменяется в диапазоне применяемых часовых углов и различна для решеток двух поляризацій.

Для решения этой задачи была разработана методика, не требующая громоздких измерений параметров антенной решетки. Методика основана на наблюдении группы калибраторов – наиболее мощных дискретных источников космического излучения, расположенных на различных склонениях. Мощность калибраторов важна

для уменьшения эффекта спутывания на антеннах УРАН, имеющих недостаточную разрешающую способность. Для наблюдений были использованы радиогалактики 3C405, 3C274 и 3C123, а также остатки сверхновых 3C405 и 3C144. Они расположены на склонения от 12 до 58 градусов и имеют плотности потоков от 1000 до 40000 Ян. Проведены многократные наблюдения этих источников на радиотелескопах УТР-2 и УРАН-2 на рабочих частотах сети УРАН в диапазоне часовых углов от –240 до 240 мин сканами длительностью до 40 мин. Для определения принятой мощности в экспериментальные записи затем проводилось вписывание расчетной диаграммы направленности антенны. Полученные данные усреднялись, и проводилась нормировка на усиление и поток источника (потоки калибровочных источников определены с помощью УТР-2). Полученный трехмерный массив данных интерполирован с помощью двумерного полинома третьей степени. Эта аппроксимация позволяет рассчитать зависимость эффективной площади от направления приема при проведении вычислений потока и функции видности исследуемого источника. При этом производится расчет трека, образуемого прохождением источника на опорной поверхности, задаваемой полиномом, и вычисляются нормированные значения для тех часовых углов, на которых проводились наблюдения. Переход от относительных значений эффективной площади к абсолютным величинам осуществляется с помощью калибровочных наблюдений на всех радиотелескопах сети наиболее мощного источника-калибратора 3C405, чей поток известен с высокой точностью в широком диапазоне частот, а интенсивность излучения исключает спутывание даже на УРАН-1, самой меньшей из антенн сети.

Литература

С.Я.Брауде, А.В.Мень, Л.Г.Содин: Радиотелескоп декаметрового диапазона волн УТР–2 1978, сб. Антенны под ред. А.А.Пистолькорса, №26, Связь, Москва, с. 3–15.

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НА ДЕКАМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

Шепелев В.А.¹, Рашковский С.Л.¹, Ломакин Н.П.²

¹ Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков
shep@ri.kharkov.ua

² Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Украина
trozos@mail.ru

ABSTRACT. Dependence of a flux density evaluated with long array on scintillation index is determined at the decameter wavelengths. Experimental dependence is in a good accordance with a model calculation.

При радиоастрономических наблюдениях на декаметровых волнах возникают определенные трудности в измерении потоков радиоисточников, связанные как с недостаточной разрешающей способностью инструментов, так и с существенным влиянием ионосферных флуктуаций электронной концентрации. Для обеспечения должного углового разрешения в этом диапазоне размеры антенн радиотелескопов должны быть достаточно велики. При этом фазовые флуктуации в волновом фронте, вызванные неоднородностями электронной концентрации в ионосфере, приводят к несинфазному суммированию сигналов принятых различными частями антенны и уменьшению величины измеренного потока. Этот эффект существенен если размеры антенны сравнимы с размерами дифракционной картины флуктуаций на поверхности земли, которые определяются масштабом первой зоны Френеля на рассеивающем слое $\sqrt{Z/2\pi\lambda}$. При расстоянии Z до слоя F равном 350 км, на длине волны $\lambda=12$ м характерный размер пространственных флуктуаций составит ≈ 800 м, что сравнимо с размерами антенны радиотелескопа декаметрового диапазона УТР-2 [1]. Следовательно, для корректного определения потока радиоисточников с помощью этого инструмента, необходимо делать поправку на состояние ионосферы. В режиме слабых мерцаний оно хорошо определяется по индексу мерцаний — нормированной дисперсии флуктуаций интенсивности принятого сигнала. В работе определена экспериментальная зависимость измеренной с помощью УТР-2 плотности потока от индекса мерцаний. Для этого использована база данных сети интерферометров УРАН, состоящая из наблюдений 80 радиоисточников, для каждого из которых имеется не

менее 200 измерений потока, что позволило определить устойчивую статистическую зависимость. Кроме того, данные интерферометров позволили устранить влияние эффекта спутывания на определение данной зависимости. На рис. 1 точками показана нормированная зависимость плотности потока измеряемой с помощью УТР-2 от индекса мерцаний. Вертикальными линиями показано стандартное отклонение. Сплошная линия отображает расчетную зависимость, определенную численным моделированием для слоя со степенным спектром неоднородностей и антенны с размерами УТР-2. Полученная зависимость применяется для корректировки измерений плотности потока в декаметровом диапазоне радиоволн.

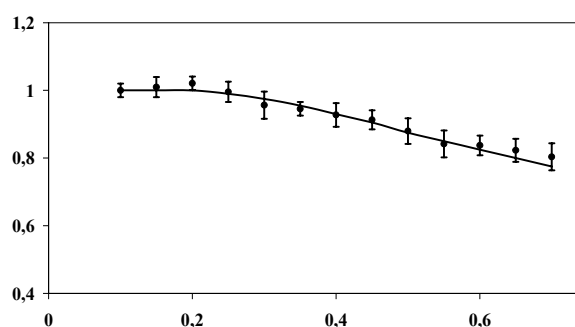


Рисунок 1. Нормированная зависимость измеренного потока от индекса мерцаний

Литература

- С.Я.Брауде, А.В.Мень, Л.Г.Содин: Радиотелескоп декаметрового диапазона волн УТР-2 1978, сб. Антенны под ред. А.А.Пистолькорса, №26, Связь, Москва, с. 3–15.

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПЕРМАНЕНТНЫХ GPS СТАНЦИЙ ДЛЯ ИОНОСФЕРНОГО МОНИТОРИНГА В ЗОНЕ РТ "УРАН-4"

Е.М.Занимонский, О.А.Литвиненко

Радиоастрономический институт НАНУ, г. Харьков, Украина
uran4@te.net.ua

ABSTRACT. Some results of study of correlation between the ionospheric scintillation index of cosmic radio-sources on HF and total electron contents in ionosphere, measured by means of GPS-methods are submitted.

При распространении в ионосфере радиоволн декаметрового диапазона происходит существенное изменение их характеристик. В связи с этим, при проведении некоторых видов радиоастрономических наблюдений, возникает необходимость в сопровождающем ионосферном мониторинге. Один из возможных вариантов - использование данных о полном электронном содержании в ионосфере (ПЭС), которые публикуются перманентными GPS станциями. Одной из задач на этом пути, является исследование связи между ионосферными эффектами распространения декаметровых радиоволн и пространственно-временными параметрами ПЭС. Ранее, была установлена качественная связь между топологией и динамикой пятнадцатиминутных карт ПЭС и ионосферной турбулентностью, проявляющейся в мерцаниях космических радиоисточников на декаметровых волнах [1].

В этой работе мы рассматриваем статистическую связь между вариациями ПЭС и индексами мерцаний S4 космических радиоисточников. Данные о характеристиках ионосферных мерцаний получены на радиотелескопе «УРАН-4», расположенном вблизи г. Одес-

сы. Проводились наблюдения четырех мощных компактных радиоисточников 3C144, 3C274, 3C495, 3C461, на частотах 20 и 25 МГц (по одному пятичасовому сеансу наблюдений каждого источника в сутки). Данные о ПЭС, в виде двухчасовых отсчетов, получены от наиболее близких к радиотелескопу перманентных GPS станций. Используемый экспериментальный материал относится к периоду с января 2006г. по апрель 2007г.

Временной ряд ПЭС содержит ярко выраженные сезонную и суточную составляющие, сравнимые по амплитуде. Временной ряд средних за сеанс значений индекса мерцаний S4 содержит неразделяемую сезонно-суточную зависимость. Была проведена синхронизация данных – каждому S4 сопоставлялось среднее по трем точкам значение ПЭС_{S4}. В результате, для каждого радиоисточника образовался свой ряд значений ПЭС_{S4}. На рис.1 представлены исходные данные (S4, ПЭС и ПЭС_{S4}) для одного из радиоисточников. Построенные диаграммы рассеяния S4 по ПЭС_{S4} и вычисленные коэффициенты корреляции (для всех радиоисточников $k < 0,1$) позволяют утверждать, что в декаметровом радиодиапазоне отсутствует прямая связь между средними значениями ПЭС, измеренными во время сеанса наблюдения радиоисточника, и средними за сеанс индексами мерцаний.

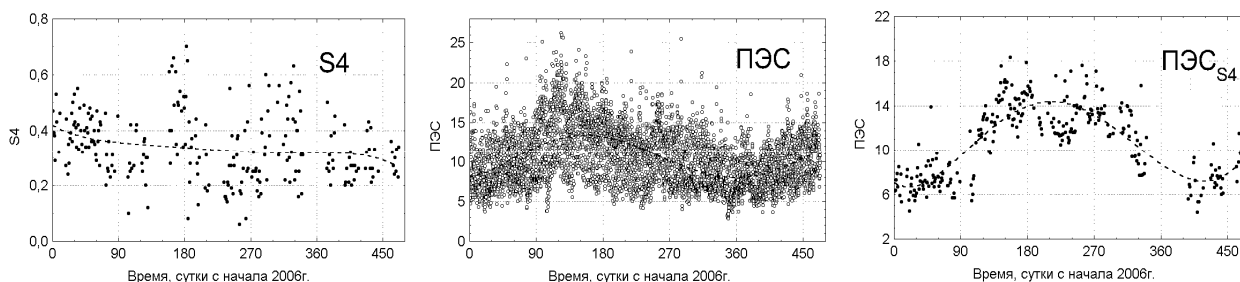
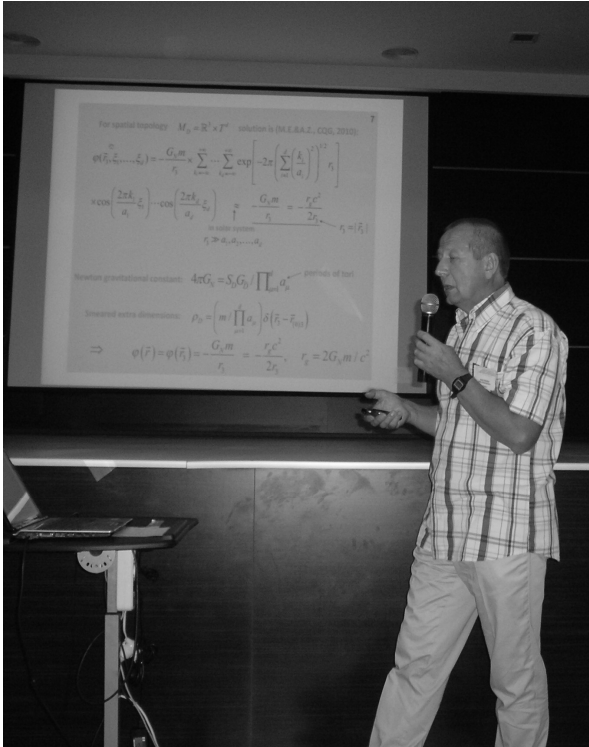


Рис. 1. Исходные данные.

В заключение отметим, что полученный нами отрицательный результат, по использованию двухчасовых временных рядов ПЭС, это аргумент в пользу использования пространственно-временных характеристик ПЭС и разработки методик количественной оценки турбулентности ионосферы по локальным динамическим картам ПЭС.

Литература

1. П.Вельгош, Е.М.Занимонский, О.А.Литвиненко, Я.Тисак: 2004, Тезисы докладов Четвертой украинская конференции по космическим исследованиям, с. 51.





Наукове видання

Вісті Одеської астрономічної обсерваторії
том 24 (2011)

Англійською та російською мовами

Технічний редактор *М. І. Кошкін*

Формат 60x84/8. Папір офсетний. Гарнітура «Times». Друк офсетний. Ум. друк. арк. 20,93. Тираж 100 прим. Зам. № ____.

Надруковано з готового оригінал-макета
Видавництво і друкарня "Астропринт". 65091, м. Одеса, вул. Разумовська, 21.
Тел.: (0482) 37-07-95, 37-14-25, 33-07-17. www.astroprint.odessa.ua
Свідоцтво ДК №1373 від 28.05.2003 р.